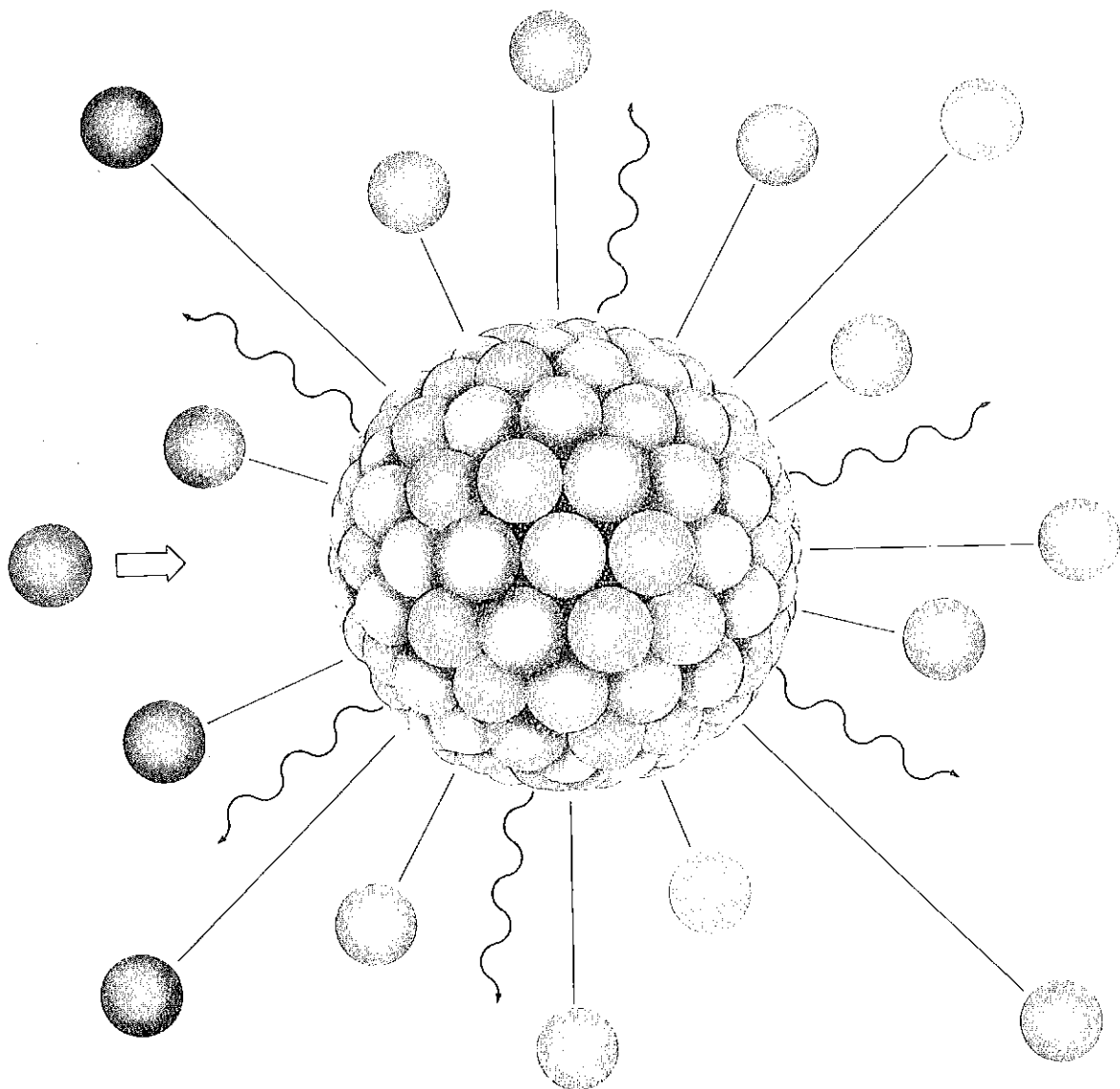


Realisierungsstudie zur Spallations-Neutronenquelle

Teil I Wissenschaftliche Motivation und
Beschreibung der Anlage



Alle Rechte vorbehalten

Kernforschungsanlage Jülich GmbH — Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH

Zu beziehen durch:

Kernforschungsanlage Jülich GmbH

Postfach 1913, D-5170 Jülich 1

ISSN 0343-7639

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH

Postfach 3640, D-7500 Karlsruhe

ISSN 0303-4003

Verantwortlich für die Herstellung: L. Hellwig

SNQ

Realisierungsstudie zur Spallations-Neutronenquelle

Teil I **Wissenschaftliche Motivation und
Beschreibung der Anlage**

Jül-Spez-113

KfK 3175

Juni 1981

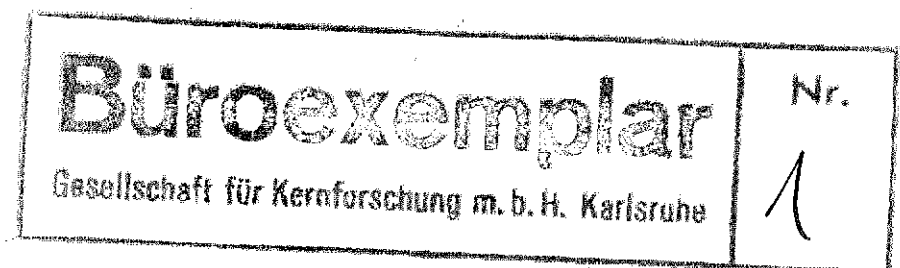
Herausgeber:

G. S. Bauer

H. Sebening

J.-E. Vetter

H. Willax †



Realisierungsstudie zur Spallations-Neutronenquelle (SNQ)

Zusammenfassung

Dieser Bericht beschreibt eine neuartige Spallations-Neutronenquelle, die für die Grundlagenforschung entwickelt wird. Wesentliche Merkmale der Quelle sind in ihrer ersten Baustufe ein stationärer thermischer Neutronenfluß von $7 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ und ein Spitzenfluß von $1.3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ bei einer Wiederholfrequenz von 100 Hz. Die Darstellung der wissenschaftlichen Motivation nimmt besonders auf die Anwendungen für Festkörperforschung und Kernphysik Bezug, für die die Quelle einzigartige Möglichkeiten bietet.

Der Bauvorschlag beschreibt einen Protonenlinearbeschleuniger mit 1100 MeV Endenergie, 5 mA zeitgemitteltem Strom und 100 mA Spitzenstrom. Als Spallationstarget ist ein rotierendes Bleitarget vorgesehen. Die Moderation der Neutronen erfolgt in zwei getrennten Ebenen durch einen H₂O- und einen D₂O-Moderator. Zusätzliche Strahlkanäle stehen für Experimente mit Protonen bei 350 MeV und bei Endenergie zur Verfügung.

Der Bau der Spallations-Neutronenquelle kann in acht Jahren mit Gesamtkosten von 680 Millionen DM abgeschlossen werden.

Als Ausbauoptionen werden die Verwendung von Uran als Targetmaterial, eine Verdopplung der Strahlleistung des Beschleunigers, die Ergänzung durch einen Pulskompressor und der Bau einer zweiten Targetstation für gepulste Neutronen und für Neutrinoexperimente beschrieben.

Als technische Alternative zum rotierenden Target wurde ein Flüssigmetalltarget untersucht.

Feasibility Study for the Spallation Neutron Source (SNQ)

Abstract

A concept for a new neutron source for fundamental research has been developed and is described in this report. The spallation neutron source SNQ is characterized in its first stage by a time average thermal neutron flux of $7 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ and a peak flux of $1.3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ at 100 Hz repetition rate. The scientific case is presented with particular emphasis on solid state and nuclear physics. In these research domains, unique conditions are given for experimental use.

The proposed machine consists in its basic stage of a 1.1 GeV, 5 mA time average, 100 mA peak current proton linear accelerator, a rotating lead target, and H₂O and D₂O moderators. Additional beam channels are provided for experiments with protons at 350 MeV and at the final energy.

Construction of the SNQ is considered feasible within eight years at a cost of 680 million DM.

As future options, use of uranium as a target material, increase of the accelerator beam power by a factor of 2, addition of a pulse compressor and a second target station for pulsed neutron and neutrino research are described.

As a back-up solution to the rotating target, a liquid metal target was studied.

Vorwort

Nach zweijähriger Tätigkeit legt die „Arbeitsgemeinschaft Spallations-Neutronenquelle“ hiermit die Realisierungsstudie zum Bau einer Spallations-Neutronenquelle vor. Diese beschreibt einen Protonenlinearbeschleuniger und einen Protonen-Kompressor für sehr hohe Ströme bei einer Endenergie von 1,1 GeV sowie ein völlig neuartiges Konzept für ein Spallationstarget. Mit dem Bau einer solchen Spallationsanlage würden der deutschen Wissenschaft einmalige Möglichkeiten für Experimente eröffnet. Im Bereich der Neutronenstreuung würden die hohen Neutronenflüsse sowie die neuartigen Experimentierbedingungen unserem Land eine Spitzenstellung in der ganzen Welt eröffnen. Darüber hinaus ergäben sich auch für die Kernphysik und für die Physik mit Pionen und Myonen besonders interessante Experimentiermöglichkeiten. Die Spallationsneutronenquelle würde ferner die stärkste für Forschungszwecke bestimmte Neutrinoquelle der Welt sein. Der Bau eines so neuartigen und komplexen Forschungsgerätes würde zudem vielfältige Anstöße zu wissenschaftlichen und technologischen Fortschritten beim Bau von Beschleunigern und Spallationstargets bewirken.

Die wachsende Bedeutung von Neutronen für die Erforschung der kondensierten Materie veranlaßte den BMFT Gutachterausschuß Nukleare Festkörperforschung im Jahre 1977 zu einer Bestandsaufnahme über die Meßmöglichkeiten an den deutschen Forschungsreaktoren.*)

Angesichts der nicht ausreichenden Plätze für Experimente mit Neutronen und der nicht mehr als modern zu bezeichnenden Reaktoren regte der erwähnte Gutachterausschuß die Bildung eines ad hoc-Ausschusses an, der sich mit der Konzeption für den Bau einer neuen Neutronenquelle befaßte, nämlich entweder eines Kernspaltungsreaktors für mittlere Neutronenflüsse oder einer Spallations-Neutronenquelle.

Im abschließenden Bericht **) des ad hoc-Ausschusses wurde der Bau einer Spallations-Neutronenquelle empfohlen, falls eine solche Quelle nicht mit zu großen Risiken in bezug auf die Machbarkeit belastet wäre. Diese Risiken sollten vorab in einer Projektstudie untersucht werden. Zur Durchführung der Projektstudie wurde vor zwei Jahren die Arbeitsgemeinschaft Spallations-Neutronenquelle KFA Jülich-KfK Karlsruhe gegründet. Der Bericht, den die Arbeitsgemeinschaft nun über die Ergebnisse ihrer Studie vorlegt, ist in drei Teile gegliedert.

Der erste Teil stellt die wissenschaftlichen Motivationen für dieses Großgerät dar und gibt eine Übersicht für das Anlagenkonzept sowie eine zusammenfassende Beschreibung der Anlagenplanung, des Zeitplans, der Kostenschätzungen für Bau und Betrieb und des Erweiterungspotentials. Die Kapitel des ersten Teils richten sich an Leser, die an der wissenschaftlichen Zielsetzung interessiert sind und über die Studienergebnisse in ihren Hauptzügen informiert werden möchten.

Der zweite Teil führt das Anlagenkonzept, die Anlagenbeschreibung, die experimentellen Nutzungen, die Kosten- und Bauzeit-Schätzungen und die Überlegungen hinsichtlich des Erweiterungspotentials im einzelnen aus. Dieser Teil ist an Fachgutachter gerichtet.

Im dritten Teil sind die Einzelberichte, die den Ausführungen des zweiten Teils zugrunde liegen, zusammengestellt.

Allen beteiligten Mitarbeitern der beiden Zentren sei für ihren Einsatz bei der Durchführung der Studie und für den Enthusiasmus, mit dem dieser Einsatz geleistet wurde, herzlich gedankt. Sie haben es ermöglicht, die umfangreichen Untersuchungen in weniger als zwei Jahren fertigzustellen. Ebenso gebührt besonderer Dank den Mitarbeitern der beteiligten Firmen sowie den auswärtigen Wissenschaftlern und den Hochschulgruppen, die an der Studie mitgewirkt haben, ferner den Forschungszentren SIN in Villingen und CERN in Genf für ihre großzügige aktive Unterstützung sowie dem Laboratorium SATURNE in Saclay für die Unterstützung bei den dort angestellten Messungen. Nicht zuletzt sei den Mitgliedern des Wissenschaftlichen Ausschusses gedankt für die zahlreichen intensiven Beratungen, mit denen sie die Studie von Anfang an begleitet haben.

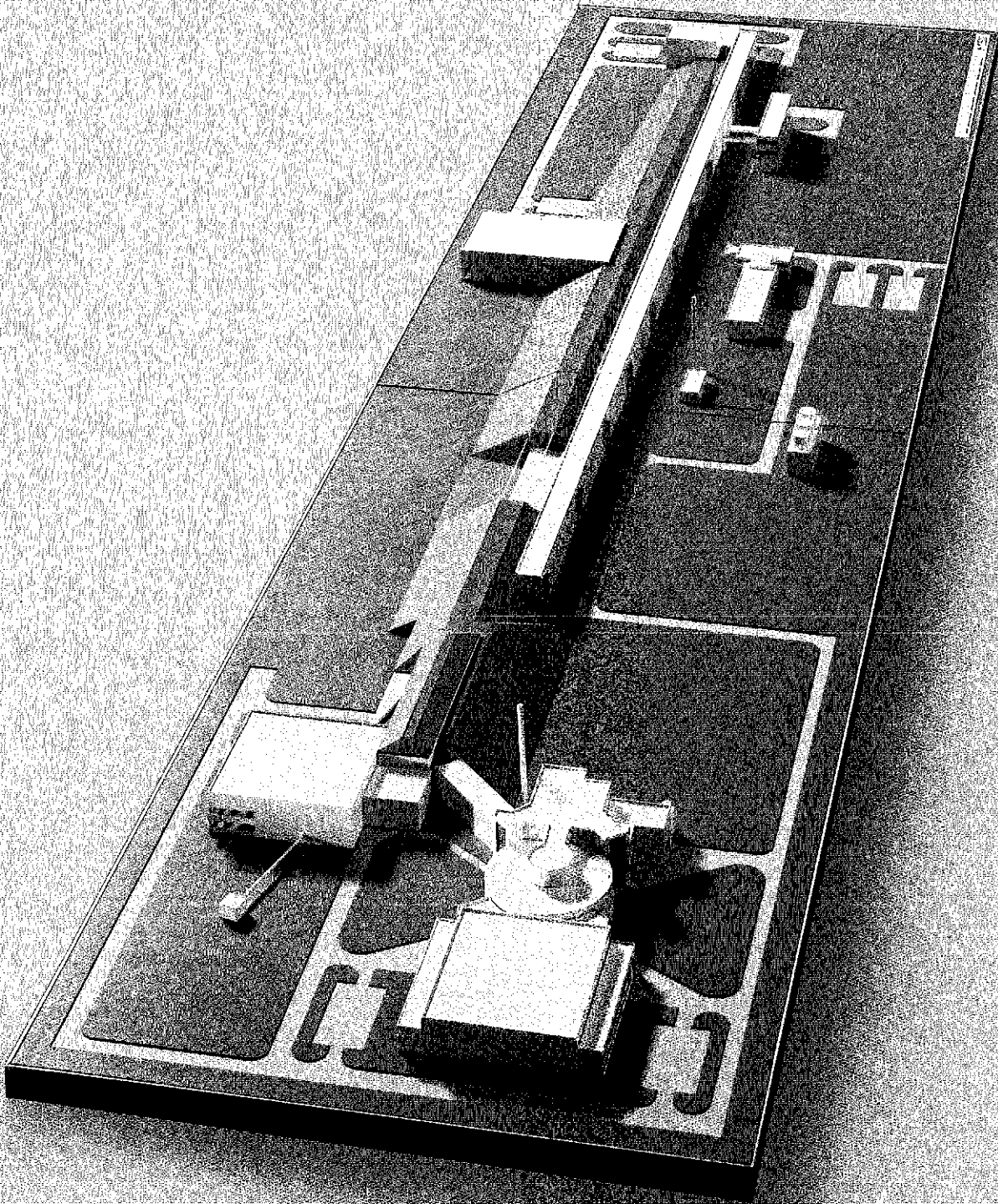
Einer der maßgeblichen Mitarbeiter der Arbeitsgemeinschaft, der Leiter der Studie zum Kompressor-Ring, Herr Dr. Hans Willax vom Schweizerischen Institut für Nuklearforschung, ist am Karfreitag 1981 nach schwerer Krankheit verstorben. Wir bewahren ihn, seine großen Leistungen und seine liebenswerten persönlichen Eigenschaften, in besonders dankbarem Gedächtnis.

Der Vorsitzende des Lenkungs Ausschusses
der Arbeitsgemeinschaft Spallations-Neutronenquelle
Gisbert zu Putlitz

*) Siehe Empfehlung des Gutachterausschusses Nukleare Festkörperforschung zur Situation der deutschen Strahlrohrreaktoren und zur Errichtung eines deutschen Mittelflußstrahlrohrreaktors vom 20. 1. 1977

***) Bericht des ad hoc-Ausschusses Mittelflußreaktor des Bundesministers für Forschung und Technologie, Teil I, Strahlrohrreaktor, Teil II, Spallationsneutronenquelle, 1978

SNQ



Inhalt

Zusammenfassung	13
<i>H. H. Hennies und H. H. Stiller</i>	
1. Wissenschaftliche Motivation	21
<i>K. Böning, H. Dachs, B. Dorner, T. v. Egidy, H. Faissner, R. Golub, J. Kalus, P. Kienle, F. Pobell, Ch. Riekel, J. Scheften, R. Scherm, W. Schmatz, U. Schmidt-Rohr, H. Schmitt, K. Schnabel, H. G. von Schnering, A. Seeger, H. H. Stiller, H. B. Stuhmann, J. B. Suck, V. Wagner und B. Zeitnitz</i>	
1.1 Neutronenstreuung: die Methode	21
1.1.1 Warum Neutronenstreuung?	21
1.1.2 Zur Situation der Neutronenstreuung	23
1.1.3 Was bringt eine Spallationsquelle?	25
1.2 Neutronenstreuung: wissenschaftliche Anwendungen	26
1.2.1 Diffraktometrie	26
1.2.2 Dynamik der Festkörper	28
1.2.3 Fluide und Amorphe	30
1.2.4 Fehlgeordnete kristalline Festkörper	33
1.2.5 Magnetismus	35
1.2.6 Phasenübergänge	38
1.2.7 Molekülspektroskopie	40
1.2.8 Polymere	42
1.2.9 Biologie	43
1.2.10 Physik bei extrem tiefen Temperaturen	46
1.2.11 Neutronenstreuung im eV Bereich	47
1.3 Neutronen – weitere Anwendungen	49
1.3.1 Tieftemperatur-Bestrahlungen	49
1.3.2 Ultrakalte Neutronen	51
1.3.3 Neutron-Neutron Streuung und paritätsnichterhaltende Kernkräfte	53
1.3.4 Kernphysik mit thermischen und epithermischen Neutronen	53
1.4 Neutrinophysik an der Spallations-Neutronenquelle	55
1.5 Experimente am Protonenstrahl	57
1.5.1 Festkörperphysik mit Mesonen	57
1.5.2 Nukleon-Nukleon Physik bei hohen Energien	62
1.5.3 Kernphysik mit Protonen	64
1.5.4 Medizinische Anwendung von Protonen und Schnellen Neutronen	68
2. Anlagenkonzept und Auslegungsparameter	71
<i>G. S. Bauer und A. Citron</i>	
2.1 Allgemeine Gesichtspunkte	71
2.2 Zeitstruktur der Neutronenquelle und experimentelle Nutzung	71
2.3 Der Spallationsprozeß	73
2.4 Wahl des Targetmaterials	77
2.5 Wahl der Teilchenart	79
2.6 Wahl der Protonenenergie	79
2.6.1 Wärmeumsatz im Target	79
2.6.2 Abschirmung der Kaskadenneutronen	80
2.6.3 Einfluß auf Zeitstruktur und Fluß im Moderator	81
2.6.4 Möglichkeit zum Anschluß eines Kompressor-Rings	81
2.6.5 Beschleunigeraspekte	82
2.6.6 Schlußfolgerung	82
2.7 Wahl der Pulsfrequenz (Makro-Zeitstruktur)	82
2.8 Der Beschleuniger	82
2.8.1 Beschleunigertyp	82
2.8.2 Spitzenstrom und Wirkungsgrad	83
2.8.3 H ⁻ -Beschleunigung	84
2.8.4 Technische Hauptparameter und Strahlverlustkonzept	85

2.9	Die Targetstation	88
2.9.1	Das Targetkonzept	88
2.9.2	Das Moderator-Reflektorkonzept	91
2.9.3	Targetblock und Strahlkanäle	97
2.9.4	Experimentierareale im Bereich der Targetstation	97
3.	Beschreibung der Anlage	99
	<i>H. Sebening</i>	
3.1	Auslegungsgesichtspunkte und Randbedingungen	99
3.2	Gesamtanordnung und Bauten	99
3.3	Beschleuniger- und Hochfrequenzerzeugungsanlagen	101
3.3.1	Beschleunigeranlage	101
3.3.2	Hochfrequenzerzeugung	103
3.4	Targetstation	107
3.4.1	Anordnung und Funktion	107
3.4.2	Aufbau des Targetblocks	110
3.5	Handhabung, Anlagenbetrieb und Leittechnik	117
3.5.1	Handhabung	117
3.5.2	Anlagenbetrieb	117
3.5.3	Leittechnik	119
3.6	Versorgungseinrichtungen	119
3.7	Sicherheit und Genehmigung	122
4.	Experimentelle Methoden und Experimentiereinrichtungen	125
	<i>B. Alefeld und N. Nücker</i>	
4.1	Neutronenstreuapparaturen	125
4.1.1	Untergrundbetrachtungen	125
4.1.2	Flugzeit- und Kristallspektroskopie	127
4.1.3	Konventionelle Instrumente an einer zeitstrukturierten Neutronenquelle	127
4.1.4	Neuartige Instrumente und Methoden	130
4.2	Experimentiereinrichtungen im Targetbereich	132
4.2.1	Kalte Neutronenquelle	132
4.2.2	Eine Quelle für ultrakalte Neutronen an der SNQ	133
4.2.3	Eine Tieftemperatur-Bestrahlungsanlage für den Temperaturbereich 4,5 K–450 K	134
4.2.4	Durchgehendes Strahlrohr	135
4.2.5	Chopper	135
4.3	Neutrinophysik	135
4.4	Kernphysik und Medizin	136
5.	Zeitplan und Kostenübersicht	137
	<i>H. Sebening</i>	
5.1	Zeitplan	137
5.2	Kostenübersicht	137
6.	Erweiterungspotential	141
	<i>G. S. Bauer</i>	
6.1	Erhöhung der Einschaltdauer des Linearbeschleunigers	141
6.2	Einsatz von Uran als Targetmaterial	143
6.3	Anschluß eines Protonen-Pulscompressors (IKOR)	145
6.3.1	Funktionsprinzip und Ausgangslage	145
6.3.2	Wahl der Hauptauslegungsparameter des Compressors	147
6.3.3	Einlenkung, Auslenkung und Transport des Strahls	149
6.3.4	Auslegung der Ringstruktur	150
6.3.5	Abschirmung, Strahlenschutz und Fernbedienung	150
6.3.6	Betrieb des Linearbeschleunigers mit H ⁻ -Ionen	152
6.3.7	Betrieb der Targetstation DIANE mit Compressorring	153

6.4	Anschluß einer gepulsten Neutronenquelle (GINA)	153
6.4.1	Allgemeine Auslegungsgesichtspunkte	154
6.4.2	Das Target	156
6.4.3	Moderatoren und Entkoppler	157
6.4.4	Alternative Moderator- und Strahlrohranordnungen	158
6.5	Schlußfolgerungen	159
7.	Untersuchte Alternative: Flüssigmetalltarget	161
	<i>H. Borrmann</i>	
7.1	Grundgedanken zum Flüssigmetalltarget	161
7.2	Die vertikale Targetanordnung mit zylindrischem Target	161
7.3	Die strömungstechnische Realisierung des Targets mit Hilfe des Hohlstrahl-Prinzips	163
7.4	Physik der Neutronenquelle beim vertikalen Zylindertarget	166
7.5	Verhalten der Reaktionsprodukte	168
7.6	Konzeptspezifische Ingenieurtechnik	169
7.7	Sicherheitsbetrachtung	171
7.8	Konzept eines horizontalen Flüssigmetalltargets	171
8.	Optimierungs- und Prototypenprogramm	173
	<i>G. S. Bauer und J.-E. Vetter</i>	
8.1	Voraussetzungen	173
8.2	Optimierungsprogramm	173
8.2.1	Linearbeschleuniger	173
8.2.2	Neutronentarget	173
8.3	Prototypenprogramm	174
8.3.1	Prototypen für Linearbeschleuniger und Strahlführungskomponenten	174
8.3.2	Prototypen für Komponenten der Targetstation	174
8.4	F + E-Arbeiten für Alternativen und Optionen	174
8.4.1	Flüssigmetalltarget	174
8.4.2	Option Urantarget	175
8.4.3	Option Kompressorring	175
8.4.4	Option Targetstation für kurze Pulse	175
	Literatur	177

Anhang

- Organisation der Studie
- Mitarbeiter
- Gliederung der Realisierungsstudie zur Spallations-Neutronenquelle

Zusammenfassung

Der vorliegende Bericht enthält das Ergebnis einer zweijährigen Studie über die mit einer Spallations-Neutronenquelle (SNQ) erschließbaren neuen Forschungsgebiete sowie über die technische Konzeption einer Anlage, mit der diese Erschließung realisiert werden kann.

Das Potential der auf klassische Weise, nämlich durch Spaltung von Uran, Neutronen produzierenden Quellen ist hinsichtlich der Quellstärke praktisch ausgeschöpft. Daher liegt es nahe, für zukünftige Quellen die Kernreaktion mit der höchsten Neutronenausbeute, die Kernspaltung, zu nützen: wenn ein Teilchen, zum Beispiel ein Proton, mit einer Energie zwischen etwa 200 und etwa 2000 MeV in einen Atomkern eindringt, dann wird der Kern die so zugeführte Energie vorzugsweise durch Abstoßen von Nukleonen los. Eine Anlage, die diesen Prozeß ausnützen soll, muß entsprechend aus zwei Teilen bestehen: einem Beschleuniger für Primärteilchen und einem Target, in dem die Primärteilchen die freien Nukleonen produzieren. Der Elementarprozeß wird im Kapitel 2.3 von Teil I dieses Berichts näher beschrieben.

Die freigesetzten Teilchen können für sehr verschiedene Zwecke benutzt werden: als Forschungsmittel (für die Elementarteilchen-Physik, die Kernphysik, die Festkörperforschung, die Chemie, die Biologie, die Medizin, die Werkstoffprüfung), aber auch für die Nukleartechnologie. Die hier vorgestellte Spallationsanlage ist als Forschungsinstrument konzipiert; in erster Linie als Neutronenquelle, aber auch zur unmittelbaren Nutzung des primären Protonenstrahls und als Quelle für Pionen, Mesonen und Neutrinos. Eine Spallationsanlage ist als Forschungsgrößgerät durch die Vielfalt ihrer Ausnützungen charakterisiert.

Neutronenstreuung: Vielteilchen-Physik, Festkörperforschung, Chemie, Biologie

Die freien Neutronen können Gegenstand oder Mittel der Forschung sein. Als Gegenstand der Forschung interessieren sie hinsichtlich ihrer Wechselwirkung untereinander und mit anderen Teilchen, hinsichtlich ihres Dipolmoments und hinsichtlich ihres Zerfalls. Als Forschungsmittel dienen sie zur Materialbestrahlung, für die Radiochemie, für die Kernphysik und – vor allen Dingen – als Sonden zur Untersuchung von kondensierter Materie. Die Streuung von Neutronen liefert über kondensierte Materie (alle festen Stoffe, Flüssigkeiten und dichten Gase, aber auch biologische Systeme) ganz besonders detaillierte Aufschlüsse. Das hat folgende Gründe:

- Im Gegensatz zu anderen Arten von Strahlung treten Neutronen als ungeladene Teilchen mit Materie nicht in elektrostatische Wechselwirkung. Sie dringen darum auch mit niedriger Energie, ohne Schäden anzurichten, tief in Materie ein.
- Neutronen besitzen ein magnetisches Moment und streuen an Spins ungepaarter Elektronen; sie sind daher ideale Sonden für die Untersuchung magnetischer Eigenschaften.

- Von den Coulombkräften unbehindert, können die Neutronen mit Kernkräften wechselwirken. Die Stärke der Wechselwirkung ist für verschiedene Isotope eines Elements unterschiedlich: Atome in bestimmten Lagen, z. B. in einem Festkörper, können ohne Änderung der chemischen Bindungsverhältnisse durch Isotopenaustausch gekennzeichnet werden.
- Neutronen können leicht auf Energien abgebremst werden, die mit denen der Bewegungen von Atomen in Materie vergleichbar sind. Solche Neutronen haben Wellenlängen, die vergleichbar sind mit den Abständen benachbarter Atome in Materie. Das bedeutet: es können zugleich sowohl bei der Streuung stattfindende Energieänderungen als auch Interferenzen zwischen gestreuten Neutronenwellen gemessen werden. Dies führt zu Informationen nicht nur über die relativen Lagen der Atome (wie mit Röntgenstrahlung) und ihre Bewegungsenergien (wie mit optischer Spektroskopie, NMR usw.) sondern auch noch über Korrelationen in den Bewegungen, und zwar sowohl hinsichtlich der Bewegungen der Einzelteilchen als auch über Phasenbeziehungen in den Verschiebungen verschiedener Atome relativ zueinander. Deshalb liefert die Neutronenstreuung die vollständigsten Informationen zum Verständnis gerade der Eigenschaften von Materie, die durch das Zusammenwirken sehr vieler Teilchen zustande kommen.

Aufgrund dieser Besonderheiten – und mit der fortschreitenden Entwicklung der Techniken zu ihrer Ausnutzung – nimmt das Interesse an Untersuchungen mit Neutronenstreuung in der experimentellen statistischen Mechanik, in der Festkörperphysik, in der Chemie, in der Biologie und in der Werkstoffprüfung immer mehr zu. So wichtige Phänomene wie der Anti-Ferromagnetismus, magnetische Vielteilchen-Anregungen, innere Bewegungszustände von Materie (Phononen, Rotonen, Diffusionsmechanismen, Bewegungszustände von Wasserstoff in Metallen u. v. a.), Mechanismen von Phasenumwandlungen, die Flußfaden-Struktur von Typ II-Supraleitern, die Konformationen von Makromolekülen in Kunststoffen und in biologischen Systemen sind in den letzten Jahren mit Neutronenstreuung der Untersuchung zugänglich gemacht worden und konnten nur mit Neutronenstreuung erschlossen werden. Im Kapitel 1.2 des Teils I dieses Berichtes werden eine Reihe von Fragestellungen aus der Vielteilchen-Physik, der Chemie, der Biologie und der Werkstoffprüfung aufgeführt, zu denen in der näheren Zukunft besonders wichtige Ergebnisse von der Neutronenstreuung zu erwarten sind: z. B. über

- kollektive diffuse Molekülbewegungen (in Flüssigkeiten, Gläsern, flüssigen Kristallen, plastischen Kristallen, polymeren Lösungen, durch biologische Membrane u. a.)
- Tiefsttemperatur-Phänomene, wie Kernspin-Ferromagnetismus
- Konformationsänderungen von Makromolekülen (z. B. beim Strecken von Gummi und in Muskeln)
- Aufbau biomolekularer Komplexe aus verschiedenen Molekülarten (Ribosomen, Chromatin u. a.)

Tab. 1

Daten der Forschungsreaktoren für Neutronenstreuung in der Bundesrepublik und des HFR Grenoble

Reaktor	Standort	in Betrieb seit	Leistung MW	Streu- apparaturen	therm. Fluß Neutronen pro cm ² und s
FR 2	Karlsruhe	1961	44	17	$1 \cdot 10^{14}$
FRJ-1	Jülich	1962	10	2	$1 \cdot 10^{14}$
FRJ-2	Jülich	1962	23	12	$2,3 \cdot 10^{14}$
FRG-2	Geesthacht	1963	21	3	$8 \cdot 10^{13}$
BER II	Berlin	1974	5	8	$6 \cdot 10^{13}$
FRM	München	1957	4	7	$3 \cdot 10^{13}$
HFR	Grenoble	1971	60	32	$10 \cdot 10^{14}$

- Rotationszustände in organischen Substanzen
- zerstörungsfreie Werkstoffprüfung (z. B. Beeinträchtigung der Bruchfestigkeit durch Bildung von Poren und Ausscheidungen infolge von Alterung oder Bestrahlung).

Wegen dieses Potentials der Neutronenstreuung werden in den USA, in England, in Frankreich, in der Schweiz, in Rußland und in Japan bereits neue leistungsfähige Neutronenquellen gebaut. In der Bundesrepublik stehen z. Z. die in Tab. 1 aufgeführten Forschungsreaktoren als Neutronenquellen zur Verfügung. Mit Ausnahme des BER II sind sie alle 20 Jahre alt oder älter; für kern-technische Anlagen wird mit einer Lebensdauer von 25 bis 30 Jahren gerechnet. Der FR 2-Reaktor wird schon 1981 stillgelegt. Der Bedarf der deutschen Forschung an Neutronen wird also bald im wesentlichen nur noch mit dem deutschen Anteil am Hochflußreaktor in Grenoble gedeckt werden können. Schon gegenwärtig können aber dort im Mittel nur noch 40 % der Wünsche an Meßzeit befriedigt werden, während die Nachfrage immer mehr zunimmt. Die neue Neutronenquelle, die mit diesem Bericht vorgeschlagen wird, soll die derzeitigen deutschen Neutronenquellen ersetzen. Der Bericht soll zeigen, daß sie aber darüber hinaus und vor allem der Neutronenstreuung auch ganz neue Möglichkeiten eröffnet.

Haupteigenschaften einer Spallationsquelle für die Neutronenstreuung

Als Neutronenquelle hat eine Spallationsanlage gegenüber einem Reaktor folgende prinzipiellen Vorteile:

- Über die Beschleunigung der Primärteilchen, die die Spallation auslösen, können die entstehenden Neutronenflüsse zeitlich moduliert, z. B. gepulst werden. Diese zeitliche Modulation ergibt die einzigartige Möglichkeit, höchste Spitzenflüsse für die Neutronen zu erzeugen und damit ein ganz neues Feld von Experimentiermöglichkeiten zu eröffnen. Das wird im Kapitel 4 von Teil I dieses Berichtes im einzelnen dargestellt.
- Die Spallationsanlage bietet viele Ausbaumöglichkeiten, wie sie im Kapitel 6 dargestellt werden; zum Bei-

spiel eine Variation der Zeitstruktur und weitere Erhöhung der Spitzenflüsse durch die Hinzufügung eines Protonenkompressorringes. Hiermit wird für die Neutronenstreuung ein neuer Energiebereich (0,3 bis 10 eV) erschlossen.

- Bei der Spallation wird pro Neutron weniger Wärme frei als bei der Spaltung. Mit zeitgemittelt vergleichbaren Flüssen kommt man deshalb – anders als bei Hochflußreaktoren – nicht an die Grenze der technischen Möglichkeiten zur Wärmeabfuhr.
- Wenn man darauf verzichtet, spaltbares Material als Target zu verwenden, so sind die entstehenden Aktivierungen und Aktivitäten um Größenordnungen niedriger als in einem Reaktor. Im Gegensatz zur Kernspaltung kann die Kernspallation auch nicht zu einer Kettenreaktion werden. Die Anlage ist darum immer unkritisch. Die Nachwärmeabfuhr ist unproblematisch, komplizierte Notkühlsysteme können entfallen. Alles dieses reduziert die Genehmigungsproblematik.

Als Nachteile einer Spallationsquelle sind zu nennen:

- Wegen des Verzichts auf die Kettenreaktion ist eine ständige Energiezufuhr nötig. Sie wirkt sich in höheren Betriebskosten aus.
- Das Spektrum der freigesetzten Neutronen erstreckt sich zu höheren Energien als bei der Kernspaltung. Im Bereich der Targetzone sind deshalb größere Aufwendungen für Abschirmmaßnahmen gegenüber hochenergetischen Neutronen erforderlich.

Nutzung für Elementarteilchen-Physik, Kernphysik und Medizin

Die Freisetzung von Neutronen durch Kernspallation statt durch Kernspaltung ist nicht nur für die Neutronenstreuung von Vorteil, sondern auch für die Forschung über Neutronen. Die Kernspallation ist von weniger γ -Strahlung begleitet als die Kernspaltung; die Zeitstruktur der Quelle macht eine weitere Reduktion und vor allem eine getrennte Messung des Untergrunds möglich. Das ist nicht nur für Untersuchungen über neutroneninduzierte Kernreaktionen, sondern besonders für die geplanten Experimente über die Neutron-Neutron-Streu-

ung und zur Zirkulärpolarisation von γ -Strahlung beim Einfang von Neutronen durch Protonen von Bedeutung (Kapitel 1.3 von Teil I).

Die projektierte Anlage ist außerdem aber, im Gegensatz zu einem Reaktor, nicht nur eine Neutronenquelle, sondern auch eine Quelle von Protonen und Pionen. Ferner können die Primärteilchen unmittelbar für Forschungszwecke abgezeigt werden. Eine solche Abzweigung wird für 350 MeV-Protonen, eine zweite für 1100 MeV-Protonen vorgesehen; die erste Abzweigung für die medizinische Reichweiten-Radiographie und für strahlentherapeutische Zwecke sowie für Untersuchungen zur inneren Struktur von Atomkernen, die zweite für Experimente zur Proton-Proton-Streuung, über die Pion-Produktion und zur Erzeugung hochenergetischer Neutronen (Kapitel 1.5).

Als Quelle für Pionen wird die Anlage den Einsatz von Mesonen für die Kernphysik und die Festkörperforschung erweitern und verbessern. Vor allem aber soll sie erstmalig Neutrinoströme von ausreichender Stärke und passender Zeitstruktur für Experimente liefern, wie sie in Kapitel 1.4 von Teil I beschrieben werden. Eine Zeitstruktur, wie sie mit dem genannten Kompressorring herstellbar ist, erlaubt die Trennung der Neutrinoarten. Damit werden Untersuchungen über μ -e-Neutrino-Oszillationen, über die Kopplung der Neutrinos an andere Leptonen und an Hadronen sowie über ihre Wechselwirkung mit Kernen durchführbar. Die in Kapitel C von Teil II beschriebenen Experimentiereinrichtungen hierfür werden auch für die Suche nach den neuerdings vermuteten skalaren Eichbosonen zu benützen sein.

Das Anlagenkonzept

Im Hinblick auf die Neutronenstreuung ist die Möglichkeit zur zeitlichen Modulation der Neutronenströme als der Hauptvorteil einer Spallationsquelle anzusehen. Mit dem in Kapitel 2 von Teil I und Kapitel A von Teil II dargestellten Konzept soll deshalb:

- eine für die meisten Neutronen-Experimente optimale Zeitstruktur realisiert werden,
- im zeitlichen Mittel ein thermischer Neutronenfluß erreicht werden, der dem eines Hochflußreaktors vergleichbar ist,
- ein Spitzenfluß erzielt werden, der den mittleren Fluß und insoweit auch einen Hochflußreaktor in allen Energiebereichen deutlich übertrifft.

Wegen der ersten Forderung wurden die Pulsabstände so gewählt, daß die meisten Neutronen-Flugzeit-Messungen mit ihnen synchronisiert werden können, und daß die Zeitintervalle zwischen den Pulsen ausreichen für die geometrische Trennung verschiedener Reflexionsordnungen im thermischen und subthermischen Bereich und außerdem lang sind gegenüber der Zeit, in der der primäre Untergrund bis auf ein Tausendstel seines Anfangswerts abfällt. Nach diesen Gesichtspunkten erscheint ein Pulsabstand von etwa 10 ms optimal.

Zur Vergleichbarkeit mit dem thermischen Neutronenfluß eines Hochflußreaktors ($1,0 \cdot 10^{15} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$) wurde im zeitlichen Mittel ein thermischer Neutronenfluß

$$\bar{\Phi}_{\text{th}} = 0,7 \cdot 10^{15} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$$

verlangt. Die in diesem Bericht in Kapitel A 2 von Teil II dargestellten Messungen und Rechnungen haben ergeben, daß hierfür mit Protonen als Primärteilchen und Blei als Targetmaterial eine Strahlleistung von 5,5 MW nötig ist.

Die Erfüllung der dritten Forderung – nach hohem Spitzenfluß – wurde auf einen Spitzenstrom des Beschleunigers von 100 mA begrenzt, weil dieser Spitzenstrom auch bei der verlangten hohen Strahlleistung noch mit erprobten Technologien erreichbar ist.

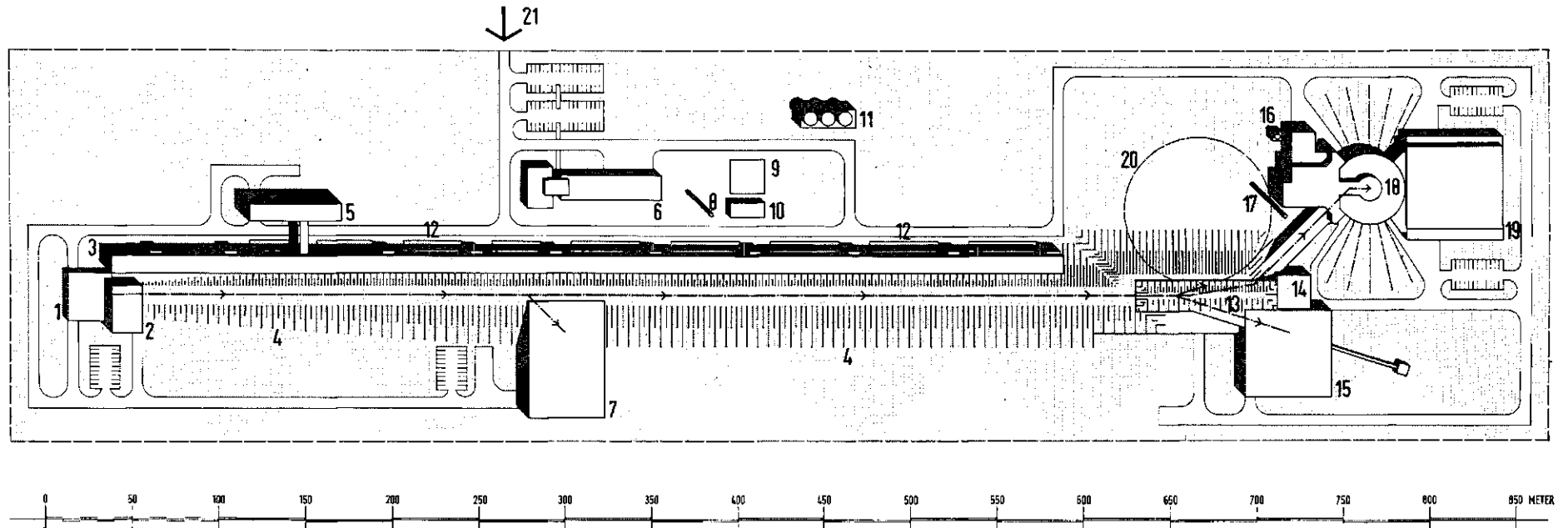
Aufgrund der vorstehenden Forderungen kommt zur Beschleunigung der Primärteilchen nur ein Linearbeschleuniger in Frage. Das Grundkonzept sieht daher einen Linearbeschleuniger (Kapitel 2.8) und ein Target (Kapitel 2.9) vor, in dem die beschleunigten Teilchen die Spallation auslösen. Als Option ist zwischen Linearbeschleuniger und Target der Einschub eines Kompressors für die Primärteilchen geplant worden (Kapitel 6.3), und zwar aus folgendem Grund.

Die Dauer eines Makropulses des Linearbeschleunigers kann nicht viel kürzer gemacht werden als etwa 0,5 ms. Diese Pulsdauer ist auch der Verweilzeit von Neutronen in Moderatoren, in denen sie wie in Reaktoren auf thermische oder subthermische Energien abgebremst werden, gut angepaßt. Für die Streuexperimente sind aber auch Neutronen mit höherer Energie, zwischen 0,2 und 10 eV, interessant. Für sie ist die Verweilzeit in entsprechenden Moderatoren viel kürzer als 0,5 ms. Deswegen, und ebenso wegen der kurzen Pulsdauern, die für die Neutrino-Experimente nötig sind, soll ein Kompressor etwa 87 % eines Linac-Pulses von 0,5 ms auf 0,7 μ s verdichten können.

Um den Anschluß des Kompressors zu ermöglichen, wurde die Endenergie im Beschleuniger auf 1,1 GeV festgelegt. Ein zweiter Grund ist, daß für niedrigere Energien das Verhältnis der Zahl der erzeugten Neutronen zur freiwerdenden Wärme ungünstiger wird. Die für den hohen mittleren Fluß nötige Strahlleistung von 5,5 MW verlangt dann einen mittleren Strom von 5 mA, also bei 100 mA Spitzenstrom und Pulsabständen von 10 ms eben eine Pulsdauer von 0,5 ms.

Die Injektion vom Linearbeschleuniger in den Kompressor ist nur mit Umladung möglich. Darum werden alle Vorkehrungen getroffen, auch H^- -Ionen beschleunigen zu können. Zunächst, in der ersten Ausbaustufe, soll der Beschleuniger allerdings dennoch mit H^+ -Ionen betrieben werden, wegen des höheren Entwicklungsstandes von H^+ -Ionenquellen und wegen der geringeren Vakuum-Anforderungen.

Der Protonenstrahl trifft horizontal auf das Target. Dies ist der einfachste Einschub. Außerdem ist ein horizontales Target für die Anordnung von Moderatoren kleinen Volumens, die die primäre Pulsstruktur nur wenig ausschmieren, und für die Anordnung tangentialer Strahlrohre am günstigsten. Als Targetmaterial wurde Blei gewählt, aus den in Kapitel 2.4 erläuterten Gründen. Die Targetauslegung ermöglicht aber einen Übergang auf andere, erst bei hohen Temperaturen schmelzende Materialien ohne große Umbauten. Das Target wird mit Wasser gekühlt. Um die Wärmebelastung zu vermindern, ist das Target auf dem Umfang eines Rades von 2,5 m Durchmesser angebracht, das horizontal mit 30 Umdrehungen pro Minute durch den Protonenstrahl hindurch



- | | | | | | |
|---|----------------------------|----|--------------------------------|----|-----------------------------|
| 1 | INJEKTIONSGEBÄUDE | 8 | FORTLUFTKAMIN | 15 | 1300 MeV-EXPERIMENTIERHALLE |
| 2 | MONTAGESCHLEUSE | 9 | FREILUFTSCHALTANLAGE | 16 | TROCKENKÜHLTURM |
| 3 | HOCHFREQUENZGALERIE | 10 | 20 KV-ELEKTROVERTEILUNG | 17 | FORTLUFTKAMIN |
| 4 | ERDWALL (ABSCHIRMTUNNEL) | 11 | WASSKÜHLTÜRME | 18 | TARGETGEBÄUDE |
| 5 | TEST- UND MONTAGEGEBÄUDE | 12 | HOCHFREQUENZ-ENERGIEVERSORGUNG | 19 | NEUTRONENLEITERHALLE |
| 6 | BETRIEBSGEBÄUDE | 13 | HOCHENERGIE-VERTEILUNGSTUNNEL | 20 | KOMPRESSORRING |
| 7 | 350 MeV-EXPERIMENTIERHALLE | 14 | MONTAGESCHLEUSE | 21 | EINGANG |

SNQ

ARBEITSGEMEINSCHAFT SPALLATIONS-NEUTRONENQUELLE

Abb. 1
Bebauungsplan Referenzkonzept

rotiert. Oberhalb des Targets werden die Neutronen in einem großen Volumen von D₂O moderiert, unterhalb des Targets in einem kleinen Volumen von H₂O mit Pb-Reflektor. Der D₂O-Behälter soll Bestrahlungseinrichtungen und eine kalte Quelle (D₂) zu weiteren Neutronenabstimmung aufnehmen.

Die Hauptparameter der Anlage sind somit:

Linearbeschleuniger:

Teilchen	: Protonen
Endenergie	: 1100 MeV
Strom im Zeitmittel	: 5 mA
Spitzenstrom	: 0,1 A
Makropulsabstände	: 10 ms
Makropulsdauer	: 0,5 ms

Kompressor (als Option):

Energie	: 1100 MeV
Strom im Zeitmittel	: 4,3 mA
Spitzenstrom	: 61,4 A
Pulsabstände	: 10 ms
Pulsdauer	: 0,7 μs

Target:

Spallationsmaterial	: Blei
Geometrie	: horizontaler Einschub, Moderatoren oberhalb und unterhalb (Wing-Geometrie)
Moderatoren	: 1. H ₂ O mit Pb-Reflektor 2. D ₂ O-Tank mit kalter Quelle (D ₂)
Kühlung	: rotierendes Target mit interner Wasserkühlung

Aufgrund der im Kapitel A2 von Teil II dieses Berichts beschriebenen Messungen und Rechnungen ist bei dieser Auslegung zu erwarten:

ein **zeitgemittelter thermischer Neutronenfluß:**

$$\Phi_{th} = \begin{cases} 7 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1} \text{ im H}_2\text{O-Moderator} \\ 6,5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1} \text{ im D}_2\text{O-Moderator;} \end{cases}$$

ein **thermischer Spitzenfluß**, ohne Kompressorring:

$$\hat{\Phi}_{th} = \begin{cases} 1,3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1} \text{ im H}_2\text{O-Moderator} \\ 5,0 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1} \text{ im D}_2\text{O-Moderator.} \end{cases}$$

In den nachfolgenden Kapiteln dieses Berichts werden auch die Einrichtungen zur Ausnützung dieser Neutronenflüsse und die zur Ausnützung der zugleich entstehenden Mesonen- und Neutrinoströme beschrieben. Für die Neutrinos ist im Zeitmittel eine Quellstärke von etwa 10¹⁶ s⁻¹ zu erwarten. Mit dem Kompressor wird für wenigstens die Hälfte dieser Quellstärke die für die genannten Experimente nötige Zeitstruktur herstellbar sein. Einige der Untersuchungen können auch schon ohne Kompressorring angestellt werden, allerdings nur mit sehr viel geringerer Intensität.

Die Abb. 1 zeigt die Gesamtanlage.

Mit diesem Konzept unterscheidet sich die hier projektierte Spallationsquelle wesentlich von den wenigen anderen, die geplant werden oder sich im Bau oder Betrieb befinden. Vier von ihnen sind für sehr niedrige mittlere

thermische Neutronenflüsse ausgelegt (zwischen 3 · 10¹¹ und 7 · 10¹² cm⁻² s⁻¹), mit Primärpulsen, die viel kürzer sind (0,15 bis 10 μs) als die Verweilzeit von Neutronen in Moderatoren zur Thermalisierung. Diese Quellen sind daher nur für den epithermischen Energiebereich optimiert. Eine weitere Spallationsquelle wird für rein stationären Betrieb geplant (thermischer Fluß 1,5 · 10¹⁴ cm⁻²s⁻¹). Die hier vorgeschlagene Anlage liefert dagegen Neutronenflüsse, die zeitlich so moduliert sind, daß diejenigen Messungen, die den thermischen oder subthermischen Spitzenfluß ausnützen, gegenüber einem Hochflußreaktor mehr als eine Größenordnung an Intensität gewinnen, während diejenigen, denen es auf den zeitgemittelten thermischen oder subthermischen Fluß ankommt, gegenüber einem Hochflußreaktor nur 30 % verlieren und dafür aber, wie alle Messungen, durch die Zeitstruktur eine erhebliche Reduzierung des primären Untergrunds, die Trennbarkeit von Reflexionen verschiedener Ordnung u.a.m. gewinnen. Im Bereich von Neutronenenergien unterhalb 10⁻¹ eV bringt der Kompressor nur einen geringen weiteren Gewinn an Spitzenfluß, etwa einen Faktor 2. Für höhere Energien ist der weitere Gewinn außerordentlich, bei 1 eV ein Faktor 500 gegenüber den Pulsen von 500 μs Dauer, d.h. ein Faktor 10⁴ gegenüber einem Hochflußreaktor.

Die Abb. 2 zeigt die von der hier projektierten Spallationsquelle zu erwartenden Spitzen-Neutronenflüsse pro Energieeinheit im Vergleich zu denen des deutsch-französisch-britischen Hochflußreaktors in Grenoble.

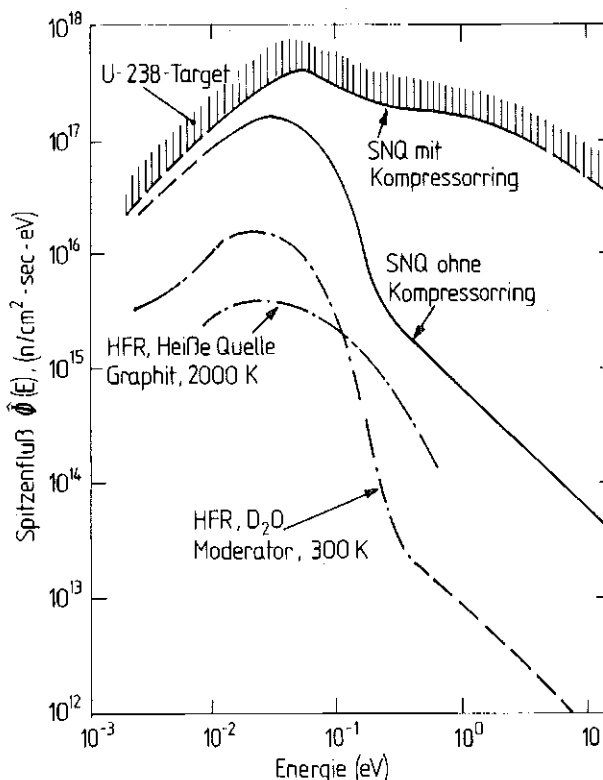
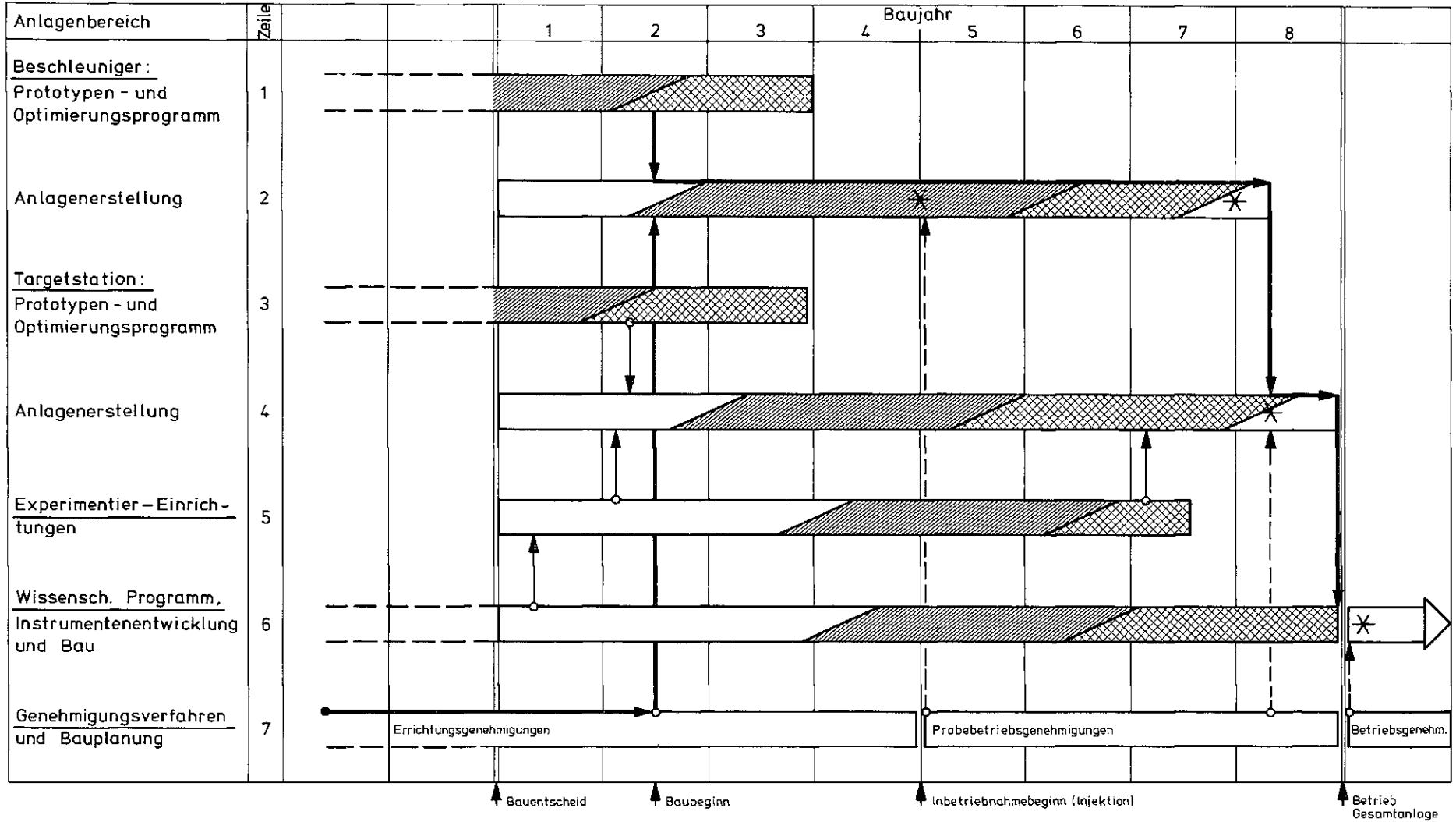


Abb. 2
Spitzenflüsse der projektierten Spallationsquelle (ausgezogene Kurven) im Vergleich zu denen des Höchstflußreaktors am ILL (strich-punktierte Kurve). Die Kurven für die Spallationsquelle gelten für ein Pb-Target. Die Schraffur zeigt einen möglichen weiteren Gewinn durch Verwendung von U-238.



Legende:
 Planung, Ausschreibung, Vergabe
 Herstellung u. Lieferung
 Montage u. Test
 * Inbetriebnahmebeginn mit Strahl
 ↓ Verknüpfung ↓ Protanenstrahl verfügbar → Kritischer Pfad

Abb. 3
SNQ-Zeitplan Übersicht (Stufe I)

Für die technischen Auslegungen wurde besonderer Wert auf die Untersuchung der Probleme gelegt, die Risiken für die Machbarkeit des ganzen Projektes darstellen könnten. Auf diese Punkte wird in den einzelnen Kapiteln hingewiesen. Für das Basiskonzept der Anlage sind die am häufigsten diskutierten:

– Die Verwendung der DAW-Struktur im Linearbeschleuniger:

Die DAW-Struktur ist für die Zwecke dieses Beschleunigers optimal. Sie ist zwar bisher in keinem Beschleuniger eingesetzt, jedoch in der UdSSR in Probestktionen unter Vollast getestet worden. In Los Alamos stehen Vollastversuche an weiterentwickelten Strukturen unmittelbar bevor. In welcher Weise gewisse Konstruktionsdetails am besten ausgeführt werden, soll an Hand einer Prototypenstudie (Kapitel 8.3.1) erprobt werden. Das Ergebnis kann aber nicht die Aussage sein, daß die Struktur nicht einsetzbar ist, sondern höchstens die Modifikation technischer Einzellösungen.

– Die Strahlverluste im Linearbeschleuniger:

Der Beschleuniger LAMPF in Los Alamos, der einen mittleren Strom von 1 mA erreicht hat, kann nach Abschalten von Hand gewartet werden. Im Hinblick auf die hier vorgesehene mittlere Stromstärke von 5 mA sind in der Strahldynamik und durch große Akzeptanzreserven und hinreichende Strahldiagnostik viele Vorkehrungen getroffen worden, um die möglichen Verluste zu reduzieren. Sollte trotzdem, etwa für gewisse Beschleunigerstrecken, anfänglich eine Wartung von Hand nicht möglich sein, so wäre das immer noch kein Risiko für die Inbetriebnahme. Der HochenergieTeil soll vorsorglich mit Fernbedienungsgeräten für die Wartung ausgestattet werden.

– Raumladungsprobleme im Injektorbereich des Linearbeschleunigers:

Zum Nachweis genügend guter Strahleigenschaften soll eine Demonstrationsstrecke aufgebaut werden. Die Beherrschung dieses Problems kann aber als Stand der Technik betrachtet werden.

– Materialprobleme am Target:

Ausführliche Computer-Analysen haben gezeigt, daß am Targetrad keine größeren thermomechanischen Belastungen auftreten. Die Analyse der strahlungsbedingten Materialbelastungen läßt für alle Teile eine Lebensdauer von mindestens zwei Jahren erwarten. In Bezug auf besondere Korrosionsprobleme, die sich aus dem Durchtritt des Primärstrahls durch das Kühlwasser ergeben mögen, sind experimentelle Untersuchungen im Gange. Nötigenfalls können diese Probleme durch Verwendung von Wolfram statt Blei als Targetmaterial gänzlich vermieden werden. Ebenso sind experimentelle Untersuchungen über die Strahlenbeständigkeit der Gleitringdichtungen zwischen der Radwelle und dem stehenden Gehäuse im Gange. Hier kann nötigenfalls die Radachse so verlängert werden, daß die Dichtungen außerhalb eines schädigenden Strahlungsbereichs liegen.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß die wesentlichen Risiken der Anlage durchleuchtet worden sind, ohne daß sich ein Machbarkeitsproblem ergeben hätte. Einige technische Lösungen, insbesondere die vorstehend aufgeführten, bedürfen der experimentellen Verifikation und Optimierung.

Zeitplan – Kosten

Die Anlage kann und soll in zwei Stufen gebaut werden, mit Linearbeschleuniger und Targetstation als Stufe I und mit dem Kompressorring und eventuell einem zweiten, speziell für sehr kurze Pulse ausgelegten Target, möglichst bei gleichzeitiger Verdopplung des mittleren Linac-Stroms, als Stufe II. Wie an Abb. 2 zu sehen, übertrifft die Anlage hinsichtlich der Neutronenstreuung bereits mit Stufe I einen Hochflußreaktor deutlich. Die Stufe II ist besonders wichtig für die Neutrino-Physik. Für die Neutronenstreuung erschließt sie den epithermischen Energiebereich.

Ein Zeitplan für den Bau der Stufe I ist in Abb. 3 dargestellt. Er wird im Kapitel 5 von Teil I dieses Berichts näher erläutert. Für eine Streckung der für Stufe I veranschlagten Bauzeit von insgesamt 8 Jahren sind gegenwärtig keine technischen Gründe zu erkennen. Der Bau der Stufe II kann unabhängig von Bau und Betrieb der Stufe I jederzeit begonnen werden. Hierfür sind als Bauzeit 7 Jahre anzunehmen.

Bau- und Betriebskosten wurden bisher detailliert nur für Stufe I abgeschätzt. Sie sind ebenfalls im Kapitel 5 von Teil I erläutert und aufgeschlüsselt. Die Baukosten setzen sich wie folgt zusammen:

Linearbeschleuniger	MDM 291
Targetblock	MDM 63
Hilfsanlagen	MDM 153
Bauten	MDM 116
Sonstiges	MDM 56
	<hr/>
	MDM 679

Die Betriebskosten, einschließlich Personal, belaufen sich auf 55 MDM pro Jahr. – Diese Zahlen beinhalten nicht die Kosten für die wissenschaftliche Nutzung.

Bau- und Betriebskosten einer solchen Anlage sind demnach höher als bei den heute in Betrieb befindlichen Hochflußreaktoren, wobei der Faktor bei den Baukosten etwa 1,5 und bei den Betriebskosten etwa 2 ausmacht. Ganz abgesehen davon, daß mit der Spallationsquelle, insbesondere bei Anwendung als gepulste Neutronenquelle, eine Größenordnung mehr an Flüssen erzeugt und damit ganz neue Forschungsgebiete erschlossen werden können, läßt sich auch zeigen, daß die spezifischen Kosten eines erzeugten und nutzbaren Neutrons wesentlich kleiner als die bei einem Reaktorneutron sind.

Schließlich ist darauf hinzuweisen, daß der Bau der hier vorgeschlagenen Anlage auch einen technologischen Fortschritt darstellt: den erstmaligen Bau eines Beschleunigers so hoher Leistung, eines Target mit so hoher Leistungsdichte und gegebenenfalls eines Teilchenkompressors so hoher Pulsfrequenz und mit so großer Teilchenzahl pro Puls.



1. Wissenschaftliche Motivation

Eine zukünftige sehr intensive Spallations-Neutronenquelle (SNQ) wird in erster Linie der Erforschung der kondensierten Materie durch Streuung thermischer Neutronen dienen.

Weitere Anwendungen sind die Untersuchung bestrahlter Materialien, Kernphysik oder das Studium des Neutrons als Elementarteilchen. Völlig neuartig wäre die SNQ für die Neutrinophysik. In der Tat wird die SNQ die stärkste Neutrinoquelle auf Erden darstellen, man wird nicht nur Physik der Neutrinos, sondern sogar Physik mit Neutrinos betreiben.

Last not least wird eine Reihe von „Nebennutzern“ jeweils einen relativ kleinen Bruchteil des Protonenstrahls abzweigen, um mit Myonen, hochenergetischen Neutronen oder Protonen selbst zu experimentieren.

In den folgenden Abschnitten werden eine kurze Einführung zur Neutronenstreuung (der Experte möge sie bitte überblättern) eine Analyse von Bedarf und Angebot an Quellen und eine kurze Laudatio der gepulsten Quelle gegeben.

Die in den Abschnitten 1.2–1.5 dargestellten Gebiete sollen jeweils den heutigen Stand des Wissens und Forschens umreißen und davon ausgehend Perspektiven eröffnen. Heute ein definitives wissenschaftliches Programm für die neunziger Jahre festschreiben zu wollen, wäre vermessen, ja sogar schädlich. Wir sind überzeugt, daß an der SNQ als der Neutronenquelle der nächsten Dekaden auch solche Forschungsgebiete aufblühen werden, an die wir heute noch kaum denken.

1.1 Neutronenstreuung: die Methode

1.1.1 Warum Neutronenstreuung?

Schon 1936, vier Jahre nach der Entdeckung des Neutrons, wurde mit einer Radium-Beryllium-Quelle das erste Neutronenbeugungsexperiment an einem Ring von Magnesiumoxyd-Einkristallen durchgeführt. Experimente vergleichbar in ihrer Qualität mit den allerersten Röntgenaufnahmen aus dem Jahre 1912 waren allerdings erst nach dem zweiten Weltkrieg an Forschungsreaktoren möglich. Seitdem hat das Neutron als Sonde zur Erforschung von Struktur und Dynamik kondensierter Materie eine tiefgreifende Bedeutung gewonnen. Mit der Neutronenstreuung konnten so wichtige Phänomene wie der Antiferromagnetismus, die Dispersion der Gitterschwingungen, der mikroskopische Mechanismus bei strukturellen Phasenumwandlungen, die Konformation von Polymeren im festen Zustand aufgeklärt werden. Für viele Disziplinen, die sich mit der Vielteilchenphysik kondensierter Materie befassen, so für die Festkörperphysik und -chemie, die Kristallographie und Mineralogie, die physikalische Chemie und Kristallchemie, die Biophysik und mit zunehmender Bedeutung auch die Werkstoffkunde, ist die Neutronenstreuung deshalb ein wichtiges wissenschaftliches Handwerkszeug geworden. Keine andere Methode gibt eine ähnliche Fülle von Information über Anordnung **und** Bewegung der atomaren Bausteine in der uns umgebenden Welt.

Die folgenden Besonderheiten zeichnen das Neutron gegenüber Photonen oder geladenen Teilchen als Sonde aus:

- Das Neutron ist ein **neutrales** Teilchen und dringt darum im Gegensatz zu geladenen Teilchen tief in die Materie ein.
- Das Neutron koppelt direkt an die **Kerne**, die Streulängen (einige 10^{-14} m) sind denen der Röntgenstrahlen vergleichbar, hängen aber nicht systematisch von Z ab und sind je nach Isotop verschieden. Viele Elemente lassen sich deshalb durch **Isotopensubstitution** mar-

kieren. Sehr oft hängt die Streulänge auch vom **Spin** des streuenden Kerns ab.

- Das Neutron hat ein **magnetisches Moment** und koppelt damit an den Magnetismus ungepaarter Elektronen in der Probe.
- Die **Wellenlänge** thermischer Neutronen von wenigen Å ist vergleichbar mit dem atomaren Abstand. Deshalb ist das Neutron, ergänzend zu Röntgenstrahlen, eine ideale Sonde, um die räumliche Anordnung von Atomen, d. h. die **Struktur** zu untersuchen.
- Die **Energie** thermischer Neutronen (1–100 meV, 10–1000 K) entspricht gerade den Energien der Anregungen in kondensierter Materie. Daher ist das Neutron die ideale Sonde, um die **Dynamik** im atomaren Maßstab zu studieren.

Strukturuntersuchungen mit elastischer Streuung

Völlig analog zur Streuung von Röntgenstrahlen wird die einlaufende Neutronenwelle kohärent an allen Kernen gestreut. Das dabei entstehende Interferenzmuster führt zu einer Modulation der Winkel- bzw. der Impulsverteilung $S(Q)$ der gestreuten Neutronen.

Geordnetes **kristallines** Material erzeugt scharfe Braggreflexe, aus deren Lage und Intensität die Symmetrie der Einheitszelle, sowie die Position der Atome in der Einheitszelle bestimmt werden.

Ungeordnete Systeme wie **Fluide** oder **Amorphe** ergeben eine kontinuierlich variierende Streufunktion $S(Q)$, die in diesem Zusammenhang über ihre Fouriertransformierte, die Paarkorrelationsfunktion $g(r)$, veranschaulicht wird. Defekte in Kristallen wie Punktfehler, Einlagerungen, Gitterverzerrungen lassen sich anhand der **diffusen Streuung** zwischen den Braggreflexen charakterisieren. Größere Objekte bilden sich schließlich in der **Kleinwinkelstreuung** ab.

Dies alles gilt gleichermaßen für Neutronen und Röntgenstrahlen. Selbstverständlich wird man, wann immer möglich, den Röntgenstrahlen den Vorzug geben. In vielen Fällen aber bieten Neutronen die ideale Ergänzung zu Röntgenstrahlen:

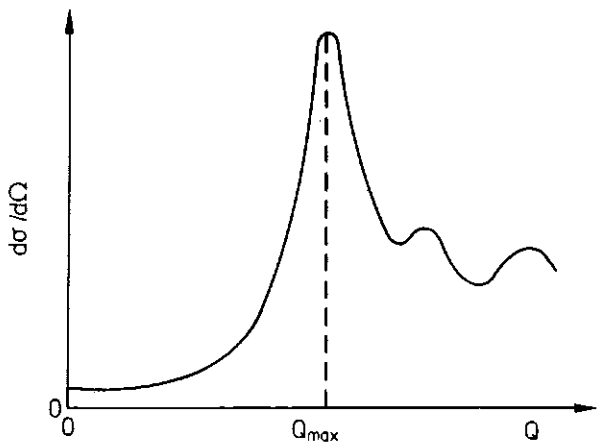


Abb. 1.1-1
Typischer Streuquerschnitt einer amorphen Substanz.

Neutronen streuen an Kernen, Röntgenstrahlen an Elektronen. Die Differenz beider Streufunktionen ergibt Landkarten der **Elektronendichte**, ein direktes Abbild der chemischen Bindung (X-N-Karten).

Neutronen können leichte Atome, vor allem **Wasserstoff** und Deuterium, präzise lokalisieren. Da organische Materialien etwa zur Hälfte aus Wasserstoff bestehen, liegt die Bedeutung der Neutronen für die Strukturanalyse organischer und vor allem komplexer biologischer Verbindungen auf der Hand. Äußerst wichtig ist hierbei der Trick, einzelne Molekülteile durch Deuterieren zu markieren. Ein ganz neues Gebiet der Kleinwinkelstreuung an biologischen Systemen entwickelt sich daraus, daß biologische Moleküle in Lösung, also in ihrer natürlichen Umgebung, durch H-D Kontrastverfahren abgebildet werden.

Ganz generell ist der **Isotopenaustausch** eine Technik, die in Zukunft sehr an Bedeutung gewinnen dürfte. Im Gegensatz zu Röntgenstrahlen hängt das Streuvermögen von Neutronen nicht systematisch von der Protonenzahl Z oder der Neutronenzahl ab. Oft sind die Streulängen zweier Isotope desselben Elements sehr verschieden. Damit kann ein bestimmtes Element markiert werden und z.B. seine Anordnung oder Bewegung in komplexen Systemen wie z.B. Fluiden studiert werden.

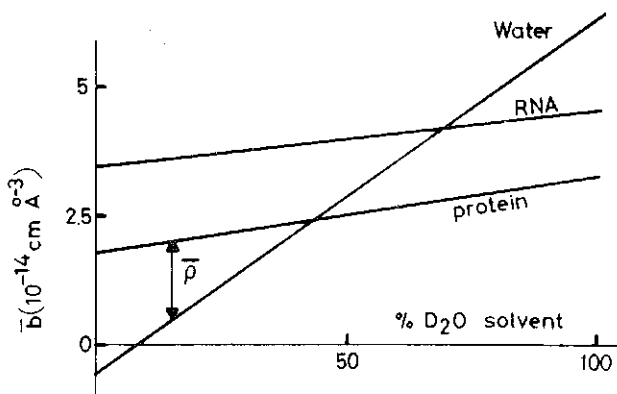


Abb. 1.1-2
Die gemittelte Streudichte von Proteinen, Nukleinsäuren und Wasser. Je nach der D_2O -Konzentration des Wassers können Protein oder RNA „unsichtbar“ gemacht werden.

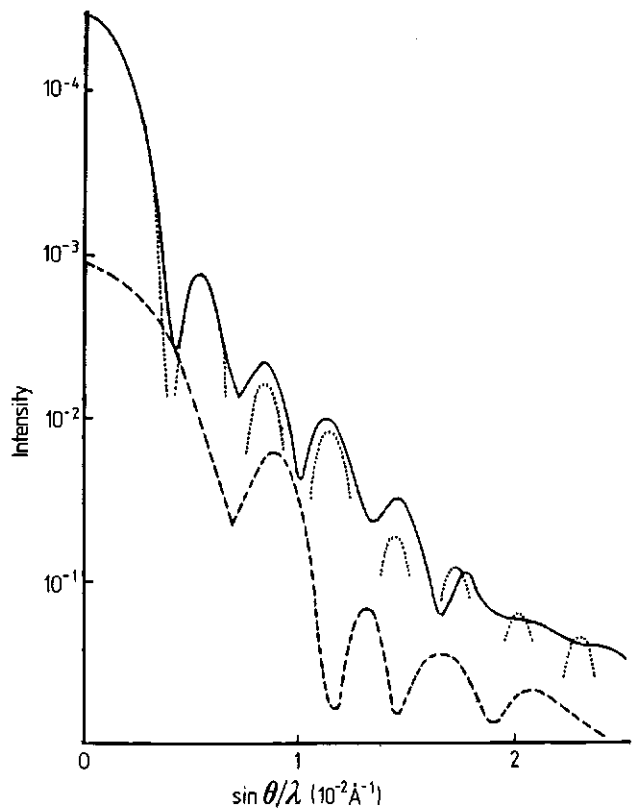


Abb. 1.1-3
Beugungskurven an Lösungen von „Southern Beam Mosaic virus“

— in H_2O

---- in 43% D_2O . Hier kommt der Hauptbeitrag von RNA. Die große Verschiebung des 1. Maximums zeigt, daß das RNA ein kleineres Volumen einnimmt als das Virus.

Die Streulänge variiert je nach Einstellung des Neutronenspins zum **Kernspin**. Bei extrem tiefer Temperatur kann daher durch kohärente Streuung die Ordnung der Kernspins studiert werden. Bei höheren Temperaturen macht sich die Unordnung der Kernspins in „inkohärenter“ Streuung bemerkbar, die das Verhalten eines einzelnen Teilchens widerspiegelt. Wichtig: kohärente und inkohärente Streuung lassen sich mit **polarisierten** Neutronen separieren.

Unbestrittene Domäne der Neutronenstreuung sind **magnetische** Strukturen. So wäre die Aufklärung antiferromagnetischer Strukturen wie z.B. des MnO ohne Neutronen undenkbar gewesen.

Inelastische Streuung, Dynamik der kondensierten Materie

Die Bewegung der Atome in der Streuprobe bewirkt eine Dopplerverschiebung, also eine **Energieänderung** des gestreuten Quants. Dabei ist wesentlich, daß hierbei alle Kerne **kohärent** beitragen. Das Neutron beobachtet die **kollektive Bewegung** aller Atome, es tauscht Energie $\hbar\omega$ und Impuls $\hbar Q$ mit einer elementaren Anregung $\omega(Q)$ aus. Als Beispiel seien hier genannt die Gitterschwingungen (Phononen) und die kollektiven Spinwellen (Magnonen).

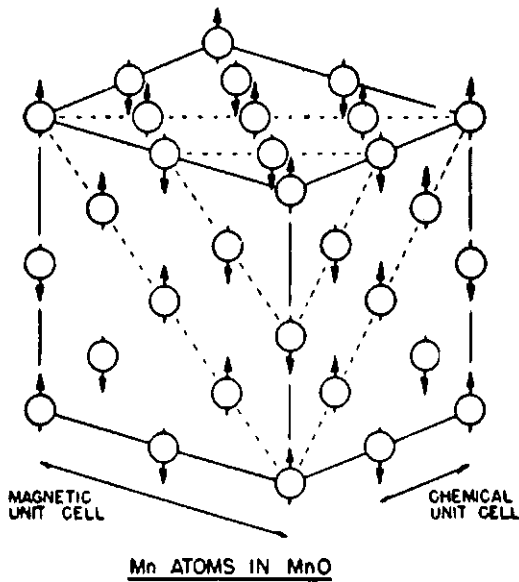
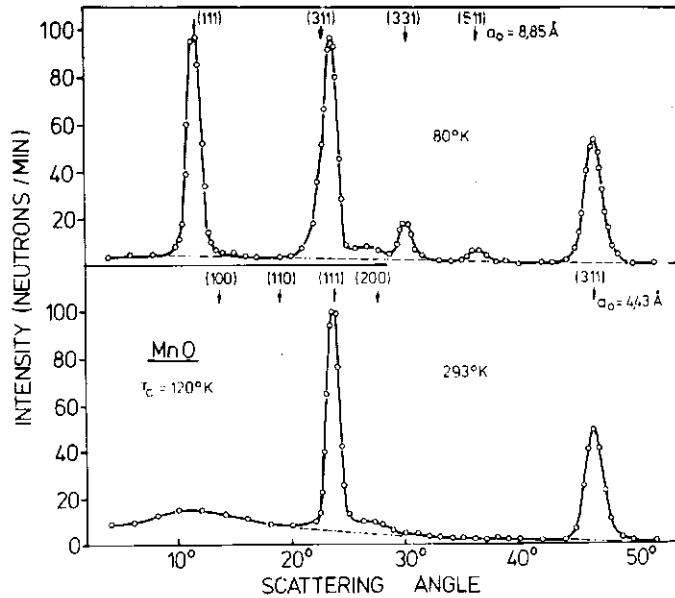


Abb. 1.1-4 Struktur und Neutronenstrommuster von Manganoxid oberhalb und unterhalb der Neél-Temperatur (nach C. Shull, 1952).



Mit polarisierten Neutronen können wiederum magnetische Struktur von der „chemischen“ Struktur unterschieden werden.

Im Gegensatz dazu gibt die **inkohärente** inelastische Streuung die Bewegung von Einzelspins und damit von Einzelatomen wieder. Beispiele: Spindiffusion, magnetische Kristallfeldniveaus, Diffusion von H in Metallen, die Schwingungsmoden eines lokalisierten Fremdatoms, Molekularschwingungen, Tunnelaufspaltungen.

Natürlich muß auch beim Studium der Dynamik die Methode Neutronenstreuung ergänzend zu anderen Verfahren gesehen werden. Röntgenstrahlen werden zwar ebenso inelastisch gestreut wie Neutronen, jedoch schließt die technisch mögliche Auflösung Experimente im meV Bereich völlig aus. Alle gängigen spektroskopischen Methoden (IR, Raman, NMR) können wegen des kleinen Wellenvektors der beteiligten Photonen nur Information bei sehr kleinen Wellenvektoren liefern. Allein Neutronen steht die ganze Brillouinzone zur Verfügung, um Dichtefluktuationen auch in atomarem Maßstab zu beobachten.

1.1.2 Zur Situation der Neutronenstreuung

Der Hochflußreaktor des Instituts Laue-Langevin in Grenoble ist heute bezüglich Quellstärke und Ausrüstung sowie der Breite des an ihm durchgeführten Forschungsprogramms die Neutronenquelle der Welt.

Gerade wegen seiner Güte ist dieses von den drei Partnerländern Bundesrepublik Deutschland, Frankreich und Großbritannien betriebene Forschungsinstrument wissenschaftlich so attraktiv, daß zur Zeit nur 40 % der nach ihrer wissenschaftlichen Qualifikation voll berechtigten Meßzeitwünsche erfüllt werden können und auch das nur mit erheblichen Wartezeiten.

In dieser Situation haben unsere Partnerländer bereits vor 8 bzw. 5 Jahren beschlossen, sich auf nationaler Ebene mit neuen modernen Neutronenquellen auszurüsten. In Frankreich wird demnächst der Strahlrohrreaktor „Orphee“ in Betrieb gehen, der den alten EL3-Reaktor

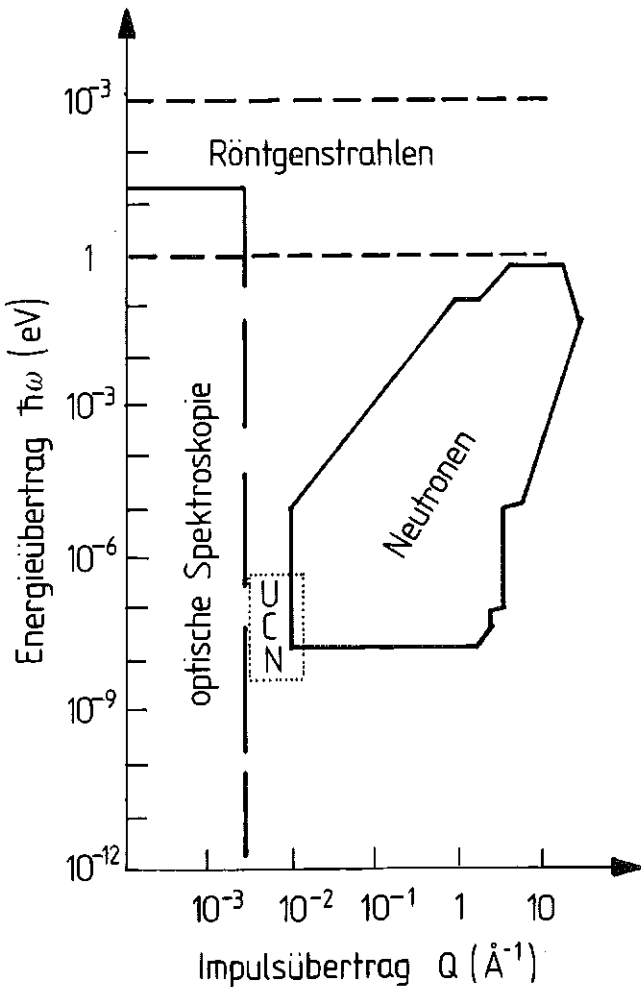


Abb. 1.1-5 Q - ω -Bereiche, die mit verschiedenen Sonden überdeckt werden können.

ablöst, und in Großbritannien wird die gepulste Spallationsquelle SNS gebaut, um den nationalen Bedarf an Neutronenstreckkapazität längerfristig befriedigen zu können.

Weltweit sind derzeit folgende Neutronenquellen zu Forschungszwecken projektiert, beschlossen oder schon im Bau.

Forschungsreaktoren

Ort	Land	th.Leistung	th.Fluß
Saclay	Frankreich	14 MW	
Leningrad	UdSSR	100 MW	$3 \cdot 10^{16} \text{n/cm}^2\text{s}$
Trombay	Indien	100 MW	$10^{14} \text{n/cm}^2\text{s}$
Swierk	Polen	30 MW	
JAERI	Japan	30 MW	
Osaka	Japan	30 MW	$3 \cdot 10^{14} \text{n/cm}^2\text{s}$

Spallationsquellen

Ort	Land	p-Energie	p-Strom
Rutherford	Großbrit.	800 MeV	212 μA
Argonne	USA	500 MeV	24 μA
Los Alamos	USA	800 MeV	11 μA
Tsukuba	Japan	500 MeV	2 μA
Villigen	Schweiz	590 MeV	1000 μA

Die Entwicklung der Neutronenstreuung und die zunehmende Breite ihrer Anwendungen hat dazu geführt, daß neben den an den Reaktoren angesiedelten „professionellen“ Neutronenstreuern eine zunehmende Zahl an „Laufkundschaft“ die verfügbaren Neutronenquellen nutzt, deren hochentwickelte Instrumente mehr und mehr den interessierten Wissenschaftlern an Universitäten und reaktorfernen Instituten offenstehen. Der Physiker oder Chemiker verwendet die Neutronenstreuung als eine Technik unter vielen. Zur Zeit wird diese Technik in der Bundesrepublik von etwa 370 Wissenschaftlern regelmäßig eingesetzt. Davon erscheinen jedes Jahr etwa 170 als Experimentatoren am ILL. Hinzu kommt noch eine nicht unbeträchtliche Anzahl von Kernphysikern (34 am ILL) und Radiochemikern, die zum Kreis der Reaktorbenutzer zählen.

Um die Vielfalt der Arbeitsgebiete zu illustrieren, die mit Neutronen bearbeitet werden können, ist in Tab. 1.1-1 eine Übersicht über experimentelle Programme des ILL angeführt.

Tab. 1.1-1:
Das experimentelle Programm am ILL in den Jahren 1976–1979

	Instrument-Tage			
	1976	1977	1978	1979
Biologie	255	242	213	322
Chemie	356	408	572	746
Kristall-Struktur	767	676	769	582
Magnet. Struktur	624	617	554	596
Flüssigk. + Amorphe	607	523	573	518
Diffuse Streuung	340	493	557	573
Phononen	512	354	250	230
Magnet. Anregungen	118	230	205	310
Phasenübergänge	229	502	659	642
Kernphysik	845	827	874	1060
Total (Instr. Tage) inklusive Tests	5017	5228	5713	6068

Interessant ist, daß klassische Domänen der Neutronenstreuung, wie Phononen- oder Kristallstrukturuntersuchungen im Laufe der Zeit zurückgedrängt wurden zugunsten neu aufkommender Gebiete wie der Phasenübergänge oder gar neuer Disziplinen wie Biologie und Chemie, Disziplinen, in die die Technik der Neutronenstreuung zunächst erst zögernd Eingang fand. Die starke Zunahme der Anwendungen in der Chemie hängt zum Teil mit dem Beitritt Großbritanniens zum ILL zusammen. In Deutschland wird das Potential an Chemikern, die – leicht zugängliche Experimentiermöglichkeiten vorausgesetzt – in absehbarer Zukunft Neutronenstreuung in das Spektrum ihrer Untersuchungsmethoden aufnehmen werden, sicher sehr schnell zunehmen.

Die Ausweitung der Neutronenstreuung als einer „normalen“ Arbeitstechnik auf vielen Gebieten fand in den USA zögernder statt als in Europa. In einer im Jahre 1977 von der amerikanischen „National Academy of Sciences“ veröffentlichten Studie wird deshalb gerade das Potential der Neutronenstreuung, eine multidisziplinäre Technik zu werden, sehr stark betont*:

Summary of Recommendations

1. *The major neutron sources should be treated as national facilities rather than as strictly mission-oriented research centers. This implies central funding of general operating costs, as is now done both at ILL and at medium- and high-energy nuclear physics and synchrotron physics facilities in the United States.*

2. *In order to realize the scientific opportunities in broadly distributed areas of science that the report has emphasized, there is a strong need to broaden the group of users of the existing and potential facilities. This wide class of new users must be first of all identified, educated, and encouraged. Topical workshops and summer schools should be held, and funding support for short-term consultation visits and exploratory experimentation should be made available. User policies already formulated at some of the national laboratories and university centers should be formalized and widely publicized.*

User committees at the centers composed of both in-house and outside scientists should review brief written proposals for outside work, which should be scheduled in a flexible manner. Interchange between various review committees should be developed so that research problems are distributed in the most effective manner. In-house consultants or collaborators and technical support should be available to part-time users of the facilities. It is important that the present excellence of in-house and collaborative work at our centers be maintained and not be jeopardized by this broadened use of the facilities.

3. *University neutron research centers should receive continuing support in their role of educating scientists and engineers in this field; in their making accessible intermediate-flux facilities to the national community; and in their housing of independent, home-based research groups.*

4. *Attempts should be made to make neutron scattering and radiation-damage facilities more widely accessible to scientists working in different geographical regions of the country.*

*) Neutron Research on Condensed Matter: A Study of the Facilities and Scientific Opportunities in the United States, 156 pp

Nationale Neutronenquellen spielen in Europa eine wichtige Rolle zur Entlastung des HFR Grenoble, zur Vorbereitung von Experimenten, zur Ausbildung von wissenschaftlichem Personal und manchmal auch wegen des schnellen Zugriffs zu Neutronen bei einem aktuellen Problem. In der Bundesrepublik sind dies derzeit vor allem der FRJ-2 in Jülich und der FR2 in Karlsruhe mit einem thermischen Neutronenfluß von 10^{14} n/cm²s (HFR Grenoble 10^{15} n/cm²s). Der FR2 wird ab 1982 nicht mehr weiterbetrieben und auch beim FRJ-2 ist ein Betrieb über einen längeren Zeitraum hinweg nicht gesichert, da er im Jahre 1990 bereits 30 Jahre alt sein wird.

Die in diesem Band diskutierte deutsche Spallations-Neutronen-Quelle geht sicher über die Rolle einer nationalen Quelle hinaus. Da ihr Fluß während des Pulses 10mal höher sein wird als der des HFR, bietet sich hier die Chance, die Neutronenquelle der nächsten Dekade zu bauen und damit die Forschung um einen entscheidenden Schritt weiterzutreiben.

1.1.3 Was bringt eine Spallationsquelle?

In den letzten drei Jahrzehnten hat sich die Methode Neutronenstreuung ganz erheblich ausgeweitet. Lernte man an den ersten Reaktoren vor allem, neue Reaktoren zu bauen, so brachten schon die Forschungsreaktoren der **50er Jahre** Flüsse von 10^{13} n/cm²s. Neben intensiver Kernphysik wurde in dieser Zeit vor allem die Neutronenbeugung entwickelt.

Den Traum, zusätzlich zur Richtungsänderung bei der Streuung auch die Energieänderung zu analysieren und damit die Bewegung der Atome zeitlich aufzulösen, bezahlt man aber mit einem Intensitätsverlust von drei bis fünf Größenordnungen. **Inelastische Streuung** entwickelte sich daher erst mit den Quellen der 60er Jahre: 10 MW, 10^{14} n/cm²s Fluß.

Schließlich um 1970 die **Hochflußreaktoren** in Oak Ridge, Brookhaven und Grenoble mit Flüssen von 10^{15} . Es entstanden verfeinerte hochauflösende Instrumente; konnte man vorher nur die Frequenz einer Anregung messen, so durfte man jetzt hoffen, Linienbreiten zu studieren. Zum anderen fand die Neutronenstreuung immer breitere Anwendungen. Der Neutronenphysiker der alten Tage, der zugleich Kernphysik, Reaktorphysik und Beugung betrieb, ist heute abgelöst durch den Fachwissen-

schaftler, der die Neutronenstreuung gezielt einsetzt, um Fragen aus der Festkörperphysik, der Chemie oder Biophysik anzugehen.

Man halte sich vor Augen, daß selbst in einem Hochflußreaktor immer noch ein „Neutronenvakuum“ von $3 \cdot 10^{-8}$ mbar herrscht. Dann nimmt es nicht Wunder, daß die Bemühungen nicht nachlassen, die Quellstärke weiter zu verbessern. Den Fluß von Reaktoren nochmals um eine Größenordnung zu steigern, ist aus thermischen Gründen mit heutiger Technologie kaum möglich. Als einziger Ausweg bleibt, den Fluß während eines **Pulses** kurzzeitig zu überhöhen, während der mittlere Fluß in konventionellem Rahmen bleibt.

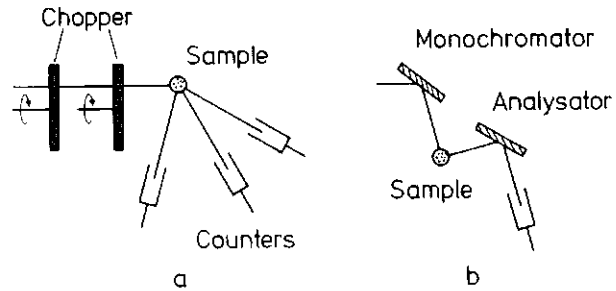


Abb. 1.1-6
a) Dreiachsenspektrometer (DAS)
b) Flugzeitspektrometer

Grundsätzlich handelt es sich bei einem Streuexperiment immer darum, Impuls bzw. Energie der Neutronen vor und oft auch nach der Streuung zu definieren. Hierfür gibt es zwei grundsätzlich verschiedene Methoden: Einmal wird durch die Reflexion an einem Einkristall entsprechend der Bragg-Gleichung $n\lambda = 2d\sin\theta$ die Wellenlänge der Neutronen festgelegt; oder aber man bestimmt die Geschwindigkeit der Neutronen durch eine Laufzeitmessung.

Als klassische Instrumente seien einerseits das Kristalldiffraktometer und Dreiachsenspektrometer, zum anderen das Flugzeitspektrometer genannt.

Im letzteren Fall muß der Strahl durch einen Chopper zerhackt werden, was bedeutet, daß der Primärstrahl nur während eines Bruchteils der Zeit genutzt wird. An einem Reaktor werden üblicherweise beide Techniken verwendet. An der Spallationsquelle mit 500 µs Pulsen werden

Tab. 1.1-2:
Die Instrumente am ILL, neu konzipiert an einer Quelle mit Zeitstruktur.

	ILL (kontinuierlich)			Spallationsquelle (500 µs)		
	kontinuierlich	Quasi-kontinuierlich 1 ms	Flugzeit 20–50 µs	kontinuierlich	Quasi-kontinuierlich 0,5 ms	Flugzeit 20–50 µs
Elastische Beugung	12	2		1	7	6
Inelastische Spektroskopie	6	2	3		4	7
Kernphysik u. ä.	7			6	1	
Summe	25	4	3	7	12	13
Gewinn bei 18-fach überhöhtem Spitzenfluß				1	2	18

sich die Gewichte ganz eindeutig zugunsten der Flugzeittechnik verschieben. Um dies zu illustrieren, wurden in Tab. 1.1-2 die Instrumente am HFR des ILL in drei Gruppen geteilt: a) kontinuierliche Instrumente, b) Instrumente, die mit hohem Zeitnutzungsfaktor gepulst sind, um z. B. elastische von inelastischer Streuung zu unterscheiden und c) echte Flugzeitinstrumente, die den Strahl kurz pulsen. Für eine Quelle mit Zeitstruktur „umgedacht“ ergibt sich das Bild der 2. Spalte. Die Mehrzahl der Apparate würde die Zeitstruktur und damit den Spitzenfluß voll oder wenigstens teilweise nutzen können.

1.2 Neutronenstreuung: wissenschaftliche Anwendungen

1.2.1 Diffraktometrie

Seit von Laue 1912 entdeckte, daß Röntgenstrahlen an Kristallen gebeugt werden, hat man eine experimentelle Methode zur Hand, um den Aufbau der kondensierten Materie zu studieren. So ist eine neue Wissenschaft, die Strukturforschung, entstanden, eine Kartographie in atomaren Dimensionen, die so etwas wie Landkarten herstellt, aus denen man sich über die Anordnung der Atome in verschiedenen Stoffen informieren kann. Diese Strukturbeschreibungen sind Ausgangspunkte für weitere Überlegungen über die physikalischen, chemischen und technischen Eigenschaften der Körper.

Die Strukturforschung mit Röntgenstrahlen hat sich stufenweise entwickelt. Zuerst wurde der Bereich der anorganischen Stoffe erschlossen. In den 40er Jahren verschob sich der Schwerpunkt der Forschung in den Bereich der organischen Kristalle. 1957 glückte die erste Strukturbestimmung eines kristallisierten Proteins.

Für die Bearbeitung dieser Fragen stehen heute im Prinzip die notwendigen Untersuchungs- und Auswertungsmethoden zur Verfügung. Trotzdem ist ihre Bearbeitung in keiner Weise abgeschlossen: Es werden ständig neue Stoffe hergestellt und es rücken neue Stoffklassen in den Fokus des wissenschaftlichen oder technischen Interesses, so daß weitere Vertreter von Substanzklassen untersucht oder alte Strukturbestimmungen unter neuen Gesichtspunkten verfeinert werden müssen.

Daneben gibt es aber auch noch ganze neue „Kontinente“, die der Erforschung und Kartierung harren. Als weitgehend unerschlossen hat der „Kontinent“ der **fehlgeordneten Strukturen**, der Kristalle mit Defekten, der Gläser, Flüssigkeiten, der Faser- und Kunststoffe zu gelten. Gerade bei diesen nichtperiodischen Systemen stößt man mit Röntgenstrahlen auf eine fundamentale Schwierigkeit. Beugungsuntersuchungen liefern nicht alle Informationen, die nötig sind, um daraus die Gestalt der Streukörper zu berechnen, denn die Phasen der Streuwellen entziehen sich der einfachen Beobachtung.

Bei anorganischen und organischen Kristallen konnte das **Phasenproblem** noch durch Überlegungen gemeistert werden, die von der einfachen Tatsache ausgingen, daß die Stoffe aus getrennten Atomen aufgebaut sind. Bei den biologischen Kristallen waren experimentelle Zusatzinformationen nötig. Für die amorphen Stoffe er-

wies sich der Informationsgehalt, der in Röntgenbeugungsdaten steckt, als meist unzureichend.

Ein weiterer „Kontinent“, der eben erst betreten wurde, sind die Strukturen der **Oberflächen**. War bei den verschiedenen Typen der dreidimensionalen Kristallstrukturen der Fortschritt noch durch theoretische Überlegungen, bzw. durch die Computerentwicklung, bestimmt, so bestimmte bei der Erforschung der Oberflächen eigentlich zum ersten Mal in der Geschichte der Röntgenstrukturforschung die Leuchtstärke der Röntgenröhre den Gang des Fortschritts.

Die Röntgenstrahlen waren in der Strukturforschung lange Zeit konkurrenzlos, da fast alle Korpuskularstrahlen, einschließlich der Elektronen, so starke Wechselwirkungen mit der Materie haben, daß erhebliche Absorptionsprobleme auftreten, bzw. die Streutheorie nicht mehr beherrschbar ist. Dies änderte sich grundlegend als Ende der 40er Jahre mit der Inbetriebnahme der ersten Reaktoren **Neutronen als Sonden** zur Verfügung standen. Seither steht eine Strahlenart zur Verfügung, die zu den Röntgenstrahlen komplementär, sehr oft sogar überlegen ist.

Völlig neu war, daß mit Neutronen auch die **magnetischen Momente** an den Atomen vermessen werden konnten, wodurch das Verständnis des Festkörpermagnetismus einen steilen Aufschwung nahm und zu dem Gebiet wurde, an dem die Modellvorstellungen über Kollektivphänomene erprobt werden.

Aber auch die herkömmliche Strukturforschung wurde durch die Neutronenbeugung neu belebt. Die geringeren Streu- und die wesentlich geringeren Absorptionsquerschnitte der Neutronen erlauben generell ein genaueres Messen. Das Faktum, daß die Neutronen am Atomkern und nicht wie die Röntgenstrahlen an den Elektronen der Atomhüllen gestreut werden, hebt einige der wesentlichen Beschränkungen der Röntgenstrukturforschung auf. Es können auch leichte Atome, so vor allem der Wasserstoff, sichtbar gemacht werden.

Etwa gleich schwere Atome, wie die verschiedenen Isotope eines Elements oder Atome mit ähnlicher Elektronenzahl können aufgrund oft sehr verschiedener Streuquerschnitte deutlich unterschieden werden. Der **Isotopenersatz** hat sich als ganz entscheidende Hilfe bei der Behandlung von Fehlordnungsproblemen erwiesen, vor allem der Ersatz von H durch D. Er hilft besonders dem Phasenproblem beizukommen. Ähnliches gilt bei der Erforschung von Nahordnungsproblemen in Legierungen, in denen z. B. Ni-Isotope ausgetauscht werden können. So kommt es, daß bei der Untersuchung fehlgeordneter Systeme, dem momentan wohl aktuellsten Gebiet der Strukturforschung, die Neutronen den Röntgenstrahlen den Rang abgelassen haben und jetzt die führende Rolle spielen.

Das **Phasenproblem** kann mit zwei weiteren Methoden angegangen werden: einerseits über die Energieabhängigkeit der Streulänge bestimmter Kerne an Resonanzstellen, andererseits durch die Spinabhängigkeit der Streuung polarisierter Neutronen an polarisierten Kernen. Durch die Fortschritte in der Tieftemperaturtechnik scheint sich hier ein wichtiges neues Feld zu eröffnen.

Der prinzipiellen Überlegenheit der Neutronen steht allerdings die geringere Stärke der **Quellen** gegenüber. Im Gegensatz zur Röntgenbeugung war die Verbesserung

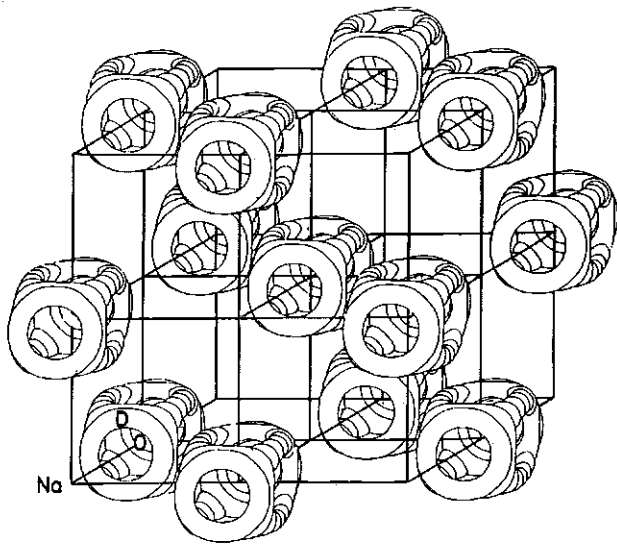


Abb. 1.2-1
Aufenthaltswahrscheinlichkeit des D in der plastischen Phase in NaOD.

der Quellen, d.h. das Aufkommen neuer Reaktortypen, das Regulativ, das den Fortschritt der Methode Neutronenstreuung bestimmte. Die Entwicklungsstufen Strukturbestimmung mit elastischer Streuung, Erforschung der Gitterdynamik mit inelastischer Streuung, hochauflösende Spektroskopie, sind verschiedenen Reaktorgenerationen zugeordnet. Auch die jetzt verfügbaren Hochflußreaktoren decken noch in keiner Weise die Bedürfnisse an Neutronen. Das gilt nicht nur für inelastische Untersuchungen, sondern auch für die Strukturbestimmung. Die jetzt verfügbaren Flüsse sind nicht hinreichend, um ausgedehnte Proteinstrukturen zu bearbeiten. Dadurch bleibt weitgehend unerforscht, welche Rolle der Wasserstoff in den biologischen Systemen spielt. Die Flüsse sind auch nicht hinreichend, um komplizierte Fehlordnungsprobleme anzugehen, in real-time-Experimenten schnell ablaufende Vorgänge zu ver-

folgen und interessante Stoffgruppen in hinreichender Zahl zu studieren. So bringen auch für die Strukturforschung Spallationsquellen entscheidende Fortschritte.

Zeitaufgelöste Neutronendiffraktometrie wird gegenwärtig auf einer Zeitskala von 0,5–15 min./Spektrum durchgeführt um heterogene chemische Reaktionen zu untersuchen. Der interessante Millisekunden-Bereich ließe sich zwar durch eine Vergrößerung des Probenvolumens erreichen, jedoch wird dadurch eine homogene Reaktion erschwert. Dies gilt vor allem für elektrochemische Reaktionen. Mit einer Zeitauflösung von ~ 10 s könnte man eine Reihe von Prozessen untersuchen über deren strukturelle Dynamik nur wenig bekannt ist. Erwähnt seien das Gebiet der martensitischen Umwandlungen und zerstörende bzw. explosionsartige Oxidation von Metallen. Dazu gehören auch Modellsubstanzen für biologische Systeme. So konnte A. Weiss zeigen, daß Einlagerungsverbindungen von Schichtsilikaten Modelle für Nerven darstellen und man könnte daran denken, Relaxationsprozesse bei Nervenreizungen zu simulieren und strukturell zu untersuchen. Zeitauflösung im erwähnten Bereich könnte voraussichtlich mit einem intensitätsoptimierten Flugzeitdiffraktometer erzielt werden.

Bei idealer Reversibilität einer Reaktion oder eines Relaxationsprozesses bräuchte man keine gepulste Quelle, da man den strukturändernden Impuls beliebig oft wiederholen könnte und die Datenerfassung nur mit der Pulsfolge synchronisieren müßte um die „strukturellen Echos“ zu erfassen. Die meisten Systeme sind aber nicht ideal reversibel was ein weiteres Argument für die bessere Neutronenökonomie einer gepulsten Quelle ist. Es empfiehlt sich, ein intensitätsoptimiertes Flugzeitdiffraktometer auch für lange Wellenlängen auszulegen, da bei heterogenen Reaktionen in der Anfangsphase oft Ordnungsprozesse ablaufen, die zu großen Elementarzellen führen.

Ein weiteres Beispiel für die methodische Überlegenheit der Neutronen sind Untersuchungen an **Kristallpulvern**. Da die Neutronen an den Kernen gestreut werden, sind die Streuwellen Kugelwellen, was zur Folge hat, daß auch

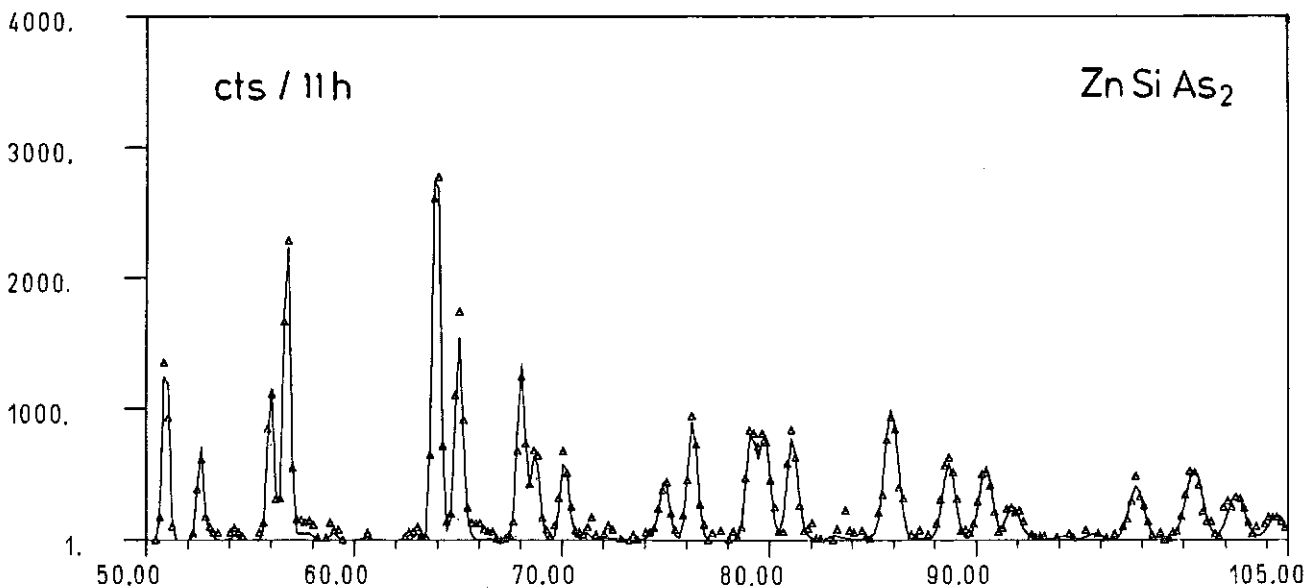


Abb. 1.2-2
Pulverdiagramm von $ZnSiAs_2$.

Beugungsreflexe hoher Ordnung noch mit starker Intensität zu beobachten sind. Deshalb kann man mit Neutronen auch an Kristallpulvern genaue Strukturdaten ermitteln. Da die Herstellung von größeren Kristallen präparativ oft enorme Schwierigkeiten macht, bedeutet dies eine substantielle Erweiterung der Möglichkeiten der Strukturforschung.

Gepulste Quellen sind diesen Untersuchungen besonders angepaßt. Statt durch einen Monochromator die Intensitäten zu verringern, schickt man ein Paket verschieden schneller Neutronen auf eine Probe und mißt die gestreute Intensität als Funktion der Flugzeit. Da über die ganze Zeit gestreute Strahlung registriert wird, liefert in diesem Fall die gepulste Quelle dieselbe Ausbeute wie ein stetiger Reaktor, dessen kontinuierlicher Fluß dem Spitzenfluß der gepulsten Quelle entspricht. Da bei diesen Untersuchungen unter konstantem Winkel gestreut wird, ist diese Methode besonders für Untersuchungen bei hohem Druck günstig. Druckzellen müssen nur je ein Fenster in der Richtung des einfallenden und ausfallenden Strahles aufweisen.

Ein weiteres Beispiel aus dem methodischen Bereich sind die **X-n-Synthesen**. Strukturbestimmungen mit Neutronen liefern die Lage der Kerne und deren Temperaturbewegung. Aus Röntgenmessungen kann man die mittlere Elektronenverteilung in Kristallen bestimmen. Beide Untersuchungsarten, in den genannten Synthesen kombiniert, ergeben die Elektronendeformation aufgrund der chemischen Bindung und lassen es zu, Berechnungen der Wellenfunktionen bzw. der Elektronendichten zu testen. Wichtig ist mit hohen räumlichen Auflösung zu messen, wofür eine Spallationsquelle ein besonders geeignetes Gerät ist, da sie Neutronen kurzer Wellenlänge liefert. Vom Ausbau der Spin-Echo-Me-

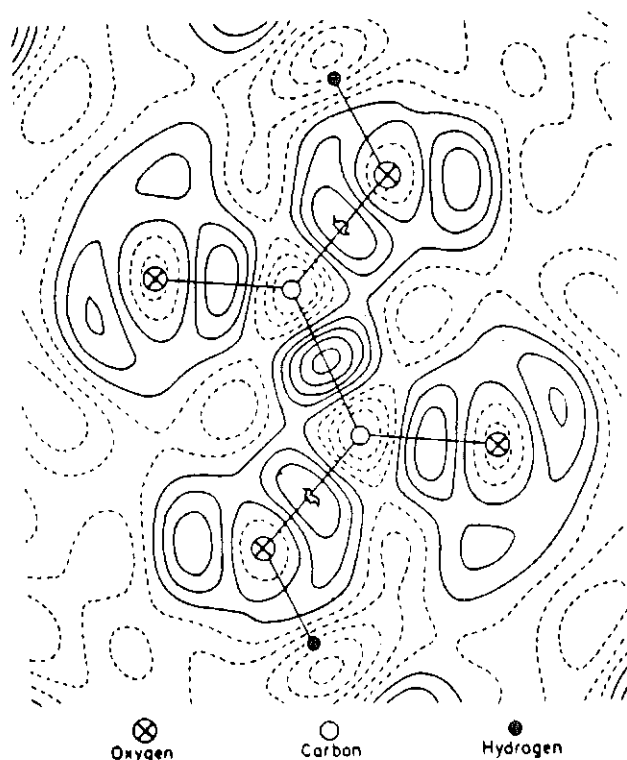


Abb. 1.2-3
X-n Synthese der Elektronendichte des Moleküls in fester Oxalsäure (nach [1.2-1]).

thode zur Absonderung des inelastischen Untergrundes ist eine weitere Steigerung der Genauigkeit dieser Untersuchungen zu erwarten.

Schlagwortartig seien noch einige aktuelle Gebiete angesprochen:

- Metallhydride sind mögliche Energiespeicher der Zukunft, ihre Strukturaufklärung bedarf des Einsatzes von Neutronen, um den Wasserstoff zu lokalisieren.
- Schnelle Ionenleiter sollen in Festkörperbatterien den Stromtransport besorgen. Aus Diagrammen, die die mittlere Atomverteilung zeigen, lassen sich Schlüsse über die Bewegungsvorgänge ziehen. Solche Diagramme sind mit Neutronen besonders gut zu erhalten.
- Bei eindimensionalen Leitern waren letztlich Neutronen nötig, um die Struktur dieser Stoffe vollständig zu klären, die z. B. Pt neben leichten Elementen enthalten.
- Viele Katalysatoren enthalten Schwermetalle neben organischen Liganden. Zur Bestimmung der Wasserstofflagen sind Neutronen nötig.

Methodisch ähnlich liegende Fragestellungen werden auch in Zukunft anfallen und leistungsfähige Neutronenquellen für die Strukturbestimmung erforderlich machen.

1.2.2 Dynamik der Festkörper

Aus der Analyse der Energie und Richtung kohärent gestreuter Neutronen lassen sich Frequenzen und dazugehörige Wellenzahlvektoren kollektiver Anregungen in Festkörpern (Phononen) bestimmen. Für Wellenzahlvektoren im atomaren Bereich ist das bisher die überlegene Meßmethode überhaupt. Die erstmalige Bestimmung von Phononendispersionskurven kann historisch als ein entscheidender Markstein für die Methode der Neutronenstreuung angesehen werden. Inzwischen wurde eine Unzahl von Substanzen aus allen Stoffklassen untersucht. Die Deutung der Meßresultate über phänomenologische Modelle oder über den Vergleich mit „first principle“-Rechnungen führte zu einer wesentlichen Erweiterung unseres Wissens über die Festkörper. Trotz dieser wesentlichen Beiträge steht die Lösung einer ganzen Reihe prinzipieller Probleme der Festkörperdynamik noch aus.

Die Untersuchung komplexer **Molekülkristalle**, insbesondere organischer Kristalle, zur Aufklärung der intermolekularen Kräfte in diesen Systemen, steht erst ganz am Anfang. Relativ universelle van der Waals Potentiale für C und H stellen einen ersten Schritt in dieser Richtung dar, der beträchtliche Erfolge bei aliphatischen und aromatischen Substanzen gezeigt hat. Für Moleküle geringerer Symmetrie – und das ist der weitaus größere Bereich – liefern jedoch statische niedrigere Multipole einen wesentlichen Beitrag zur intermolekularen Wechselwirkung. Ausgehend von Molekülorbitalrechnungen und von experimentell bestimmten Multipolen des Einzelmoleküls, läßt sich hoffen, Aussagen über die statischen und dynamischen Anteile der Wechselwirkung zu gewinnen und damit zum Verständnis komplexer Wechselwirkungen wie z. B. der H-Brücke beizutragen.

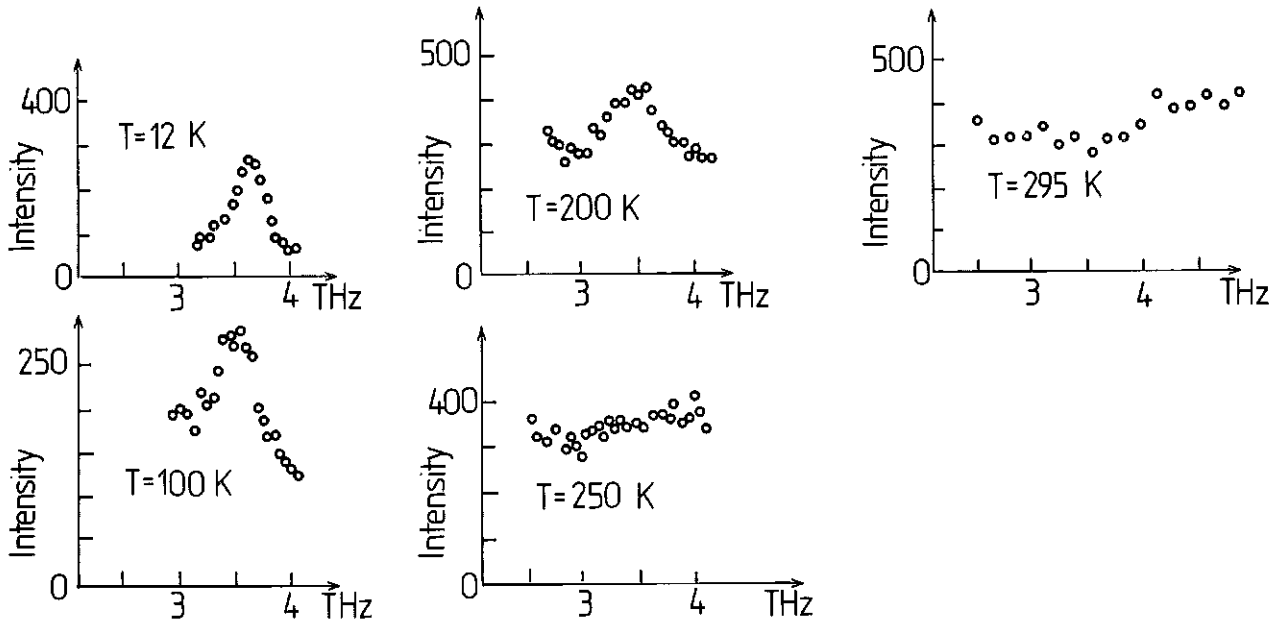


Abb. 1.2-4
 Frequenzverschiebung und Linienbreite des Phonons $[0.5,0,0]$ von Naphthalin. Ab 250 K ist die Dämpfung so groß, daß eine Beobachtung nicht mehr möglich ist. (nach [1.2-2])

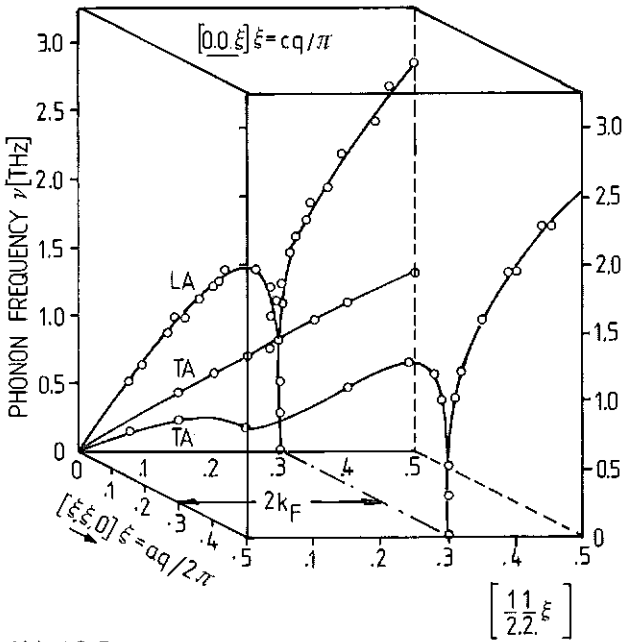


Abb. 1.2-5
 Phonondispersionskurven in $K_2Pt(CN)_4Br_{0.3} \cdot 3H_2O$ bei Zimmertemperatur. Die Spitze bei $\zeta = 0,3$ ist eine sogenannte Kohn-Anomalie. (nach [1.2-3])

Da die Bindungskräfte zwischen den Molekülen vergleichsweise klein sind, ergeben sich durch die Anwendung von größerem Druck, wie auch durch Temperaturänderungen relativ große Frequenzverschiebungen. Auch die bei höheren Temperaturen beträchtlich werdenden **Phononenbreiten** lassen sich bestimmen. Die beiden letzten Effekte sind zum Beispiel an einer Messung an Naphthalin leicht zu ersehen (siehe Abb. 1.2-4). Dort verschwindet bei einer Temperatur, die immerhin noch ca. 150 °C unter dem Schmelzpunkt liegt, das Phonon, d.h. der Einfluß der Anharmonizität wird so groß, daß die Breite der Phononenlinie von der Größenord-

nung der Phononenenergie selbst wird. Solche Messungen geben insgesamt Aufschlüsse über die **Phonon-Phonon-Wechselwirkung**.

Mit zunehmender Verbesserung der Meßmethoden werden Aussagen über die **Wechselwirkung der Phononen mit Leitungselektronen in Metallen** ermöglicht. In KDP, einem nahezu eindimensionalen System zeigt sich das in Form eines deutlich ausgeprägten Einbruchs in der Dispersionskurve (Abb. 1.2-5), der sogenannten Kohn-Anomalie, deren Ausprägung mit der Stärke der Wechselwirkung, deren Lage mit der Form der Fermioberfläche der Leitungselektronen zusammenhängt. Für übliche Metalle ist die Messung der Kohn-Anomalie, oder was ähnliche Aussagen gibt, der Phononenlinienbreite bei $T = 0$ K äußerst schwierig, gibt bei Erfolg aber Resultate, die vergleichsweise einfach zu interpretieren sind.

Bei einigen Verbindungsgruppen, an denen Übergangsmetalle beteiligt sind und die gleichzeitig Supraleiter sind, werden ebenfalls große Anomalien in der Phonondispersionskurve gefunden. Zwischen diesen Anomalien, deren Ursache ebenfalls bei der **Elektron-Phonon-Wechselwirkung** zu suchen ist, und der Sprungtemperatur bestehen enge Zusammenhänge.

Eine bestimmte Klasse von Festkörpern zeigt das Phänomen von fluktuierenden Valenzen; z.B. fluktuiert dort der Ladungszustand zwischen Sm^{2+} und Sm^{3+} . Das gibt eine starke Kopplung mit den Phononen, da die entsprechenden Ionenradien deutlich verschieden sind. Die Einflüsse dieses Phänomens auf die Phonondispersionskurven sind dementsprechend deutlich und sollten zu einer Absenkung der longitudinalen Phononenzweige führen.

Die Bestimmung von Dispersionskurven ist dann nicht möglich, wenn keine Einkristalle zur Verfügung stehen. Das ist leider bei vielen technisch interessanten Substanzen der Fall. Hier lieferte aber die Möglichkeit das **Schwingungsspektrum** $g(\omega)$ sehr direkt messen zu können wiederum, die Möglichkeit über die dynamische

Struktur wertvolle Informationen zu erhalten. Es sei nur darauf hingewiesen, daß diese Information bei Substanzklassen, in denen teilweise Supraleiter vorkommen, besonders wichtig sind.

Die Analyse inkohärent gestreuter Neutronen erlaubt es, neben der schon lange betriebenen Bestimmung des Schwingungsspektrums von Festkörpern, auch die mikroskopischen Vorgänge bei der **Diffusion in Festkörpern** zu erhellen; z. B. wurden erst in jüngster Zeit bei einer ansonsten so gut bekannten Substanz wie Natrium die Länge und Anisotropie der Sprungvektoren, Verweilzeiten und korrelierte Diffusionsprozesse untersucht. Andere interessante Systeme, deren Diffusionsverhalten der Messung zugänglich sind, sind gelöster Wasserstoff in Festkörpern oder die Diffusion in festen Elektrolyten. Insgesamt ist hierfür die Neutronenstreuung die Methode, um Information über den **mikroskopischen Diffusionsvorgang** zu erhalten.

Ein Gebiet, das erst seit relativ kurzer Zeit bearbeitet werden konnte, sind **Oberflächeneffekte**, z. B. können Gase, die in Monolagen auf ein festes Substrat (z. B. Graphit) aufgebracht werden, untersucht werden. Die Struktur und die Dynamik eines zweidimensionalen Festkörpers kann so studiert werden. Man hofft, auch Einblicke in den Vorgang der Katalyse erhalten zu können. Abb. 1.2-6 zeigt Meßresultate von adsorbierten Wasserstoff.

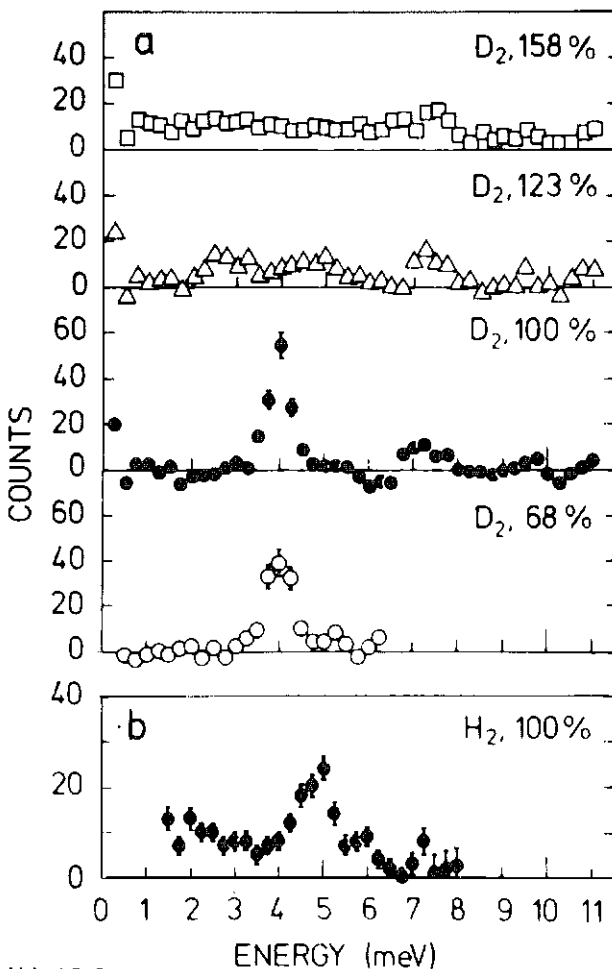


Abb. 1.2-6 Inelastische Streuung von adsorbiertem Wasserstoff und Deuterium bei 4,2 K. Die Unterlage ist pyrolytischer Graphit. Die Prozentzahlen geben die Dicke der Schicht in Monolagen an. (nach [1.2-4])

1.2.3 Fluide und Amorphe

Für die Untersuchung der atomaren Struktur und Dynamik ungeordneter Vielteilchensysteme ist die Neutronenstreuung von ausschlaggebender Bedeutung.

Die Vorteile kalter und thermischer Neutronen gegenüber anderen Strahlenarten wie Photonen- oder Elektronenstrahlen sind deshalb so wichtig für ungeordnete Vielteilchensysteme, weil man durch Streuexperimente nur dann ausreichende Information über die atomaren Wechselwirkungen in isotropen Proben erhält, wenn man weitere Parameter in die Messungen einführt, wie z. B. absolute Messungen der Intensitäten, genaue Messungen der Linienformen, Trennung von inkohärenter und kohärenter Streuung, Messungen in einem größeren Bereich des Zustandsdiagrammes und für mehratomige Systeme Bestimmung partieller statischer und dynamischer Strukturformfaktoren. Hierzu sind Neutronen in einzigartiger Weise geeignet. Messungen dieser Art erfordern sehr gute statistische Genauigkeit d. h. eine intensive Neutronenquelle, da die Ergebnisse (wie bei Differenzquotienten) aus der Differenz zweier fast gleichgroßer Meßfunktionen hervorgehen.

Da bei der Kernpotentialstreuung (im Gegensatz zur magnetischen Streuung des Neutrons an der Elektronenhülle) der Formfaktor konstant ist, können statische Strukturformfaktoren auch bei großen Impulsüberträgen Q ($20-40 \text{ \AA}^{-1}$) gemessen werden, wenn Neutronen mit genügend hoher Einfallenergie zur Verfügung stehen. Da die erreichbare Ortsauflösung proportional zu $1/Q_{\text{max}}$ ist, erlauben Messungen bis zu großen Q -Werten in vielen Fällen eine wesentliche Verbesserung der Genauigkeit der Ergebnisse. Bei inelastischer Streuung sind absolute Intensitäten breiter Verteilungen (vor allem wegen der notwendigen Korrekturen) einfacher mit Flugzeitspektrometern zu messen, die an gepulsten Quellen vorherrschend sein werden, als mit Kristallspektrometern (z. B. Dreiachsenspektrometern). Dieses sind zwei der Gründe dafür, von der geplanten Spallationsneutronenquelle einen wesentlichen Beitrag zur Erforschung der atomaren Struktur und Dynamik ungeordneter Substanzen zu erwarten.

Struktur

Die Struktur **einatomiger Flüssigkeiten und Gase** (z. B. Edelgase und Metalle) wurde bisher mit Neutronendiffraktion am ausführlichsten untersucht. Die meisten Messungen wurden nahe am Tripelpunkt gemacht. Untersuchungen in weiten Bereichen des Zustandsdiagrammes wurden begonnen. Vor allem für Metalle fehlen sehr genau gemessene Strukturformfaktoren (Genauigkeit besser als 1%) zur Extraktion effektiver Paarpotentiale und zur Kombination mit Strukturformfaktoren aus Röntgen- und Elektronendiffraktionsmessungen (Streuung an Elektronenhülle), mit deren Hilfe die Elektronenverteilung in flüssigen Metallen bestimmt werden kann. Strukturmessungen in flüssigen Metallen nahe ihrem kritischen Punkt werden die Frage klären, ob der dort beobachtete Leiter-Nichtleiter-Übergang mit einer wesentlichen Strukturänderung verbunden ist. Schließlich eignen sich einatomare Flüssigkeiten und Gase dazu, durch Messen der isothermen Druckableitung des statischen Strukturformfaktors $(dS/dp)_T$ Auskunft über Drei- und Mehr-

teilchenkorrelationen, und damit über Mehrteilchenwechselwirkung in ungeordneten Systemen zu erhalten.

Bei den Strukturuntersuchungen der flüssigen **Legierungen** interessiert vor allem die gegenseitige Anordnung der verschiedenen Elemente. Von solchen Experimenten weiß man, daß neben der idealen Durchmischung (statistische Verteilung der Elemente A und B) vor allem Heterokoordination (A-B Komplexe) und Auto-koordination (Cluster von A oder B) in den Legierungen vorliegen. Theoretische Erklärungen der diesen Tendenzen zugrundeliegenden physikalischen Mechanismen gibt es bisher nur in Ansätzen. Isotopensubstitution zur Messung partieller Strukturfaktoren und Konzentrationsvariation sind wesentliche Hilfsmittel für ein weiteres Verständnis dieser Systeme. Durch geeignete Wahl von Konzentration und Streuquerschnitten kann man mit Neutronen direkt die chemische Nahordnung in einigen heterokoordinierten Legierungen messen. Legierungssysteme, die bei bestimmten Konzentrationen einen Leiter-Nichtleiter-Übergang zeigen, werden in diesem Zusammenhang von besonderer Bedeutung sein.

Bei Strukturuntersuchungen **molekularer Flüssigkeiten** müssen nicht nur die Abstände der Atome, sondern auch die Winkelkorrelationen bestimmt werden. Dies erfordert die Kombination mehrerer Strukturfaktoren, die nach Isotopensubstitution (oder mit Röntgenstreuung) mit großer Genauigkeit gemessen werden. Nur für wenige, sehr einfache Systeme konnte die Struktur bisher vollständig analysiert werden. Die neue Quelle wird hierzu wesentliche Beiträge liefern, da sie auch kurzwellige Neutronen zur Verfügung stellen wird, die bei diesen Untersuchungen besonders wichtig sind: wegen der kleinen Abstände der Atome im Molekül müssen die Strukturfaktoren bis zu hohen Impulsüberträgen gemessen werden. Da die meisten molekularen Flüssigkeiten leichte Atome enthalten, sind die sog. Placzek Korrekturen z. T. sehr groß. Ihre Größe ist umgekehrt proportional zur Masse des Streuers und proportional zur Wellenlänge des Neutrons; zur Zeit begrenzen diese Korrekturen wesentlich die erreichbare Genauigkeit der Strukturanalysen molekularer Flüssigkeiten.

Die Möglichkeit, durch Isotopensubstitution die partiellen Strukturfaktoren und damit die Paarkorrelationen der Anionen und der Kationen getrennt zu bestimmen, macht die Neutronenstreuung zum wichtigsten Hilfsmittel in der Strukturanalyse **geschmolzener Salze**. In diesem Zusammenhang werden Experimente von Bedeutung sein, die den Einfluß kleiner Salzbeimengungen (10–20%) zu flüssigen Metallen auf das Wechselwirkungspotential untersuchen („ionisch“ Werden der Bindungskräfte). Einige der wichtigen Fragen, die in Zukunft untersucht werden müssen, sind: Potentiale zwischen den Ionen, Polarisierungseffekte und der Ionentransportmechanismus.

Strukturuntersuchungen **wässriger Lösungen** wurden erst vor kurzem begonnen. Sie sind z. Z. noch auf wenige, zur Isotopensubstitution geeignete, hochkonzentrierte Lösungen beschränkt, doch haben die Ergebnisse schon entscheidend zum Verständnis der in der physikochemischen Forschung wichtigen Hydrationsphänomene beigetragen. Auf diesem Gebiet werden die Arbeiten auf kompliziertere gelöste Systeme und auf Lösungen geringerer Konzentration, wie sie auch in der Natur eine Rolle spielen, ausgedehnt werden. Abb. 1.2-7 gibt einen Ein-

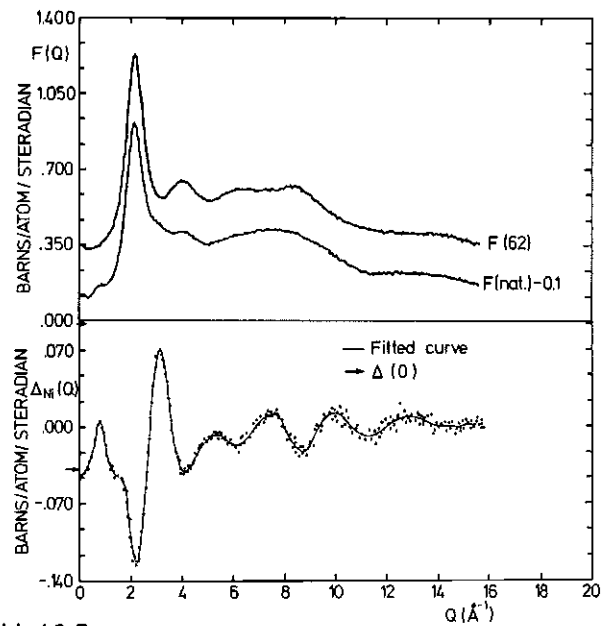


Abb. 1.2-7
Oben: Strukturfaktoren von NiCl_2 (3,08 molar, 295 K) nat. Isotopenmischung und nach Substitution mit ^{62}Ni .
Unten: Differenz der beiden obigen Strukturfaktoren. (nach [1.2-5])

druck davon, wie genau Strukturfaktoren gemessen werden müssen, um aus ersten oder zweiten Differenzen noch die gewünschte Information zu erhalten.

Für die Strukturuntersuchungen an **amorphen Substanzen und Gläsern** wird (wie bei molekularen Flüssigkeiten) Neutronendiffraktion an einer Spallationsquelle von entscheidender Bedeutung sein, weil die Strukturfaktoren bis zu sehr großen ($20\text{--}40 \text{ \AA}^{-1}$) Impulsüberträgen gemessen werden müssen, die Röntgenquellen schwer zugänglich sind. Neben Systemen, die durch vorwiegend kovalente Bindungen in einem „random network“ charakterisiert sind (z.B. amorphe Halbleiter), und solchen mit mehr molekularem Charakter spielen heute amorphe Metalle und vor allem metallische Gläser eine wesentliche Rolle. Untersuchungen ihrer technischen wichtigen magnetischen Eigenschaften mit Neutronen haben erst begonnen. Bei genügend starker Quelle werden auch zeitabhängige Messungen von Nukleation und Kristallisation in amorphen Substanzen möglich sein, deren Mechanismen z.Z. noch weitgehend unbekannt sind.

Dynamik

Die atomare Dynamik ungeordneter Systeme ist nur in zwei Grenzfällen genau bekannt: dem hydrodynamischen Grenzfall (sehr kleine Impulsüberträge und Frequenzen) und im Grenzfall sehr großer Impulsüberträge, dem Grenzfall wechselwirkungsfreier Teilchen. Der dazwischen liegende Bereich kleiner bis großer Impulsüberträge ($0,05\text{--}20 \text{ \AA}^{-1}$) und Frequenzen ($10^{12}\text{--}10^{13} \text{ Hz}$), in dem die Dynamik noch weitgehend unverstanden ist, deckt sich mit dem Q - und ω -Bereich, der mit kalten und thermischen Neutronen untersucht werden kann. Inelastische Neutronenstreuung an Gasen und Flüssig-

keiten wird deshalb außerordentlich wichtige Beiträge zum Verständnis der Nichtgleichgewichts-Thermodynamik liefern.

Quantenflüssigkeiten, insbesondere ^4He , werden seit langem erfolgreich mit Neutronen untersucht. In suprafluidem ^4He wurde die Dispersion von Phononen und Rotonen gemessen, in dem stark Neutronen absorbierenden ^3He kürzlich die Dispersion nullten Schalls (siehe Abb. 1.2-8). Daneben wurden vor allem in ^3He auch breitere Verteilungen gefunden, die auf Spinfluktuationen und Teilchen-Loch-Anregungen in dieser als einzige dem Experiment zugänglichen Fermiflüssigkeit zurückzuführen sind. Von ausschlaggebender Bedeutung wird in Zukunft das genaue Messen der Breiten der beobachteten Linien, vor allem auch als Funktion der Temperatur sein, da hieraus grundlegende Einsichten in den komplizierten Zerfallsmechanismus dieser elementaren Anregungen gewonnen werden können.

Aus dem Studium der Mischung beider Quantenflüssigkeiten (^3He in ^4He) sind sehr interessante Ergebnisse über die Wechselwirkung einer Fermi- mit einer Boseflüssigkeit zu erwarten. Bei großen Impulsüberträgen sollte es möglich sein, den Streuungsanteil des Bosekondensats von dem übrigen quasielastischen Spektrum zu separieren. Ein weiteres interessantes Projekt ist das Studium der Dynamik zweidimensionaler Quantenflüssigkeiten, in denen (in ^4He) vor kurzem Oberflächenrotonen beobachtet wurden, und deren Wechselwirkung mit verschiedenen Substratoberflächen.

Von den klassischen Flüssigkeiten wurde bisher die Dynamik **einatomarer Flüssigkeiten und Gase** an einigen Systemen am sorgfältigsten untersucht. Fortschritte

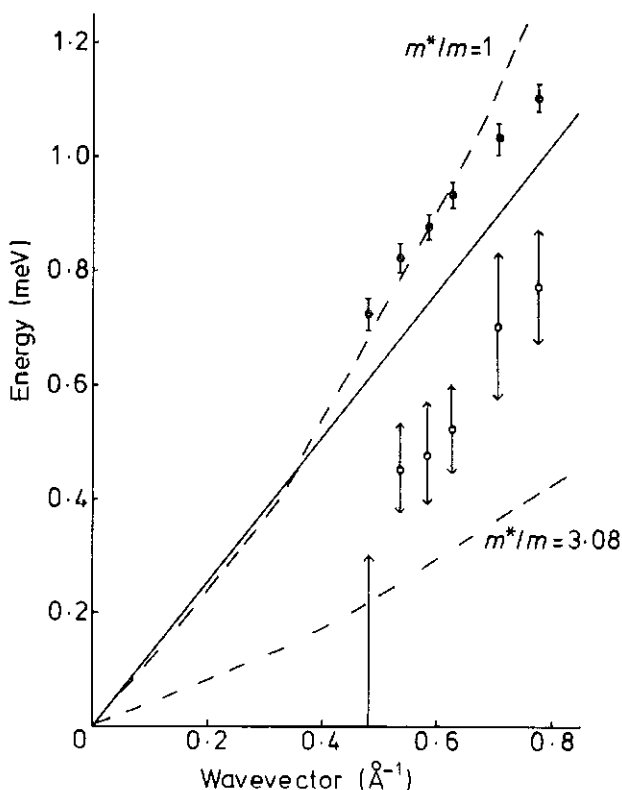


Abb. 1.2-8 Nullter Schall und Teilchen-Loch-Anregung in flüssigem ^3He bei 30 mK (nach [1.2-6]).

können daher nur mit großem Aufwand im Experiment und in der Datenauswertung erzielt werden. In flüssigen Edelgasen (für $Q < 0,1 Q_p$; Q_p ist der Impulsübertrag des ersten Maximums des statischen Strukturfaktors) und in flüssigen Metallen (für $Q < 0,7 Q_p$) wurden als Linien im gemessenen dynamischen Strukturfaktor kollektive Anregungen gefunden. Das genaue Studium der Breiten dieser Linien unter verschiedenen experimentellen Bedingungen (Druck- und Temperaturvariationen) wird es ermöglichen, etwas über die Wechselwirkungen in Flüssigkeiten zu erfahren, die zum Zerfall dieser kollektiven Anregungen beitragen. Auch die Frage, welche Eigenschaft des effektiven Paarpotentials für die Existenz so kurzer Schallwellen verantwortlich ist, wird untersucht werden. Die Berücksichtigung korrelierter Mehrfachstöße in der Beschreibung der Dynamik der Flüssigkeiten oder dichter Gase ist bisher ein ungelöstes Problem. An Gasen kann man durch Dichteänderung im Experiment den Übergang von den theoretisch beschreibbaren Einfachstößen zu den korrelierten Mehrfachstößen (mehrfaches Zusammenstoßen desselben Atompaars im Laufe der Zeit) im Detail untersuchen. Damit wird ein fundamentales Problem der Nichtgleichgewichts-Thermodynamik dem Experiment zugänglich. Analog zum statischen Falle werden durch Messen der isothermen Druckableitung des dynamischen Strukturfaktors $(dS(Q, \omega)/dP)_T$, zeitabhängige Dreiteilchenkorrelationen untersucht werden können. Einatomare Flüssigkeiten bieten sich auch an, ihre Dynamik in der Nähe von Phasenübergängen (flüssig-fest und flüssig-gasförmig) und im unterkühlten Zustand zu untersuchen, bei denen neue dynamische Prozesse (z.B. Scherkräfte) eine wesentliche Rolle spielen.

Die atomare Dynamik mehratomiger Flüssigkeiten und amorpher Systeme wurde bisher nur in Ansätzen untersucht. Dieses betrifft auch druck- und temperaturabhängige Messungen und die Bestimmung partieller dynamischer Strukturfaktoren, die noch gar nicht begonnen wurde.

In flüssigen **Legierungen** wird die Suche nach kollektiven Anregungen eine wesentliche Rolle spielen. Von spezieller Bedeutung wird auch die Suche nach kollektiven Konzentrationsfluktuationen in „Null Legierungen“ sein. Dieses sind Untersuchungen, die nur mit Neutronenstreuung gemacht werden können, da sie die Existenz positiver und negativer Streulängen voraussetzen.

In **molekularen Flüssigkeiten und Gasen** muß neben der Translation der Moleküle auch deren Rotation und die Schwingungen der Atome im Molekül berücksichtigt werden. Eine detaillierte Kenntnis der atomaren Dynamik dieser Systeme steht deshalb noch aus. Untersuchungen der zeitabhängigen Dreiteilchenkorrelationen werden wegen der Richtungsabhängigkeit der Kräfte in molekularen Systemen in Zukunft eine größere Rolle als bisher spielen.

In **geschmolzenen Salzen** bestimmen im wesentlichen langreichweitige Coulombkräfte und Ladungsneutralität die atomare Dynamik. Vor allem das Studium kollektiver Anregungen, insbesondere solcher, die Ladungsfluktuationen (wie in dichten Plasmen) entsprechen, werden das Ziel unelastischer Neutronenstreuexperimente sein. Solche Anregungen wurden in molekulardynamischen Computer-Simulationen gefunden, konnten aber bisher experimentell nicht nachgewiesen werden.

In **wässrigen Lösungen** wird die Dynamik des Wassers in seinen unterschiedlichen Koordinationen interessieren, insbesondere spezielle Diffusionsmechanismen und kollektive Anregungen in diesem System. Für **amorphe Substanzen und Gläser** existieren dynamische Strukturparameter von vergleichbarer Genauigkeit, wie sie für einige einfache Flüssigkeiten (Ar, Rb) gemessen wurden, noch nicht. Da sich diese Systeme in einem Nichtgleichgewichtszustand befinden, sollte die atomare Dynamik nahe der Kristallisationstemperatur und ihre Abhängigkeit von der thermischen Geschichte der Probe und von ihrer Präparation untersucht werden. Von besonderem Interesse wird das Studium niederenergetischer Anregungen sein (< 1 meV), da diese wesentlich die im Vergleich zum Kristall besonderen Tieftemperatureigenschaften ungeordneter, fester Systeme bestimmen. Von großer Bedeutung wird das Messen der Linienbreiten kollektiver Anregungen (analog zu akustischen und optischen Phononen in Kristallen) sein, da man mit ihrer Hilfe den Einfluß der topologischen Unordnung auf die Anregung und deren Zerfallskanäle studieren kann. Wegen der hohen Schallgeschwindigkeiten (> 4000 m/s) werden solche Messungen vorteilhaft an einer Spallationsneutronenquelle an Flugzeitspektrometern mit hoher Einfallenergie gemacht.

1.2.4 Fehlgeordnete kristalline Festkörper

Wenngleich die Eigenschaften des idealen, periodischen Festkörpers auch für die Zukunft weiter zunehmendes Interesse beanspruchen werden, so zeichnet sich doch zugleich ein noch weitergehendes Interesse für den fehlgeordneten Festkörper ab. Typische Beispiele jüngster Zeit sind die Untersuchungen an Legierungen, an nichtstöchiometrischen Verbindungen und an amorphen Stoffen. Das Studium des fehlgeordneten Festkörpers ist die Brücke zwischen den intrinsischen Festkörpereigenschaften auf der einen Seite und den Materialwissenschaften auf der anderen Seite. Verstärkte Aktivität auf diesem Gebiet mittels der Neutronenstreuung wird letztere mehr und mehr einer breiteren Verwendung zuführen, ein Prozeß, der bei der Röntgenstreuung wegen ihrer größeren Anciennität um Jahrzehnte voraus ist.

Entscheidend für eine wesentlich größere Aktivität wäre die Verfügbarkeit von intensiveren Neutronenquellen. Ein Beispiel aus der Praxis möge das illustrieren: **Ermüdungserscheinungen von Werkstoffen** sind in der Technologie von fundamentalem Interesse. Mikroporen- und Mikrorißbildung können und wurden durch Neutronenkleinwinkelstreuung als Funktion des Lastwechsels verfolgt. Einem schnelleren und nicht nur auf einige wenige Modellversuche beschränkten Einsatz der Methode steht jedoch die geringe Verfügbarkeit von Strahlzeit entgegen.

Methodisch kann man sich die Untersuchung des fehlgeordneten Festkörpers durch Neutronenstreuung grob in zwei Klassen einteilen:

1. Mit wenigen Ausnahmen ist die Anwendung aller Methoden denkbar, die man auch verwendet, um den idealen Festkörper zu untersuchen.

2. Es wurden in den letzten Jahrzehnten spezielle Methoden entwickelt und es scheinen auch weitere Entwicklungen denkbar zu sein, die spezifisch anwendbar sind für den fehlgeordneten Festkörper. Hier sind besonders zu nennen die Kleinwinkelstreuung und die elastisch diffuse Streuung.

Mit der **Neutronenkleinwinkelstreuung** können räumlich ausgedehnte Defektstrukturen im Bereich von 10 bis 10000 Å analysiert werden. Die Methode hat mit den perfektionierten Möglichkeiten am HFR Grenoble einen großen Aufschwung genommen und sie ist ganz besonders gut geeignet für Probleme in der Materialwissenschaft, da massive Proben verwendet werden können und die bei Röntgenstreuung störende Doppel-Bragg-Reflexion vermieden wird. Da viele technisch wichtige Eigenschaften von ausgedehnten Defektstrukturen abhängen, hat die Kleinwinkelstreuung die ganz besondere Chance, verstärkt auf Probleme angewandter Forschung eingesetzt zu werden. Neben dem zuvor erwähnten Beispiel der Materialermüdung stehen viele andere, so die Untersuchung des Materialschwellens, der Kaltverformung, der Ausscheidungsvorgänge, der Materialporosität und anderes mehr.

Die Leistungsfähigkeit einer Kleinwinkelstreuapparatur an der Spallationsquelle wird zunächst in etwa vergleichbar mit einer identischen Anlage am HFR Grenoble sein. Zu bedenken ist aber, daß bei einer neuen Quelle von vornherein dem breiten Interesse durch eine geeignete Vielzahl noch weiter perfektionierter Instrumente Rechnung getragen werden kann. Zudem können erhebliche Gewinnfaktoren für solche, durchaus häufigen Probleme erzielt werden, bei denen der inelastische Untergrund über die Pulsstruktur abgetrennt werden kann. Außerdem besteht noch die Möglichkeit, die Pulsstruktur mit Vorteil für zeitabhängige Prozesse zu verwenden.

Mit **diffuser, elastischer Neutronenstreuung** zwischen den Braggreflexen lassen sich Informationen über die statische Fehlordnung gewinnen. Messungen dieser Art wurden bisher insbesondere auf Probleme der Metall-

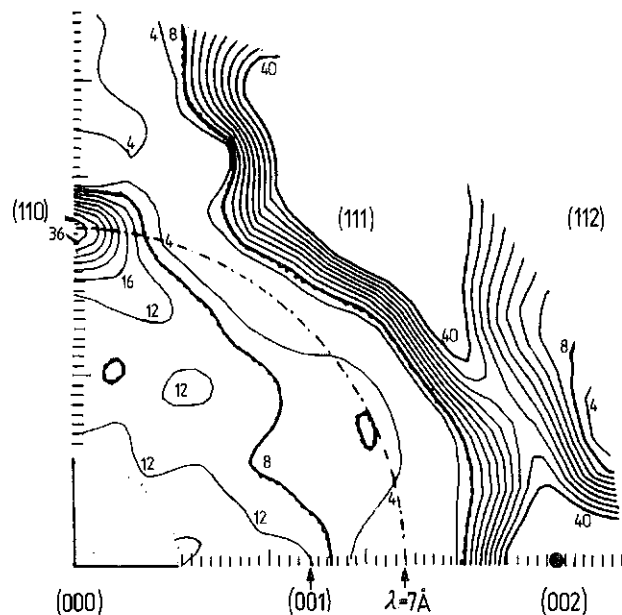


Abb. 1.2-9
Diffuse Streuung an Pb-4% Bi. (111) Ebene (nach [1.2-7]).

physik angewendet. Sie wurden zunehmend aber auch für andere Substanzklassen, wie Ionen- oder Molekülkristalle von Interesse. Punktdefekte, beispielsweise Fremdatome oder Leerstellen, erzeugen Streumuster, deren Struktur von der Wirkung der Defekte auf die Matrix und auch von deren gegenseitiger Anordnung abhängt. Die Technik, solche Streumuster zu bestimmen und im Rahmen von mikroskopischen Wechselwirkungsmodellen zu interpretieren, hat inzwischen ein hohes Niveau erreicht. Durch die Möglichkeit, die unelastische Streuung abzutrennen, bieten Neutronen den besonderen Vorteil, Messungen bei sehr hohen Temperaturen durchzuführen (somit bei besserer Gleichgewichtseinstellung). Auch die Verwendung von Isotopen mit unterschiedlichen Streulängen bietet einen wichtigen Vorteil gegenüber der Röntgenstreuung.

Im Augenblick sind die besten Arbeitsmöglichkeiten auf diesem Gebiet am HFR Grenoble für kalte Neutronen unter Verwendung einer grobauflösenden Flugzeitmethode gegeben. Wegen ihrer Zeitstruktur würde die Spallationsquelle eine um den Faktor 5 bis 10 bessere Arbeitsmöglichkeit für kalte Neutronen ergeben ($Q_{\max} \approx 4 \text{ \AA}^{-1}$). Wünschenswert wäre es, diese Untersuchungen bis zu sehr viel höheren Q-Werten auszudehnen, damit im selben Q-Bereich wie mit Röntgenstrahlen gemessen werden kann, jedoch mit dem essentiellen Vorteil, die inelastische Streuung abtrennen zu können. Auch hier ist die Pulsstruktur gut verwendbar und es besteht die Möglichkeit zu einem echten Durchbruch.

Magnetisch diffuse elastische Neutronenstreuung ist ein schon lange betriebenes Arbeitsgebiet von kontinuierlichem Interesse. Durch die Verwendung von „Supermirrors“ zeichnet sich die Möglichkeit ab, die gestreuten Neutronen in einem großen Raumwinkelbereich bei gleichzeitiger Polarisationsanalyse zu erfassen, eine Technik, die ohne weiteres an eine Spallationsquelle übertragen werden kann und dies wiederum mit erheblichem Intensitätsgewinn gegenüber dem HFR. Mit einem Neutronenspektrometer dieser Art würde die Untersuchung von lokalen, magnetischen Momenten und ihrer wechselseitigen Kopplung – insbesondere bei Unordnungsphänomenen – einen ganz wesentlichen Aufschwung erleben.

Ein in der Röntgenstreuung seit langem etabliertes Arbeitsgebiet ist die Untersuchung von **technischen Werkstoffen**, so z.B. die Texturanalyse oder die Eigenspannungsanalyse. Da mit Röntgenstreuung nur die Oberfläche untersucht werden kann, mit Neutronen hingegen das Innere des Materials mit erfaßt wird, ist für Neutronen auf diesem Gebiet noch eine erhebliche Entwicklung zu erwarten. Ein weiteres Arbeitsgebiet kann die **Neutronenradiografie** mit thermischen und epithermischen Neutronen sein. Diese Technik ist nicht nur für Materialanalyse von Interesse, sie kann z.B. auch auf Flüssigkeitskreisläufe angewendet werden, wobei dann spezielle Anwendungen der Pulsstruktur denkbar sind.

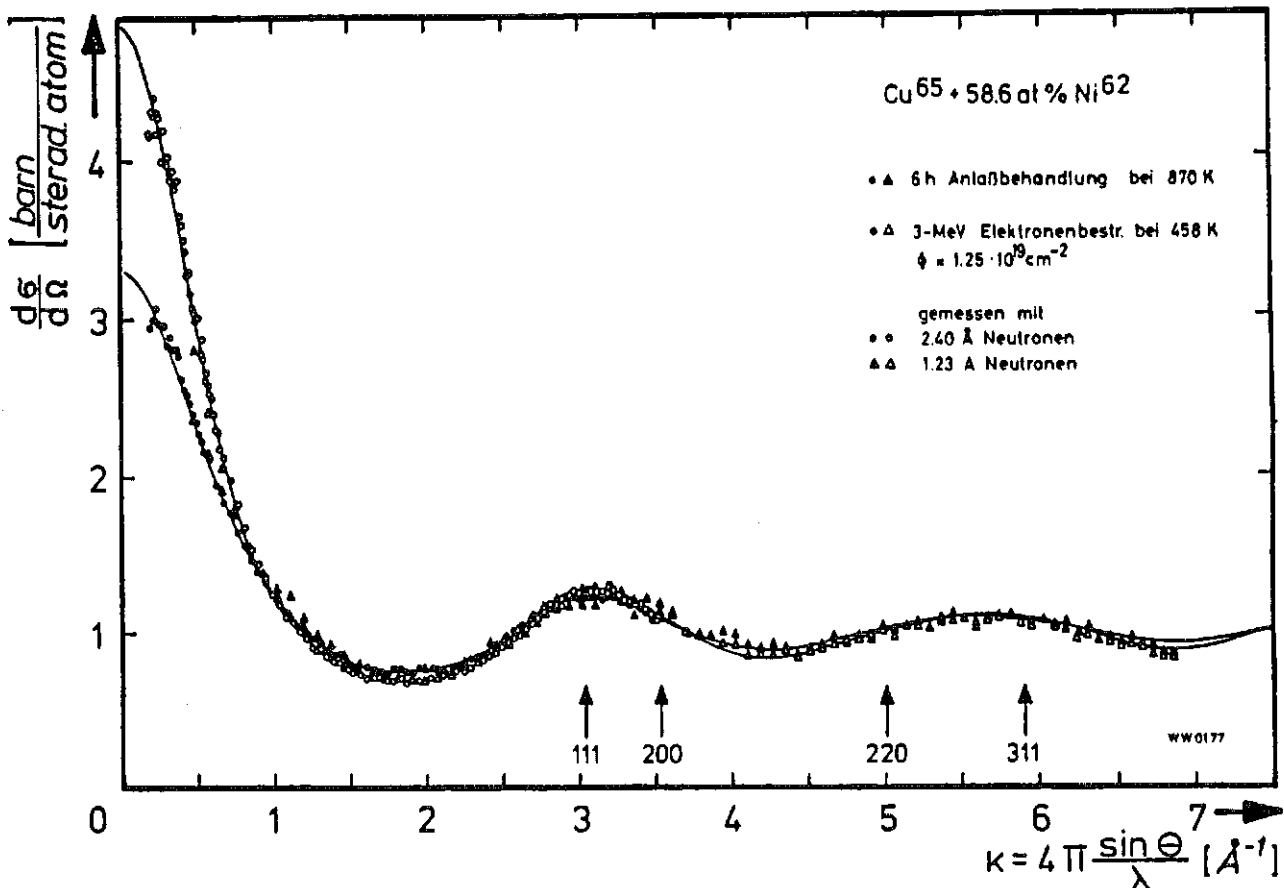


Abb. 1.2-10 Diffuse Nahordnungsstreuung der Null-Matrix nach thermischer Behandlung sowie anschließender isothermer Bestrahlung.

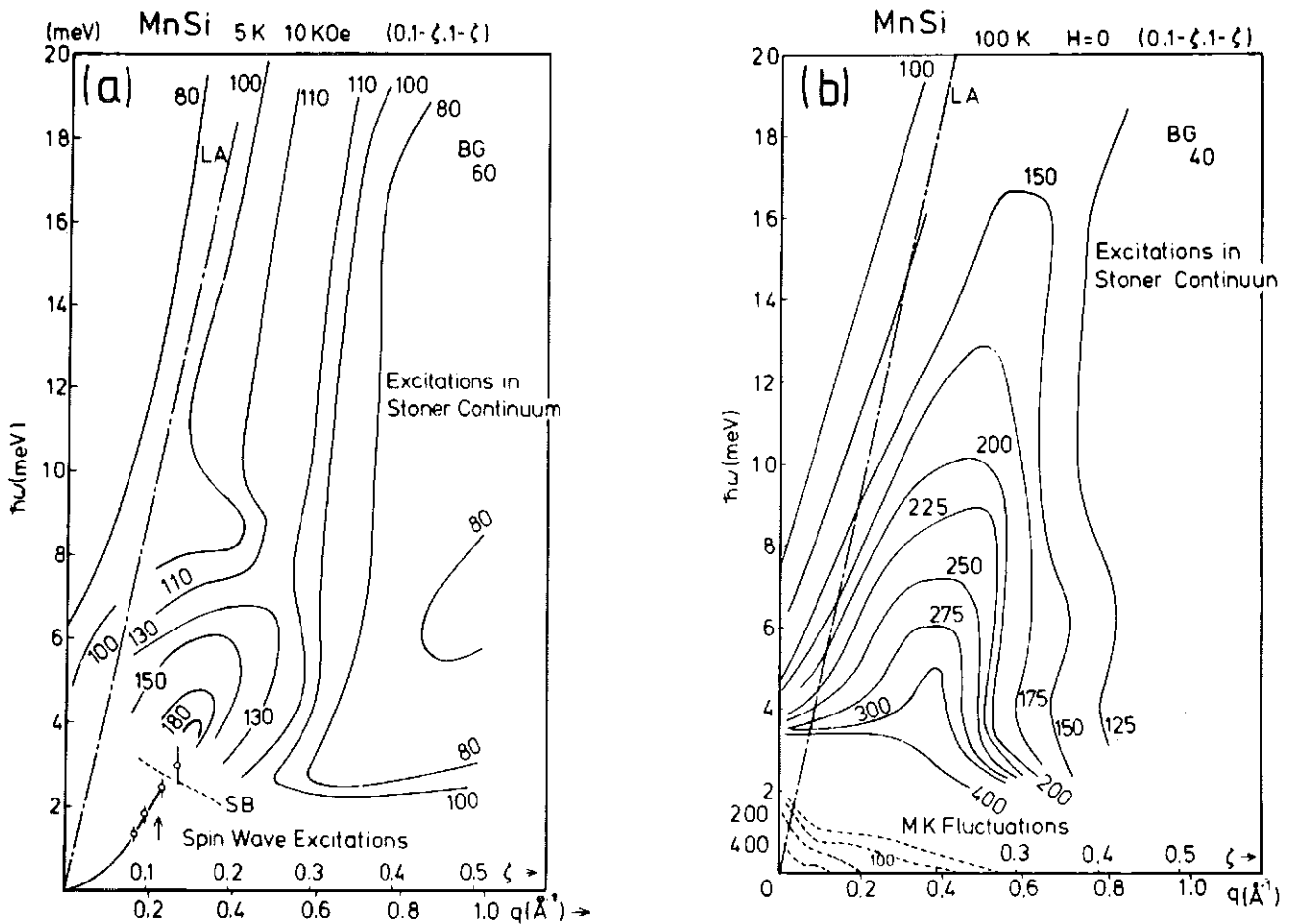


Abb. 1.2-12

Magnetische Anregungen in einem Bandferromagneten. Gezeigt sind Konturen gleicher Intensität der magnetischen Streuung von Neutronen im Gebiet der Stoneranregungen und die Dispersionskurve der Spinwellen in MnSi

- a) bei 5 K und $H = 10$ kOe (ferromagnetisch),
- b) bei 100 K (paramagnetisch).

(nach [1.2-9])

der. Das Studium der magnetischen Anregungen in Metallen wäre ohne die Neutronenstreuung kaum denkbar. Bei den Metallen mit **Bandmagnetismus** treten neben den Spinwellen, die kollektive Anregungen der Elektronenspins sind, auch Einteilchenanregungen (Stonermoden) auf, die im Detail sehr von der Bandstruktur des Metalls abhängen. Deshalb ist es notwendig, die verallgemeinerte magnetische Suszeptibilität in einem möglichst großen Bereich des Energie- und Impulsübertrags durch inelastische n-Streuung zu messen. Abb. 1.2-12 zeigt entsprechende Messungen an MnSi, einem typischen schwachen Ferromagneten, in dem die Leitungselektronen den Magnetismus tragen.

Im einzelnen sind detaillierte Messungen unter Ausschöpfung aller Information notwendig, um zwischen verschiedenen Modellen für das Zustandekommen des Magnetismus in Metallen zu entscheiden. In zunehmendem Maß wird dabei die Polarisationsanalyse der gestreuten Neutronen eine Rolle spielen. So wurde aus Streuexperimenten mit polarisierten Neutronen an den Spinwellen in Ni geschlossen, daß das Stonermodell des metallischen Magnetismus nur unzulänglich den Ferromagnetismus in diesem **3d-Metall** beschreibt. Ganz all-

gemein ist das Verständnis des Magnetismus in metallischen Systemen mit quasi-lokalisierten Elektronen noch nicht befriedigend. Es kann jedoch erwartet werden, daß n-Streuexperimente schließlich zu einem Grad an Verständnis führen, das für Systeme mit gut lokalisierten Elektronen schon erreicht ist.

Im Fall der **Seltenen Erd-Metalle** sind die magnetischen **4 f-Elektronen lokalisiert** und treten nur indirekt über die Leitungselektronen in Wechselwirkung. Dies führt zur Aufspaltung der elektronischen Kristallfeldübergänge in Spinwellen- und Exzitonenzweige, die auch in der paramagnetischen Phase oder auch in Systemen mit einem Singlett-Grundzustand auftreten. Die Messung der Dispersionskurven dieser Anregungen mit Neutronen (vgl. Abb. 1.2-13) gibt genaue Auskunft über elektrische Kristallfeldparameter, Austauschwechselwirkung der Elektronen, magnetische Anisotropie und magnetoelastische Kopplung.

In **Isolatoren** sind die magnetischen Anregungen hinsichtlich ihrer Lebensdauer sehr gut definiert. Da die Elektronen lokalisiert sind und die Austausch-Wechselwirkung zwischen ihnen von kurzer Reichweite ist, liegen einfache und wohlverstandene Modelle wie das Heisen-

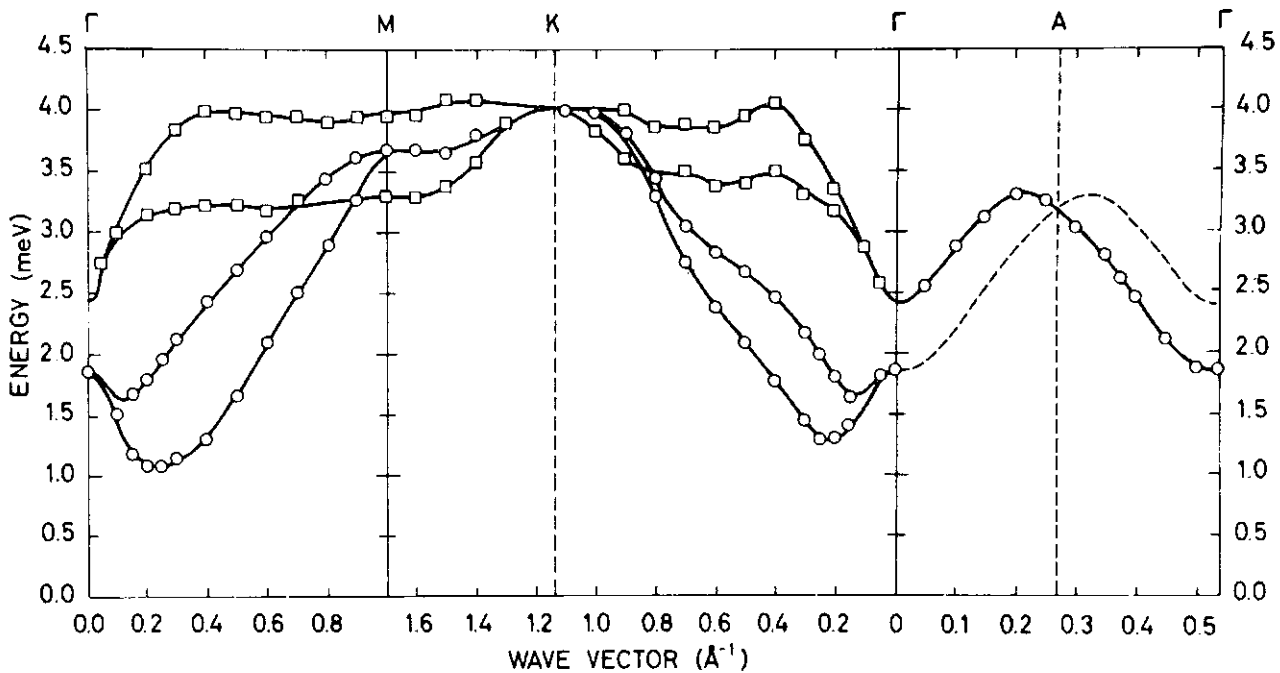


Abb. 1.2-13
 Dispersionskurven der magnetischen Exzitonen in Pr bei 6,4 K (nach [1.2-10]).

berg Modell vor. Es ist darum verständlich, daß sich gerade hier die besten Beispiele finden für die Untersuchung so verschiedener Phänomene wie Magnon-Magnon-Wechselwirkung, Magnon-Phonon-Wechselwirkung, Dynamik in Mischkristallen, Ordnung und Dynamik in niederdimensionalen Systemen, nichtlineare Dynamik, Phasenübergänge und vieles mehr.

Auf allen diesen Gebieten hat die n-Streutechnik entscheidende Beiträge geliefert. Als Beispiel sei die Untersuchung der **ein- und zweidimensionalen Systeme** genannt, die in den Ketten- und Schichtstrukturen bestimmter ferro- und antiferromagnetischer Isolatoren in sehr guter Näherung verwirklicht sind. Mit Hilfe der Neutronenstreuung sind hier quantitativ exakte Lösungen der Vielteilchenphysik wie das zweidimensionale Onsagermodell geprüft worden. Bemerkenswert sind die Phänomene der nichtlinearen Dynamik in eindimensionalen Systemen. Die direkte Beobachtung von Solitonen in ferromagnetischen bzw. antiferromagnetischen Ketten, die als fluktuierende Domänenwände verstanden werden können, zeigt die Existenz nichtlinearer Moden großer Amplituden in Festkörpern, die nicht mit dem sonst so erfolgreichen Ansatz der Überlagerung von harmonischen Schwingungen kleiner Amplitude beschrieben werden können.

Die Untersuchung der **makroskopischen Bereichstruktur** der Magnetisierung und die Vorgänge bei der Magnetisierung makroskopischer Körper ist für die technische Anwendung wichtig. Untersuchungen dieser Art werden nun mit Methoden der Topographie mit polarisierten Neutronen, der Interferometrie, Depolarisation und Kleinwinkelstreuung durchgeführt. Die Domänenstruktur und die Blochwände am Innern eines Festkörpers können sichtbar gemacht werden ebenso wie die Bewegung von Blochwänden beim Magnetisieren.

Die bislang betrachteten physikalischen Systeme zeichnen sich dadurch aus, daß sich bei hinreichend tiefer Temperatur eine magnetische Fernordnung ausbildet. Dies ist nicht möglich im Fall der **Einzelmomente**, die sich wegen zu großer Verdünnung gegenseitig nicht spüren. Die Dynamik der Einzelmomente läßt sich durch inelastische n-Streuung bestimmen. In Isolatoren und Selten-Erd-Metallen erhält man Auskunft über das Kristallfeld und die Elektron-Phonon-Wechselwirkung. In manchen Selten-Erd-Verbindungen werden Valenzfluktuationen beobachtet. Beim Kondo-Effekt wird die Wechselwirkung mit den Leitungselektronen bestimmt.

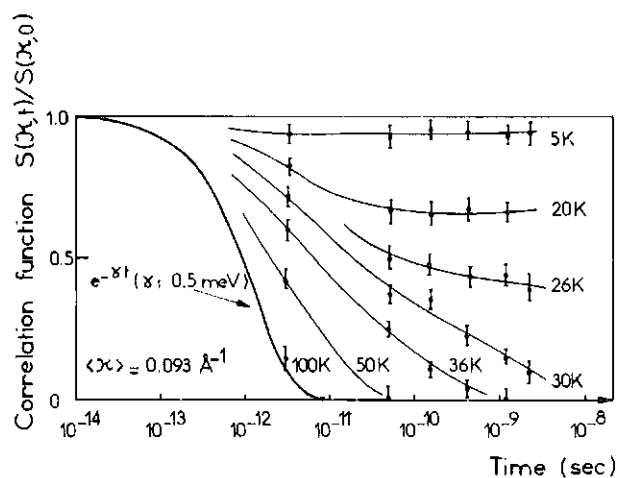


Abb. 1.2-14
 Zeitlicher Zerfall der Spin-Spin-Korrelation im Spinglas $\text{Cu}_{0,95}\text{Mn}_{0,05}$ gemessen mit Polarisationsanalyse und Neutronspinecho-Technik (nach [1.2-11]).

Bei den **Spingläsern** frieren die fluktuierenden atomaren Momente mit statistisch verteilten Richtungen ein, ohne daß sich eine Fernordnung ausbildet. Die Suszeptibilität zeigt einen ähnlichen Temperaturverlauf wie bei den Antiferromagneten. Typische Spingläser wie z.B. Cu:Mn weisen immer neben der räumlichen Unordnung auch konkurrierende Wechselwirkungen zwischen den Momenten auf. Kleinwinkelstreuung mit Neutronen hat gezeigt, daß der Übergang in den Spinglaszustand nicht als gewöhnlicher Phasenübergang aufgefaßt werden kann. Systematische Messungen der Spindynamik in einem möglichst großen Bereich der auftretenden Korrelationszeiten können die Voraussetzung für ein besseres Verständnis des Spinglaszustands bilden. Abb. 1.2-14 zeigt über mehrere Dekaden der Zeitskala den zeitlichen Zerfall der Spinkorrelation, die direkt mit der n-Spin-Echo-Technik gemessen werden kann.

1.2.6 Phasenübergänge

Materie kommt in verschiedenen Erscheinungsformen oder Phasen vor, denen charakteristische Ordnungszustände zugeschrieben werden. Übergänge zwischen diesen Phasen machen sich als Anomalien in den Stoffeigenschaften bemerkbar, z. B. in der spezifischen Wärme oder in der magnetischen Suszeptibilität. Nahe am Übergang wurden kritische Phänomene beobachtet, die mit den statischen Aspekten der Theorien verglichen werden konnten. Mit der Röntgenstrukturanalyse ließen sich in vielen Fällen Umwandlungen der Kristallstruktur erkennen.

Erst die Entwicklung der inelastischen Neutronstreuung (und in geringerem Umfang des Lasers für die optische Spektroskopie) erlaubte experimentelle Untersuchungen der atomaren Dynamik und von kooperativen Phä-

nomenen der wechselwirkenden Atome in der Nähe eines Phasenübergangs. Die inelastische Neutronstreuung ist hier hervorragend geeignet, da nur mit ihr räumliche und zeitliche Korrelationen gleichzeitig beobachtet werden können.

Eine große Fülle von Erkenntnissen wurde gewonnen. Einige Schlagworte sollen wesentliche Gebiete der Untersuchungen nennen: Ordnungsparameter und Kopplungen an den Ordnungsparameter, Korrelationslänge, kritisches Verlangsamen, weiche Moden, zentrale Peaks, kritische Fluktuationen, kritische Exponenten, dynamische Skalen-Gesetze, proper und improper ferroelectrics, Translations- und Rotations-Diffusion, Einzelmolekül-Reorientierung, Lebensdauer von kurzreichweitiger Ordnung, teilweise Ordnung, magnetische Ordnung eines Untergitters, spin-flop Übergänge, Wettbewerb zwischen ferro- und antiferromagnetischer Austauschwechselwirkung, multikritisches Verhalten, niederdimensionale Systeme.

Auf vielen dieser Gebiete wird nach wie vor mit großem Eifer und eindrucksvollen Ergebnissen gearbeitet. Abb. 1.2-15 zeigt als Beispiel für einen strukturellen Phasenübergang die Temperaturabhängigkeit der weichen Mode am M-Punkt in $Tb_2(MoO_4)_3$. Diese Untersuchung war nur mit inelastischer Neutronstreuung möglich und zeigt den Zusammenhang zwischen instabilen Gitterschwingungen und strukturellen Phasenumwandlungen.

In vielen Fällen bedeutet die Interpretation nur eine Parametrisierung der Meßergebnisse. Diese Parametrisierung hat jedoch eine große Bedeutung für den Vergleich verschiedener Systeme (Universalität) und zeigt den Zusammenhang zwischen verschiedenen physikalischen Größen wie Suszeptibilität, spezifischer Wärme etc. im kritischen Bereich (Skalengesetze).

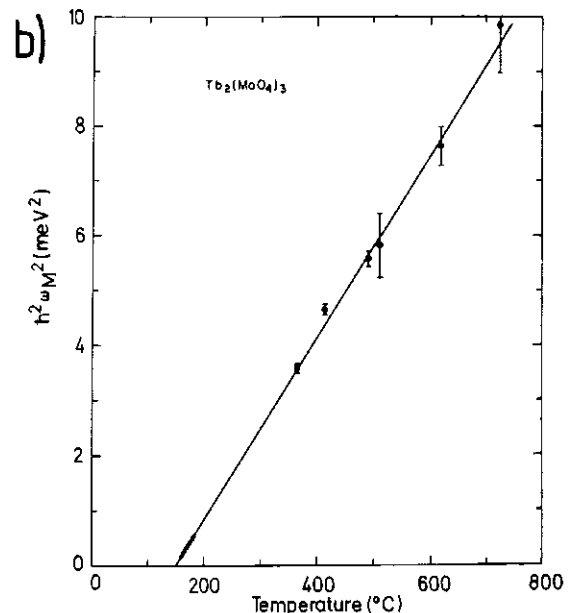
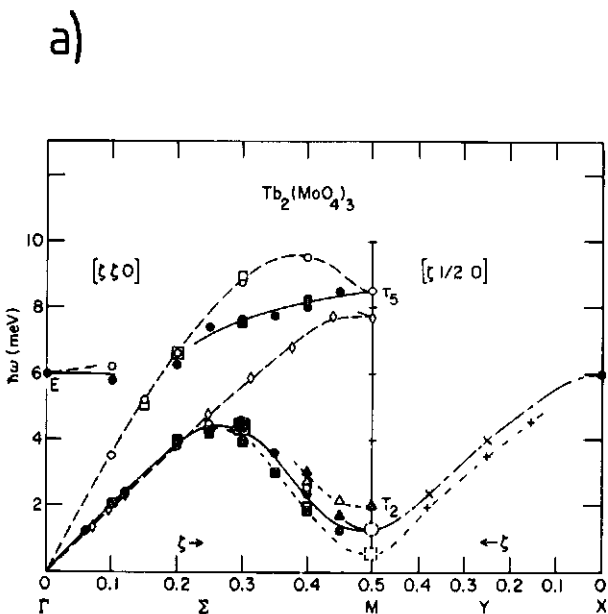


Abb. 1.2-15

Der strukturelle Phasenübergang in $Tb_2(MoO_4)_3$ (nach [1.2-12]).

- Dispersionskurven der niederfrequenten Gitterschwingungen. Die niedrigste Frequenz am M-Punkt gehört zur weichen Mode.
- Temperaturabhängigkeit der Frequenz der weichen Mode oberhalb des Phasenübergangs. Das Quadrat der Frequenz folgt einem Curie-Weiss-Gesetz.

Im Laufe der Zeit verlieren einige Gebiete an Interesse. So hat sich die Aufregung um das Phänomen des zentralen Peaks nach etwa 10 Jahren intensiver Arbeit beruhigt. Man nimmt heute allgemein an, daß der Effekt durch Gitterfehler und Verunreinigungen hervorgerufen wird. Andererseits geraten Beobachtungen ins Blickfeld, die neue Impulse und neue Richtungen in der Forschung geben. Einige solche zukunftsweisenden Gebiete sollen im folgenden näher erläutert werden.

Hochauflösende Spektrometer, wie sie am ILL in Grenoble in Betrieb sind, haben Fortschritte gebracht besonders auf dem Gebiet der Phasenumwandlungen in **Molekülkristallen**. Die komplementären Untersuchungen mit inkohärenter Streuung, welche die Relaxationszeit des individuellen Moleküls bestimmt, und mit kohärenter Streuung, welche die Relaxationszeit von korrelierten Bereichen mit Nahordnung ergibt, liefern Erkenntnisse über den mikroskopischen Mechanismus des Phasenübergangs. Die Lebensdauer der korrelierten Ordnung divergiert bei Annäherung an den Phasenübergang (kritisches Verlangsamten), während die Einzelmolekül-Reorientierung einem Arrhenius-Gesetz folgt und nur wenig Notiz vom Phasenübergang nimmt. Ein Beispiel für einen Unordnungs-Ordnungs-Übergang ist Methan. Es handelt sich um eine Unordnung in der Orientierung der Methan Moleküle. Die kritische Streuung tritt wieder am Rand der Brillouin Zone (L-Punkt) auf. Deshalb ist die Untersuchung ausschließlich mit Neutronen möglich mit kohärenter Streuung an deuteriertem Methan (CD_4). Die Lebensdauer τ von Bereichen mit Nahordnung in der ungeordneten Phase konnte aus der Linienbreite der kritischen Streuung bestimmt werden (Abb. 1.2-16).

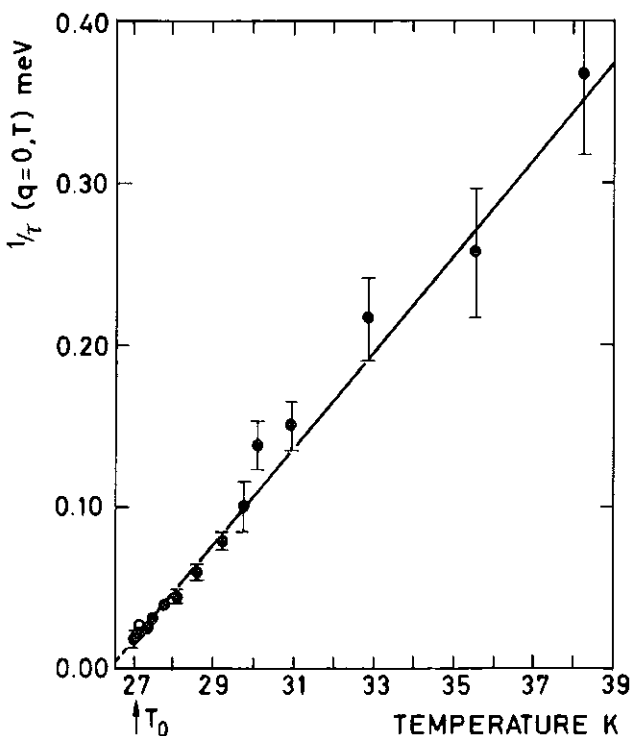


Abb. 1.2-16
Kritisches Verlangsamten beim Ordnungs-Unordnungs-Übergang in CD_4 . Aufgetragen ist die reziproke Lebensdauer $1/\tau$ der Nahordnung gegen die Temperatur. (nach [1.2-13])

Im Zusammenhang mit nieder-dimensionalen Leitern wurden **inkommensurabel modulierte Strukturen**, die vor langer Zeit bereits in der Röntgenstreuung entdeckt worden waren, wiederentdeckt. Die Dynamik in diesen Systemen erregt zur Zeit großes Interesse. Theoretische Überlegungen sagen spezielle Anregungen voraus, die Phasen- und die Amplituden-Moden. Die Amplituden-Moden wurden vielfach beobachtet, die Phasenmode jedoch erst einmal, und zwar an Biphenyl. Einschränkend muß man anführen, daß die Interpretation der Ergebnisse an Biphenyl als Phasenmode zwar zur Zeit die plausibelste ist, daß man aber weitere Messungen auch an anderen Systemen benötigt, um die Interpretation zu bestätigen. Ferner sei das Soliton genannt, eine nichtlineare Anregung, welche in anderen Zweigen der Physik wie der Hydrodynamik seit langem bekannt ist, und neuerlich großes Interesse auf dem Gebiet der Phasenumwandlungen inkommensurabler Strukturen erregt. Solitonen wurden allerdings bisher nur in quasi-eindimensionalen magnetischen Substanzen, $CsNiF_3$ (ferromagnetisch) und TMMC (antiferromagnetisch) beobachtet.

Gemischte Valenzen treten häufig in Substanzen auf, die Seltene-Erden enthalten. Als Grund für die gemischte Valenz in Cerium enthaltenden Verbindungen nimmt man an, daß es sich um eine teilweise Hybridisierung zwischen dem einzelnen quasilokalisierten f-Elektron und den Leitungs d-Elektronen handelt, die vom Abstand der Atome abhängt. Eine Änderung dieses Abstandes durch Temperatur oder Druck führt zu Phasenübergängen. Bisherige Ergebnisse der unelastischen Neutronenstreuung zeigen breite quasielastische Streuung. Sie wird interpretiert als Streuung am magnetischen Moment der f-Elektronen und gibt so die Lebensdauer der elektronischen Zustände.

Sehr aufregend war die Entdeckung von **Supraleitern** vom Typ II, die bei weiterem Abkühlen wieder normalleitend werden. Es handelt sich um ternäre Verbindungen wovon eine Komponente eine Seltene-Erde ist. Nach aller bisherigen Erfahrung unterdrückt ferromagnetische Ordnung die Supraleitung. Andererseits gibt es kein theoretisches Argument, welches besagt, daß das immer so sein sollte. Es geht jedoch nicht um das Problem, daß ein äußeres Magnetfeld eindringt und Flußfäden ausbildet, sondern darum, daß ein Untergitter (die Seltene-Erdionen) magnetische Momente hat und diese ordnen will, während die supraleitenden Elektronen von den anderen Untergittern (gewöhnlich von den Übergangsmetallionen) geliefert werden. Es ist durchaus denkbar, daß ferromagnetische langreichweitige Ordnung eines Untergitters koexistiert mit Supraleitung in den anderen Untergittern. Im Falle des $ErRh_4B_4$ setzt Supraleitung bei 8,5 K ein und verschwindet bei 0,9 K wieder. Die langreichweitige Magnetisierung ist dann bereits 70% der ferromagnetischen Sättigungsmagnetisierung (Abb. 1.2-17). Es handelt sich wahrscheinlich um eine Spiralstruktur. Andere Substanzen zeigen langreichweitige antiferromagnetische Ordnung in Koexistenz mit Supraleitung (z. B. $GdMo_6Se_8$ und $ErMo_6Se_8$). Die Erforschung dieser Phänomene ist nur mit Neutronen möglich, da nur Neutronen Struktur und Dynamik von magnetischer Ordnung sichtbar machen können.

Auf dem Gebiet der **magnetischen Phasenübergänge** sind neben Systemen mit konkurrierender Wechselwirkung und multikritischem Verhalten weiterhin verdünnte Systeme oberhalb und unterhalb der Percolations-

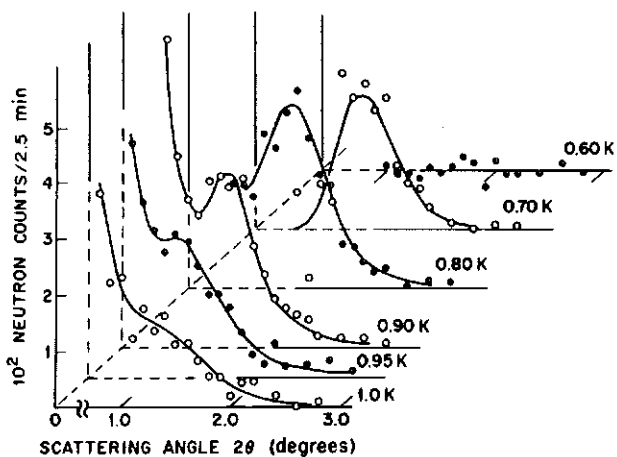


Abb. 1.2-17
Kleinwinkelneutronstreuung an supraleitendem ErRh_4B_4 bei verschiedenen Temperaturen. Der peak bei $2\theta = 1,4^\circ$ rührt von einer Magnetisierung mit einer räumlichen Periode von 10 nm her. (nach [1.2-14])

Grenze und Spingläser von hohem Interesse. Die Dynamik von inkommensurablen magnetischen Strukturen, die durch Spiral-Anordnung oder durch „itinerant magnetisation“ zustande kommt, weist noch viele Probleme auf. In diesem Zusammenhang kann man besonders auf Chrom hinweisen, welches antiferromagnetisch ist mit einer inkommensurablen Periode.

Vor kurzem wurden die magnetischen Anregungen in CsFeCl_3 bei tiefen Temperaturen gemessen. Diese Substanz ist bemerkenswert, weil bei tiefer Temperatur die magnetischen Momente verschwinden. Dies liegt daran, daß das Fe-Ion in dieser Substanz einen nicht magnetischen Singulett Grundzustand hat. Man erwartet, daß im äußeren Magnetfeld die Aufspaltung der Zustände sich so ändert, daß für Felder größer als 5 Tesla der Grundzustand magnetisch ist und es dann zu einer magnetischen Phasenumwandlung kommt.

Für die Untersuchung von magnetischen Phasenübergängen ist die Verwendung von polarisierten Neutronen höchst wünschenswert. Damit kann man den Untergrund durch kohärente und isotopeninkohärente Kernstreuung voll eliminieren und spininkohärente Streuung auf ein Drittel reduzieren.

Beim Studium der Phasenübergänge werden hohe Felder, Drücke, oder sehr tiefe Temperaturen zunehmend eine wichtige Rolle spielen. Die Technologie solcher Experimente wird durch die geringe Absorption der Neutronen in vielen Werkstoffen deutlich erleichtert.

1.2.7 Molekülspektroskopie

Die Messung von Energieänderungen, die Neutronen bei Streuprozessen erfahren, kann als Verfahren bei der chemischen Stoffanalyse benutzt werden. Jedes Molekül kann ja durch seine inneren Schwingungen charakterisiert werden; das Vorkommen entsprechender Energieänderungen bei der Neutronenstreuung erweist dann

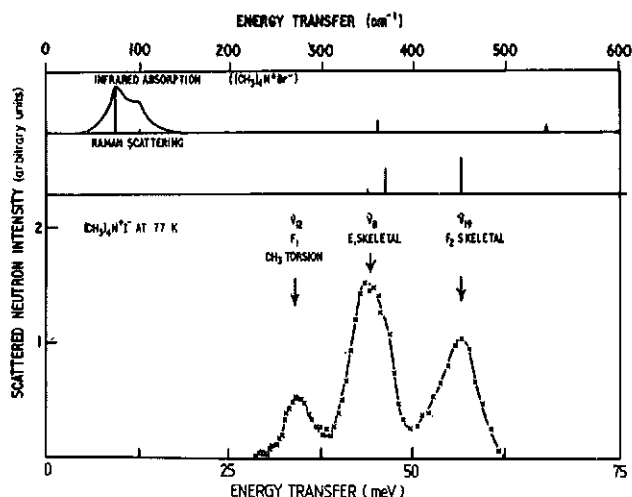


Abb. 1.2-18
Spektren von Infrarot-Absorption, Raman-Streuung und Neutronen-Streuung an $(\text{CH}_3)_4\text{N}^+\text{X}^-$ bei 77 K. Im Neutronenspektrum ist der Teil unterhalb 200 cm^{-1} weggelassen. (nach [1.2-15])

das Vorhandensein dieser Molekülarart. Die Neutronenstreuung ist also unmittelbar als eine Ergänzung für Infrarot- und Raman-Spektroskopie zu verwenden: für Systeme, die Licht zu stark unspezifisch absorbieren oder reflektieren, und zur Bestimmung von Schwingungszuständen, die auf Grund von Auswahlregeln mit Licht nicht oder nur sehr schwach angeregt werden können (Abb. 1.2-18).

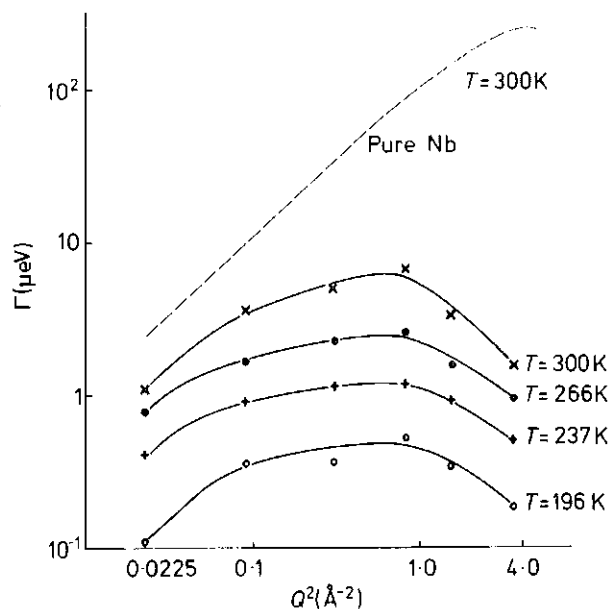


Abb. 1.2-19
Die Verbreiterung Γ der elastischen Neutronenstreuung (genannt „quasi-elastische“ Streuung) infolge der Diffusion von Wasserstoff in einem Metall (Nb). Dargestellt ist die Abhängigkeit der Verbreiterung vom Impulsübertrag Q : a) für das reine Metall (gestrichelte Linie), b) für dasselbe Metall mit 0,7 Atom-% eingelagertem Stickstoff. Der Stickstoff fängt den Wasserstoff ein und behindert so die Diffusion. (nach [1.2-16])

Durch Isotopenaustausch können für die Neutronenstreuung einzelne Schwingungen nach Maßgabe der an ihnen beteiligten Atome hervorgehoben und dadurch kenntlich gemacht werden. Die Neutronenstreuung wird als ein solches Hilfsmittel zur Stoffanalyse bereits in großem Umfang vor allem von englischen Chemikern benützt. Die Erfolge lassen erwarten, daß auch in Deutschland die Methode eingesetzt werden wird, wenn Neutronen und die entsprechenden Neutronenspektrometer in größerem Umfang zur Verfügung stehen, insbesondere ein Spektrometer mit hoher Meßgenauigkeit für den IR/Raman-Bereich zur Untersuchung von Reihen verwandter Verbindungen.

Darüberhinaus macht die Neutronenstreuung Untersuchungen über molekulare Bewegungszustände möglich, die optisch überhaupt nicht beobachtbar sind, z.B. die **Diffusion**. Die mikroskopischen Schritte der diffundierenden Atome werden gegenwärtig vorwiegend mit Relaxationsmethoden (wie NMR, ESR, dielektrisch usw.) untersucht. Wenn aber diese Schritte hinreichend schnell sind (10^{-13} bis 10^{-7} s) und die Streudichte der beteiligten Moleküle ausreicht, dann liefert die Neutronenstreuung hierzu viel detailliertere Informationen als Relaxationsmessungen. Wegen des endlichen Impulsübertrags zwischen Neutron und streuendem Molekül gibt die Neutronenstreuung auch den räumlichen Verlauf der Bewegung über mikroskopische Abstände (0,5 bis 20 Å) wieder: die bevorzugten Wege der diffundierten Moleküle, ihre Haltepunkte usw. Die Methode wird hierzu an immer komplizierteren Systemen eingesetzt: monomolekulare Flüssigkeiten, Elektrolyte, flüssige Kristalle, Wasserstoff in Metallen (Abb. 1.2-19), Wasser und Kohlenwasserstoffe in Lehm, Moleküle in Zeolithen, polymere Lösungen, Ionen und Wasser in Membranen und anderen biologischen Systemen.

Ebenso ist die Neutronenstreuung besonders geeignet für die Untersuchung der **Rotationszustände von Molekülen** in Flüssigkeiten und festen Körpern: Rotations-

schwingungen (Librationen), Drehsprünge (z.B. zwischen verschiedenen Gleichgewichtsorientierungen in Kristallen), Brown'sche Rotationsbewegungen (die sog. Rotationsdiffusion), Tunnelrotationen. Physiker interessieren sich für die Details dieser Bewegungszustände primär vom Standpunkt des Vielteilchen-Problems; wegen der verschiedenen möglichen Arten und Grade von Ordnung und Unordnung in Systemen von Teilchen, die selbst Struktur und eventuell niedrige Symmetrie haben: z.B. Ordnung oder teilweise Ordnung in den Orientierungen der Moleküle bei Unordnung oder teilweise Unordnung in den Lagen ihrer Schwerpunkte (flüssige Kristalle), Ordnung in den Lagen der Schwerpunkte bei völliger oder teilweiser Unordnung in den Orientierungen (plastische Kristalle). Die Neutronenstreuung ermöglicht hier Feststellungen, die mit keiner anderen Methode erhältlich sind, nämlich die Feststellung von Phasenbeziehungen in den Verschiebungen benachbarter Teilchen, sowohl bei Schwingungsbewegungen als auch in Bewegungen von diffusivem Charakter.

Chemiker interessieren sich für die Rotationsbewegungen, weil sie die genaueste Information über orientierungsabhängige intermolekulare Kräfte liefern. Hier ist wieder ausschlaggebend, daß die Neutronenstreuung auch den räumlichen Verlauf der Bewegungen wiedergibt: die Achse einer Drehung und ihre Orientierung sowie die Drehamplitude, die eventuelle Kopplung der Drehungen an Verschiebungen des Molekülschwerpunkts u.a.m. Als besonders genaue Sonde für die orientierungsabhängigen intermolekularen Wechselwirkungen hat sich die neutronenspektroskopische Beobachtung des quantenmechanischen Durchtunnelns von Orientierungspotentialen (des sog. Rotationstunnelns) erwiesen. Die Frequenzen dieser quantenmechanischen Rotationen sind Aufspaltungen der Librationszustände im Orientierungspotential (Abb. 1.2-20). Mit Neutronenstreuung können solche Aufspaltungen bis hinab zu einigen hundertstel μeV (10^{-3} cm^{-1}) gemessen werden.

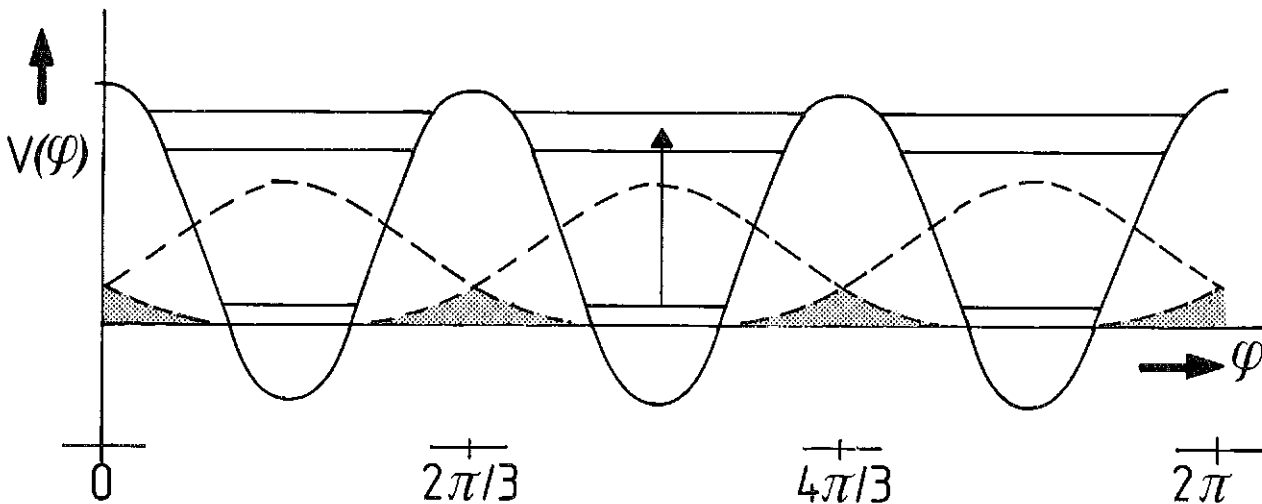


Abb. 1.2-20

Potential für die Orientierung φ einer CH_3 -Gruppe. Die Gruppe ist so orientiert, daß ein H-Atom bei $\varphi = \pi/3$, ein H-Atom bei $\varphi = \pi$ und ein H-Atom bei $\varphi = 5\pi/3$ sitzt. Die Gruppe libriert um diese Orientierung mit einer Frequenz ω_L . Der Doppelpfeil gibt den Abstand $\hbar\omega_L$ der Librationsniveaus an. Die CH_3 -Gruppe dreht sich innerhalb dieser Orientierung mit Tunnelfrequenzen entsprechend den Aufspaltungen der Librationsniveaus. Die gestrichelte Kurve gibt die Aufenthaltswahrscheinlichkeit für ein herausgegriffenes H-Atom in einem Librationsgrundzustand an. Bei der Neutronenstreuung entsteht eine dieser Aufenthaltswahrscheinlichkeit entsprechende Beugungsfigur.

Aus der Größe der Aufspaltungen und der Intensität der Übergänge können die Symmetrie, die Tiefe und zum Teil die Form des Potentials sehr genau abgeleitet werden. Diese Messungen wurden erst vor wenigen Jahren begonnen.

In den letzten Jahren sind alle diese Bewegungen – innere Molekülschwingungen, Schwingungen und Diffusion der Molekülschwerpunkte, die verschiedenen Arten von Rotation – mit neutronenspektroskopischen Experimenten nicht nur im Volumen molekularer Materie, sondern auch bei Adsorption von Molekülen auf Oberflächen beobachtet worden. An lamellaren Systemen, an Schichtstrukturen wie Graphit und an dichten Packungen von Ni-, Fe- und Pt-Mikrokristallen, wie sie bei der technischen Katalyse verwendet werden, werden interessante Ergebnisse erzielt, z. B. hinsichtlich der die Reaktionsgeschwindigkeiten begrenzenden Bewegungsmoden.

1.2.8 Polymere

Die Untersuchung der Struktur und Dynamik von Polymeren durch Neutronenstreuung beruht auf der einmaligen Möglichkeit durch Deuterierung, also ohne chemische Veränderung, ganze Polymerketten oder Segmente von Polymeren zu markieren.

Wegen der relativ großen Ausdehnung der Polymerknäuel müssen für die Streuexperimente Instrumente mit hoher Impulsaufösung verwendet werden, und wegen der langen Relaxationszeiten ist für die quasielastische Neutronenstreuung eine extrem hohe Energieauflösung erforderlich.

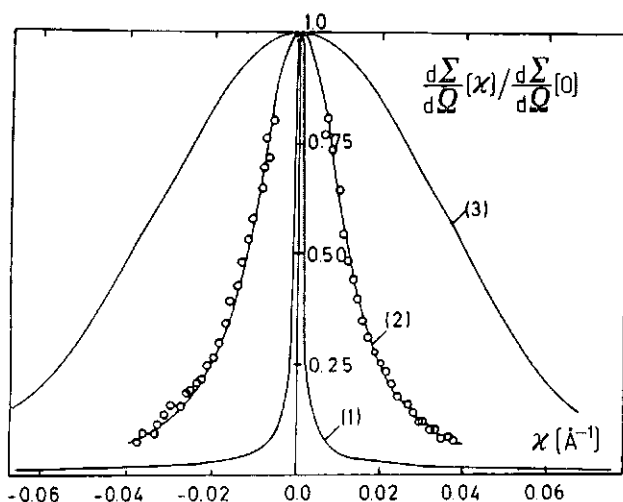


Abb.1.2-21
Streu Kurven von Polymethylmetacrylat (PMMA) im Glaszustand. Die mit Neutronen an 1,2 % markierten PMMA-Molekülen ($M = 250\,000$) im deuterierten PMMA gemessene Streukurve ist durch die Meßpunkte (o) dargestellt. Die durchgezogenen Linien sind berechnete Streugesetze für PMMA Kettenmoleküle vom Molekulargewicht 250 000 im ausgestreckten Zustand (1), als ungestörte Knäuel wie in Θ -Lösungsmitteln (2) und als kollabierte Knäuel (3). (nach [1.2-17])

Im Jahre 1972 wurde die Neutronenkleinwinkelstreuung an durch Deuterierung markierten Polymethylmetacrylat- und Polystyrolmolekülen das erste Mal angewendet. Die Beugungsexperimente demonstrieren die ungestörte Verknäuelung der Polymermoleküle in Polymer-schmelzen und -gläsern (Abb. 1.2-21).

Das Verfahren der H/D Kontrastierung hat universelle Bedeutung erlangt, und es gestattet in leicht abgewandelter Form verschiedene interessante Aspekte in der Polymerenphysik aufzuklären. Dazu zählen:

- die Konformation, Dynamik und Wechselwirkung von Polymeren in verdünnten und konzentrierten Lösungen mit anziehender und abstoßender Wechselwirkung, von Polyelektrolyten und vernetzten Polymeren in Lösung und bei Quellvorgängen und von Polymerenadsorbaten auf Oberflächen;
- die Gestalt der Polymermoleküle in Gummi, Polymer-schmelzen, -Gläsern und -kristallen im unverstreckten und verstreckten Zustand, in kompatiblen und inkompatiblen Polymermischungen, während der spinodalen Entmischung, bei Phasenübergängen, in Blockpolymerisaten und Ionomeren;
- die zeitliche Veränderungen des molekularen Aufbaus in Polymerenfestkörpern während der Polymerisation, beim Anlegen eines uniaxialen oder biaxialen Zugs, während der Vernetzung und Gelierung, bei der Helix-Coil-Umwandlung von biologischen Polymeren usw.

Ein Teil solcher Neutronenstreuuntersuchungen gibt die Möglichkeit, herauszufinden, wie gut für reale Systeme die Voraussetzungen von theoretischen Modellen erfüllt sind. Es ist z. B. immer noch nicht gesichert, daß bei der Verstreckung von Gummi die Vernetzungspunkte sich affin transformieren; und gerade das ist eine wesentliche Voraussetzung der klassischen Theorie der Gummielastizität. Für die Flory-Huggins-Theorie muß untersucht werden, bei welchen Polymersystemen die Molekularfeldnäherung eine zulässige Vereinfachung ist. Für die Random Phase Approximation (RPA), mit der aus dem Einzelkettenverhalten die Konformation der Polymere und die Organisation ihrer Schwerpunkte für Polymer-schmelzen berechnet werden kann, gibt es bisher nur ein experimentelles Resultat, gewonnen mit der Neutronenstreuung an mitten-markierten Polymeren, das in glänzender Übereinstimmung mit der Theorie ist (siehe Abb. 1.2-22).

Am besten bestätigt sind die theoretischen Vorhersagen über Polymere in Lösungen. Diese konnten erarbeitet werden, nachdem eine enge Analogie zwischen den kritischen Phänomenen des Isingmodells, genauer des n -Vektormodells im Grenzfall $n \rightarrow 0$, mit den Vorgängen in Polymerlösungen erkannt worden war. Die gemessene Temperaturabhängigkeit der Relaxationsfrequenz von Polymersegmenten in Lösung ist zumindest qualitativ im Einklang mit den Aussagen aus dem theoretischen Modell (Abb. 1.2-23).

Andere Neutronenstreuuntersuchungen werden dazu dienen, Vorstellungen zum molekularen Aufbau, die zur Erklärung von makroskopischen Messungen entwickelt wurden, zu testen und zu verfeinern. In vielen Fällen gibt es einander gegenseitig ausschließende Vorstellungen, zwischen denen durch Neutronenstreuexperimente eine Entscheidung herbeigeführt werden kann. Schließlich

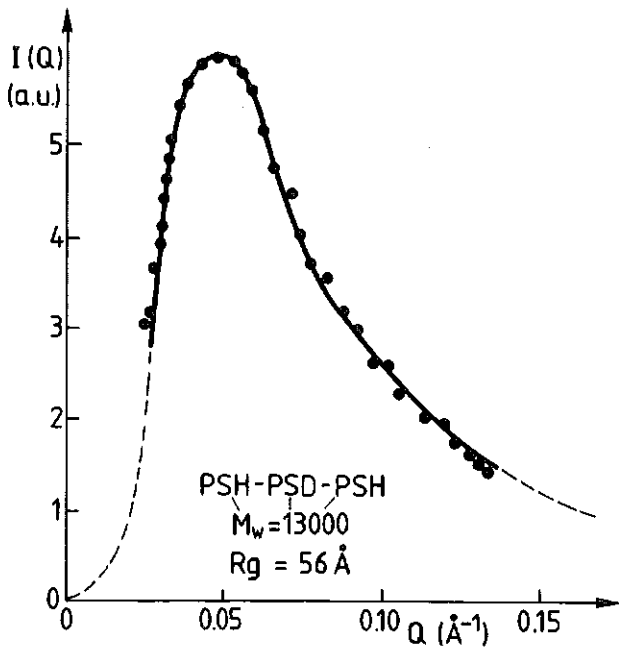


Abb.1.2-22
Neutronenstreuungen von Polymerschmelzen von Drei-blockkopolymeren des Polystyrol (PSH-PSD-PSH), wobei D für perdeutert steht. Jeder Block hat ein Molekulargewicht von 13 000, und das Polymer einen Trägheitsradius von $R_g = 56 \text{ \AA}$. Das gemessene Streubild ist durch die Meßpunkte (•) dargestellt. Die durchgezogene Kurve ist das mit der RPA-Methode berechnete Streugesetz. Die Abnahme der Streuintensität bei kleinen Impulsüberträgen zeigt die Abstoßung der Polymermitten aufgrund der Raumerfüllung in den Polymerschmelzen. (nach [1.2-18])

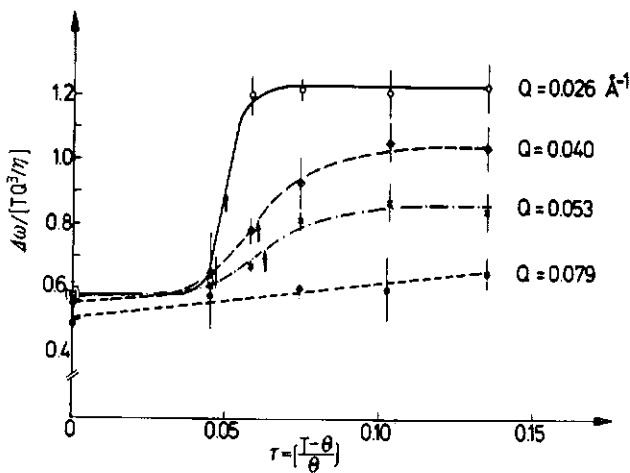


Abb.1.2-23
Die quasielastische Linienbreite $\Delta\omega$, gemessen an 5% Polystyrol in deuteriertem Cyclohexan mit Neutronen am Spin-Echo-Spektrometer ist in reduzierten Einheiten $\Delta\omega / (T \cdot Q^3 / \eta)$, wobei T die Temperatur und η die Viskosität des Lösungsmittels ist, gegen die reduzierte Temperatur $\tau = (T - \Theta) / \Theta$ aufgetragen. Parameter der Meßkurven ist der Impulsübertrag Q. Θ ist die Θ -Temperatur der Lösung. Die Messungen zeigen, daß oberhalb der Θ -Temperatur noch kleine Gauss'sche Bereiche in einem über große Abstände gequollenen Knäuel existieren, deren Ausdehnung mit zunehmender Temperatur abnimmt (nach [1.2-19]).

können Streuexperimente dazu dienen, aufgrund einer besseren Kenntnis des molekularen Aufbaus der Polymerfestkörper zu einem soliden Verständnis der vielfältigen, mechanischen Eigenschaften zu gelangen.

Es muß noch die unelastische Neutronenstreuung zur Untersuchung von Anregungen in Polymer-Einkristallen zum Studium von inter- und intramolekularen Wechselwirkungen und die Neutronendiffraktometrie an deuterierten Polymer-Einkristallen erwähnt werden. Durch Kombination von Röntgen- und Neutronendiffraktometrie kann die Kristallstrukturanalyse wesentlich verfeinert werden, insbesondere hinsichtlich der Lagen der H-Atome in der Elementarzelle.

1.2.9 Biologie

Einführung

Die Anwendungen der Neutronenstreuung in der Biologie können nach den ihnen zugrunde liegenden Methoden gegliedert werden: Einmal die Untersuchung der molekularen Struktur durch Einkristalluntersuchungen und Kleinwinkelstreuung von gelösten Makromolekülen und teilkristallinen Stoffen, zum anderen die Untersuchung der Dynamik, nämlich quasielastische und unelastische Neutronenstreuung aber auch kinetische Experimente, die auf die Pulsstruktur der Spallationsquelle gründen.

Neutronenkleinwinkelstreuung biologischer Makromoleküle in Lösung

Die meisten biologischen Forschungsvorhaben am ILL gehören zu dieser Gruppe. Die Messung der Kleinwinkelstreuung gelöster, komplexer Makromoleküle in verschiedenen H_2O/D_2O Mischungen erlaubt die strukturelle Differenzierung chemisch verschiedener Komponenten. Die Kenntnis der räumlichen Anordnung von Proteinen, Nucleinsäuren und Lipiden in zahlreichen funktionell wichtigen Zusammenlagerungen geht zu einem erheblichen Teil auf die einfache und elegante Methode der Kontrastvariation zurück. So weiß man, daß Nucleinsäuren den Kern der großen und kleinen Untereinheit des E-coli Ribosoms*) bilden und die ribosomalen Proteine gruppenweise an deren Oberfläche gebunden sind.

Eine verfeinerte Vorstellung über die molekulare Struktur gelöster Teilchen erreicht man durch die Markierung einzelner Komponenten, was in der Regel durch den Austausch nicht dissozierender Wasserstoffatome geschieht.

*) Das Ribosom ist der Ort, in dem der genetische Code der mRNA in die Aminosäuresequenz eines Proteins umgesetzt wird. Diese komplizierte Aufgabe wird unter dem Einfluß einiger anderer Faktoren von einem Makromolekül, dem Ribosom, vollbracht, dessen Durchmesser 20 nm kaum übersteigt. Das Ribosom besteht aus zwei verschieden großen Untereinheiten mit dem Molekulargewicht von 1 und 1,6 Millionen. Jede Untereinheit besteht aus ribosomaler Ribonucleinsäure (2/3 der Masse) und 21 bzw. 34 verschiedenen und daher trennbaren, ribosomalen Proteinen.

Während die kleinere Untereinheit des E. coli Ribosoms hinsichtlich der Proteinarchitektur zu einem erheblichen Teil durch Neutronenexperimente am BNL aufgeklärt werden konnte, sind entsprechende Messungen an der größeren Untereinheit nach längeren Vorstudien erst vor kurzem am ILL begonnen worden.

Am Beispiel der Untersuchung der Struktur und Funktion der größeren, ribosomalen Untereinheit sollen die Möglichkeiten der Neutronenstreuung erläutert werden.

Ausgehend von deuteriertem Material aus in schwerem Wasser wachsenden Bakterien werden die ribosomalen Bestandteile, rRNS und die 34 verschiedenen aber nicht aufgetrennten, ribosomalen Proteine der größeren Untereinheit während der „reassembly“ mit einem Überschuß eines oder zweier normaler (protonierter) Proteine versetzt. Letztere verdrängen die genau gleichen, deuterierten Konkurrenten wegen ihrer zahlenmäßigen Überlegenheit beim Einbau weitgehend.

Um die markierten Proteine möglichst problemlos beobachten zu können, trägt man weiterhin dafür Sorge, daß die Streulängendichten der rRNS und der nicht interessierenden Proteine dem Lösungsmittel (= 95 % D₂O) angeglichen werden. Durch geeignete Wahl des H₂O/D₂O Verhältnisse des Bakterienaufzuchtmediums läßt sich in getrennten Ansätzen die in ihrer Dichte passende rRNS und TP (total protein) gewinnen. Dies ist der Gegenstand der oben erwähnten Vorstudien. Auf diese Weise wird die inkohärente Untergrundstreuung der Protonen gering gehalten und hoher Kontrast für die „in situ“ zu vermessenden Proteine erreicht. Das Ziel ist die Bestimmung der Form jedes einzelnen im Ribosom eingebetteten Proteins und die relative Lage zueinander. Bedenkt man, daß der mittlere Durchmesser der Proteine etwa 30 Å beträgt, so läßt die bei der Kleinwinkelstreuung mögliche Datenanalyse eine Auflösung von etwa 15 Å noch zu. In bezug auf die Gesamtstruktur bedeutet dies eine Auflösung bis auf 1/15 des Durchmessers der zusammengesetzten Untereinheit.

Der Verlockung, auf grundsätzlich einfache Weise verlässliche Strukturdaten des Ribosommoleküls zu gewinnen, steht der große zellbiologische und biochemische Aufwand und die hohen Anforderungen an das Neutronenexperiment gegenüber.

Am Hochflußreaktor des ILL ist es gelungen, die ersten Streukurven einzelner, ribosomaler Proteine „in situ“ zu messen und einige Protein-Protein Abstände in der großen 50S-Untereinheit des E. coli Ribosoms zu bestimmen; mit diesen Messungen werden die Grenzen der Möglichkeiten am ILL erreicht.

Die vorgeschlagene Spallationsneutronenquelle hat für die Zukunft dieser biologischen Projekte Vorteile in dem Maße, wie sie den mittleren Fluß des Hochflußreaktors des ILL übertrifft und durch ihren gepulsten Charakter dem Kleinwinkelinstrument einen weiteren Gewinnfaktor ermöglicht.

An dieser Stelle ist es interessant, auf andere Hochleistungsquellen, nämlich auf die Synchrotronstrahlung emittierenden Elektronen-(Positronen-)speicherringe hinzuweisen. Synchrotronstrahlung ersetzt nicht die Möglichkeiten der Neutronenstreuung, aber sie hat einiges mit den Neutronen gemeinsam. Beide Strahlungsarten bringen der Untersuchung nicht kristalliner Stoffe völlig neue Möglichkeiten. Was im Falle der Neutronen-

streuung der Isotope Ersatz des Wasserstoffs ist, bedeutet die anomale Dispersion für die Synchrotronstrahlung. So ist es kürzlich gelungen, die geometrische Anordnung der vier Eisenatome des gelösten Hämoglobins über die anomale Dispersion zu bestimmen. Die Intensitätsänderungen der Streuung sind mit denen, die wir bei der Neutronenstreuung an „in situ“ markierten, ribosomalen Proteinen beobachten, auffallend ähnlich, nämlich von der Größenordnung eines Prozents.

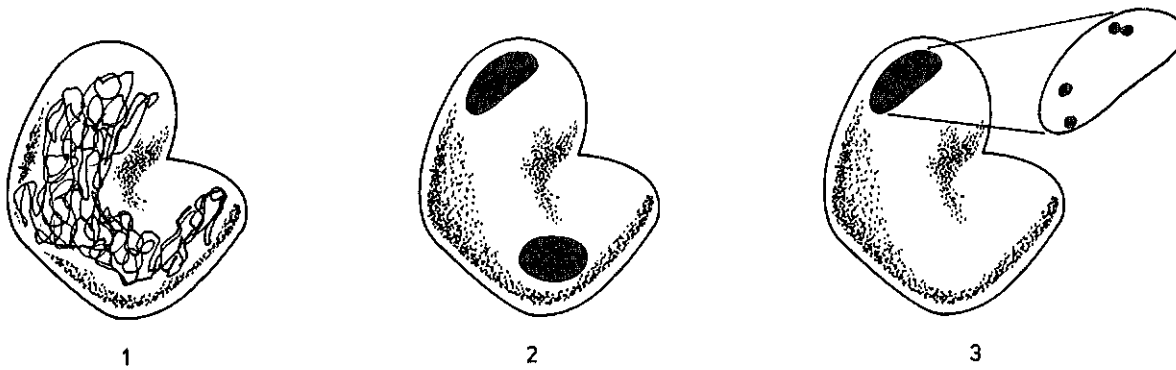
Besonders aussichtsreich erscheint die Nutzung der anomalen Röntgenstreuung des Phosphors und des Schwefels. Über die Schwefelatome der Aminosäuren Cyst(e)in und Methionin werden wichtige Fixpunkte für die Berechnung der Tertiärstruktur der Proteine aus der Aminosäuresequenz gewonnen. Der Phosphor ist Bestandteil der Nukleinsäure. Von diesem für die zukünftige Synchrotronstrahlungsforschung wichtigen Gebiet dürfte eine beträchtliche, weitere Aufwertung der Neutronenstreuexperimente ausgehen, weil die Form- und Lagebestimmung einzelner, ribosomaler Proteine im rekonstruierten Ribosom eine noch dringendere Frage wird, die nur über die Neutronenstreuung beantwortet werden kann. Dies ist ein Beispiel für die Verzahnung der Möglichkeiten der Synchrotronstrahlung und der thermischen Neutronen (Abb. 1.2-24).

Untersuchungen an einkristallinen Makromolekülen

Die elastische Streuung an Einkristallen bietet die günstigsten Voraussetzungen für die Strukturbestimmung. Durch die Einführung von kräftigen Markierungspunkten an jeweils verschiedenen Stellen der Elementarzelle des Kristalls erlaubt die Korrelation der Streubilder der einzelnen Derivate die zweifelsfreie Auflösung makromolekularer Strukturen, z. B. von Proteinen, Nukleotiden, Viren, etc. Die Rolle des Wasserstoffs in Wasserstoffbrücken, bei enzymatischen Hydrierungs- und Dehydrierungsaktionen, und die des Wassers könnte unter Ausnutzung der sehr verschiedenen Streulänge der Wasserstoffisotope ausgenutzt werden. Die Tatsache, daß der Formfaktor für Neutronen mit zunehmendem Impulsübertrag nicht abfällt, ist ein technischer Vorteil, der höhere Auflösung ermöglicht als bei der Röntgenbeugung.

Einkristalluntersuchungen an kleinen, biologischen Molekülen haben bereits wertvolle Aussagen zur Natur von Wasserstoffbrückenbindungen und zur detaillierten Struktur von Aminosäuren und Nukleotiden ergeben. Aminosäuren und Nukleotiden sind die Bausteine biologischer Makromoleküle. Die Erhöhung des Neutronenflusses und insbesondere die Nutzung spezifischer Vorteile der Pulsstruktur des Neutronenstrahls beim Konzept des Diffraktometers werden zu einer erheblichen Verringerung der Meßzeiten führen. Dadurch wird die Untersuchung von Proteinkristallen die Attraktivität erhalten, die ihr von der biologischen Relevanz her zusteht.

Ein besonderer Fall liegt mit der Untersuchung von sehr großen kristallinen Makromolekülen vor. Die Elementarzelle von Viren erreichen Werte von 30 bis 60 nm. Die Methoden des isomorphen Ersatzes durch „Schwermetallatome“ sind praktisch nicht mehr anwendbar. Zudem legt die Qualität der Beugungsbilder in nicht wenigen Fällen die Beschränkung auf eine nur grobe Strukturauflösung nahe. Unter diesen Umständen gewinnt natürlich die Kontrastvariation durch Änderung des H₂O/D₂O Ver-



1. NEUTRONEN

Die größere Untereinheit des E. coli Ribosoms besteht aus einem kompakten RNS-Knäuel (2/3 der Masse). Die 34 ribosomalen Proteine sind nahe der Oberfläche. — Ein Ergebnis der Neutronenkleinwinkelstreuung der nativen, ribosomalen Untereinheit in H₂O/D₂O-Mischungen (Kontrastvariation).
Auflösung: 80 Å

2. NEUTRONEN

Einzelne Proteine der großen ribosomalen Untereinheit werden markiert (protoniert in stark deuterierter Matrix). Die Form und die Lagekoordinaten des einzelnen Proteins werden bestimmt (K. Nierhaus). Mehr als 100 Einzeluntersuchungen sind hierzu notwendig.
Auflösung: 10–15 Å

3. SYNCHROTRONSTRAHLUNG

führt die Strukturaufklärung noch weiter. Anomale Röntgenstreuung macht u. a. die Schwefelatome in jedem einzelnen Protein sichtbar und setzt somit Markierungspunkte für den Verlauf der Aminosäuresequenz.
Auflösung: 5 Å

Damit ist der Anschluß an die Strukturdaten der Biochemie möglich.
Auflösung: atomar

Abb. 1.2-24

Ein neuer Weg zur Strukturaufklärung nicht kristallisierender Makromoleküle, erläutert am Beispiel der großen, ribosomalen Untereinheit.

hältnisses der im Kristall reichlich (50%) vorhandenen Mutterlauge an Bedeutung. Tatsächlich haben kristallographische Untersuchungen am Chromatin (Bestandteil aller Zellkerne) dies bereits früher aus der Neutronenkleinwinkelstreuung gewonnene Modell bestätigt und um einige weitere Details ergänzt.

Besonders reizvoll ist natürlich die Kristallisation spezifisch deuterierter Makromoleküle. Die ständige Verbesserung der Deuterierungstechnologie läßt erhoffen, daß in einigen Jahren dieses Ziel erreicht wird. Kristalline, spezifisch deuterierte Makromoleküle, z.B. Ribosomen, würden weitaus detailliertere Strukturmodelle zulassen.

Oft sind die Kristalle größerer Makromoleküle zu klein für Einkristallaufnahmen. Die Kristallsuspension wäre dagegen für die Pulverdiffraktometrie durchaus geeignet. Mit der zu erwartenden Erhöhung der Auflösung von Pulverdiffraktometer an einer gepulsten Quelle wird diese Art der Untersuchung lohnend.

Quasielastische und inelastische Neutronenstreuung

Das Interesse der Biologen richtet sich auf die Untersuchung von molekularen Bewegungen an makromolekularen Systemen und auf die besondere Rolle des Wassers als Lösungsmittel. Welche Art von Platzwechselvorgängen sind den Wassermolekülen an der Proteinoberfläche möglich? Zu welchen Gerüstschwingungen ist die Tertiärstruktur der Proteine fähig? Sind sie mit der enzymatischen Aktivität korreliert? Viele Fragen und noch fast keine Antworten!

Es wird erwartet, daß die Spallationsneutronenquelle den Biologen günstigere Möglichkeiten einräumen kann, um die weder qualitativ noch quantitativ genau voraus-sagbaren, inelastischen Streuquerschnitte biologischer Systeme zu erforschen.

Kinetische Untersuchungen

Gemeint ist hiermit die messende Beobachtung einer molekularen Umordnung über die in der Regel elastische Neutronenstreuung. Diese Methode ist dann von Bedeutung, wenn diese Umsetzungen über kein anderes, geeignetes Signal geortet werden können.

Die meisten Vorgänge der Selbstorganisation lassen sich relativ bequem über die Röntgen- oder Neutronenkleinwinkelstreuung verfolgen. Die Möglichkeit, den Streubeitrag nichtinteressierender Teile eines Makromoleküls durch eine geeignete H₂O/D₂O Mischung auszuschalten, macht natürlich die Neutronenstreuung zum Mittel der Wahl. Die „reassembly“ der ribosomalen Untereinheiten aus ribosomaler RNS und TP (total protein) wäre ein Beispiel dafür, wie man die bei der Rekombination auftretenden Strukturänderungen der rRNS und der Proteine getrennt beobachten kann.

Aber auch von Natur aus dynamische Systeme, wie die Muskeln, würden bei geeigneter Einfärbung eine leichtere Analyse der zeitabhängigen Neutronenstreuung zulassen.

Die Zeitkonstanten der makromolekularen Konformationsumwandlungen liegen im Millisekundenbereich. Die im 50 Hz Rhythmus gepulste Neutronenquelle würde sicher die kinetischen Untersuchungen erleichtern. Die technischen Voraussetzungen zur raschen Datenerfassung und Probenkontrolle sind im Zusammenhang mit ähnlichen Synchrotronstrahlenexperimenten zwar auf einen brauchbaren Stand vorangetrieben worden, aber noch nicht am Ende der Möglichkeiten.

Es muß auch darauf hingewiesen werden, daß die Standzeiten solcher Experimente erfahrungsgemäß um so länger sind, je kleiner die zu beobachtende Relaxationskonstante ist. Nur bei großzügigerem Strahlangebot haben solche Experimente an einer Hochleistungsquelle eine Entwicklungschance.

1.2.10 Physik bei extrem tiefen Temperaturen

Die Entwicklung der adiabatischen Entmagnetisierung von Atomkernen zur Erreichung sehr tiefer Temperaturen in den siebziger Jahren hat der Physik einen neuen Temperaturbereich erschlossen. Diese Fortschritte werden unterstützt durch Fortschritte in der Thermometrie und in der Meßtechnik. Das Gebiet der Physik extrem tiefer Temperaturen wird dadurch in den nächsten Jahren eine starke Expansion erfahren.

Die derzeit leistungsfähigste Anlage, die doppelstufige Jülicher Kernentmagnetisierungsapparatur, erlaubt es, Proben auf eine **Gleichgewichtstemperatur** ($T_{\text{Kern}} = T_{\text{Elektron}} = T_{\text{Phonon}}$) von 40 K abzukühlen und etwa eine

Woche lang unter 50 μK zu halten. In Helsinki ist eine Anlage gebaut worden, die zur Abkühlung der Atomkerne dient, und in der Kupferkerne kurzzeitig auf eine Temperatur von etwa 50 nK entmagnetisiert worden sind.

Bei diesen Temperaturen sind Neutronen als besonders geeignete Strahlungsquelle anzusehen, weil sie in den meisten Fällen die Probe nur geringfügig aufheizen und außerdem nicht die bei anderen spektroskopischen Verfahren notwendigen dünnen und schwierig anzubringenden Strahlfenster verlangen.

Eines der Hauptarbeitsgebiete der Physik extrem tiefer Temperaturen ist die Untersuchung des **Kernmagnetismus**. Da Kernmomente etwa einen Faktor 1000 kleiner als elektronische Momente sind, kann Kernordnung nur bei Temperaturen $T < 1 \text{ mK}$ beobachtet werden. Ohne Zweifel wird für dieses gerade erst beginnende Gebiet der Physik die Neutronenstreuung eine ähnlich bedeutende Rolle spielen, wie sie sie bisher schon bei den Untersuchungen des elektronischen Magnetismus gespielt hat. Da die Kern-Streuamplitude von der Orientierung des Kernspins relativ zum Neutronenspin abhängt, kann die Fernordnung bei der Orientierung der Kernmomente mit elastischer Neutronenstreuung untersucht werden. Inelastische Streuung kann eingesetzt werden, um die Dynamik von Kernspins, z.B. Kern-Spinwellen und ihre Wechselwirkungen mit anderen Anregungen, zu untersuchen.

In Tab. 1.2-1 sind Informationen über die wenigen bisher auf magnetische Kernordnung untersuchten Substanzen zusammengefaßt. Neutronenstreuung ist dabei bisher nur zur Untersuchung der Ordnung der Kernmomente in dem Isolator LiH angewendet worden. In dieser Substanz

Tab. 1.2-1
Substanzen, in denen bisher kernmagnetische Ordnung untersucht wurde

Klassifikation	Substanzen, in denen nur die Kerne gekühlt wurden		Substanzen, die insgesamt auf $T < T_{\text{Kern, c}}$ gekühlt wurden		
	Isolatoren	Metalle	Isolatoren	Isolatoren	Metalle
Substanz	CaF ₂ , LiH	(Cu)	³ He	HoVO ₄ , (TmVO ₄)	PrCu ₆ , PrNi ₅
Institut	Saclay	Helsinki	mehrere	Oxford, Sendai	Minnesota, Jülich
Wechselwirkung, die zur Kernordnung führt	Kerndipol	Kerndipol + Indir. Austausch	Direkter Austausch	Hyperfein-verst. Kerndipol	Hyperfein-verst. und Indir. Austausch
Ordnungstemperatur	$\lesssim 1 \mu\text{K}$	$< 0,1 \mu\text{K}$	1 mK	4,5 mK, $\lesssim 0,1 \text{ mK}$	2,5 mK, 0,4 mK
Kühlmethode	dyn. Kern-Polarisation	adiabat. Entmagn.	adiabat. Entmagn. oder Pomeranchuk	adiabat. Entmagn.	adiabat. Entmagn.
Bemerkungen	Kernmagn. Strukturen in LiH mit n-Streuung untersucht	Kernordnung bisher nicht gefunden, obwohl Kerne auf 0,05 μK gekühlt und $T_c \approx 0,15 \mu\text{K}$ mit verschiedenen Methoden vorhergesagt. Hinweise auf starken Einfluß von Spinwellen.	NMR-Experimente zeigen, daß Ordnung überraschenderweise nicht kubisch, sondern planar ist; Details der Ordnungsstruktur sind unbekannt.	Komplizierte Struktur in HoVO ₄ ; unklar warum Ordnung in TmVO ₄ nicht beobachtet.	Ordnung ferromagnetisch; möglicherweise kompliziertere Struktur unmittelbar oberhalb T_c . Indirekte Hinweise auf Spinwellen.

tritt Ordnung der Atomkerne bei $T_{\text{Kern}} < 1 \mu\text{K}$ durch Kern-Dipolwechselwirkung auf; die Verhältnisse sind dadurch relativ einfach, und Experiment und Theorie können gut verglichen werden. In den anderen angeführten Substanzen tritt zusätzlich direkte (^3He) oder indirekte (Metalle) Austauschwechselwirkung sowie Hyperfeinverstärkung (Van Vleck Paramagnete) auf. Diese Wechselwirkungen können die Ordnungstemperaturen aus dem Mikrokkelvinbereich in den Millikelvinbereich (^3He , Van Vleck Paramagnete) anheben. Dadurch kann die gesamte Substanz und nicht nur die Atomkerne zu einer Temperatur abgekühlt werden, die unter der Kernordnungstemperatur liegt. Besonders die Austauschwechselwirkung aber kompliziert die Physik der Ordnung und die magnetischen Strukturen.

In der letzten Zeile der Tabelle sind einige der Fragen aufgeführt, die an den bisher untersuchten Substanzen nicht geklärt werden konnten und die mit Hilfe der Neutronenstreuung weitgehend gelöst werden könnten. Diese Experimente sind kompliziert und es existiert z. Z. an keinem Reaktor eine Apparatur, die Neutronenstreuung bei Gleichgewichts-Temperaturen unterhalb von einigen Millikelvin erlaubt. Ohne Zweifel wird sich diese Situation aber durch die Fortschritte der Kryotechnik in den nächsten Jahren ändern.

Neutronenstreuung an festem ^3He unterhalb von 1 mK ist wegen des hohen thermischen Widerstands zwischen ^3He und der Kühlschubstanz, wegen der schlechten Leitfähigkeit von festem ^3He und wegen seines hohen Absorptionsquerschnitts für Neutronen sowohl für die Kryotechnik als auch für die Neutronenspektroskopie eines der anspruchsvollsten Experimente. Abschätzungen zeigen jedoch, daß auch dieses Experiment durchführbar sein sollte; gepulsten Meßverfahren wird hierbei besondere Bedeutung zugemessen. Überlegungen hierzu werden in Jülich, Grenoble und Argonne angestellt.

Anregungen aus dem geordneten Grundzustand, die Kernspindynamik, sind bisher nicht untersucht worden und sollten in Zukunft ein wesentliches Arbeitsgebiet der Untersuchung des Kernmagnetismus mit Neutronenstreuung sein. Das Auftreten komplizierter magnetischer Systeme – neben den ferro- und antiferromagnetischen – wie sie vom elektronischen Magnetismus her bekannt sind, sind bisher für den Kernmagnetismus noch gar nicht diskutiert worden.

Ohne Zweifel wird die Neutronenstreuung auch in anderen Gebieten (z. B. Spinkonversion bei Tunnelrotationsübergängen von Molekülen und Molekülgruppen; Dispersionskurve des superfluiden ^3He ; ungeordnete Substanzen) des jungen Gebietes der Physik extrem tiefer Temperatur wesentliche Beiträge liefern müssen.

1.2.11 Neutronenstreuung im eV-Bereich

Der Spitzenfluß für 10 meV-, 100 meV-, 1 eV- und 10 eV-Neutronen ist an der Spallationsquelle mit Kompressorring mindestens um einen Faktor 10, 100, 1000 bzw. 30000 höher als der jeweilige kontinuierliche Fluß am HFR Grenoble (siehe Abb. 2 in der Zusammenfassung). Dieser enorme Anstieg des Gewinns ist zum großen Teil bedingt durch die Abnahme der Pulsdauer von ca. 50 μsec bei 10 meV auf ca. 0,7 μsec bei 10 eV. Ein Vergleich der mittleren Flüsse fällt erst im Bereich von 1 eV

bis 10 eV zugunsten der Spallationsquelle aus, im Bereich von 0,1 bis 1 eV sind die mittleren Flüsse eher etwas kleiner. Das entscheidende Argument für die Spallationsquelle ist aber der hohe **gepulste** Spitzenfluß, da die Pulsung zugleich eine gute Monochromatisierung durch Flugzeitmethoden erlaubt, wogegen die Monochromatisierung mit Kristallen an einer kontinuierlichen Quelle mit zunehmender Energie auf grundsätzliche Schwierigkeiten stößt. Bei einem detaillierten Vergleich sind deshalb die oben genannten Zahlen – bis auf geringere Abstriche – in der Tat die zu erwartenden Gewinnfaktoren und ganz unzweifelhaft wird eine Spallationsquelle mit Kompressorring bei den in der Studie vorgeschlagenen Auslegungsdaten ein absolutes Spitzeninstrument sein.

Die Frage, welche wissenschaftliche Innovation im Bereich hoher Neutronenenergien zu erwarten sei, ist schwierig zu beantworten, da bisher in größerem Umfang nur Experimente bis zu 300 meV Einfallenergien durchgeführt wurden und dies bei sehr langen Meßzeiten an den wenigen dafür wirklich geeigneten Instrumenten. „Heiße“ Neutronen ($0,1 \text{ eV} < E < 10 \text{ eV}$) in der zu erwartenden Intensität würden einen Durchbruch auf folgenden Arbeitsgebieten erwarten lassen:

A. Für die **Strukturanalyse** ($\hbar\omega = 0$ oder $\hbar\omega \approx 0$) wäre die Ausdehnung des verfügbaren Q-Bereiches entscheidend. Einfallenergien bis zu knapp 1 eV wären hier wünschenswert und denkbar sowohl für die durch Braggstreuung ermittelte Anordnung der Atome und der lokalen Magnetisierung in Kristallen als auch für das elastische bzw. quasielastische Streugesetz von amorphen Stoffen bzw. Flüssigkeiten. In beiden Fällen könnte gegenüber dem heutigen Stand der Forschung die Auflösung in etwa um den Faktor 2 erhöht werden, was zunächst nicht dramatisch erscheint, hingegen für viele Problemstellungen in der Tat einen enormen Unterschied bedeutet.

B. Die **Dynamik** der atomaren Bausteine von Kristallen und amorphen Festkörpern, sowie von Flüssigkeiten und hierbei insbesondere von molekularen Flüssigkeiten könnte ebenfalls bis zu hohen Q-Werten und zugleich zu hohen Energieüberträgen verfolgt werden. Es gibt eine ganze Reihe von Problemstellungen, bei denen Einfallenergien bis zu 1 eV vor allem wegen der hohen Q-Werte und bei besonders harten Schwingungen auch wegen der hohen möglichen Energieüberträge von Interesse sind; der Hauptvorteil der Spallationsquelle würde allerdings in den hohen Spitzenflüssen im Bereich von 70 meV bis 500 meV liegen. Viele Untersuchungen der Dynamik werden heutzutage für $E > 100 \text{ meV}$ abgebrochen, da der drastische Abfall der Leuchtdichte die Analyse höherliegender Anregungen oft so erschwert, daß man sich eher dem nächsten Problem zuwendet. Nur hohe Einfallenergien für Neutronen erlauben auch die Frequenzanalyse bis zu kleinen Q-Werten auszuweiten. Dies erlaubt den zweifelsfreien Anschluß an die mit optischer Spektroskopie gewonnenen Daten und damit wegen der verschiedenen „Auswahlregeln“ die volle Nutzung der Komplementarität beider Methoden. So ermittelt man z. B. beim Superionenleiter aus der optischen Spektroskopie die frequenzabhängige Ionen- und Elektronenleitfähigkeit, während das für $Q \rightarrow 0$ extrapolierte Neutronenstreugesetz in direkter Relation zur ionischen Leitfähigkeit allein steht. Als ein neues Arbeitsgebiet könnte sich die nur mit großen Q-Werten mögliche „Neutronen“-Compton-Spektroskopie, mit der das Ge-

schwindigkeitsspektrum der atomaren Bausteine ermittelt werden kann erweisen, in völliger Analogie zu der Ermittlung der Elektronengeschwindigkeitsverteilung durch Comptonstreuung von Röntgenstrahlen. Die Methode erlaubt die verschiedenen Bindungsanteile derselben Atomsorte in einer Substanz zu ermitteln. Ein besonders schönes Beispiel hierfür wäre die Ermittlung des Bose-Kondensats in Quantenflüssigkeiten.

C. Die magnetische Wechselwirkung des Neutrons $\mu_n \mathbf{B}(r)$ (μ_n , magnetisches Moment des Neutrons; $\mathbf{B}(r)$ Operator der lokalen magnetischen Induktion) erlaubt die Untersuchung von **Struktur und Dynamik des Elektronensystems**. Der Wirkungsquerschnitt ist gegeben durch den Imaginärteil der verallgemeinerten, Q - und ω -abhängigen Suszeptibilität $\chi(Q, \omega)$. Da lokal gesehen sowohl Elektronenspin- wie Elektronenbahnbeiträge zu $\chi(Q, \omega)$ im Ortsraum mehr ausgedehnt sind als die Atomkernorte, ist die magnetische Streuung im allgemeinen auf einen kleineren Q -Bereich (ungefähr $< 10 \text{ \AA}^{-1}$) beschränkt als die Kernstreuung, wobei wiederum der Extrapolation zu sehr kleinen Q -Werten ($< 0,1 \text{ \AA}^{-1}$) wegen des Vergleichs zu Meßergebnissen aus anderen Methoden (ESR, NMR, optische Spektroskopie) besondere Bedeutung zukommt. Größere Q -Werte als 10 \AA^{-1} sind von Interesse für stark lokalisierte Elektronen (4f) und bei der Anregung von Elektronen-Loch-Paaren mit $Q > 2 k_F$. Streuprozesse letztgenannter Art sind aber nur mit sehr hohen Einfallenergien (bis zu 100 eV) möglich, noch nie durchgeführt und selbst bei Spitzenflüssen wie von der hier betrachteten Quelle an der Grenze des Möglichen. Sie entsprächen der UPS-Spektroskopie als Einzelteilchenanregung aus dem Valenz- oder Leitungsband in Zustände oberhalb der Fermikante und hätten als komplementäre Methode sicher große Bedeutung.

Ähnlich wie die Streufunktion $S(Q, \omega)$ für die Kernstreuung ist $\text{Im } \chi(Q, \omega)$ für einen viele Dekaden umfassenden Bereich bezüglich ω von Interesse. In Transferenergien ($\hbar \omega$) ausgedrückt würde dieser Bereich von 1 μeV bis zu einigen 10 eV reichen. Die obere Grenze liegt sogar noch um eine gute Zehnerpotenz höher als für $S(Q, \omega)$. Charakteristische Anregungen für diese sehr hohen Energieüberträge sind die schon genannten Elektronen-Loch-Anregungen mit ihren durch die jeweilige Bandstruktur gegebenen Maxima in $\chi(Q, \omega)$ für bestimmte relativ scharfe Q, ω Bereiche, Plasmonenanregungen (1 eV bis 20 eV) und die mehr lokalen Elektronenanregungen insbesondere aus 3d, 4f und 5f-Zuständen aber auch Elektronenanregungen in Molekülen, wie – um nur ein Beispiel zu nennen – der Singlett-Triplettübergang bei O_2 oder auch NO.

Wie bedeutend „Elektronen“-Spektroskopie mit „heißen Neutronen“ werden kann – vorausgesetzt es stehen genügend intensive Quellen und entsprechend optimierte Spektrometer zur Verfügung –, läßt sich am besten aus einem kurzen Blick auf die heutigen Grenzen abschätzen. Zum einen sind bis auf einige wenige Beiträge die Experimente auf Energieüberträge unterhalb 100 meV beschränkt, zum anderen ist die Methode der Polarisationsanalyse noch wenig eingesetzt, da sie erstens experimentell schwierig ist und zweitens im allgemeinen einen ziemlichen Intensitätsverlust mit sich bringt. Beides zusammen bewirkt, daß die magnetische, inelastische Neutronenstreuung zur Zeit die klarsten Aussagen für Phänomene mit relativ scharfen Energiebeiträgen unterhalb 100 meV erzielt, wie bei Spinwellenanregungen,

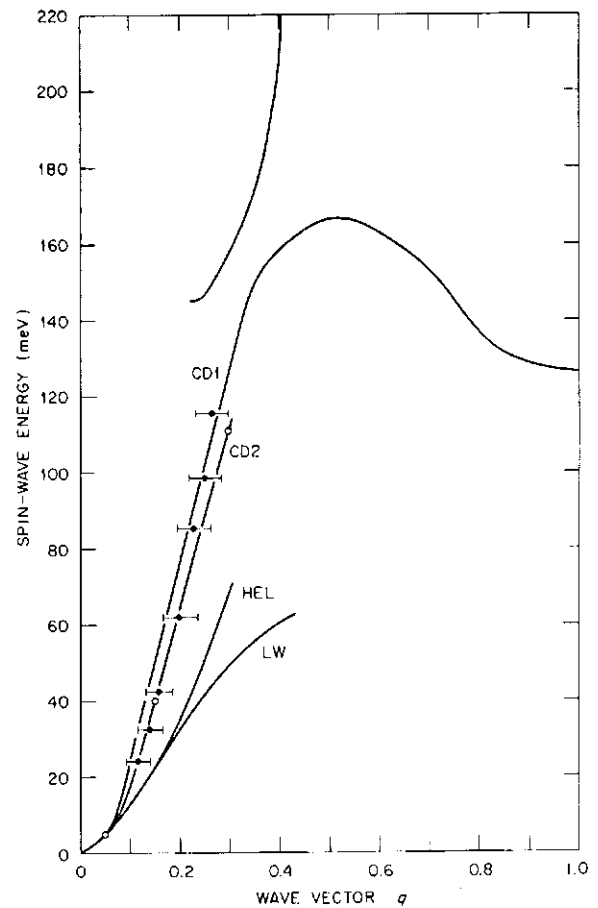


Abb. 1.2-25 Spinwellendispersion von Nickel. Der oberste experimentelle Punkt liegt bei 120 meV! Messungen bis zu 250 meV wären notwendig im Vergleich zur Theorie. (nach [1.2-20])

bei Kristallfeldübergängen in 4f-Elementen und -Verbindungen und bei Relaxationsvorgängen lokaler, magnetischer Momente. Sowie die Übergänge stark verbreitet sind oder im Spektralbereich hoher $\hbar \omega$ liegen, enden die meisten Untersuchungen. So wäre es zum Beispiel von großem Interesse bei starker ferro-, ferri- oder antiferromagnetischer Kopplung die Spinwellendispersion über ca. 0,1 eV hinaus bis zum Einmünden in das Stoner-Kontinuum der Einelektronenübergänge zu verfolgen (Abb. 1.2-25). Hieraus ergäben sich ganz neue Einsichten für die genaue Beschreibung des Bandmagnetismus. Ein anderes Beispiel ist, daß für sogenannte schwache Ferromagnete (z. B. ZrZn_2 oder MnSi) oder für paramagnetische Metalle wie Pd oder Pt mit einem starken Stoner-enhancement der magnetischen Suszeptibilität die Theorie Spin-Fluktuationen voraussagt, die sich in der Streuung durch ein breit verschmiertes Anregungsspektrum mit einem je nach Substanz verschiedenen Maximum bei Energien von 0,1 eV bis ca. 2 eV bemerkbar machen müßte. Experimentelle Daten würden nicht nur einen Vergleich zu der von der Theorie erwarteten ω -Abhängigkeit ermöglichen, sie würden vielmehr zusätzlich aus der Q -Abhängigkeit ein viel detaillierteres mikroskopisches Bild ableiten lassen. Ganz ähnlich ist die Situation für eine Analyse des Verhaltens von lokalen magnetischen Momenten bei starker Wechselwirkung mit den Leitungselektronen (Kondo-Systeme, zwischenvalente Systeme, Spingläser). Auch hier liegen im allge-

meinen breite Anregungsspektren vor. Nur ein Beispiel: Für Mn in Al nimmt man an, daß der Kondo-Zustand sich schon bei etwa 1000 K bildet. Dies würde ein Maximum des Anregungsspektrums bei 0,1 bis 0,2 eV erwarten lassen und würde ein Streuexperiment – am besten mit Polarisationsanalyse – mit Neutronen einer Energie von 0,3 bis 0,5 eV erfordern.

Eine Reihe schöner Arbeiten wurden in den letzten 5–7 Jahren zur Analyse der Kristallfeldaufspaltung in metallischen 4f-Systemen durchgeführt. Bei Verfügbarkeit höherer Neutronenenergien könnten ähnliche Untersuchungen für die 5f-Elemente und deren Verbindungen durchgeführt werden, bei denen die Aufspaltung bei 0,1 bis 0,3 eV liegt und außerdem ließen sich bei den 4f-Verbindungen die Übergänge zwischen den verschiedenen 4f-J-Multipletts beobachten. Bei magnetisch geordneten 4f-Systemen zeigen die Kristallfeldzustände z.T. eine starke Dispersion, deren Bestimmung nur mittels Neutronenstreuexperimenten möglich ist. Die bei Isolatoren annehmbare optische Spektroskopie kann nur spezielle Anregungsfrequenzen liefern.

Ein „Plädoyer“ für die Erschließung der Spektroskopie mit heißen Neutronen (HNS) wäre unvollständig ohne einen Blick auf verwandte Methoden, wie X-ray Photoemission (XPS), Ultravioletphotoemission (UPS) und Elektronenenergieverlustspektroskopie (ELS). Es muß betont werden, daß in diesen Methoden keine Konkurrenz gesehen werden sollte, da mit HNS allein die magnetische Response gemessen wird und sie deshalb zu den anderen Methoden auf jeden Fall komplementär ist. Ideal ergänzen würden sich HNS und ELS, da bei ersterer die Spin-Response, bei letzterer die Elektronendichte-Response gemessen wird.

1.3 Neutronen – weitere Anwendungen

1.3.1 Tieftemperatur-Bestrahlungen

In der **Tieftemperatur-Bestrahlungsanlage** (TTB-Anlage), sollen Proben entweder bei 4,5 K in flüssigem Helium oder bei ungefähr 5 bis 450 K in gasförmigem Helium bestrahlt werden. Es ist daran gedacht, daß die Bestrahlungsposition im Bereich des D₂O-Moderatortanks der Spallationsneutronenquelle (SNQ) zwischen zwei extremen Positionen I und II kontinuierlich veränderbar sei, so daß Bestrahlungen sowohl in einem möglichst sauberen und doch hohen Fluß thermischer Neutronen (Pos. I) als auch in einem möglichst hohen Fluß schneller Neutronen (Pos. II) sowie in entsprechend gemischten Spektren durchführbar sind.

A. Bestrahlung von Metallen mit thermischen Neutronen

Viele Elemente haben einen nicht verschwindenden Wirkungsquerschnitt für den Einfang thermischer Neutronen. Der geringe Rückstoß der bei einem derartigen Prozeß emittierten γ -Quanten führt dazu, daß in Metallen einzelne **Zwischengitteratome** (ZGA) und **Leerstellen** (LS) gebildet werden, d.h. Frenkel Defekte (FD), die in vielen Fällen bei 4,5 K „eingefroren“ bleiben. Im Gegensatz zur Elektronenbestrahlung, bei der dünne Folien

verwendet werden müssen, ermöglicht die Bestrahlung mit thermischen Neutronen die Erzeugung einer statistischen Verteilung von isolierten Frenkel Defekten in **Massivproben**. Die in den meisten Fällen gleichzeitig gebildeten **Radionuklide** bewirken eine Dotierung der Proben und können oftmals als kernphysikalische Sonden für Festkörperuntersuchungen ausgenutzt werden.

Bei den experimentellen Anwendungen eröffnet zunächst die Verwendbarkeit von Massivproben ein praktisch neues Feld, nämlich das Studium isolierter Frenkel Defekte mit den Methoden der **Neutronenstreuung**. So kann mittels der elastisch diffusen Neutronenstreuung die Größe und Symmetrie der Verzerrungsfelder von Punktdefekten und (nach stufenweiser Temperung) von kleinen Defektagglomeraten bestimmt werden; diese Messungen sind analogen Experimenten mit **Röntgenstrahlung** gegenüberzustellen, bei denen die experimentellen Parameter verschieden sind. Zusätzlich aber können mittels inelastischer Neutronenstreuung dynamische

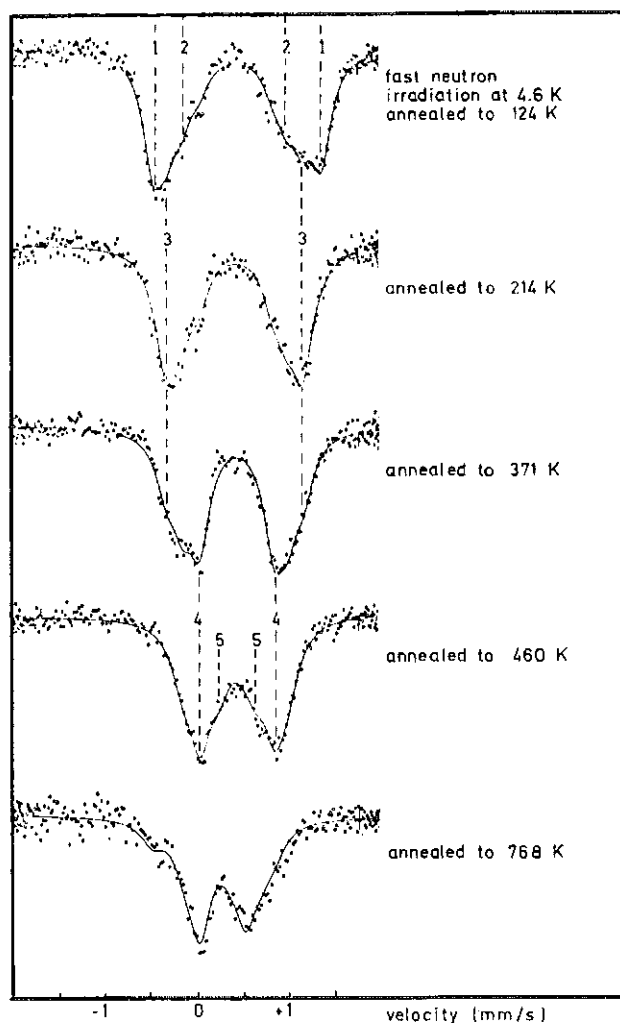


Abb. 1.3-1
Mössbauer Spektren von ⁵⁷Co-Fremdatomen in Molybdän nach Tieftemperaturbestrahlung mit schnellen Neutronen. Während isochroner Aushilung bis 460 K können der Aufbau und das Verschwinden von fünf verschiedenen Zwischengitteratom – Fremdatom – Konfigurationen beobachtet werden (Defektlinien 1 bis 5). Die Meßtemperatur betrug immer 4,2 K. Die zu ⁵⁷Co-Atomen auf substituierten Gitterplätzen gehörigen Linien sind in den Spektren bereits abgezogen. (nach [1.3-1])

sche Messungen durchgeführt werden. Bisherige Untersuchungen dieser Art krankten entweder an einem zu kleinen thermischen Fluß oder an einem zu hohen Anteil schneller Neutronen. Nach Einfang beweglicher Zwischengitteratome (bei $T > 4$ K) an Fremdatomen können auch „gemischte Hanteln“ untersucht werden.

In bestimmten Metallen werden durch die (n, γ) -Prozesse und deren Folgereaktionen radioaktive Isotope geschaffen, die sich als Sondenatome für die Messung des **Möb-bauer-Effekts** oder der **gestörten Winkelkorrelation** verwenden lassen. Da der Sondenkern sowie die Strahlenschädigung (durch Rückstoß) in demselben Elementarprozeß erzeugt wurden, sind beide zueinander räumlich korreliert. Infolge der Hyperfeinwechselwirkung wird der Einfang von Zwischengitteratomen oder Leerstellen an diesen Sondenatomen sichtbar. Derartige Untersuchungen können mit „unkorrelierten“ Experimenten verglichen werden, in denen die Sondenatome schon vor Bestrahlungsbeginn in die Proben eingebracht wurden. Abb. 1.3-1 zeigt als Beispiel eine derartige Messung des Möb-bauer-Effekts nach Bestrahlung mit Reaktor-Neutronen bei 4,6 K.

Des Weiteren sind folgende Untersuchungen vorgesehen:

Die **elastischen Konstanten** von Metallen mit isolierten Frenkel Defekten sollen durch Schallgeschwindigkeitsmessungen an einkristallinen Massivproben bestimmt werden. Auch die Untersuchung **mechanischer Eigenschaften** erfolgt bevorzugt an Massivproben (plastische Verformung); dasselbe gilt für **magnetische Eigenschaften**. Die Ausheilung und Agglomeratbildung von Punktdefekten sowie der Einfluß von Fremdatomen soll auch mittels **Positronenvernichtung** und **Myonen-Spin-Rotation** untersucht werden. Für Messungen der **Schädigungsrate** (Restwiderstandsänderung) wird eine größere Meßgenauigkeit und Reproduzierbarkeit erwartet als bei der Elektronenbestrahlung von Folien. Ganz allgemein ermöglicht die Tieftemperaturbestrahlung auch sehr genaue und reproduzierbare **Untersuchungen defektabhängiger Eigenschaften in der Festkörperphysik**, da in ein und derselben Probe sowohl die Konzentration von immer gleichen Punktdefekten (während der Bestrahlung bei 4,5 K als auch durch Agglomeration ihre Konfiguration (während der anschließenden Temperung) sehr kontrolliert variiert werden kann.

B. Bestrahlung von Nichtmetallen mit thermischen Neutronen

Bei der Tieftemperatur-Bestrahlung von Halbleitern, Isolatoren, organischen und biologischen Substanzen mit thermischen Neutronen sind neben den in Abschnitt A diskutierten **strukturellen Defekten**, die jetzt in verschiedenen Ladungszuständen auftreten, auch die **chemischen Folgereaktionen** interessant. Dabei ist für nichtleitende Stoffe wegen der Gefahr der Radiolyse ein sehr reiner thermischer Fluß besonders wertvoll.

Bei den experimentellen Anwendungen soll zuerst die **Tieftemperatur-Neutronentransmutations-Dotierung** von Festkörpern aufgeführt werden. In Nichtmetallen können die hierbei gebildeten korrelierten Punktdefekte (vgl. Abschnitt A) und deren Ausheilverhalten sehr effektiv mittels optischer Methoden, ESR und NMR untersucht werden. Auch die spektroskopischen Eigenschaften der iso-

lierten Fremdatome selbst sind in vielen Fällen interessant (Matrixisolations-Technik, z. B. K im festen Edelgas Ar). Weiterhin können, wie in Abschnitt A geschildert, Untersuchungen mittels Möb-bauer-Effekt und gestörter Winkelkorrelation an derartigen Sondenatomen durchgeführt werden. Beim Prozeß der Positronen-Vernichtung wird in Nichtmetallen sehr oft als Zwischenprodukt ein Positronium-Atom gebildet, das mit den bestrahlungsdotierten Fremdatomen chemisch reagieren kann (Positronium-Chemie). Auch das Diffusionsverhalten solcher statistisch verteilt erzeugter, radioaktiver Fremdatome kann untersucht werden (z. B. Ar im Ionenkristall KCl).

Ein weiterer Schwerpunkt ist die **heiße Chemie in Festkörpern**, d. h. das Studium der chemischen Reaktionen der Kernrückstoßatome. Diese „heißen“ Atome besitzen als Resultat des Kernprozesses neben der hohen kinetischen auch eine hohe elektronische Energie. Eine tiefe Bestrahlungstemperatur ist dabei zur Unterdrückung thermischer Konkurrenzreaktionen wichtig. Derartige Reaktionen können z. B. auch zur Präparation seltener Verbindungen genutzt werden, und sie erlauben in vielen Fällen die Herstellung von Vorläufern für eine schnelle Markierung von Radiopharmaka. Die heißen Atome können entweder homogen im Festkörper selbst erzeugt werden oder durch Rückstoßimplantation von einer auf der Oberfläche befindlichen Quellsubstanz; ganz analog zum letzteren Falle kann man auch heiße Reaktionen in der Gasphase untersuchen.

Auf ähnliche Weise kann auch die Methode der **Produktion und Hochanreicherung von Radioisotopen** untersucht und optimiert werden.

Dabei werden die bei Bestrahlung einer geeigneten Komplexverbindung durch den Kernprozeß erzeugten heißen Isotope aus ihrer chemischen Bindung gestoßen, so daß nach Bestrahlungsende nur diese Radioisotope in einem anderen Bindungszustand vorliegen und leicht chemisch abgetrennt werden können. Ein für die Nuklearmedizin wichtiges Beispiel: ^{98}Mo (n, γ) ^{99}Mo (β) $^{99\text{m}}\text{Tc}$. Wiederum lassen sich durch tiefe Bestrahlungstemperaturen und eine möglichst geringe γ -Dosisleistung störende chemische Nebenreaktionen unterdrücken.

Bei der Methode der **Aktivierungsanalyse** sind tiefe Bestrahlungstemperaturen in solchen Fällen von großer Bedeutung, wenn entweder die zu untersuchenden Substanzen thermisch oder radiolytisch leicht zersetzbar sind, oder wenn die bestrahlungserzeugten Radioisotope teilweise flüchtig sind. Ein wichtiges Gebiet ist hier die Untersuchung der Spurenelementkonzentration in biologischem Gewebe, z. B. in Blut.

Mittels der **Spaltspurmethode** lassen sich geringe Konzentrationen spaltbarer Elemente in den Festkörpern selbst oder in darüberliegenden Detektorfolien nachweisen. Probleme entstehen hier in einem sehr hohen thermischen Fluß durch die relativ starke Aufheizung infolge der Nuklearprozesse. Zur Verhinderung von Ausheil-effekten in den Spaltspuren sowie von Beschädigungen organischer Detektorfolien ist eine gewisse Temperaturabsenkung vorteilhaft.

Die bisher aufgeführten experimentellen Anwendungen waren mehr oder weniger charakteristisch für nichtmetallische Substanzen. Zusätzlich aber ist vorgesehen, eine ganze Reihe der in Abschnitt A für Metalle geschil-

dernten Experimente auch an Halbleitern und Isolatoren durchzuführen, insbesondere z.B. das Studium der gebildeten Punktdefekte mittels Röntgen- und Neutronenstreuung.

C. Bestrahlung mit schnellen Neutronen

Die bei einem Stoß von Neutronen mit Energien von einigen MeV übertragenen hohen Rückstoßenergien führen zur Bildung von Verlagerungskaskaden. Zum Beispiel haben im Falle Al diese **Defektkaskaden** bei Reaktorbestrahlung eine mittlere Größe von $2 \cdot 10^5$ Atomvolumina mit rund 250 Frenkel-Defekten, die bei 4,5 K stabil sind.

An experimentellen Anwendungen ist vor allem anzuführen, daß die meisten der für Metalle sowie auch einige der für Nichtmetalle vorgesehenen Bestrahlungsexperimente mit thermischen Neutronen zu Vergleichszwecken unter sonst identischen experimentellen Bedingungen auch mit schnellen Neutronen durchgeführt werden sollen. Denn erstens ist wegen der Kaskadennatur der Defektproduktion der **Agglomerationsgrad** der erzeugten Frenkel Defekte hier auch bei 4,5 K Bestrahlungstemperatur schon relativ hoch (für Reaktorneutronen wurden Agglomerate von 3 ZGA in Al und 25 ZGA in Cu gemessen), und zweitens lassen sich wegen der deutlich höheren Defektproduktionsraten hier auch Sättigungseffekte untersuchen.

Hinzu kommen Experimente, die in erster Linie mit schnellen Neutronen durchgeführt werden sollen. Hier ist vor allem das Studium von **Entmischungs- und Ausscheidungsvorgängen in konzentrierten Legierungen** zu erwähnen. Nachdem in der Grundlagenforschung bisher hauptsächlich die Bestrahlung reiner Metalle und verdünnter Legierungen untersucht wurde, ist dies sicherlich ein wichtiger Trend in der Zukunft. Die Strahlenstabilität von inhomogenen Gefügen soll dabei u. a. auch mit Kleinwinkelstreuung untersucht werden. Trotzdem sind hier auch die bei Bestrahlung mit thermischen Neutronen auftretenden kleinen Energieüberträge von Interesse.

Eine mehr technologische Anwendung betrifft das Studium der **Bestrahlungsfestigkeit von Isolierstoffen und technischen Supraleitern** für zukünftige Fusionsreaktoren. Bei diesen werden ja im Routinebetrieb die supraleitenden Magnete bei Heliumtemperatur permanent durch schnelle Neutronen bestrahlt, deren Spektrum durch die Moderation der 14 MeV-Neutronen in Blanket und Abschirmung bestimmt ist. Nachdem bisher hauptsächlich die technischen Supraleiter untersucht und als verwendbar befunden wurden, wendet sich jetzt das Interesse mehr den zugehörigen Isolierstoffen zu.

Eine ganz andersartige Anwendung ist die **Fixierung von Versetzungen**. Zum Studium von Versetzungsanordnungen im Elektronenmikroskop müssen dünne Folienproben aus den plastisch verformten Massivproben präpariert werden. Dabei und bei der vorhergehenden Zugentlastung finden erhebliche Umlagerungen der Versetzungen statt, so daß der mit der Theorie vergleichbare ursprüngliche Zustand nicht mehr erfaßbar ist. Werden jedoch die Massivproben noch unter Last bei 4,5 K mit schnellen Neutronen bestrahlt, so werden die Versetzungen durch die ausgedehnten Defektkaskaden immobilisiert und durch die tiefe Temperatur wird undefiniertes Kriechen unterdrückt. Anschließend können die Proben ohne Nachteil aufgewärmt und präpariert werden.

1.3.2 Ultrakalte Neutronen

A. Eine Quelle für Ultrakalte Neutronen an der SNQ

Ultrakalte Neutronen (UCN) sind Neutronen mit so niedrigen Energien (einige 10^{-7} eV bzw. 5 m/s), daß sie von vielen Materialien total reflektiert werden. Bei einer derartigen Reflexion dringen die UCN 100 Å oder mehr in das Material ein. Die Verlustwahrscheinlichkeit pro Reflexion hängt vom Material und von der Beschaffenheit der Oberfläche ab und hat für ausgewählte Materialien Werte zwischen 10^{-3} und 10^{-5} . Diese Eigenschaften der UCN haben zur Folge, daß diese in aus speziellen Materialien hergestellten Behältern für Zeiträume von mehr als 100 Sekunden und vielleicht von bis zu 1000 Sekunden (der Lebensdauer des Neutrons bezüglich β -Zerfall) gespeichert werden können. Damit wird ein großes Gebiet von interessanten Anwendungen erschlossen.

Während bestehende UCN-Quellen Dichten von höchstens 1 UCN/cm³ ermöglichen, bieten neue Neutronenquellen (wie die Spallationsneutronenquelle SNQ), die sich derzeit in Planung oder im Bau befinden, mehrere Möglichkeiten für die Erzeugung von UCN-Dichten von der Größenordnung 10^3 UCN/cm³ oder sogar noch deutlich höher.

B. Das elektrische Dipolmoment des Neutrons

Die Suche nach einem elektrischen Dipolmoment (EDM) des Neutrons ist wohl die zur Zeit am intensivsten betriebene Anwendung ultrakalter Neutronen (UCN). Forschergruppen in Grenoble, in Argonne, in Leningrad und in Dubna haben viele Mannjahre an Aufwand in dieses Experiment gesteckt. Der heutige Wert ist:
 $EDM < 1,4 \cdot 10^{-24} \text{ e} \cdot \text{cm}$.

Der Nachweis eines EDM des Neutrons ist deswegen von so großer Bedeutung, weil seine Existenz eine direkte Bestätigung einer Verletzung der Zeitumkehrinvarianz außerhalb des Systems der K^0 -Mesonen bedeuten würde. Von der Beobachtung solch eines EDM wird eine klare Entscheidung erwartet zwischen der Theorie der superschwachen Wechselwirkung ($EDM < 10^{-29}$) und den anderen zur Erklärung der Zeitumkehr-Verletzung vorgeschlagenen Theorien (z.B. spontane Verletzung der Zeitumkehr, einheitliche Theorien der schwachen und elektromagnetischen Wechselwirkung) ($10^{-26} < EDM < 10^{-24} \text{ e} \cdot \text{cm}$).

Die UCN-Dichten, die von den an anderer Stelle dieses Berichtes diskutierten neuen Quellen erwartet werden, sind so groß im Vergleich zu den derzeit verfügbaren, daß die UCN-Dichte dann nicht mehr die die Empfindlichkeit des Experimentes begrenzende Größe darstellen wird; diese wird dann zweifellos die Fluktuation des Magnetfeldes sein. Bei solch hohen UCN-Dichten wird es dann sicher angebracht sein, die Meßtechnik mit UCN durch die Verwendung supraleitender magnetischer Abschirmungen und anderer Aspekte der Tieftemperatur-Technologie bis an ihre Grenzen zu treiben. Andererseits kann jedoch die derzeit vorgesehene umfangreiche biologische Abschirmung aus magnetischem Eisen an der Spallationsneutronenquelle (SNQ) eine gewisse Beeinträchtigung der magnetischen Bedingungen im Experiment mit sich bringen.

C. Der β -Zerfall des Neutrons

Zur Zeit ist die Lebensdauer des Neutrons nur mit einer Genauigkeit von ca. 1% bekannt. Eine genauere Bestimmung dieser Größe würde unsere Kenntnis der Parameter verbessern, die in der Theorie des β -Zerfalls erscheinen und die gegenwärtig aus einem Fit an eine große Zahl von β -Zerfalls-Messungen von Atomkernen und Elementarteilchen bestimmt sind. Gleichzeitig wäre eine Verbesserung unserer Kenntnis der Strahlungs-Korrektur zum β -Zerfall zu erwarten [1.3-2].

Klassische Methoden zur Messung der Lebensdauer des Neutrons sind auf jeweils zwei getrennte Detektoren angewiesen, nämlich a) auf einen zur Messung der Neutronendichte in der Apparatur und b) auf entweder einen Elektronen- oder einen Protonen-Detektor zur Messung der Zerfallsrate. Deshalb müssen die absoluten Empfindlichkeiten je eines Detektors für Neutronen und für geladene Teilchen bekannt sein. Bei Verwendung gespeicherter UCN kann die Messung dagegen mit nur einem Detektor durchgeführt werden, dessen absolute Empfindlichkeit nicht bekannt sein muß.

Ein Experiment dieses Typs wird seit mehreren Jahren aktiv durch die Gruppe in Bonn verfolgt [1.3-3]. Das Ziel ist dabei die Messung der Lebensdauer von in einer „magnetischen Flasche“ gespeicherten Neutronen, wobei die UCN durch inelastische Abwärtsstreuung in flüssigem Helium erzeugt werden sollen (ähnlich wie in der im Kapitel 4 geschilderten „superthermischen Quelle“).

UCN können auch zum Studium von Asymmetrien im β -Zerfall von polarisierten Neutronen verwendet werden. Weiterhin können sie sich für die Untersuchung einer Paritätsverletzung bei (n,γ) -Reaktionen als nützlich erweisen.

D. Material-Studien mit UCN

UCN haben die besondere Eigenschaft, in Materialien nur bis zu Tiefen von einigen 100 Å einzudringen. Diese Eindringtiefe sowie die Verlustrate von UCN an einer Oberfläche sind Funktionen der Neutronenenergie sowie der Dichte und Zusammensetzung der Oberfläche des Materials. Dementsprechend wird die Verlustrate von UCN durch die Gegenwart einer Oxydschicht an der Oberfläche oder durch einen aufgebrachtten Film aus anderem Material geändert. Damit ermöglichen die UCN eine neuartige Methode, solche Oberflächenschichten zu untersuchen.

UCN können für die Untersuchung inelastischer Streuung von Materialien auf vielerlei Weise verwendet werden. Im Falle von Energieüberträgen, die groß gegen die Energie der UCN sind, können die UCN im Oberflächenbereich (oder im Innern von solchen Materialien, die für UCN durchlässig sind) aufwärtsgestreut werden und das Energiespektrum dieser Neutronen kann gemessen werden. Obwohl diese Methode den Nachteil hat, daß nur der entlang der Kurve $\hbar\omega = \hbar^2 Q^2/2m$ des freien stationären Neutrons liegende Bereich der Q - ω -Ebene zugänglich ist, kann diese Technik Messungen erlauben, die mit anderen Methoden unmöglich sind. Zum Beispiel werden in flüssigem Helium gespeicherte UCN durch Wechselwirkung mit den Phononen und Rotonen aufwärtsgestreut, wobei diese Streuraten stark temperaturabhängig ist (siehe Abb. 1.3-2). Die Messung des Spektrums der auf-

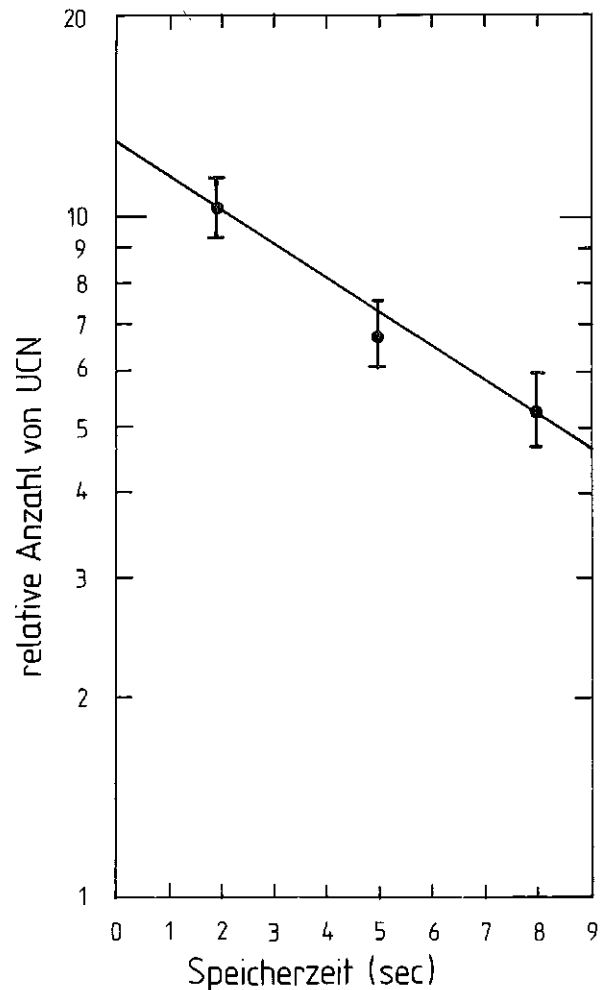


Abb. 1.3-2

Speicherung von ultrakalten Neutronen in einem mit flüssigem ^4He gefüllten Gefäß bei $T = (1,15 \pm 0,02)$ K. Aufgetragen ist die relative Anzahl der Neutronen als Funktion der Speicherzeit [1.3-4]. Bei Berücksichtigung der Konditionen im He-Gefäß ergibt die Theorie der Wechselwirkung der ultrakalten Neutronen mit dem flüssigen Helium [1.3-5] und mit den Behälterwänden hinreichend gute Übereinstimmung mit der gemessenen Verlustrate.

wärtsgestreuten Neutronen würde Informationen über die Streufunktion $S(Q, \omega)$ in einem von der Phononenresonanz weit entfernten Bereich und mit vorher unerreichter Empfindlichkeit gewähren: mittlere freie Weglängen von einigen Kilometern Länge für 5 m/sec UCN. Solche Experimente scheinen mit keiner anderen Technik möglich zu sein. Auf ähnliche Weise kann man auch Anregungen in dünnen Heliumfilmen messen.

Es besteht auch die Möglichkeit, das UCN-Gas auf Wellenlängen $\lambda \approx 100-200$ Å zu beschleunigen und dann Streuexperimente durchzuführen. Eine denkbare Methode wäre die, einen mit UCN gefüllten Behälter stetig auf Geschwindigkeiten von 20-40 m/s zu beschleunigen. Wird der Behälter dann plötzlich angehalten, dann werden die Neutronen die Behälterwände durchdringen und mit der direkt vor der Abbremsung vorhanden gewesenen Behältergeschwindigkeit weiterfliegen. Der Vorteil einer derartigen Methode beruht auf der sehr hohen Phasenraumdichte in der UCN-Quelle.

Eine verwandte Möglichkeit besteht darin, in flüssigem Helium gespeicherte UCN mittels eines starken monochromatischen Phononenpulses oder vielleicht durch eine Schockwelle im Helium zu beschleunigen. Zusätzlich zur Erzeugung eines intensiven Pulses von annähernd monoenergetischen Neutronen kann die zuletzt genannte Methode auch für das Studium von Schockwellen in suprafluidem Helium interessant sein.

Eine andere Möglichkeit, UCN zum Studium von kondensierter Materie zu benützen, liegt in der Verwendung eines UCN-Spektrometers wie dem in Garching aufgebauten Schwerkraft-Spektrometer. Damit wird in einem Q-Bereich von 10^{-3} – $3 \cdot 10^{-2} \text{ \AA}^{-1}$) die sehr hohe Energieauflösung von ungefähr 10 neV zugänglich. Solch ein Spektrometer könnte zum Studium langsamer dynamischer Prozesse in biologischen Systemen verwendet werden sowie zur Messung von Hyperfein-Aufspaltungen, von magneto-kristallinen Anisotropien, von niedrigliegenden Rotationszuständen und behinderten Rotationen in sehr großen Molekülen, und von langsamen kritischen Fluktuationen in der Nähe eines Phasenübergangs.

Inhomogenitäten in Materialien können mittels elastischer Streuung von UCN untersucht werden und dünne Filme durch Transmissionsexperimente.

D. UCN – Optik

Erst vor kurzem konnte von der Garchinger Gruppe erstmals die Realisierbarkeit einer achromatischen Fresnel-Linse für UCN demonstriert werden. Für die Zukunft ist die Entwicklung eines UCN-Mikroskops mit einer Auflösung von etwa 10^3 \AA zu erwarten. Der Vorteil solch eines Instrumentes würde auf den unterschiedlichen Streueigenschaften der zu untersuchenden Substanzen für Neutronen im Vergleich zu anderen Strahlungsarten beruhen; so sollte ein UCN-Mikroskop beispielsweise bei der Untersuchung der Wasserstoff-Verteilung in einer Probe nützlich sein.

Ebenfalls erst vor kurzem wurden erstmals quasigebundene Zustände von UCN in eindimensionalen Potentialen nachgewiesen, die durch Vielfach-Schichtstrukturen erzeugt wurden. Man könnte diese Arbeiten erweitern und ein Fabry-Perot-Interferometer konstruieren. Ebenso könnte man Übergänge zwischen verschiedenen gebundenen Zuständen durch ein oszillierendes magnetisches Feld induzieren und damit die Gültigkeit der zeitabhängigen Schrödinger-Gleichung in einem fast makroskopischen System demonstrieren ($\approx 10^3 \text{ \AA}$).

1.3.3 Neutron-Neutron Streuung und paritätsnichterhaltende Kernkräfte

Ein für die Untersuchung der starken Wechselwirkung grundlegendes Experiment, das besonders vorteilhaft an einer gepulsten SNQ durchgeführt werden könnte, wäre die Beobachtung der **Streuung von freien Neutronen an freien Neutronen** mit dem Ziel einer möglichst genauen Bestimmung der Neutron-Neutron-Streulänge. Ein solches Experiment wäre interessant im Hinblick auf eine Überprüfung der Ladungssymmetrie von Kernkräften. Da die Streuwahrscheinlichkeit von Neutronen an freien

Neutronen proportional mit dem Quadrat des Neutronenflusses ansteigt, sind die hohen Spitzenflüsse einer gepulsten SNQ fast unabdingbar für eine erfolgreiche Durchführung des Experiments. Ferner benötigt man dazu ein auf Ultra-Hochvakuum abgepumptes, durchgehendes Strahlrohr, das bisher an keinem Höchstflußreaktor existiert.

Die Untersuchung der sehr kleinen **paritätsnichterhaltenden Kerneffekte**, die von der zusätzlichen schwachen Wechselwirkung der Nukleonen herrührt, hat eine sehr lange Geschichte. Heutzutage ist man hauptsächlich an Experimenten interessiert, mit denen man möglichst direkte Aufschlüsse über die Eigenschaften der paritätsnichterhaltenden N-N-Potentiale erhält [1.3-6]. Eines dieser Experimente zielt darauf ab, die Zirkularpolarisation der γ -Strahlung zu bestimmen, die beim Einfang von thermischen Neutronen durch Protonen ausgesandt wird. Die Größe der Zirkularpolarisation ist empfindlich auf den Isospin 0- und 2-Anteil der schwachen Kraft, die durch den ρ und 2π -Austausch übermittelt wird und über die sehr wenig bekannt ist. Vor knapp zehn Jahren wurde von Lobashov und Mitarbeiter eine Messung der Zirkularpolarisation der Neutron-Proton-Einfangstrahlung an einem Reaktor durchgeführt mit dem Ergebnis einer relativ hohen Polarisation von $-(1,3 \pm 0,45) \cdot 10^{-6}$, die theoretisch sehr schwer erklärbar schien. Das Experiment an dem Reaktor leidet daran, daß ein zirkularpolarisierter γ -Untergrund auftritt, der von der Bremsstrahlung polarisierter β -Teilchen herrührt. Diese schwierigen Experimente wurden kürzlich von der Leningrad-Gruppe wiederholt; sie könnten auch sehr vorteilhaft an einer gepulsten SNQ durchgeführt werden, wobei man einen niedrigeren Bremsstrahluntergrund erwartet, der zudem während der Strahlpausen direkt meßbar wäre. Eine zuverlässige Wiederholung dieses grundsätzlichen Experiments wäre schon sehr wünschenswert für das Studium der paritätsnichterhaltenden Nukleon-Nukleon Potentiale. Darüber hinaus könnten an der SNQ andere fundamentale Experimente zur Paritätsnichterhaltung, wie z.B. die Untersuchung des Einfangs polarisierter Neutronen in Protonen und Deuteronen, die bisher zu keinen schlüssigen Resultaten führten, wahrscheinlich mit Erfolg wiederholt werden [1.3-7].

1.3.4 Kernphysik mit thermischen und epithermischen Neutronen

1. Langsame Neutronen zur Lösung von Problemen der Kernphysik

Obwohl die Struktur der Atomkerne seit vielen Jahrzehnten sehr intensiv untersucht wird, ist es noch nicht gelungen, die grundlegenden Kräfte, die den Atomkern zusammenhalten, allgemeingültig zu formulieren. Deshalb müssen die vielen vorhandenen und auch neu entwickelten theoretischen Modelle des Atomkerns durch experimentelle Beobachtungen überprüft werden, oder neue experimentelle Erkenntnisse müssen Anstoß zu besseren Theorien geben. Die meisten Kernmodelle behandeln den Atomkern entweder gemäß seiner Einteilchenstruktur (Schalenmodell) oder entsprechend dem kollektiven Verhalten der Kernmaterie. Es gehört zu den aktuellsten Problemen der Kernphysik, die Wechselwirkung zwischen diesen beiden Aspekten zu verstehen. Genau zu

diesen Fragestellungen können Experimente mit langsamen Neutronen wesentliche Informationen liefern. Beim Einfang von langsamen Neutronen im Atomkern erhält man angeregte Kernzustände bis zu Energien zwischen 5 und 10 MeV. Eine wesentliche Eigenschaft dieser Reaktion ist, daß sie nicht selektiv ist, das heißt, es werden Einteilchenanregungen und kollektive Anregungen in gleicher Weise erzeugt. Man kann also Vibrationen und Rotationen des Kerns gekoppelt mit Anregungen einzelner Nukleonen studieren. Bei schwersten Kernen kann durch Neutroneneinfang die Kernspaltung eingeleitet werden. Das ist im wesentlichen ein kollektiver Prozeß, bei dem jedoch auch Schalenefekte eine große Rolle spielen.

2. Kernstrukturuntersuchung durch Einfang thermischer Neutronen

Die Spektroskopie der Gammastrahlung und der Konversionselektronen, die nach dem Einfang thermischer Neutronen emittiert werden, stellt heutzutage eine der wichtigsten Methoden zur Untersuchung der Struktur der Atomkerne dar. Damit können vollständige Niveauschemata bis zu mehreren MeV Anregungsenergie aufgestellt werden. Da die Niveauschemata oft sehr kompliziert und linienreich sind, benötigt man Spektrometer mit außerordentlich guter Auflösung und Empfindlichkeit. Die beiden Kristallspektrometer und das Betaspektrometer am Hochflußreaktor des ILL in Grenoble erfüllen diese Anforderungen sehr gut. Das Kristallspektrometer arbeitet jedoch nur bis 1,5 MeV mit einer Auflösung, die besser als die von Ge (Li)-Detektoren ist. An einer neuen intensiven Neutronenquelle ließe sich ein verbessertes Kristallspektrometer konzipieren (z. B. mit 50 m Fokallänge), das im Energiebereich 1,5–2,5 MeV noch hervorragende Auflösung und Empfindlichkeit hat. Damit könnte ein wesentlicher Schritt in neue Bereiche der Kernstruktur gemacht werden. An intensiven Neutronenstrahlen kann man viele ergänzende Experimente durchführen, bei denen die Neutroneneinfangstrahlung mit Ge (Li)-Detektoren gemessen wird. Es sind γ - γ -Koinzidenz- und Winkelkorrelationsanordnungen und Lebensdauermessungen möglich, um detaillierte Information über die Übergänge im Atomkern zu erhalten. Damit lassen sich in vielen Fällen kollektive und Einteilchen-Übergänge im Atomkern unterscheiden und die Kernstruktur identifizieren [1.3-8].

3. Resonanzeinfang von Neutronen

Wenn man epithermische Neutronen im Atomkern einfängt, kann man den Kern in verschiedenen Neutronenresonanzen anregen. Am HFBR in Brookhaven existiert ein schneller Chopper, an dessen Neutronenstrahl Einfanggammaaspektren als Funktion der Neutronenenergie gemessen werden. Wegen der geringen Intensität dieser Anordnung, können nur Proben von mindestens 10 g verwendet werden. Hier bietet sich ein weites neues Feld für eine gepulste epithermische Neutronenquelle an: Durch systematische Studien des Einfanggammaaspektrums separierter Isotope in vielen Neutronenresonanzen erhält man nicht nur neue Information über die Kernstruktur bis zu einigen MeV Anregungsenergie, sondern auch Aussagen über die Eigenschaften der Resonanzen und über den Neutroneneinfangprozeß. Damit lassen

sich die statistischen, kollektiven und Einteilchen-Strukturen der Neutronenresonanzen erforschen. Diese mikroskopischen Kenntnisse der Atomkernstruktur bei 5-10 MeV Anregungsenergie sind sehr wesentlich zum Verständnis höherenergetischer Resonanzanregungen (Riesenresonanzen) von Kernen, die an Beschleunigern untersucht werden.

Ähnliche sehr wichtige Experimente lassen sich mit intensiven gefilterten Neutronenstrahlen (z. B. bei Neutronenenergien von 2 keV und 24 keV) durchführen.

4. Experimente zur Kernspaltung mit epithermischen Neutronen

Der Spaltproduktseparator Lohengrin am Hochflußreaktor in Grenoble hat viele wesentlich neue Informationen über den Spaltprozeß der Atomkerne gebracht. In ähnlicher Weise, wie man mit epithermischen gepulsten Neutronen das Neutroneneinfanggammaaspektrum als Funktion der Neutronenenergie messen kann, läßt sich auch die Spaltung schwerer Kerne als Funktion der Neutronenenergie in den verschiedenen Resonanzen studieren. Solche Experimente werden schon durchgeführt. Aus Intensitätsgründen wurden nur einige pauschale Parameter der Kernspaltung (Totale kinetische Energie, mittlere Zahl der Neutronen, mittlere Gammaenergie, grobe Massenverteilung der Spaltprodukte) in einzelnen Resonanzen untersucht. Dabei wurden nur geringe Variationen dieser Parameter von Resonanz zu Resonanz gefunden. Verzögerte Spaltung in individuellen Resonanzen wurde noch nicht gemessen. Mit einem intensiven gepulsten epithermischen Neutronenstrahl könnte man detaillierte Information über den Spaltprozeß in vielen individuellen Neutronenresonanzen erhalten. Falls man dann Unterschiede beobachtet, hätte das großen Einfluß auf das Verständnis der Kernspaltung und auf Theorien von kollektiven und Schalenmodelleffekten bei der Spaltung.

5. Intensive Quellen monoenergetischer Gammastrahlen

Bringt man einige Gramm bis Kilogramm eines Isotopes in hohen thermischen Neutronenfluß, so erhält man durch Neutroneneinfang intensive Quellen von Gammastrahlen bis zu 11 MeV. Diese Gammaquellen haben die Eigenschaft, daß sie aus einem Spektrum von sehr monoenergetischen Gammalinien bestehen. Die Breite dieser hochenergetischen Linien kann einige eV betragen. Diese Gammastrahlen können durch zufällige Kombinationen an anderen Isotopen resonant gestreut werden. Das Studium dieser Resonanzprozesse eröffnet ein weites Gebiet für kernphysikalische und auch festkörperphysikalische Forschung. Mit dieser (γ, γ')-Reaktion erhält man nicht nur von dem Resonanzniveau die Energie, den Spin, die Parität und die Lebensdauer sondern auch Information über Übergänge und viele darunterliegende Niveaus. Man kann Kernstrukturen bei hohen Anregungsenergien identifizieren, die anderen Reaktionen nicht zugänglich sind. Auch (γ, n)-Reaktionen können studiert werden. Aus Intensitätsgründen gibt es bisher noch nicht viele Arbeiten auf diesem Gebiet. Die aktivste Forschungsgruppe in Israel verfügt nur über einen Neutronenfluß von $2 \cdot 10^{13}$ n/cm²s (s. Abb. 1.3-3) [1.3-9].

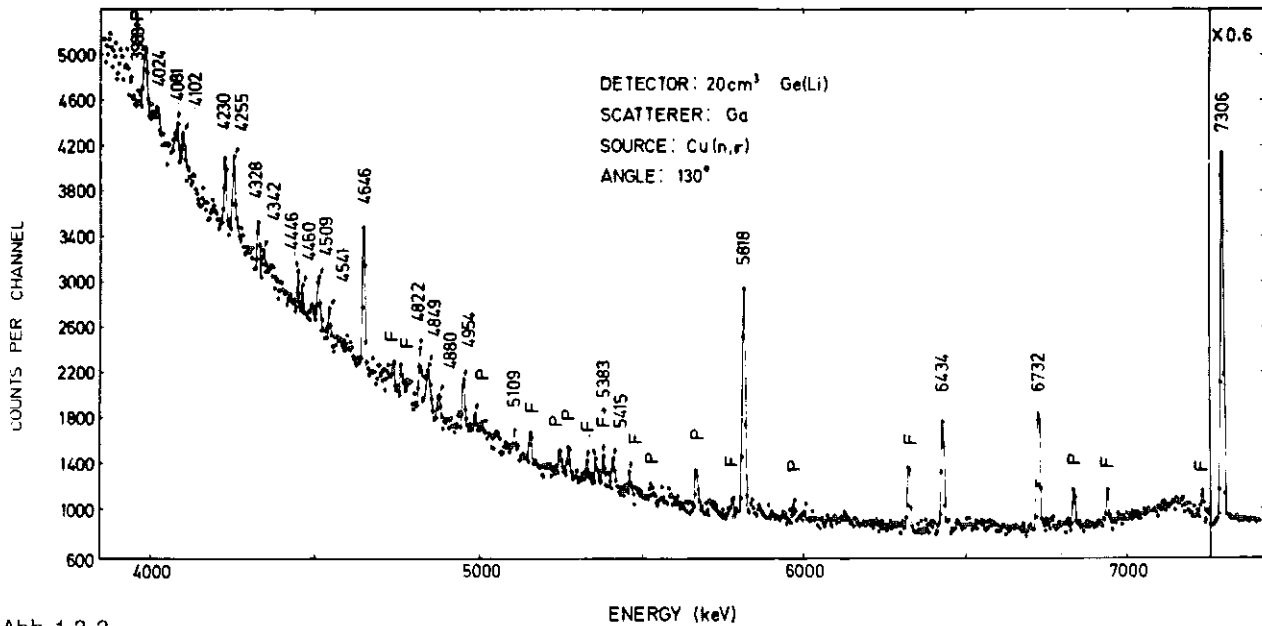


Abb. 1.3-3
(γ, γ') Spektrum eines Ga-Targets. Die Quelle war Cu (n, γ). [1.3-9]

6. Zusammenfassung

Mit einer intensiven gepulsten Quelle thermischer und epithermischer Neutronen kann man durch folgende Methoden die kernphysikalische Forschung wesentlich erweitern und neuartige Informationen über die Struktur der Atomkerne bei einigen MeV Anregungsenergie und über die Kernspaltung erhalten:

- Ein intensiver gepulster Neutronenstrahl erlaubt es, sowohl das Neutroneneinfangspektrum als auch die Kernspaltung als Funktion der Neutronenenergie, das heißt in verschiedenen Resonanzen, detailliert zu studieren.
- Für die Messung der Einfanggammastrahlung mit thermischen Neutronen müßten neue hochauflösende Kristallspektrometer für den Energiebereich 1,5-2,5 MeV an sehr intensiven Neutronenquellen entwickelt werden.
- Intensive Quellen monoenergetischer Gammastrahlen sind sowohl für die Kernphysik als auch für die Festkörperphysik äußerst interessant.

1.4 Neutrinophysik an der Spallations-Neutronenquelle

Physikalische Motivation

In letzter Zeit hat die Physik der Neutrinos außerordentlich an Interesse gewonnen. Insbesondere im Zusammenhang mit der erfolgreichen Anwendung von Eichtheorien und Quarkmodellen haben die neueren Theorien der schwachen Wechselwirkung zu neuen Fragestellungen bezüglich der elementaren Eigenschaften der Neutrinos selbst geführt. Das Interesse an eventuellen „anormalen“ Eigenschaften der Neutrinos wurden noch verstärkt durch eine erhebliche Diskrepanz zwischen der gemessenen und der von der Sonne kommenden Neutrinos.

Ein Defizit an solaren Neutrinos läßt sich möglicherweise erklären, wenn man annimmt, daß die Neutrinos eine kleine aber endliche Masse haben. Die weitere Annahme ist dann plausibel, daß diese Masse für die verschiedenen Neutrinoarten: (ν_e, ν_μ, ν_τ) unterschiedlich ist. Damit ergibt sich aber die Möglichkeit, sich ineinander umzuwandeln. Dies könnte im Prinzip entweder reversibel durch sogenannte Oszillationen oder auch durch Zerfall vor sich gehen [1.4-1].

Bei Existenz einer die Myonenzahl verletzenden Wechselwirkung und bei verschiedenen Massen des Elektron- und des Myonneutrinos ergibt dies zum Beispiel die Oszillation: $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ und den Zerfall $\nu_\mu \rightarrow \nu_e + \gamma$ (unter der Annahme $m_{\nu_\mu} > m_{\nu_e}$).

Die Lebensdauer läßt sich abschätzen zu $\tau > 5 \cdot 10^{11}$ Jahre [1.4-1]. Daher ist Neutrinozerfall am Beschleuniger nicht beobachtbar.

Für die Oszillationen von Teilchen zu Teilchen (bzw. von Antiteilchen zu Antiteilchen) wird neuerdings auch die Bezeichnung „Flavouroszillation“ verwendet. Dies hängt damit zusammen, daß man in der vereinigten Theorie der schwachen und elektromagnetischen Wechselwirkung den Quarkflavours entsprechende Leptonflavours einführt. Man faßt die Leptonen entsprechend ihrer Helizität jeweils zu einem Dublett und einem Singlett zusammen:

$$\text{Zum Beispiel: } L = \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L^- \end{pmatrix}; R = e_R^-$$

(L = linkshändig; R = rechtshändig)

Insgesamt haben wir dann die Dubletts:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}; \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}; \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix} \quad (1.4-1)$$

$$\begin{pmatrix} \bar{\nu}_e \\ e^+ \end{pmatrix}; \begin{pmatrix} \bar{\nu}_\mu \\ \mu^+ \end{pmatrix}; \begin{pmatrix} \bar{\nu}_\tau \\ \tau^+ \end{pmatrix}$$

Experimentell wurde das ν_τ ($\bar{\nu}_\tau$) bisher nicht eindeutig nachgewiesen. Zwar könnte es durch Oszillationen aus den in der SNQ erzeugten Neutrino-(Antineutrino)-arten entstehen. Wegen der großen Masse von 1,8 GeV würden sie sich aber nicht in geladene τ -Leptonen umwandeln. Wir werden daher vor allem die Teilchen in den ersten vier Dubletts betrachten.

Für masselose Teilchen sind Mischungen verschiedener Helizitätszustände sowie verschiedener Dublettzugehörigkeiten (Leptonflavours) nicht möglich. Es gilt außerdem neben der Erhaltung der Leptonenzahl eine gesonderte Erhaltung der Myonen- und Elektronenzahl. Für die schwachen Wechselwirkungen in vertikaler Richtung in (1.4-1) z. B. für die $\nu_e - e^-$ - Kopplung macht man als Austauschteilchen das sogenannte W^\pm Boson verantwortlich, welches jedoch wegen seiner großen Masse (80 GeV) noch nicht experimentell nachgewiesen werden konnte. Der Nachweis der Wechselwirkung durch „neutrale Ströme“ (z. B. $\nu_\mu - e^-$ -Kopplung) war eine der großen Entdeckungen der letzten Jahre. Daraus ergibt sich die Vermutung der Existenz eines (ebenfalls sehr schweren) elektrisch neutralen Austauschteilchens Z_0 (90 GeV).

Experimente zum direkten Nachweis von W^\pm und Z_0 sind naturgemäß nur im Bereich der Hochenergiephysik möglich. Daneben gibt es aber eine Reihe sehr fundamentaler Fragen, die mit Hilfe der an der geplanten Spallationsneutronenquelle erzeugten sehr hohen Neutrinoflüsse gut untersucht werden können.

Besonders interessant werden hierfür die Wechselwirkungen in horizontaler Richtung in (1.4-1) sein. Das Interesse konzentriert sich zur Zeit auf Untersuchungen der Übergänge $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$; $\bar{\nu}_e \leftrightarrow \bar{\nu}_\mu$ etc. (Flavourszillationen) aber auch auf eventuelle Teilchen - Antiteilchenoszillationen: $\nu_e \leftrightarrow \bar{\nu}_e$; $\nu_\mu \leftrightarrow \bar{\nu}_\mu$; ($\nu_e \leftrightarrow \bar{\nu}_\mu$) etc. Solche Untersuchungen könnten Aussagen über Massendifferenzen und Verletzungen der Erhaltungszahlen liefern.

Ebenso von Wichtigkeit sind aber auch weiterhin genauere Messungen zur Kopplung der Neutrinos an andere Leptonen. Hierzu können zum Beispiel Messungen mit guter Statistik bei der elastischen Streuung von Neutrinos an Elektronen dienen, also: $\nu + e \rightarrow \nu + e$. Ein sehr interessanter Prozeß ist die elastische Streuung von Myoneutrinos an Elektronen: $\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_\mu + e^-$ oder $\bar{\nu}_\mu + e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu + e^-$. Die Untersuchung dieser fundamentalen Reaktion liefert nämlich modellunabhängige Informationen über die schwache neutrale Kopplung des Elektrons. Die Ergebnisse erlauben sehr direkte Vergleiche mit der Theorie, z. B. die Bestimmung des Weinbergwinkels [1.4-2]. Die Existenz der Reaktion $\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-$ konnte bisher nicht einmal nachgewiesen werden. Sie würde einen Test auf die Identität der Neutrinos im Anfangs- und Endzustand erlauben.

Neben der Untersuchung der Wechselwirkung der Neutrinos mit anderen Leptonen ist auch die Kopplung an Hadronen interessant. Aus entsprechenden Experimenten ließen sich Kopplungskonstanten und Formfaktoren sowohl für geladene als auch für neutrale Wechselwirkung gewinnen [1.4-3]. Schließlich eröffnet sich ein noch experimentell unberührtes Arbeitsgebiet mit der gezielten Untersuchung der Wechselwirkung von Kernen mit Neutrinos.

Hier wird einmal der Kern als mikroskopisches Labor mit definiertem Spin-Isospin verwendet, um selektiv und weitgehend modellunabhängig Kopplungskonstanten zu bestimmen. Zweitens können bei leichten Kernen Kernmatrix-

elemente gemessen werden. Besonders interessant wäre die gezielte Wechselwirkung mit Myoneutrinos. Dies erlaubt nämlich Kernanregungen ausschließlich über neutrale Stromkopplung. Die Kombination der Ergebnisse solcher Messungen mit (zumeist bereits bekannten) entsprechenden Zahlenwerten aus dem β -Zerfall, der Elektronenstreuung und dem γ -Zerfall von Kernniveaus würde detaillierte Tests der vereinigten Theorie der elektromagnetischen und schwachen Wechselwirkung erlauben. Nimmt man andererseits die Gültigkeit dieser Theorie an, ergeben sich praktisch modellunabhängig die jeweiligen Kernmatrixelemente.

Zu diesem Arbeitsgebiet „Kernphysik mit neutralen Strömen“ sind in den letzten Jahren zahlreiche Veröffentlichungen und Vorschläge erschienen [1.4-1]. Die neuen hochintensiven Beschleuniger mit einer zur zeitlichen Abtrennung der Myoneutrinos geeigneten Zeitstruktur werden uns erstmals in die Lage versetzen, solche Experimente durchzuführen. Ein interessantes Beispiel wäre die inelastische Anregung des $(1^+, 1)$ 15,1 MeV Niveaus in ^{12}C durch Myoneutrinos:

$$^{12}\text{C}(\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu)^{12}\text{C}^* (0^+0 \rightarrow 1^+1, 15,11 \text{ MeV})$$

Da das Niveau in ^{12}C zu 95 % auf den Grundzustand zerfällt, ist das dabei ausgesandte 15,1 MeV γ -Quant eine klare Signatur für einen durch neutralen Strom angeregten Kern. Wegen der definierten Spins und Isospins wäre schon die Messung des integralen Wirkungsquerschnitts für diese Reaktion für eine selektive Bestimmung des isovektoriellen Anteils des neutralen Stroms geeignet. Der integrale Wirkungsquerschnitt bei Neutrinoenergien unterhalb etwa 100 MeV ergibt sich zu [1.4-4]:

$$\sigma_{\nu\nu'} = \text{const.} \cdot | \langle 1^+1 || L || 0^+0 \rangle |^2 (E_\nu - 15,11)^2 C_Q^2 \quad (1.4-2)$$

Hierbei ist E die Neutrinoenergie in MeV. Das reduzierte Matrixelement ist dasselbe, welches beim β -Zerfall auftritt (siehe Seite 47 von [1.4-4]):

$$w_{\beta\pm} = \frac{4}{3\pi^2} G^2 f^4 \cdot | \langle 1^+1 || L || 0^+0 \rangle |^2 \quad (1.4-3)$$

Durch Einsetzen von Gl. (1.4-3) in Gl. (1.4-2) und unter Verwendung der gemessenen β -Zerfallsraten erhält man unabhängig vom Kernmodell:

$$\sigma_{\nu\nu'} = 1,08 \cdot 10^{-38} \frac{(E_\nu - 15,11)^2}{M_N^2} \cdot C_Q^2 \text{ cm}^2 \quad (1.4-4)$$

C_Q^2 ist eine Kopplungskonstante für die Isevektor-Axialkopplung. Für verschiedene Eichtheorien ergeben sich für diese Größe sehr verschiedene Werte. Dies zeigt eindrucksvoll Abb. 1.4-1. Nimmt man die Richtigkeit des WSGIM-Modells an, so ist $C_Q^2 = 1$ ($C_Q^2 = 1/4$ für das b-Quarkmodell).

Mit dieser Annahme ergibt sich aus Gl. (1.4-4) für die Myoneutrinos aus der SNQ (beam-stop), $E_\nu = 30 \text{ MeV}$ ein integraler Wirkungsquerschnitt von $\sigma_{\nu_\mu \bar{\nu}_\mu} = 2,5 \cdot 10^{-42} \text{ cm}^2$. Bei ausreichender Abschirmung und geeigneter Zeitstruktur könnte dieser außerordentlich kleine Wirkungsquerschnitt innerhalb einer Woche Meßzeit an der vorgeschlagenen SNQ mit einer statistischen Genauigkeit von besser als $\pm 10\%$ gemessen werden (für 1 mA mittleren Protonenstrom).

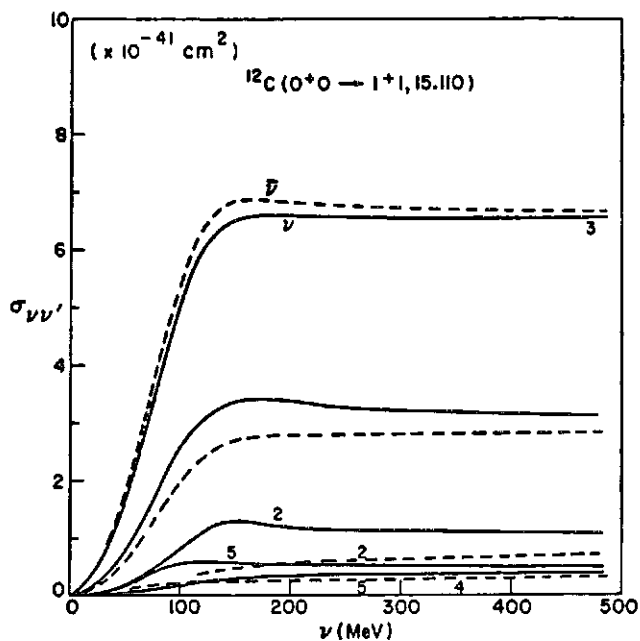


Abb. 1.4-1
Wirkungsquerschnitte für inelastische Myon neutrino-
streuung an ^{12}C (15,1 MeV) für verschiedene Quarkmodelle 1–5
(entnommen aus [1.4-4]).
1) WSGIM 2) b-Quark

Die angestrebte Ausweitung der vereinigten Wechselwirkungstheorien führt möglicherweise zu der Forderung der Existenz von leichten skalaren Eichbosonen. Über erste experimentelle Hinweise auf ein solches halbschwach wechselwirkendes Teilchen mit einer Masse von $m_a = (300 \pm 50)$ keV wurde inzwischen berichtet [1.4-5]. Bei geeigneter Zeitstruktur könnten an einer hochintensiven Spallationsneutronenquelle gleichzeitig mit der Neutrino-physik in den gleichen Räumen und mit ähnlichen oder gleichen Detektoren Untersuchungen auch solcher Teilchen stattfinden.

Die Möglichkeiten für Neutrinoexperimente an hochintensiven Protonenbeschleunigern mittlerer Energie sind in den letzten Jahren an verschiedenen Stellen intensiv diskutiert worden [1.4-3], [1.4-4], [1.4-6]. Aus allen diesen Arbeiten wird klar, daß die Neutrino-physik auf dem Wege ist, zu einem Forschungsgebiet für eine größere Zahl von Arbeitsgruppen zu werden. Aufgrund der außerordentlich hohen Neutrino-flüsse an den schon im Bau befindlichen bzw. geplanten hochintensiven Protonenbeschleunigern könnte aus dem Arbeitsgebiet der schwachen neutralen Ströme ein Standardfeld der modernen Kern- und Teilchenphysik werden.

Die Bedingungen, unter denen die in dieser Studie vorgeschlagene Anlage mit großem Vorteil für die Neutrino-physik genutzt werden könnte, werden im Anhang ausführlich diskutiert.

Für zukünftige Experimente mit Neutrinos kommt es nicht nur auf einen hohen mittleren Fluß, sondern ebenso auf eine geeignete Zeitstruktur und einen möglichst hohen Spitzenfluß an. Hierfür gibt es drei Hauptgründe:

1. Für die meisten physikalisch interessanten Experimente ist eine Differenzierung nach der Neutrinoart erforderlich. Hierzu können bei geeigneter zeitlicher Strahlstruktur die sehr verschiedenen Lebensdauern beim Zerfall der Pionen und Myonen ausgenutzt werden.
2. Wegen der bei Neutronenexperimenten sehr kleinen Wirkungsquerschnitte muß die Zahl der Untergrundeignisse aus kontinuierlichen Quellen (kosmische Strahlung, Rauschen der Detektoren etc.) extrem klein gehalten werden. Daher ist ein möglichst kleiner Duty-cycle des Strahls erwünscht.
3. Von der Quelle selbst durch sehr dicke Abschirmung noch in den Neutrino-detektor gelangende Untergrundeignisse (hauptsächlich von schnellen Neutronen) müssen möglichst weitgehend zeitlich abgetrennt werden können. Dies ist insbesondere deshalb wichtig, weil eine experimentelle Bestimmung dieses Untergrundanteils nur sehr unvollkommen möglich ist.

Eine genauere Betrachtung der Verhältnisse bei einigen interessanten Experimenten zeigt, daß eine Impulslänge von etwa 200 ns bei 100 Hz und einem mittleren Strom von der Größenordnung 1 mA noch ein guter Kompromiß wäre. Die ideale Zeitstruktur ist bei gleichzeitiger Erhaltung der mittleren Intensität nur durch Bunching mit einem Speicherring erreichbar. Daher wäre ein entsprechender Speicherring für die Neutrino-physik von besonders großem Interesse.

1.5 Experimente am Protonenstrahl

1.5.1 Festkörperphysik mit Mesonen

1. Einleitung

Wenn Protonen mit kinetischen Energien, die einen bei etwa $1,4 \cdot 10^8$ eV liegenden Schwellenwert überschreiten, auf Materie auftreffen, so werden π -Mesonen (Pionen) erzeugt, und zwar mit einer mit wachsender Protonenenergie rasch ansteigenden Ausbeute. Die in der Höhenstrahlung 1947 entdeckten Pionen sind die von der Yukawaschen Theorie der Kernkräfte geforderten Teilchen „mittlerer“ (d.h. zwischen der Elektronenmasse m_e und Protonenmasse m_p liegender) Masse. Der Wunsch, intensive Pionenströme zur Erforschung der Kernkräfte (also der Starken Wechselwirkung) zur Verfügung zu haben, war ein wichtiger Anstoß für die rasche Entwicklung der Beschleunigertechnik und gab insbesondere während der letzten 15 Jahre Anlaß zum Bau sog. Mesonenfabriken, die neben Pionenstrahlen vor allem auch Strahlen der beim Pionenzfall entstehenden Myonen (μ^+ bzw. μ^-) liefern. Die drei größten und bedeutendsten Mesonenfabriken sind zur Zeit LAMPF (Los Alamos Meson Physics Facility, Los Alamos, New Mexico, USA), SIN (Schweizerisches Institut für Nuklearforschung, Villigen, Aargau, Schweiz) und TRIUMF (Tri-University Meson Facility, Vancouver, British Columbia, Kanada).

Die Bedeutung der Mesonenfabriken ist weit über die ursprüngliche Zielsetzung hinausgewachsen; insbesondere haben die dort erzeugten Teilchenstrahlen äußerst interessante Anwendungen in der Physik der kondensierten Materie von einem Ausmaß und einer wissenschaftlichen

Ergiebigkeit erfahren, die bei der Planung der Mesonenfabriken wohl kaum von jemanden vorausgesehen worden waren. Vermutlich stehen wir hier erst am Anfang einer Entwicklung ähnlich derjenigen, die in der Neutronenphysik einsetzte, nachdem die ersten Forschungsreaktoren zur Verfügung standen. In dieser zu erwartenden Entwicklung werden voraussichtlich Protonenbeschleuniger mit Strömen großer Stärke und bestimmten Zeitstrukturen, wie sie für Neutronenspallationsquellen diskutiert werden, eine wichtige Rolle spielen. Protonenbeschleuniger, die für eine Spallationsquelle in Frage kommen, können gleichzeitig als Kernstück einer Mesonenfabrik dienen.

Im folgenden werden die physikalischen Grundlagen der Anwendungen von Pionen und Myonen in der Festkörperphysik kurz geschildert, und zwar am Beispiel der positiv geladenen Teilchen (π^+ bzw. μ^+), da diese nach heutiger Einschätzung bei der zu erwartenden Entwicklung eine führende Rolle spielen werden.

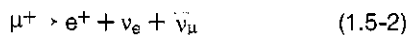
2. Physikalische Grundlagen

Positive Pionen zerfallen in Myonen und Myonenneutrini gemäß der Reaktionsgleichung



und zwar mit einer Lebensdauer im Pionenruhesystem von $\tau_{\pi^\pm} = 2,6 \cdot 10^{-8}$ s. Im Pionenruhesystem besitzen die Zerfallsmionen eine einheitliche kinetische Energie von $E_{kin} = 4,12$ MeV; sie sind wegen der Helizität der Neutrini vollständig linkshändig longitudinal polarisiert. (Myonen sind wie Neutronen, Neutrini und Elektronen Fermiteilchen mit Spin $1/2$, Pionen besitzen Spin Null.).

Positive Myonen zerfallen ihrerseits in Positronen (e^+), Elektronenneutrini sowie Myonenantineutrini gemäß



mit einer Lebensdauer im Myonenruhesystem von $\tau_\mu = 1,99 \cdot 10^{-6}$ s. Im Gegensatz zu (1.5-1) handelt es sich bei (1.5-2) um einen Dreikörperzerfall; somit besitzen die Positronen ein Energiespektrum, das bis zu einer maximalen Gesamtenergie $E_{max}^e = 52,83$ MeV reicht, also im wesentlichen im relativistischen Bereich liegt. Da der Zerfall (1.5-2) durch die Schwache Wechselwirkung bewirkt wird, erfolgt er unter Nichterhaltung der Parität; dies bedeutet, daß die Richtungsverteilung der Positronenemission von der Myonenpolarisation zum Zeitpunkt des Zerfalls abhängt.

Positive Pionen und Myonen können ähnlich wie Neutronen als **Sonden** für die Erforschung der kondensierten Materie verwendet werden. Dabei besteht jedoch ein ganz entscheidender Unterschied zwischen π^+ und μ^+ einerseits und Neutronen andererseits darin, daß die beiden erstgenannten Teilchen ebenso wie Protonen und Positronen eine positive Elementarladung tragen, während Neutronen ja elektrisch neutral sind. Das Verhalten der positiven Pionen und Myonen in kondensierter Materie wird dementsprechend ganz überwiegend durch ihre elektrostatische Wechselwirkung mit Atomkernen und Elektronen bestimmt. Diese Wechselwirkung sorgt dafür, daß die genannten Teilchen innerhalb von Zeiten, die klein gegen ihre Lebensdauern sind, auf thermische Energien abgebremst (thermalisiert) werden. Sie befinden sich dann hinsichtlich der Freiheitsgrade der potentiellen und der kinetischen Energie im Gleichgewicht mit ihrer Umgebung und stellen somit wohldefinierte Sonden dar. Die Coulombabstoßung hält die thermalisierten Teilchen von den Atom-

kernen fern, so daß der Umstand, daß die Pionen der Starken Wechselwirkung unterliegen, sich unter diesen Bedingungen nicht bemerkbar macht.

In einem perfekten Kristall bewirkt die **Coulombabstoßung** durch die Atomrümpfe, daß sich thermalisierte μ^+ und π^+ im wesentlichen auf Zwischengitterplätzen aufhalten. In gestörten Kristallen kann eine anziehende Wechselwirkung mit Störstellen (Versetzungen, Leerstellen, Fremdatome) bestehen, die häufig zur Ausbildung lokalisierter Zustände an solchen Störstellen führt. In den meisten der bisher untersuchten Fälle hat sich gezeigt, daß thermalisierte Myonen und Pionen sehr rasch diffundieren, so daß sie nicht selten in solchen lokalisierten Zuständen eingefangen werden können. Diese „Dekorierung“ von „Haftstellen“ kann gezielt zum Studium von Störstellen in Kristallen eingesetzt werden.

Die Myonen besitzen ein **magnetisches Moment**, das dem Betrage nach das 4,65 fache des magnetischen Moments des Neutrons beträgt und durch das gyromagnetische Verhältnis $\gamma_\mu = 8,516 \cdot 10^8 \text{ T}^{-1}\text{s}^{-1}$ charakterisiert wird. Verglichen mit der elektrostatischen Wechselwirkung ist die magnetische Wechselwirkung der Myonen mit Elektronen und Atomkernen sehr schwach; da sie sich jedoch über die Kopplung von magnetischem Moment und Spin auf die Myonenpolarisation auswirkt, kann sie mit Hilfe der oben erwähnten Nichterhaltung der Parität beim Zerfall (1.5-2) nachgewiesen werden. Positive Myonen stellen also nicht nur wie die Pionen elektrostatische, sondern zusätzlich auch noch magnetische Sonden dar. In Analogie zur Kernspinresonanz (NMR) und zur paramagnetischen Resonanz der Elektronen (EPR) werden die auf der magnetischen Wechselwirkungen der Myonen beruhenden Meßverfahren als μ SR bezeichnet, wobei „SR“ je nach der im Einzelnen verwendeten Methode für „spin rotation“, „spin relaxation“, oder „spin reversal“ stehen kann.

Die μ SR-Verfahren können zur quantitativen Untersuchung aller jener Magnetfelder verwendet werden, die einerseits stark genug sind, um innerhalb der Myonenlebensdauer die Myonenpolarisation merklich zu beeinflussen, andererseits aber nicht so groß sind, daß sie die Myonenpolarisation innerhalb zu kurzer Zeit zerstören. Eine praktische untere Grenze dieses „Zeitfensters“ liegt bei etwa 10^{-9} s.

Für die Frage, ob eine bestimmte Wechselwirkung in das μ SR-Zeitfenster von drei bis vier Zehnerpotenzen fällt, kommt es jedoch nicht nur auf die Stärke der zu untersuchenden Magnetfelder, sondern auch auf deren räumlichen und zeitlichen Verlauf an. Es zeigt sich, daß die durch die Eigenschaften der Myonen bestimmten Verhältnisse fast ideal auf die in kondensierter Materie vorliegenden Gegebenheiten passen. Die sich daraus ergebenden Möglichkeiten sind sehr weitgespannt und bis jetzt noch nicht annähernd voll genutzt. Sie reichen einerseits von der Verwendung der positiven Myonen als Sonde für die magnetische Struktur der Materie (ähnlich wie Neutronen) bis zu einem detaillierten Studium des Verhaltens (Diffusion, Lokalisierung) positiver Myonen in Kristallen. Hinsichtlich des letztgenannten Aspekts können die positiven Myonen (ebenso wie die positiven Pionen) als leichte Isotope des Wasserstoffs aufgefaßt werden. Es werden dadurch Fragen von wissenschaftlicher und technischer Bedeutung, die durch Messungen an Wasserstofflegierungen nicht direkt beantwortet werden können, einer quantitativen Untersuchung zugänglich.

Die Magnetfelder, die eine für μ SR-Untersuchungen ausreichende Wechselwirkung mit dem magnetischen Moment des Myons ergeben, können ganz verschiedene Ursprünge haben:

I) Magnetische Momente der Atomkerne. Diese Wechselwirkung ist einerseits die schwächste, andererseits aber auch die universellste der hier in Betracht kommenden. Sie besitzt eine ausreichende Stärke bei Elementen, die eine große Häufigkeit von Isotopen mit großen kernmagnetischen Moment besitzen. Hierzu gehören u. a. die Alkalimetalle, Be, B, Al, Ga, In, Tl, As, Sb, Bi, Sc, V, Nb, Ta, Mn, Re, Co, Pr, Eu, Tb.

II) Magnetische Momente von d- und f-Elektronen in ferromagnetischen, ferrimagnetischen, antiferromagnetischen und stark paramagnetischen Substanzen sowie von paramagnetischen Verunreinigungen, die als Haftstellen für positive Myonen wirken.

III) Die sog. Kontaktwechselwirkung (Fermiwechselwirkung) von spinpolarisierten Leitungselektronen in Metallen. Die Spinpolarisation kann von einem starken äußeren Feld (Knight shift) oder von inneren Feldern (Ferromagnetica etc.) herrühren.

IV) Den Bahnmagnetismus von Elektronen in Supraleitern, insbesondere im gemischten Zustand (Schubnikow-Phase) und im Zwischenzustand.

V) Die Hyperfeinwechselwirkung in Myonium, dem aus einem positiven Myon als Kern und einem Elektron gebildeten Atom $\text{Mu} = (\mu^+e^-)$. U. a. beruht auf dieser Wechselwirkung die sog. Myoniumchemie, die ein eigenständiges Gebiet darstellt.

Die fünf vorstehend aufgeführten Wechselwirkungsmechanismen erlauben eine Fülle von experimentellen Untersuchungen an ganz verschiedenartigen Materialien. Diese Vielfalt wird durch die Möglichkeit, verschiedene Meßmethoden und verschiedenartige Strahlstrukturen einzusetzen (u. a. auch solche, die stroboskopische Messungen gestatten), noch wesentlich vergrößert.

3. Meßmethoden und Strahlen

Je nachdem, ob senkrecht zur Polarisationsrichtung der Myonen ein gleichförmiges Magnetfeld solange wirkt oder nicht, daß man anhand der Positronenemission gemäß (1.5-2) die **Präzession** der Myonenpolarisation verfolgen kann, unterscheidet man zwischen **transversaler** und **longitudinaler** μ SR. Bei der **transversalen** μ SR kann man die mittlere Präzessionskreisfrequenz $\bar{\omega}_\mu$ und damit gemäß

$$\bar{\omega}_\mu = \gamma_\mu \cdot \bar{B}_\mu \quad (1.5-3)$$

das mittlere am **Myonenort** wirkende Magnetfeld \bar{B}_μ ermitteln, also eine Information bekommen, die komplementär zu der mit Neutronenbeugung zu erhaltenden ist. Die analoge Information in einer **Longitudinalmessung**, nämlich die ebenfalls durch Gl. (1.5-3) gegebene Übergangsfrequenz zwischen den Zeeman-Niveaus im Feld B_μ , erfordert ähnlich wie bei der Kernspinresonanz die Einstrahlung eines **Hochfrequenzfeldes**. Der Frequenzbereich des Hochfrequenzfeldes muß natürlich die zu untersuchenden Zeemanfrequenzen umfassen; außerdem muß das Feld so stark sein, daß es innerhalb der Myonenlebensdauer eine meßbare Verminderung der Myonenpolarisation und damit der Asymmetrie der Positronenemission nach Gl. (1.5-2) bewirkt.

Sehr vielseitige und interessante Informationen sind in Messungen der **Myonenspinrelaxation** enthalten. Wirken, etwa infolge der Diffusion der Myonen durch einen Kristall, auf die magnetischen Momente der Myonen zeitlich variierende Felder ein mit Frequenzen, die von den jeweiligen Zeemanfrequenzen nicht zu weit entfernt liegen, so „relaxiert“ die Myonenpolarisation im Laufe der Zeit auf den Gleichgewichtswert. Aus der Abhängigkeit der Relaxationsrate von der Temperatur, der Stärke und der kristallographischen Orientierung des äußeren Magnetfeldes sowie der Beschaffenheit und der Vorgeschichte der Proben kann man sehr weitgehende Informationen über das Bewegungsverhalten und die Lokalisierung der Myonen erhalten.

Die im vorstehenden Abschnitt besprochene Relaxation der Myonenspinpolarisation kann auch **transversal**, d. h. gleichzeitig mit der Präzession der Polarisation, beobachtet werden. Da diese Beobachtungsweise wesentliche experimentelle Vorteile hat, stellt sie die bei weitem am meisten verwendete Methode dar. Zur Relaxation der „transversalen Polarisation“ tragen jedoch nicht nur die eben erwähnten Übergänge infolge der Einwirkung zeitabhängiger Magnetfelder, sondern auch zeitlich konstante, aber räumlich variable Felder bei. Die Präzession der Spins von Myonen, die sich an Orten mit etwas verschiedenen Magnetfeldern befinden, gerät im Laufe der Zeit außer Phase, so daß eine Abnahme des Präzessionssignal beobachtet wird. Dieser Aspekt hat in den letzten Jahren große Bedeutung gewonnen für das quantitative Studium von Fehlstellen, die Myonen einfangen können.

Die vorstehend vom Grundsatz her beschriebenen Messungen können auf verschiedene Weisen praktisch durchgeführt werden. In der Vergangenheit wurde, bedingt durch die verhältnismäßig kleinen zur Verfügung stehenden Myonenflüsse, fast ausschließlich die **individuelle zeit-differenzielle** Meßmethode angewendet. Bei dieser wird der Eintritt eines einzelnen Myons in die Probe registriert, durch Antikoinzidenzelektronik sichergestellt, daß dieses Myon in der Probe gestoppt wurde, und alsdann sowohl die Richtung des beim Zerfall ausgesandten Positrons als auch der Zerfallszeitpunkt, vom Moment des Eintritts in die Probe und damit praktisch auch der Thermalisierung ab gerechnet, ermittelt. Daraus läßt sich ein Histogramm konstruieren, aus dem der zeitliche Verlauf der longitudinalen bzw. transversalen Polarisation, sowie im Falle der Transversalmessung die Präzessionsfrequenzen (im allgemeinen existieren mehrere, die durch Fourieranalyse voneinander getrennt werden müssen) entnommen werden können. Eine eindeutige Zuordnung zwischen Eintritts- und Zerfallssignal ist jedoch nur bei solchen Ereignispaaren möglich, bei denen sichergestellt werden kann, daß sich nur ein einzelnes Myon in der Probe befunden hat. Dies bedeutet, daß selbst bei Optimierung aller Umstände die Zählrate der „guten“ (d. h. praktisch verwertbaren) Ereignisse auf maximal etwa $3 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ begrenzt ist. Da aus Stabilitätsgründen die Zählzeiten nicht beliebig ausgedehnt werden können, ergibt sich daraus eine untere Grenze der nachweisbaren Relaxationsraten von etwa $0,3 \tau_\mu^{-1}$. Es ist offenkundig, daß die erzeugten Myonen bei der individuellen zeitdifferenziellen Messung dann am besten ausgenützt werden, wenn der Myonenstrom (im Zeitmaßstab der Myonenlebensdauer) ein Gleichstrom ist.

Die Bedingungen für individuelle zeitdifferenzielle Messungen sind am SIN, einer „Gleichstrommaschine“ in dem hier maßgeblichen Zeitmaßstab, nahezu ideal erfüllt. Eine

weitere Steigerung der verfügbaren Stromstärke kann nicht mehr zur Erhöhung der Zählrate, sondern lediglich zur Verkleinerung der Meßproben und zur Verbesserung der Strahlqualität verwendet werden.

Will man die Zählraten über das am SIN Mögliche hinaus erhöhen und damit kleinere Relaxationsraten als bisher der Messung zugänglich machen bzw. höhere Auflösung bei der Frequenzanalyse oder kürzere Meßzeiten erreichen, so muß man zur **kollektiven zeitdifferentiellen** Messung übergehen. Für diese werden gepulste Strahlen mit Puls-längen Δt_1 und Pulsperioden Δt_2 benötigt, die den Ungleichungen

$$\Delta t_1 \ll \tau_\mu \ll \Delta t_2 \quad (1.5-4)$$

genügen. Wenn die Ungleichungen (1.5-4) erfüllt sind, kann man den Eintritt aller Myonen eines Pulses als kollektives Signal für den Zeitnullpunkt mit einer Unsicherheit von $\Delta t_1/2$ verwenden. Je stärker der Puls, desto länger kann man den Zerfall einzelner Myonen beobachten, desto langsamere Relaxationsprozesse können also verfolgt werden und desto weiter kann die spektroskopische Auflösung getrieben werden. Die schnellsten Relaxationsraten, die auf diese Weise gemessen werden können, betragen ein kleines Vielfaches von Δt_1^{-1} , die längsten wachsen wegen des exponentiellen Zeitgesetzes des Myonenzerfalls logarithmisch mit der Myonenintensität an. Bei gegebener Relaxationszeit und bei der Hochauflösungsspektroskopie der Präzessionsfrequenzen sinkt die Meßdauer umgekehrt proportional zur Strahlintensität.

Bei der oben erwähnten **Hochfrequenzmethode** zur Messung der Zeeman-Frequenzen handelt es sich um **keine** zeitdifferentielle Messung; das Meßsignal ist direkt proportional zur Zahl der in der Probe gleichzeitig befindlichen Myonen und damit zur Strahlstärke. Hochfrequenzmessungen wurden vielfach verwendet für Untersuchungen an Myonium, bei denen das Hochfrequenzfeld am magnetischen Moment des „Hüllenelektrons“ angreift. (Genauer ausgedrückt: Infolge der starken Hyperfeinwechselwirkung zwischen Myon und Elektron im Myonium verhält sich der Triplettzustand des Myoniums wie ein Teilchen mit Spin 1 und einem magnetischen Moment, das gleich der Differenz der magnetischen Momente von Elektron und Myon ist. Das effektive gyromagnetische Verhältnis beträgt also etwa $10^2 \gamma_\mu$). Sehr interessant für die Erforschung des Verhaltens von Myonen in kondensierter Materie dürften jedoch in Zukunft solche Messungen werden, bei denen das Hochfrequenzfeld direkt auf das sehr viel kleinere magnetische Moment des Myons wirkt. Um den Myonenspin innerhalb der Myonenlebensdauer zu drehen und damit eine beobachtbare Änderung der Asymmetrie der Positronenemission hervorzurufen, werden allerdings recht große Hochfrequenzfeldstärken benötigt. Die hier zu lösenden technischen Probleme werden durch gleichperiodisches Pulsen von Strahl und Hochfrequenzfeld sehr erheblich vereinfacht. Ein zusätzlicher Vorteil ergibt sich, wenn die Strahlpulse die Bedingung (1.5-4) erfüllen. Man kann dann den allmählichen Abbau der Asymmetrie unter dem Einfluß der Hochfrequenz hintergrundfrei beobachten.

Grundsätzlich verschieden von den μ SR Verfahren sind die von der **Gitterführung** schneller positiv geladener Teilchen (channelling) Gebrauch machenden Meßverfahren. Sie beruhen ausschließlich auf der elektrostatischen Wechselwirkung, sind also unabhängig von den magnetischen Eigenschaften der zu untersuchenden Kristalle und von der Nichterhaltung der Parität bei den Zerfällen (1.5-1)

und (1.5-2). Wir schildern die Grundgedanken für die Zerfallsreaktion (1.5-1); mit gewissen Änderungen lassen sie sich auf die Reaktion (1.5-2) übertragen.

Positive Pionen mögen den überwiegenden Teil ihrer Lebenszeit in einem Kristall auf wohldefinierten Zwischengitterplätzen nicht zu niedriger Symmetrie verbringen. Die beim Zerfall ausgesandten monoenergetischen Myonen werden von den Atomkernen abgestoßen. Dies führt zu einer Reduzierung der Zahl der Myonen, die in Richtungen austreten, in denen die Pionen auf eine Kette hintereinanderliegender Wirtsatome „blicken“ („Gitterblockierung“). In Richtungen, in denen die Pionen einen offenen Gitterkanal vor sich haben, wird hingegen der Myonenfluß verstärkt. Durch Beobachtung der Abhängigkeit der Myonenintensität von der Austrittsrichtung in der Umgebung niedrig-indizierter kristallographischer Richtungen kann der Zwischengitterplatz, auf dem sich die Pionen bevorzugt aufhalten, in recht direkter Weise ermittelt werden; bei ausreichender Meßgenauigkeit ist es sogar möglich, Informationen über die räumliche Verteilung der Ausenthaltungswahrscheinlichkeit der Pionen und damit über das elektrostatische Potential im Kristall zu erhalten.

Die Methode der Gitterführung kann auch zum Nachweis des Einfangs von Pionen an Fehlstellen in Kristallen verwendet werden. Dies erkennt man am Beispiel der Einfachleerstelle, bei der der Pioneneinfang zu Pionen auf Gitterplätzen, also „substitutionellen“ Pionen, führt. In diesem Fall tritt Gitterblockierung in allen niedrig-indizierten Gitterrichtungen auf.

Wegen der Transparenz der Theorie und ihrer weiten Anwendbarkeit (die einzigen an das zu untersuchende Material zu stellenden Bedingungen sind das Vorhandensein hinreichend großer und perfekter Einkristalle) stellt die π^+/μ^+ -Gitterführung eine äußerst attraktive und zukunftssträchtige Untersuchungsmethode dar. Die Problematik dieser Methode hängt damit zusammen, daß die Gitterführungserscheinungen nur innerhalb eines sehr kleinen Winkelbereichs um die jeweilige Gitterrichtung herum auftritt, den man durch den Lindhardschen kritischen Winkel

$$\psi_{cr} = 2(Ze^2/4 pvd)^{1/2} \quad (1.5-5)$$

charakterisieren kann. In Gl. (1.5-5) bedeutet Z die Kernladungszahl des zu untersuchenden Materials, e die elektrische Elementarladung, $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ AsV}^{-1}\text{m}^{-1}$ die elektrische Feldkonstante, d den interatomaren Abstand in der Gitterrichtung, in deren Umgebung die Gitterführung untersucht wird, und p und v den Impuls bzw. die Geschwindigkeit der schnellen, der Gitterführung unterliegenden Teilchen. Bei der π^+/μ^+ -Gitterführung haben die beiden letztgenannten Größen die Werte $p = 29,73 \text{ MeV}/c$ und $v = 0,27 c$, wo c die Lichtgeschwindigkeit bezeichnet. Dies führt auf kritische Winkel, die zwischen einem Winkelgrad und dem Zehntel eines Winkelgrads liegen, was bedeutet, daß nur ein sehr kleiner Bruchteil aller beim Pionenzerfall ausgesandten Myonen die in der Gitterführung enthaltene Information trägt. Dieser Bruchteil wird dadurch weiterhin vermindert, daß die Kleinwinkelstreuung der Myonen an Valenz- und Leitungselektronen sowie an Gitterschwingungen einen kritischen (durch Analyse der Austrittsenergie der Myonen kontrollierbaren) Wert nicht überschreiten darf, also nur Myonen verwendet werden können, die aus keiner größeren Tiefe als größenordnungsmäßig $20 \mu\text{m}$ kommen. Am SIN durchgeführte Versuche an Tantaleinkristallen haben gezeigt, daß bei einem Fluß

von $2 \cdot 10^8 \pi^+/s$ mit einem Impuls von 150 MeV/c in dem interessierenden Winkelbereich eine Gesamtzählrate von etwa 8 Ereignissen pro Sekunde erreicht werden kann. Es ist offenkundig, daß für die routinemäßige Anwendung der Methode, besonders auch auf Stoffe mit kleinerer Ordnungszahl, möglichst hohe Pionen-Flüsse zur Verfügung stehen sollten.

Das Vorstehende trifft in verstärktem Maße auf die Beobachtung der Gitterführung der von implantierten μ^+ ausgesandten Positronen zu, mit der sich ähnliche Information wie mit der π^+/μ^+ -Gitterführung gewinnen lassen. Ein wichtiger physikalischer Unterschied ist dabei allerdings die um einen Faktor 85 größere Lebensdauer der Myonen. Er bedeutet, daß Myonen zu untersuchende Fehlstellen viel schneller erreichen als Pionen und deswegen bis zu viel kleineren Fehlstellenkonzentrationen herab verwendbar sind, daß sie aber auch viel empfindlicher auf Verunreinigungen reagieren. Untersuchungen an Fehlstellen mit Hilfe der μ^+/e^+ -Gitterführung haben den großen Vorteil, daß sie an denselben Proben wie μ SR-Messungen durchgeführt werden können; auf diese Weise sollte eine eindeutige Zuordnung der μ SR-Information, etwa über lokale Magnetfelder oder über Haftstellen, zu bestimmten Gitterplätzen möglich werden.

Die oben erwähnte Problematik der π^+/μ^+ -Gitterführung gilt verstärkt für die μ^+/e^+ -Gitterführung und zwar einerseits wegen der um einen Faktor 0,3 bis 0,4 kleineren kritischen Winkel ψ_{cr} , andererseits weil nur der höherenergetische Teil des e^+ -Spektrums verwendet werden kann. Am SIN durchgeführte Versuche an Goldeinkristallen haben gezeigt, daß diese Schwierigkeiten überwunden werden können, doch benötigt man, um Resultate gleicher Qualität wie bei der π^+/μ^+ -Gitterführung zu bekommen, um fast einen Faktor 10 längere Meßzeiten.

Die bisher gemachten Ausführungen über die Gitterführung gelten unabhängig von der Zeitstruktur der Pionen- bzw. Myonenstrahlen. Unter sonst konstanten Bedingungen ist die Zählrate direkt, die Meßzeit umgekehrt proportional zum zur Verfügung stehenden Teilchenfluß. Es ist jedoch auch möglich, das Prinzip der kollektiven zeitdifferenziellen Messung auf die Gitterführung zu übertragen.

Dazu muß bei der μ^+/e^+ -Gitterführung die Bedingung (1.5-4), bei der π^+/μ^+ -Gitterführung die Bedingung

$$\Delta t_1 \ll \tau_{\pi^\pm} \ll \Delta t_2 \quad (1.5-6)$$

wenigstens näherungsweise erfüllt sein. Der Grundgedanke sei am Beispiel des zweitgenannten Falls erläutert; er läßt sich ohne wesentliche Änderung auf den erstgenannten übertragen.

Durch zeitdifferenzielle Messung mit dem Eintritt eines Pionenpulses als Zeitnullpunkt kann die in der Gitterführung vorhandene Information als Funktion der Verweilzeit der Pionen in der Probe gewonnen werden. Wenn die thermalisierten Pionen von einer Konzentration C von Haftstellen mit einer Einfangrate σ pro Einheitskonzentration eingefangen werden und die Bedingung

$$\sigma C \tau_{\pi^\pm} \approx 1 \quad (1.5-7)$$

erfüllt ist, so halten sich die rasch zerfallenden Pionen fast ausschließlich auf Zwischengitterplätzen auf, während die wesentlich länger als der Durchschnitt lebenden überwiegend an Haftstellen zerfallen und deswegen ein anderes Gitterführungssignal geben. Die zeitdifferenzielle Messung gestattet es also, aus einem einzigen Versuch Informationen

über die Natur der die Pionen einfangenden Haftstellen, über die zugehörige Einfangrate (aus Gl. (1.5-7)) sowie über das Verhalten der Pionen im ungestörten Kristall zu gewinnen, doch sind dafür starke Flüsse nötig. Letzteres gilt erst recht für die zeitdifferenzielle μ^+/e^+ -Gitterführung, die zwar weit jenseits der heutigen Möglichkeiten liegt, aber eine Art „ultimate goal“ der Anwendung von positiven Myonen und Pionen in der Kristallphysik darstellt. Ihre Kombination mit μ SR-Messungen würde uns eine außerordentlich aussagekräftige Methode zum Studium von Fehlstellen in Kristallen an die Hand geben.

4. Schlußfolgerungen und Zusammenfassung

Der für eine Spallationsneutronenquelle benötigte Protonenbeschleuniger kann gleichzeitig zur Erzeugung von Pionen und Myonen verwendet werden und könnte das Kernstück einer „Mesonenfabrik“ bilden, die hinsichtlich der erreichbaren Pionen- und Myonenflüsse die bestehenden oder projektierten Anlagen um rund eine Größenordnung übertrifft.

Positive Pionen und Myonen haben sich als elektrostatische, positive Myonen darüber hinaus als magnetische Sonden in kondensierter Materie bewährt. Die letztgenannte Anwendung liefert Informationen über das am Myonort herrschende Magnetfeld, also über eine Größe, die mit Hilfe von Neutronen nicht untersucht werden kann, aber von großem Interesse für das Verständnis magnetischer Systeme ist.

Die zur Erforschung der Wechselwirkung zwischen positiven Myonen bzw. Pionen und der kondensierten Materie zur Verfügung stehenden Nachweismethoden lassen sich in zwei große Klassen einteilen, nämlich a) die Gitterführung und b) die verschiedenen μ SR-Verfahren.

a) Die Gitterführung macht Gebrauch von der Flußverstärkung und der Flußblockierung der beim Zerfall der Pionen und Myonen auftretenden geladenen schnellen Teilchen. Die Methode ist grundsätzlich auf jede Substanz anwendbar, von der hinreichend große und perfekte Einkristalle zur Verfügung stehen.

b) Die μ SR-Verfahren beruhen einerseits auf der Nichterhaltung der Parität sowohl bei der Erzeugung als auch beim Zerfall der Myonen, andererseits auf der Wechselwirkung zwischen dem magnetischen Moment der Myonen und inneren Magnetfeldern. Diese Magnetfelder können sehr verschiedenartige Ursachen haben (vergl. Abschnitt 2, I–V), so daß sich insgesamt ein sehr breites Spektrum von Anwendungsmöglichkeiten ergibt.

Zu den physikalischen Fragestellungen, die mit Hilfe von positiven Pionen und Myonen in kondensierter Materie untersucht werden können, gehören sowohl statische Probleme (Lokalisierung positiv geladener Teilchen in Kristallen, elektronische Struktur und Gitterstruktur in ihrer Umgebung), kinetische bzw. dynamische Probleme (Diffusion sehr leichter Teilchen, insbesondere Mechanismen der Quantendiffusion, Wechselwirkung schneller geladener Teilchen mit Phononen und Elektronen beim Durchgang durch Materie) als auch das weite Gebiet des Studiums von Fehlstellen mit Hilfe der „Dekoration“ (d. h., des bevorzugten Einfangs von Sonden an bestimmten Fehlstellen). Für viele dieser Fragen ist es wertvoll, Sonden mit verschiedenen Massen m_μ und m_{π^\pm} sowie verschiedener Lebensdauer zur Verfügung zu haben. Der Massenein-

Tab. 1.5-1

Schematische Zusammenfassung der sich mit wachsendem Fluß bietenden Möglichkeiten für die Untersuchung kondensierter Materie mit Hilfe positiver Myonen und Pionen.

	Gleichstrom	$\Delta t_1 \ll \tau_\mu \ll \Delta t_2$	$\Delta t_1 \ll \tau_{\pi^\pm} \ll \Delta t_2$
↓ Zunehmender μ^+ – bzw. π^+ – Fluß	individuelle zeitdifferenzielle μ SR		
		Hochfrequenz- μ SR Kopplung über e^- -Spin	
	π^+/μ^+ -Gitterführung		
		Hochfrequenz- μ SR Kopplung über μ^+ -Spin	
		kollektive zeitdifferenzielle μ SR	zeitdifferenzielle π^+/μ^+ -Gitterführung
	μ^+/e^+ -Gitterführung		
	zeitdifferenzielle μ^+/e^+ – Gitterführung		

fluß (Isotopieeffekt) ist besonders für das Verständnis der Quantendiffusion von großem theoretischen Interesse. Die Kenntnis des Isotopieeffektes m_μ/m_{π^\pm} erlaubt es, den Bezug zu Messungen an Wasserstoffnukliden oder mit Hilfe der Positronenzerstrahlung herzustellen.

Mit den Lebensdauern τ_μ der Myonen und τ_{π^\pm} der geladenen Pionen sind von der Natur zwei Zeitkonstanten vorgegeben, auf die sich der Experimentator einzurichten hat, insbesondere in der Auswahl der Zeitstruktur der Pionen- bzw. Myonenstrahlen. Am Schweizerischen Institut für Nuklearforschung (SIN) ist die Beschleunigerperiode kleiner als τ_{π^\pm} , so daß man das SIN für die meisten Versuchsführungen (Ausnahme: stroboskopische Messungen) als Gleichstromanlage betrachten darf. Die für die Spallationsneutronenquelle ins Auge gefaßte Anlage liefert gepulste bzw. pulsare Strahlen. Im vorliegenden Zusammenhang ist besonders die Möglichkeit interessant, die Pulsperiode Δt_2 deutlich länger und die Pulsdauer Δt_1 deutlich kürzer als entweder τ_μ oder τ_{π^\pm} zu wählen. Diese beiden Zeitstrukturen sind deshalb zusammen mit dem Fall „Gleichstrom“ in Tab. 1.5-1 zur schematischen Charakterisierung der im vorliegenden Kapitel erörterten Meßverfahren verwendet worden. Die gestrichelte Abtrennung besagt dabei, daß das betreffende Verfahren (es handelt sich in beiden Fällen um die Hochfrequenz- SR) nicht an eine bestimmte Zeitstruktur gebunden ist, die angegebene Zeitstruktur jedoch wesentliche Vorteile mit sich bringen kann.

Als weiteres qualitatives Einteilungsprinzip wurde in der in Tab. 1.5-1 wiedergegebenen Zusammenfassung der benötigte Myonen- bzw. Pionenfluß benützt, wobei Fragen des Teilchenimpulses und der Strahlqualität der Einfachheit halber außer acht gelassen worden sind.

Die ersten beiden Spalten in Tab. 1.5-1 umfassen jene Verfahren, die schon vor der Inbetriebnahme der „Mesonenfabriken“ mit den damals zur Verfügung stehenden Beschleunigern durchgeführt und erprobt werden konnten, wobei allerdings lange Meßzeiten und wesentliche Einschränkungen hinsichtlich der Versuchsdurchführung, der zu untersuchenden Proben, etc. in Kauf genommen werden mußten. In den Mesonenfabriken, insbesondere am SIN, können derartige Messungen heute in fast jeder gewünschten Weise durchgeführt werden.

Die Existenz und praktische Verwendbarkeit der π^+/μ^+ -Gitterführung konnte vor kurzem erstmals am SIN demonstriert werden. Die Grenzen des am SIN zur Zeit Möglichen sind damit zwar bei weitem noch nicht erreicht, doch würde eine Erhöhung des Pionenflusses um eine Zehnerpotenz den Anwendungsbereich der Methode außerordentlich erweitern. Ähnliches gilt für die Hochfrequenzmessung mit direkter Ankopplung des Hochfrequenzfeldes an das magnetische Moment des Myons. Für derartige Versuche liegt am SIN ein „Letter of Intent“ vor und es bestehen wenig Zweifel, daß sie sich an den bestehenden Anlagen durchführen lassen. Die vollen Möglichkeiten dieses Meßprinzips werden sich jedoch nur bei einer Erhöhung des Myonenflusses und mit Hilfe einer geeigneten Zeitstruktur ausschöpfen lassen.

Die weiteren in Tab. 1.5-1 genannten Verfahren stoßen an die Grenze des am SIN oder Anlagen ähnlicher Größe Möglichen oder liegen sogar deutlich jenseits dieser Grenzen. Letzteres gilt insbesondere für die zeitdifferenzielle Messung der μ^+/e^+ -Gitterführung. Gerade diese Methode erscheint jedoch besonders vielversprechend für die quantitative Untersuchung von Fehlstellen zu sein.

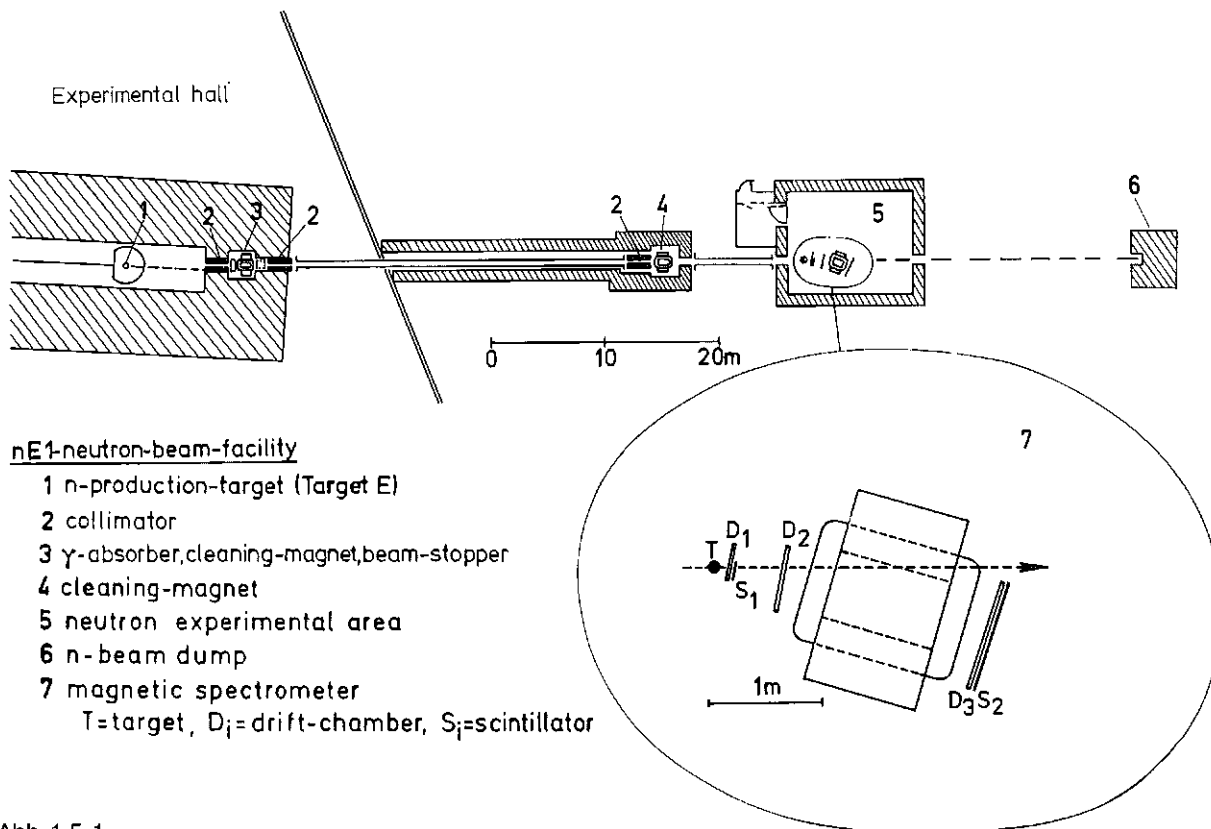


Abb. 1.5-1

Der unpolarisierte Neutronenstrahl am Schweizerischen Institut für Nuklearforschung (SIN). Protonen der Energie 590 MeV treffen auf das Produktionstarget E. Durch drei Kollimatoren wird unter einen Winkel von 60 mrad ein Neutronenstrahl ausgeblendet. Die Flugstrecke von 60 m zwischen Produktionstarget und Experimentiertarget ermöglicht die Energiebestimmung der Neutronen durch Flugzeitmessung (z. B. mit 0,9 ns Zeitauflösung eine Energieauflösung von 1,5% bei 600 MeV; bei kleineren Energien entsprechend besser).

Sie erlaubt die Kombination mit μ SR-Untersuchungen von Fehlstellen an den gleichen Proben und damit eine so vollständige Charakterisierung von Kristallfehlern, die als Haftstellen für positive Myonen wirken, wie sie wohl auf keine andere Weise zu erzielen sein wird. Bei der Planung der Spallationsneutronenquelle sollten unbedingt die Erfordernisse dieser Methode berücksichtigt werden.

1.5.2 Nukleon-Nukleon Physik bei hohen Energien

Der Linearbeschleuniger ermöglicht parasitär zum Betrieb der SNQ Experimente mit Nukleonen im Energiebereich bis 1100 MeV. Dazu wird ein kleiner Bruchteil der Strahlintensität am Ende des Beschleunigers in eine Hochenergie-Experimentierzone abgezweigt. Neben den Untersuchungen mit Protonen gilt aber das Hauptinteresse den Experimenten mit hochenergetischen Neutronen, die durch Beschuß eines dünnen Targets (z.B. 10–15 g/cm² Graphit) mit 1100 MeV Protonen erzeugt werden. Das hierbei produzierte „weiße“ Spektrum der Neutronen bietet, unter Ausnutzung der Pulsstruktur des Beschleunigers (Flugzeitmethode), ausgezeichnete Möglichkeiten, den Energiebereich zwischen wenigen hundert MeV und der Maximalenergie von 1100 MeV zu erforschen. Voraussetzung dafür ist, daß durch ein geeignetes Abzweigverfahren (schnelle Kickermagnete und Schaltphasen) der zeitliche Abstand zwischen zwei Mikropulsen genügend groß wird (etwa 100 ns). Bei der

Planung der Experimentierzone ist Raum für eine ausreichend lange Flugstrecke (60-80 m) vorzusehen, um die erforderliche Energieauflösung sicherzustellen. In der Spallationsneutronenquelle selbst („sehr dickes“ Target) entstehen zwar auch Neutronen bis zur Maximalenergie von 1100 MeV, jedoch ist hier (im Gegensatz zum dünnen Target am parasitären Strahl) der Untergrund von Neutronen kleiner und kleinster Energien so überwältigend, daß Hochenergieexperimente ausgeschlossen sind. Die Abb. 1.5-1 zeigt die Neutronenflugstrecke am SIN.

Nukleon-Nukleon-Experimente sind grundlegend für das Verständnis der starken Wechselwirkung, für die bis heute eine befriedigende Beschreibung fehlt. Es ist unumgänglich, solche Experimente sowohl mit Protonen als auch mit Neutronen durchzuführen. Weil p-p-Zustände reine Isospin $I=1$ Zustände sind, läßt sich Information über den $I=0$ Kanal nur aus np-Experimenten gewinnen. Proton-Deuteron-Experimente erschließen zwar ebenfalls den $I=0$ Kanal. Die Ergebnisse leiden aber stets an den Unsicherheiten der Korrektur der Bindungseffekte (Glauberkorrektur). Die elastische np- und pp-Streuung liefert vor allem die Grundlagen für die Nukleon-Nukleon-Phasenanalysen und Amplituden-Analysen, die dann wiederum als Basis für Tests von Modellvorhersagen (z.B. N-N-Potentiale) dienen [1.5-1]. Zur Proton-Proton-Streuung liegen bereits umfangreiche Meßdaten vor. Derzeit laufende Experimente untersuchen elastische und inelastische Kanäle, hauptsächlich mit polarisierten Targets und/oder polarisierten Proto-

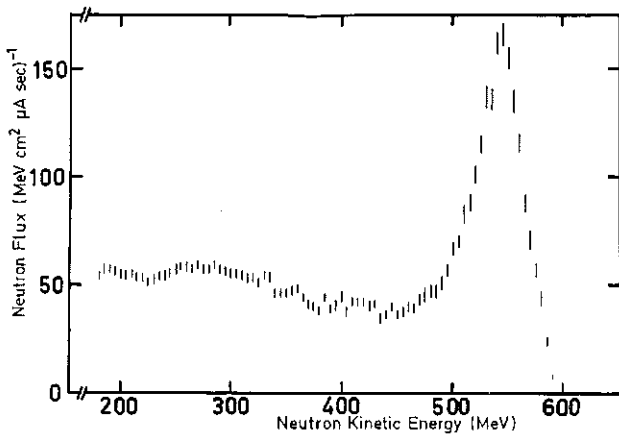


Abb. 1.5-2

Energieverteilung der an einem 12 cm dicken Berylliumtarget durch Protonenbeschuß (590 MeV) unter einem Winkel von 60 mrad erzeugten Neutronen. Das Intensitätsmaximum bei 540 MeV entsteht durch quasifreie Ladungsaustauschstreuung ($p + n \rightarrow n + p$) an den Neutronen des Targetkerns. Zur Energieverschiebung von primär 590 MeV auf 540 MeV trägt neben der aufzubringenden Separationsenergie auch der mittlere Energieverlust der Protonen im Target bei. Der anschließende niederenergetische Teil des Spektrums entsteht durch inelastische Prozesse. Ein solches kontinuierliches („weißes“) Spektrum ermöglicht es, Experimente bei allen Energien im nutzbaren Bereich simultan durchzuführen.

nenstrahlen. Die Informationen über neutroneninduzierte Prozesse waren bis vor wenigen Jahren sehr spärlich, und erst seit kurzem haben Experimente an den Mittelenergiebeschleunigern (SIN, LAMPF, TRIUMF) eine Reihe wichtiger Daten geliefert. Großes Interesse finden unerwartete Strukturen, die in den letzten Jahren in den totalen Wirkungsquerschnitten mit polarisierten Protonen und Targets gefunden wurden. Diese Resultate werden von einigen Theoretikern als Hinweise auf die Existenz von Dibaryon-Zuständen interpretiert. Experimente wie Theorien sind zwar nach wie vor umstritten, doch haben inzwischen auch andere Experimente Hinweise für die Existenz solcher „exotischer“ Zustände ergeben. Eine klare Entscheidung kann nur durch mehr und bessere Experimente getroffen werden. Solche Dibaryon-Zustände, falls sie existieren, führen natürlich zu neuen, interessanten Fragestellungen.

Bei den inelastischen Prozessen spielt im fraglichen Energiebereich die Einfach-Pionerzeugung die größte Rolle. Im Energiebereich oberhalb etwa 800 MeV könnte aber auch die (ab etwa 600 MeV einsetzende, aber erst oberhalb 800 MeV merkliche) Zweipion-Produktion untersucht werden. Bei der Pion-Produktion verläuft der dominierende Mechanismus über den resonanten Δ_{33} -Zwischenzustand. Die 33-Resonanz ($I = 3/2$) kann aber aus einem $I = 0$ -Anfangszustand zweier Nucleonen nicht gebildet werden. Die Untersuchung von $I = 0$ Kanälen, die wieder nur durch Neutronenexperimente möglich ist, erschließt daher die nichtresonanten Produktionsmechanismen, über die bisher noch fast nichts bekannt ist. Das Studium inelastischer Prozesse steht, ebenso wie Experimente mit polarisierten Neutronen, erst am Anfang. Bei Energien oberhalb etwa 800 MeV liegen nur ganz wenige np Daten vor [1.5-2].

Ein Gebiet, das bisher noch wenig bearbeitet wurde, aber zunehmendes Interesse findet, sind Neutronenexperimente an Kernen zur Untersuchung quasifreier Prozesse (sowohl Streuung als auch π -Produktion), wobei man Informationen über die Impulsverteilung der Nucleonen erhält. Ein geeigneter, intensiver Neutronenstrahl würde auch das Studium elektromagnetischer Prozesse mit Neutronen, wie z.B. der $n\pi$ -Bremsstrahlung, ermöglichen. Polarisierungsexperimente sind von zunehmender Bedeutung. Neben polarisierten Targets und Analysatoren zur Messung der Polarisation von Reaktionsprodukten ist ein polarisierter Strahl guter Qualität Voraussetzung für den Erfolg solcher Experimente. Im Interesse der Aktualität der geplanten Hochenergie-Zone sollte man daher unbedingt den Bau eines polarisierten Strahls ins Auge fassen. Eine Möglichkeit wäre die gleichzeitige Beschleunigung von H^- für den Kompressor-Ring und von polarisierten Protonen für das Hochenergie-Areal. Eine andere Möglichkeit wäre die simultane Beschleunigung von unpolarisierten und polarisierten Protonen. Die für das Auskicken in die Hochenergiezone vorgesehenen Mikropulse müssen dann in geeigneter Weise von einer separaten polarisierten Ionenquelle injiziert werden. Ein polarisierter Neutronenstrahl hohen Polarisationsgrades läßt sich dann durch Polarisationstransfer an einem Flüssig-Deuteriumtarget erzeugen.

1.5.3 Kernphysik mit Protonen

Die kernphysikalische Grundlagenforschung befaßt sich mit der Aufklärung der Struktur der Atomkerne und der Untersuchung des Ablaufs von Kernreaktionen. Zusätzlich liefert das Studium der Kerne Informationen über drei der vier fundamentalen Kräfte, nämlich die starke Wechselwirkung, die elektromagnetischen Kräfte und die schwache Wechselwirkung.

Ziel der Kernstrukturphysik ist einmal die Bestimmung der äußeren Kernstruktur, d.h. der Radien und der Deformation oder allgemeiner der Ladungs-, Strom- und Massenverteilung im Kern. Diese Verteilungen sind im Grundzustand und in den angeregten Zuständen verschieden.

Der größere Teil der Arbeiten zur Kernstruktur befaßt sich aber heute mit der inneren Kernstruktur, der Schalen- oder Clusterstruktur der Protonen und Neutronen und der Wechselwirkung der Nucleonen im Kern. Ausgehend von den Kräften zwischen zwei Nucleonen wird versucht, die Kerneigenschaften aus der Nucleon-Nucleon-Wechselwirkung abzuleiten. Es hat sich gezeigt, daß die meisten bekannten Zustände der Kerne mit einfachen Modellen beschrieben werden können. Es sind dies Einzelanregungen, Rotationen, Schwingungen der Nucleonen gegeneinander und Paarvibrationen.

Die wichtigste Frage beim Studium des Mechanismus von Kernreaktionen ist der zeitliche Ablauf der einzelnen Reaktion. Ist die Reaktion direkt, d.h. läuft sie als Einstufenprozeß während der Durchflugzeit des Projektils durch den Targetkern ab, oder wird ein Compoundkern gebildet, in dem sich die Energie gleichmäßig auf alle Nucleonen im Targetkern verteilt? Es gibt offensichtlich alle Zwischenstufen zwischen diesen Extremen. Weiter ist natürlich von Interesse, wie Energie, Drehimpuls und

Nukleonen zwischen den Reaktionspartnern ausgetauscht werden und wie der Ablauf der Reaktion vom Stoßparameter und den Eigenschaften des Projektils abhängt.

Bei der kernphysikalischen Nutzung der Protonen einer Spallationsneutronenquelle werden Arbeiten zur Kernstruktur dominieren. Protonen von einigen 100 MeV ermöglichen das Studium der Eigenschaften der Kernkräfte zwischen zwei Nukleonen und der Prüfung von Symmetrien und Erhaltungssätzen. Diese Kräfte werden in Kernmaterie oder außerhalb der Energieschale, d. h. wenn die Beziehung zwischen Energie und Impuls der freien Nukleonen z. B. durch die Bindungsenergie im Kern gestört ist, verändert.

An der Verbindung der freien Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung mit den Kräften im endlichen Kern arbeiten die Kerntheoretiker seit der Brückner-Theorie mit einem gewissen Erfolg, wenn auch die kurzreichweitigen Anteile der Wechselwirkung nach wie vor Rätsel aufgeben. In jüngster Zeit stehen die Auswirkungen der Quarkstruktur im Mittelpunkt des Interesses.

Für die Schalenstruktur der stärker gebundenen Protonen und Neutronen im Kern oder Substrukturen wie z. B. α -Cluster oder Quasideuteronen gibt es zwar einige experimentelle Hinweise, aber keine systematischen Daten. Protonen von 300–400 MeV dürften die beste Sonde für diese Fragen der inneren Kernstruktur sein. Mit ihnen kann auch die Umordnung der Protonen und Neutronen studiert werden, wenn durch eine Kernreaktion gezielt ein Nukleon aus einer inneren Schale entnommen wird.

Protonen von 350 MeV und vor allem 1100 MeV eignen sich aber auch als Sonden für die äußere Kernstruktur wie z. B. die Massenverteilung am Kernrand. Aufgrund ihrer größeren Reichweite, die dicke Targets erlaubt, und ihrer höheren Teilchenströme sind sie schweren Ionen bei der Produktion kurzlebiger Isotope weitab von der Stabilitätslinie des Isotopentals deutlich überlegen. Sie erlauben es daher, die bewährten atomphysikalischen Methoden zur Bestimmung von Kernradien und Deformationen sowie Verteilung von Ladung und magnetischem Moment auf eine große Zahl bisher nicht zugänglicher Kerne auszudehnen.

Mit Protonen meßbare Kernstrukturparameter

Aus der Energieabhängigkeit der Winkelverteilungen von an Nukleonen gestreuten Protonen und Neutronen lassen sich die Parameter des Nukleon-Nukleon Potentials ermitteln. Solche Messungen sollten möglichst mit polarisierten Teilchenstrahlen ausgeführt werden. Die Streulängen und die effektiven Reichweiten der Proton-Proton, Proton-Neutron und Neutron-Neutron Wechselwirkung geben ein Maß für die Ladungsabhängigkeit und die Ladungssymmetrie der Kernkräfte. Asymmetrien in der Winkelverteilung z. B. in Abhängigkeit von der longitudinalen Polarisation der primären Protonen zeigen, wie weit die Parität bei der Wechselwirkung erhalten bleibt. Unterschiede zwischen der Analysierstärke und der Polarisation bei der Streuung sind Anzeichen für die die Zeitumkehrinvarianz verletzenden Austauschkräfte.

Die am einfachsten meßbare Größe bei der Wechselwirkung von Protonen mit Kernen ist die Separationsenergie von Protonen und Neutronen. Sie entspricht der Bin-

dungsenergie der Nukleonen in den verschiedenen Schalen. Aus den Winkelverteilungen der Reaktionsprodukte läßt sich auf die Impulsverteilung der Nukleonen schließen. Die Abhängigkeit der Impulsverteilung von der Anregungsenergie des Kerns ergibt die Spektralfunktion.

Die quasielastische Streuung von Protonen an den Nukleonen des Kerns liefert aber nicht nur die Separationsenergie und die Impulsverteilung, sondern auch die Information über das effektive Nukleon-Nukleon Potential im Kern, insbesondere auch außerhalb der Energieschale. Aus dem systematischen Gang der Separationsenergien als Funktion der Zahl der Protonen und Neutronen im Kern in der Nähe abgeschlossener Schalen können die Matrixelemente der effektiven Teilchen-Teilchen- oder Teilchen-Loch-Wechselwirkung bestimmt werden.

Fortschritte in den Vielkörperaspekten der Kernstrukturtheorie sind am ehesten aus Daten zum Wenig-Nukleonproblem zu erwarten. Protonen und sekundäre Neutronen von einigen 100 MeV können hierzu vielfältig beitragen. Besonders lohnend erscheint der Vergleich der Winkelverteilungen von Protonen nach Vielfachstreuung an Deuterium, Tritium, ^3He , ^4He und ^6Li und der Vergleich der Anregungsfunktionen für Mesonenproduktion an diesen Kernen.

Substrukturen wie z. B. α -Cluster machen sich in der Energie- und Winkelverteilung der Reaktionsprodukte von knock-out-Reaktionen oder von pick-up-Reaktionen bemerkbar, die für ^4He einen großen Wirkungsquerschnitt aufweisen. Für stark ausgeprägte Cluster sind die Separationsenergie und die Impulsverteilung wichtige Größen, die der Messung zugänglich sind.

In den Spektren inelastisch gestreuter Protonen finden sich für Projektilenergien zwischen 100 MeV und 300 MeV ausgeprägte Strukturen, die als Riesenresonanzen bezeichnet werden und die auf kollektiven Schwingungen der Nukleonen beruhen. Bisher konnten isoskalare und isovektorielle Monopol-, Dipol- und Quadrupolresonanzen identifiziert werden. In den letzten Jahren wurden in einzelnen Fällen in den Spektren hochenergetischer Protonen auch spin-flip-Resonanzen beobachtet. Systematische Untersuchungen besonders auch für den Teilchenzerfall der Riesenresonanzen stehen aber noch aus.

Vorteile höherer Protonenenergien für Kernstrukturuntersuchungen

Protonen mit einer Energie von 200–400 MeV sind für Kernstrukturuntersuchungen besonders günstig, weil die Störung der einlaufenden Protonenwelle durch das Kernpotential und die Verfälschung der Energie- und Winkelverteilung der Reaktionsprodukte durch Mehrstufenprozesse hier am kleinsten ist. Auch der Proton-Proton-Wirkungsquerschnitt ist bei dieser Energie unterhalb des Bereichs intensiver Mesonenproduktion klein und energieunabhängig. Das reelle Potential der Kerne für Protonen, das einem Brechungsindex entspricht, geht zwischen 250 MeV und 400 MeV durch Null. Neuere Analysen haben ergeben, daß die mittlere freie Weglänge von Protonen dieser Energie in Kernen 7–9 fm beträgt. Das bedeutet für ein Nickeltarget, daß von denjenigen Protonen, welche einen Nickelkern durchlaufen, nur jedes zweite eine Reaktion auslöst [1.5-3].

Bei der Auswertung der Winkelverteilung quasielastisch gestreuter Protonen bei Energien von einerseits weniger als 200 MeV und andererseits mehr als 500 MeV hatte sich ergeben, daß aufgrund der großen Störung der einlaufenden und auslaufenden Protonenwellen keine Rückschlüsse auf die Impulsverteilung der herausgeschlagenen Protonen möglich waren. Es ist zu erwarten, daß diese Schwierigkeit bei den hier diskutierten Energien überwunden werden kann.

Im Vergleich zu Kernstrukturuntersuchungen mit Protonen in früheren Jahren, die meist mit Primärenergien von weniger als 100 MeV durchgeführt worden sind, besteht bei höheren Energien der Vorteil, daß die Projektilwellenlänge kleiner ist als die mittleren Abstände zwischen den Nukleonen im Kern und daß auch bei schweren Kernen Coulombeffekte vernachlässigbar sind. Bei leichten Targetkernen kommt hinzu, daß der hochenergetische strukturierte Teil der Spektren der Reaktionsprodukte frei von Teilchen ist, die aus Aufbruchreaktionen stammen oder abgedampft worden sind. Auf der anderen Seite ist die absolute Primärenergie noch niedrig genug, um mit relativ einfachen Mitteln eine Energieauflösung in den Spektren von 100 keV zu erreichen. Die Erfahrung zeigt, daß mit dieser Auflösung Kernstrukturuntersuchungen bis zu den Kernen der f 7/2-Schale möglich sind.

Ein beträchtlicher Teil der hier geschilderten Probleme kann auch an Elektronenbeschleunigern bearbeitet werden. Elektronen und Protonen sind aber als Sonden für die Kernstruktur weitgehend komplementär. Spezielle Vorteile der Protonen liegen in der Möglichkeit, die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung im Kern direkt zu studieren. Elektronen wechselwirken nur mit Protonen im Kern. Außerdem bieten polarisierte Protonen die Möglichkeit, angeregte Zustände nicht nur nach Bahndrehimpulsen, sondern auch nach dem Gesamtdrehimpuls zu ordnen.

Voraussetzungen für Kernstrukturuntersuchungen mit Protonen vor einigen 100 MeV

Kernstrukturuntersuchungen mit Protonen von einigen 100 MeV erfordern eine hervorragende Strahlqualität. Aufgrund der kleinen Wellenlänge des Projektil sind die Winkelabstände der Minima in den Beugungsstrukturen klein. Für viele Messungen sollte daher eine Winkelgenauigkeit von $0,1^\circ$ erreichbar sein. Die verlangte Auflösung in den Spektren von 100 keV führt auf eine relative Energiegenauigkeit von $\Delta E/E < 10^{-3}$. Die genannten Werte bedeuten, daß eine geometrische Strahlqualität von wenigen μmrad angestrebt werden muß.

Die benötigten Protonenintensitäten sind dagegen nur klein. Ein Teilchenstrom von $1 \mu\text{A}$ sollte für die meisten Experimente ausreichen. Auch die Targetherstellung ist relativ einfach, weil keine extrem dünnen Folien hergestellt werden müssen. Im Gegensatz zu Experimenten mit schweren Ionen ist die kinematische Verbreiterung bei der Spektroskopie nur bei den leichtesten Targetkernen ein Problem.

Der größte Teil der Untersuchungen im Rahmen der kernphysikalischen Grundlagenforschung besteht aus Koinzidenzexperimenten. Wegen der Zahl der zufälligen Koinzidenzimpulse können diese an stark gepulsten Beschleunigern nicht durchgeführt werden. Vernünftige

Meßzeiten sind nur erreichbar, wenn das Tastverhältnis mindestens 10 % beträgt. Jede Erhöhung des Tastverhältnisses bedeutet eine proportionale Reduzierung der Meßzeit.

Die wichtigsten Zusatzgeräte, die für eine kernphysikalische Nebennutzung der Protonen benötigt werden, sind eine Ionenquelle für polarisierte Protonen und Magnet-spektrographen. Hyperreine Ge-Zähler und Geräte für schnelle Datenaufnahme werden weitere Einrichtungen sein, für die ein gewisser Aufwand erforderlich ist. Bei der Produktion kurzlebiger Isotope weitab von der Stabilitätslinie sind so große Teilchenströme zu erwarten, daß eine Nachbeschleunigung sinnvoll erscheint. Der geeignetste Beschleuniger für diese Aufgabe ist wahrscheinlich ein EN-Tandem. Wenn auch EN-Tandems in einigen Jahren preiswert zu beschaffen sein werden, so ist doch die Installation mit Kosten verbunden.

Übersicht über die Kernreaktionen von Protonen

Im Gegensatz zu kernphysikalischen Experimenten mit schweren Ionen ist die Zahl der mit Protonen untersuchbaren Kernreaktionen beschränkt. Ziel der Gruppen, die auf diesem Gebiet experimentieren, ist es daher, systematisch Daten für eine ganze Reihe von Kernen zu erarbeiten. Unser bisheriges Verständnis der Kernstruktur

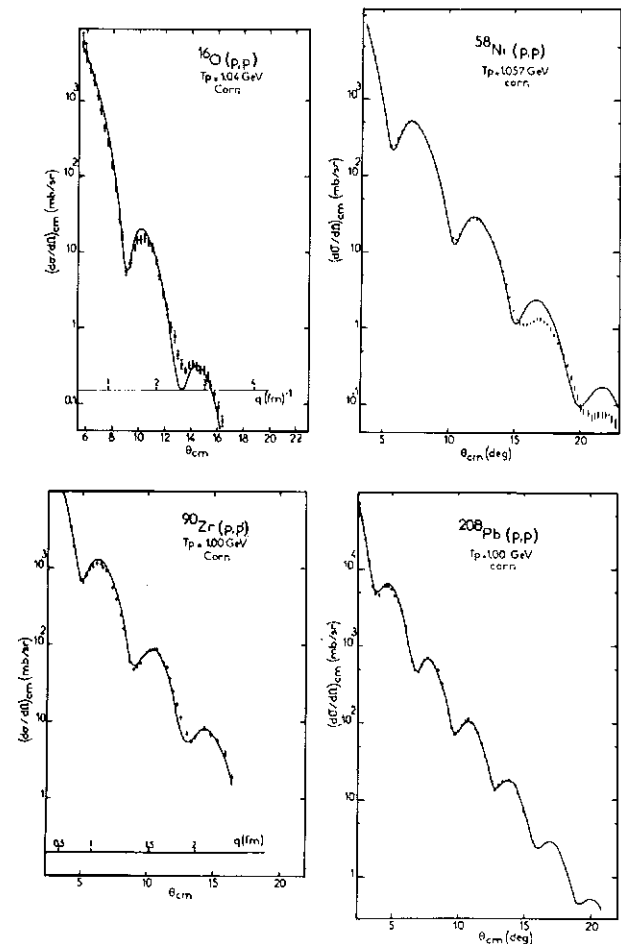


Abb. 1.5-3 Winkelverteilung elastisch gestreuter Protonen bei 1 GeV (aus [1.5-5]).

beruht fast ausschließlich auf systematisch zusammengestellten Serien von Daten.

Kernreaktionen von Protonen im Energiebereich von 300–400 MeV sind noch kaum untersucht, weil sie nur am TRIUMF und LAMPF zur Verfügung stehen. Der Schwerpunkt des Programms dieser Mesonenfabriken liegt aber naturgemäß bei höheren Energien und bei der Anwendung der intensiven Mesonenstrahlen. Kernreaktionen von Protonen bei 1100 MeV stehen dagegen schon seit mehr als einem Jahrzehnt im Mittelpunkt des Forschungsprogramms des Saturne-Synchrotrons in Saclay und des Synchrotrons in Gatchina bei Leningrad. Beide Laboratorien haben in einem langjährigen Programm insbesondere die elastische und inelastische Streuung von Protonen untersucht und im Hinblick auf die Massenradien der Kerne und die Vielfachstreuung im Kern ausgewertet (Abb. 1.5-3). Dieses Programm ist noch keineswegs abgeschlossen. Bei 1100 MeV ist außerdem die (p,α) Reaktion experimentell leicht zugänglich. Man erhofft sich aus ihr Information über Korrelationen zwischen den Nukleonen. Mit polarisierten Protonen sind außerdem hier Strukturen gefunden worden, die als Dibaryon-Zustände interpretiert werden.

Im folgenden sollen die mit verschiedenen Reaktionstypen erzielbaren Ergebnisse dargestellt werden:

(p,p): Aus der Beugungsstruktur in der Winkelverteilung elastisch gestreuter Protonen ergibt sich die Form des Potentials des Kerns. Sie ist insbesondere bei 350 MeV die Basis für eine Analyse von Kernreaktionen mit der DWBA, der Distorted Wave Born Approximation. Bei 1100 MeV erlaubt der Vergleich von Potentialradien benachbarter Kerne mit den aus der Elektronenstreuung ermittelten Ladungsradien Rückschlüsse auf Unterschiede in der radialen Proton- und Neutronverteilung sowie auf die Massenverteilung im Kern.

(p,p'): Die Spektren inelastisch gestreuter Protonen zeigen neben der elastischen Linie weitere Linien, die angeregten Kernzuständen entsprechen und die zu kleineren Energien hin in ein strukturiertes Kontinuum übergehen. Aus der Form des Kontinuums läßt sich die Zahl der schon im Praekompound-Zustand emittierten Protonen bestimmen. Anhand der Strukturen der sogenannten Riesenresonanzen werden die kollektiven Schwingungen der Protonen und Neutronen im Kern untersucht. Die inelastische Streuung von Protonen von einigen 100 MeV an leichten Kernen wird durch die Mehrfachstreuung an den Nukleonen bestimmt. Sie gestattet mit Hilfe bewährter theoretischer Methoden Rückschlüsse auf das Nukleon-Nukleon-Potential im Kern. Insbesondere wird der Wirkungsquerschnitt für die Anregung von Zuständen unnatürlicher Parität durch den spinabhängigen Anteil der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung beeinflusst [1.5-4].

An Nukleonen gestreute Protonen sind aufgrund von Energie- und Impulssatz auf den vorderen Halbraum beschränkt. In Rückwärtsrichtung inelastisch gestreute hochenergetische Protonen müssen daher an mehr als ein Nukleon Impuls übertragen haben. Sie geben damit Auskunft über kurzreichweitige Korrelationen zwischen den Nukleonen und über Cluster-Strukturen. Im Gegensatz zu Pionen, die aus Impulsgründen auch an mehr als einem Nukleon absorbiert werden, ist hier die übertragene Energie relativ zum übertragenen Impuls klein, $E \ll p^2/2M$.

(p,n): Die (p,n) Reaktion ist in dem hier diskutierten Energiebereich als unelastische Protonenstreuung mit Ladungsaustausch aufzufassen. Die Spektren zeigen bei 350 MeV die mit Spin- und Isospinflip verbundenen Gamow-Teller-Riesenresonanzen besonders deutlich.

(p, α): Die (p,α) Reaktion sollte neben anderen Reaktionstypen Hinweise auf α -Strukturen in den Kernen geben. Sie ist bei 1100 MeV besonders vielversprechend.

(p,2p): Der quasielastischen Streuung fällt bei Kernstrukturuntersuchungen mit Protonen von 350 MeV eine Schlüsselrolle zu. Der Wirkungsquerschnitt ist aufgrund der Erhaltungssätze auf Laborwinkel zwischen den auslaufenden Protonen von 90° konzentriert. Dieser Prozeß kann daher im Koinzidenzexperiment leicht von allen anderen Reaktionen, deren Wirkungsquerschnitt etwa dreimal so groß ist, abgetrennt werden. Die relativ zum Projektil fehlende Energie der Reaktionsprodukte gibt die Bindungsenergie, die Verteilung um den 90° Winkel, die Impulsverteilung des herausgeschlagenen Protons. Die $(p,2p)$ Reaktion ist damit ein wichtiges Werkzeug zur Bestimmung von Separationsenergien, Impulsverteilungen und Spektralfunktionen innerer Schalen. Das Hauptproblem bei der Analyse dieser Experimente liegt in der Störung der einlaufenden und auslaufenden Wellen durch das Kernpotential. Sie ist im Bereich zwischen 400 MeV und 200 MeV Protonenenergie am kleinsten. Durch $(p,2p)$ Experimente in nicht koplanarer Geometrie mit einem Detektor außerhalb der Reaktionsebene kann ihr Einfluß auch experimentell getestet werden.

Die Einteilchenlochzustände innerer Schalen liegen bei Anregungsenergien von bis zu 50 MeV hoch im Kontinuum. Ihre Breite in den Spektren ist ein Maß für die Lebensdauer dieser Zustände.

Aufgrund der Schattenwirkung des Kerns liefert die links-rechts-Asymmetrie der auslaufenden Protonen bei Verwendung von polarisierten Projektilen den Gesamtdrehimpuls und nicht nur den Bahndrehimpuls des herausgeschlagenen Protons. Außerdem kann zwischen triplet- und singulett-Zustand bei der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung im Kern unterschieden werden. Die Wahlmöglichkeit der Parameter, die bei einer $(p,2p)$ Reaktion festgelegt werden können, ist vielfältig, neben dem Targetkern, der Projektilenergie und der Polarisationsrichtung können zwei Winkel, die Energiesumme und das Energieverhältnis der auslaufenden Protonen auf vorbestimmte Werte eingestellt werden. Auf diese Weise kann die effektive Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung im Kern unter Geometrien untersucht werden, die gezielt bestimmte Komponenten des Verhaltens außerhalb der Energieschale verstärken.

Erste Untersuchungen der $(p,2p)$ Reaktion in einer Geometrie, die der quasielastischen Streuung des primären Protons an zwei Nukleonen entspricht, haben ergeben, daß sich auch die Streuung an einem Quasideuteron vom Untergrund abtrennen läßt. Es spricht alles dafür, daß sich damit ein weites Gebiet für das Studium kurzreichweitiger Korrelationen zwischen den Nukleonen und von Substrukturen im Kern eröffnet.

(p,2px): Bei gutem Tastverhältnis des primären Protonenstrahls sind auch Koinzidenzexperimente mit drei auslaufenden Reaktionsprodukten möglich. Es läßt sich damit der Teilchenzerfall von bestimmten Einlochzuständen innerer Schalen untersuchen. Die Spektren die-

ser Zerfallsteilchen werden durch die Umordnungsvorgänge bestimmt, die beim Auffüllen des Lochs der inneren Schale ablaufen. Umordnungsvorgänge werden auf diese Weise der Untersuchung zugänglich. Reaktionen des Types $(p,2pn)$ und $(p,2pt)$ in quasielastischer Geometrie für die Streuung des primären Protons an einem Quasideuteron oder α -Cluster gehören zu den vielversprechenden Methoden des Studiums dieser Substrukturen.

(p,pn): Für die (p,pn) Reaktion gilt das oben für die $(p,2p)$ Reaktion gesagte praktisch uneingeschränkt. Mit ihr werden Separationsenergien, Impulsverteilungen und Spektralfunktionen für Neutronen in inneren Schalen ermittelt. Besonders hervorgehoben werden sollte noch die Möglichkeit des Vergleichs der effektiven Proton-Proton- und Proton-Neutron-Wechselwirkung im Kern aus Unterschieden in den Wirkungsquerschnitten der Reaktionen $(p,2p)$ und (p,pn) bei gleicher Energie und gleicher Winkelgeometrie.

(p,p α): Die Messung der Winkelkorrelation zwischen den auslaufenden Protonen und α -Teilchen der $(p,p\alpha)$ Reaktion zeigt eine beträchtliche Verstärkung des Wirkungsquerschnitts für Winkel, die einer quasielastischen Streuung der Protonen an α -Teilchen entsprechen. Es wird damit möglich, ähnlich wie bei der quasielastischen $(p,2p)$ Reaktion, Separationsenergien und Impulsverteilungen von α -Clustern zu messen. Diese Reaktion ist auch für eine Primärenergie von 1100 MeV interessant, wenn leichte Targetkerne untersucht werden.

(p,d): Mit der (p,d) Reaktion kann besonders einfach – ohne Koinzidenzexperimente – die Separationsenergie der Neutronen im Kern bestimmt werden. Diese Untersuchungsmethode war früher dadurch beeinträchtigt, daß die Winkelverteilung der Linien, die Einlochanregung entsprechen, in den Spektren meist nur wenig strukturiert sind. Die Bestimmung des Bahndrehimpulses des aufgenommenen Neutrons war deshalb oft nicht eindeutig. Neuere Messungen haben aber gezeigt, daß bei Verwendung polarisierter Protonen die Winkelverteilungen unterschiedlich sind, so daß eindeutige Drehimpuls-Zuordnungen möglich werden.

(p,dx): Die (p,dx) Reaktion ist der $(p,2px)$ Reaktion äquivalent. Sie eignet sich für die Untersuchung des Teilchenzerfalls von Neutron-Ein-Loch-Zuständen. Die Spektren der Zerfallsteilchen geben Auskunft über Umordnungsvorgänge im Kern. Wichtiger Vorteil der (p,dx) Reaktion im Vergleich zu $(p,2px)$ ist, daß nur Zweifachkoinzidenzen gemessen werden müssen.

(p,d 3 He): Erste Messungen der Winkelkorrelationen dieser Reaktion sprechen dafür, daß bei bestimmten Winkelgeometrien der Anteil der Reaktion abgeteilt werden kann, der als Neutron-pick-up-Reaktion an einem α -Cluster des Kerns abläuft. Die Winkelverteilungen stimmen weitgehend mit der für die $^4\text{He}(p,d)^3\text{He}$ Reaktion gemessenen überein. Es erscheint daher nicht ausgeschlossen, daß die $(p,d^3\text{He})$ Reaktion eine gleichwertige Ergänzung zur $(p,p\alpha)$ Reaktion ist.

(p,xy): Zusätzlich zu den eingehend geschilderten Spezialfällen gibt es viele weitere Teilchen-Teilchenkombinationen unter den Reaktionsprodukten von Protonenreaktionen, für die Korrelationsmessungen interessante Kernstrukturinformation liefern. So haben erste Übersichtsmessungen ergeben, daß die maximale Energie von Deuteronen, Tritonen und ^4He -Teilchen in den Spek-

tren der Reaktionsprodukte dem Wert entsprechen, der sich für den Fall quasielastischer Streuung ergibt. Quasielastische Streuung findet man also nicht nur an Nukleonen, Quasideuteronen und α -Cluster im Kern, sondern auch an anderen Substrukturen.

Der Wirkungsquerschnitt für Kernreaktionen von Protonen mit zwei Reaktionsprodukten scheint nur wenig von der Massenzahl der Kerne abzuhängen.

(p, π^\pm): Die Mesonenproduktion durch Protonen von etwa 200 MeV hat vor einigen Jahren im Mittelpunkt einer Vielzahl von theoretischen Arbeiten gestanden. Obwohl die Winkelverteilung von Pionen für die verschiedenen angeregten Zustände der Endkerne charakteristische Strukturen zeigt, ist es leider nicht möglich gewesen, unbekannte Kernstrukturdaten wie z. B. die Komponenten der Schalenmodellkonfigurationen mit großem Impuls, zu extrahieren. Die starke Wechselwirkung der erzeugten Pionen führt dazu, daß die Vielfachstreuung alle Strukturen aus dem Erzeugungsprozeß verwischt. Nach wie vor erscheint aber unbestritten, daß aus den Anregungsfunktionen für die Mesonenproduktion in den leichtesten Kernen Rückschlüsse auf kurzreichweitige Korrelationen zwischen den Nukleonen im Kern gezogen werden können.

1.5.4 Medizinische Anwendung von Protonen und Schnellen Neutronen

Strahlentherapie

Die moderne Strahlentherapie kämpft im wesentlichen mit zwei Problemen: Zum einen gibt es zahlreiche Tumoren, die auf eine Strahlenbehandlung nicht ansprechen, zum anderen rezidivieren viele Malignome nach anfänglich guter Rückbildung. In diesen Fällen scheinen neue Strahlenarten wie Protonen oder Schnelle Neutronen von Vorteil zu sein.

Allgemein gilt für jede Form der Strahlentherapie, daß der Anteil der geschädigten Zellen mit der Dosis steigt, das bedeutet für einen Tumor, daß durch die Erhöhung der Strahlendosis die Chance der Devitalisierung zunimmt. Ein Tumor kann jedoch nur so hoch belastet werden, wie es die gesunden lebenswichtigen Organe in seiner Nachbarschaft, die durchstrahlt werden müssen, zulassen. Durch eine Verbesserung der Dosisverteilung kann die Dosis im Tumor und damit die lokale Heilungschance erhöht werden, ohne daß das Risiko für die gesunden Organe zunimmt. Mit Protonen einer Energie von etwa 200 MeV ist dies möglich. Die Protonen führen zu einer Ionisation entlang der Bahn, zum Bahnende hin wird die Ionisation dichter. Die Protonen reagieren mit den Elektronen der Atomhülle. Der Tiefendosisverlauf der Protonen (Abb. 1.5-4) ist gekennzeichnet durch eine niedrige Eintrittsdosis (Plateau), gefolgt von einer höheren Dosis im Peak (Zielvolumen). Hinter dem Peak fällt die Dosis praktisch auf Null ab, so daß die gesunden Organe, die hinter dem Tumor liegen, optimal geschont werden. Zur guten Dosisverteilung der Protonen trägt außerdem bei, daß ihre Seitenstreuung wesentlich geringer ist, als die der bisher üblichen Strahlenarten. Die hohe Dosisleistung der Protonen ermöglicht zudem sehr kurze Bestrahlungszeiten, so daß die Verschlechterung der Dosisverteilung durch Bewegungsunruhe des Pa-

tienten erheblich reduziert werden kann. Mit Hilfe der Protonen kann die Dosis insbesondere bei kleinen Zielvolumina messerscharf appliziert werden, so daß man von einer Radiochirurgie sprechen kann. Wenn größere Volumina bestrahlt werden müssen, d.h. wenn die Peakregion verbreitert werden muß, nimmt das Peak-Plateau-Verhältnis ab. Bei einer Verbreiterung der Peakregion auf 10 cm liegt bei Einfeldbestrahlung die relative Dosis im Plateau bei 80 %, d.h., bei großen Tumoren muß über mehrere Felder möglichst in isozentrischer Form eingestrahlt werden. Bedingt durch die zu erwartende niedrigere Volumendosis gegenüber Schnellen Elektronen und ultraharten Bremsstrahlen ist zusätzlich mit geringeren Nebenwirkungen, wie z.B. Übelkeit, Erbrechen, Diarrhoe und Beeinträchtigung der Knochenmarksfunktion zu rechnen. Die relative biologische Wirksamkeit (RBW) der Protonen liegt bei 1, d.h., sie sind biologisch nicht wirksamer als Photonen oder Schnelle Elektronen bei weitgehend identischer Oxygen Enhancement Ratio (OER). Ihre Bedeutung liegt also in einer entscheidenden Verbesserung der Dosisverteilung.

Bei einem bösartigen Tumor handelt es sich um ein schnell wachsendes Gewebe, welches zu seiner Blutversorgung das Blutgefäßsystem des zerstörten Organabschnittes benutzt, zum Teil aber auch eigene Blutgefäße minderer Qualität aufbaut. Durch das Wachstum des Tumors kommt es zu einer Zerstörung und damit zum Verschluß der übernommenen Blutgefäße, und die Gefäßneubildung hält nicht Schritt mit dem Wachstum des Malignoms. Dadurch entstehen insbesondere in großen Tumoren Bezirke schlechter Sauerstoffversorgung, die nur wenig strahlenempfindlich sind (hohe OER).

Gray und Mitarbeiter [1.5-6] haben als erste darauf hingewiesen, daß sauerstoffarme Tumorzellen aufgrund ihrer erhöhten Strahlenresistenz die Ursache für Rezidive sein können. Da hypoxische Zellen praktisch in jedem Tumor vorkommen, ist die Bedeutung dieses Problems nicht zu übersehen. Bei einer Behandlung mit Niedrig-LET-Strahlenarten ist zur Devitalisierung von sauerstoff-

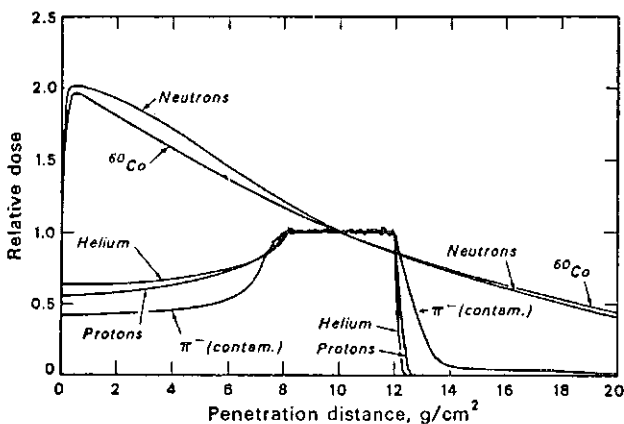


Abb. 1.5-4 Vergleichende Darstellung von Tiefendosiskurven für γ -Quanten, Neutronen, negative Pionen, Protonen und Helionen. Die Einzelkurven sind für eine Eindringtiefe von 10 g/cm² auf gleiche Dosis normiert. Die Energieverteilung der geladenen Teilchen ist jeweils so gewählt worden, daß die Tiefendosiskurve über einen Bereich von 4 g/cm² annähernd konstant ist. Für den negativen Pionenstrahl wurde eine Verunreinigung durch Elektronen und Myonen von jeweils 5 % angenommen. (aus [1.5-9])

armen malignen Zellen eine im Vergleich zu euoxischen Tumorzellen um den Faktor 2,8 höhere Dosis erforderlich (OER = 2,8). Demgegenüber hat man festgestellt, daß die Strahlenwirkung dichtungisierender Strahlenarten auf ein biologisches System weitgehend unabhängig ist von dessen Grad der Sauerstoffsättigung (OER = 1,5), d.h., sauerstoffarme Tumorzellen können mit Hoch-LET-Strahlenarten wesentlich leichter vernichtet werden, und die Wahrscheinlichkeit lokaler Rezidive nimmt ab.

Die bisher klinisch zur Verfügung stehenden Strahlenarten sind locker ionisierend, d.h., sie haben einen niedrigen linearen Energietransfer (LET). Photonen und Schnelle Elektronen reagieren mit der Atomhülle und führen im Zellkern häufig nur zu Einzelstrangbrüchen der Chromosomen, die repariert werden können. Diese Tatsache hat zur Konsequenz, daß nach Photonen- oder Elektronenbestrahlung mit einer relativ hohen lokalen Rezidivquote gerechnet werden muß, wenn nicht die Dosis, wie bei der Protonentherapie, aufgrund der günstigen Dosisverteilung erhöht werden kann. Ein Vorteil dichtungisierender Strahlenarten besteht außerdem darin, daß ihre Wirksamkeit vom Zellteilungszyklus weitgehend unabhängig ist.

Eine Strahlenart mit hohem LET und niedriger OER sind die Schnellen Neutronen, die sich seit mehreren Jahren in klinischer Erprobung befinden. Die Schnellen Neutronen reagieren mit dem Atomkern und die lokale Energie-deposition erfolgt im wesentlichen über Rückstoßprotonen. Ein Nachteil der Schnellen Neutronen im Bereich bis 14 MeV ist ihr schlechter Tiefendosisverlauf, d.h., ihre oben erwähnten strahlenbiologischen Vorzüge gehen durch die schlechte Dosisverteilung zumindest partiell verloren. Erhöht man die Neutronenenergie bis etwa 50 MeV, wird zwar der Tiefendosisverlauf verbessert, jedoch auf Kosten der strahlenbiologischen Eigenschaften. Erst durch Schnelle Neutronen einer Energie größer als 70 MeV könnte der Tiefendosisverlauf verbessert werden, ohne daß die biologischen Vorzüge beeinträchtigt werden, weil bei diesen hohen Energien die durch die energiereichen Rückstoßprotonen erzeugte Niedrig-LET-Dosis gegenüber (n,n' α) Prozessen an ¹⁶O und ¹²C zurücktritt. Neutronen dieses Energiebereichs werden am besten durch Protonen von etwa 300 MeV in sehr leichten Targetkernen erzeugt [1.5-7].

Für die Behandlung mit Protonen und Schnellen Neutronen kommen in erster Linie Tumoren in Betracht, bei denen auf Grund ihrer Lokalisation, des Krankheitsstadiums und der Histologie mit den bisher zur Verfügung stehenden Strahlenarten, Strahlenqualitäten und Bestrahlungsmethoden befriedigende Ergebnisse nicht erzielt werden können [1.5-8].

Als Indikation für eine Protonentherapie können vor allem Tumoren angesehen werden, die infolge ihrer unmittelbaren Nachbarschaft zu strahlenempfindlichen gesunden Organen mit den bisher üblichen Strahlenarten nicht mit der erforderlichen Dosis behandelt werden können, wenn man nicht schwerste Strahlennebenwirkungen in Kauf nehmen will. Dazu gehören Tumoren des Zentralnervensystems, der Speiseröhre, der Wirbelsäule und ihrer Umgebung, des HNO-Bereichs sowie Malignome von Nieren, Blase, Prostata und Rectum. In den Vereinigten Staaten, der Sowjetunion und Schweden wurden bereits annähernd 2000 Patienten vorwiegend im Hypophysenbereich mit Protonen bestrahlt. Die ersten Ergebnisse dieser Pilotstudien sind mehr als ermutigend.

Für eine Neutronentherapie sind insbesondere Tumoren geeignet, die bisherigen Strahlenarten gegenüber weitgehend resistent sind, wie z. B. Weichteilsarkome, Teratome, Zylindrome, Adenocarcinome usw. Weltweit wurden bisher annähernd 6000 Patienten mit Schnellen Neutronen bestrahlt. Zahlreiche Arbeitsgruppen haben über gute erste Ergebnisse berichtet. Stünden Neutronenenergien über 70 MeV zur Verfügung, wären sie wahrscheinlich noch besser.

Radiographie

Unter dem Begriff Radiographie mit schweren Teilchen faßt man verschiedene Methoden zur Abbildung der Körperstrukturen zusammen, die sich im Gegensatz zu den konventionellen elektromagnetischen oder akustischen Untersuchungsmethoden beschleunigter Protonen oder schwerer Atomkerne bedienen. Man unterscheidet die Energieverlustradiographie, die Reichweitenradiographie und die Protoskopie.

Für die Energieverlust- oder Reichweitenradiographie benötigt man eine Protonenenergie von etwa 300 MeV, wenn eine Verschlechterung des Auflösungsvermögens durch Kleinwinkelstreuung bei niedrigeren Energien

vermieden werden soll. Geringe Dichteunterschiede in Weichteilgeweben, wie sie für einen Malignombefall typisch sind, können erheblich kontrastreicher dargestellt werden, als mit den üblichen Röntgenbildern. Es sind bereits Dichteunterschiede von 0,06 % radiographisch nachgewiesen worden. Ein weiterer Vorteil der Radiographie ist ihre geringe Strahlenbelastung. Sie kann um den Faktor 10 bis 30 unter der einer vergleichbaren Röntgenaufnahme liegen. Der noch zu leistende Forschungsaufwand erscheint gerechtfertigt, weil diese neue Technik Gewebeeigenschaften ausnutzt, die von keinem der existierenden klinischen Diagnoseverfahren verwendet werden.

Zusammenfassung

Von medizinischer Seite besteht großes Interesse an einer Mitnutzung der Spallationsneutronenquelle, weil die Chance groß ist, daß mit Protonen und Schnellen Neutronen höherer Energie Fortschritte im Kampf gegen den Krebs erzielt werden und weil die Radiographie ein neues Fenster in der onkologischen Diagnostik eröffnet.

2. Anlagenkonzept und Auslegungsparameter

2.1 Allgemeine Gesichtspunkte

Die Spallations-Neutronenquelle, für die in der vorliegenden Studie ein Konzept erarbeitet wurde, soll bereits mittelfristig, d.h. nach Ablauf eines Jahrzehnts, in der Lage sein, heute existierende Neutronenquellen in der Forschung zum Teil zu ersetzen und den steigenden Bedarf an Neutronenstreukapazität abzudecken. Hierfür wird zunächst ein zeitlich gemittelter Neutronenfluß von mindestens $6 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ für ausreichend gehalten, wenn durch eine geeignete Zeitstruktur der Nutzungswert der Quelle gegenüber dem einer kontinuierlichen Neutronenquelle gleichen Flusses deutlich verbessert wird. In diesem Sinne soll ein neuer Weg zu leistungsfähigeren und den Bedürfnissen besser angepaßten Neutronenquellen beschritten werden. Da es sich hierbei um eine von einem Protonenstrahl getriebene Neutronenquelle handelt, bietet die Anlage eine Reihe von Nutzungsmöglichkeiten auch für andere Forschungszweige, wie etwa Kern- und Neutrinophysik.

Die Auswahl des Auslegungskonzepts geschah einerseits unter dem Aspekt eines möglichst geringen Realisierungsrisikos, andererseits aber wurde Wert darauf gelegt, heute bereits als wünschenswert erkennbare Ausbau- und Erweiterungsoptionen von vorneherein zu berücksichtigen, so daß ihre spätere Realisierung nach Erarbeitung entsprechender Detailkenntnisse keine wesentlichen Modifikationen am Grundkonzept erfordern. Beispiele dafür sind insbesondere die Verbesserung der Möglichkeiten in der Gestaltung der Zeitstruktur durch Anschluß eines Kompressorings und der dafür erforderliche Übergang auf H^- -Beschleunigung sowie der Einsatz von Targets mit höherer Neutronenausbeute. Unter diesen Aspekten und unter Berücksichtigung von Erstellungs- und Betriebsaufwand wurde ein Konzept mit folgenden Hauptparametern ausgearbeitet:

Beschleunigertyp	Linearbeschleuniger
Teilchenart	Protonen
Spitzenstrom	100 mA
Pulsfrequenz	100 Hz
Pulsdauer	500 μs
Targettyp	Drehtarget mit festem Targetmaterial (Blei)
Moderatorkonzept	Hybrid aus D_2O -Tank und H_2O -Moderator
Mittlerer thermischer Neutronenfluß	$7 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
Spitzenfluß	$1,2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$

Die Grundlagen für die gefällten Entscheidungen werden in den folgenden Abschnitten dargelegt.

2.2 Zeitstruktur der Neutronenquelle und experimentelle Nutzung

Neutronenstreuung

Wie in Kap.1 bereits erwähnt und in Kap.4 nochmals ausführlich diskutiert, ist eine der Neutronenquelle auf-

geprägte Zeitstruktur für die Neutronenstreuung in vielen Fällen von Vorteil, insbesondere dann, wenn sie ohne Einbußen im zeitlich gemittelten Neutronenfluß genutzt werden kann. Wesentliche, anhand von Abb.2-1 leicht erkennbare Vorteile und daraus folgende Ansprüche sind

- Nutzung des Spitzenflusses durch Synchronisation der Chopper von Flugzeitspektrometern mit den Pulsen der Quelle. Dafür ist ein möglichst hoher Spitzenfluß erwünscht, der mit wasserstoffhaltigen Moderatoren bei einer Protonen-Pulsdauer von 200 μs und weniger erreicht wird (vgl. Abschnitt 2.6.3). Um im Flugzeitexperiment jeden Puls nutzen zu können, sollte die **Pulsfrequenz nicht wesentlich über 100 Hz** liegen.

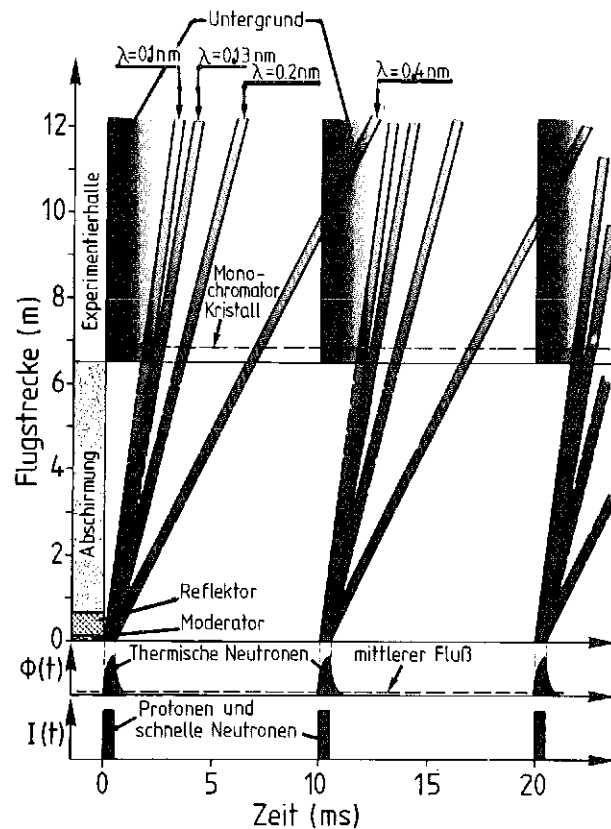


Abb. 2-1 Weg-Zeit-Diagramm für eine Neutronenquelle mit Zeitstruktur. Neutronen, die in kurzen Pulsen durch die Protonen im Target erzeugt werden (unterer Bildrand), werden im Moderator auf thermische Energien abgebremst. Beim Durchqueren der Abschirmung (linker Bildrand) laufen sie entsprechend ihrer unterschiedlichen Geschwindigkeiten zeitlich auseinander. Gezeigt sind Neutronen von 1000, 2000, 3000 und 4000 m/s Geschwindigkeit, entsprechend 0,4, 0,2, 0,13 und 0,1 nm Wellenlänge, die zu ganz verschiedenen Zeiten bei einem Detektor, der etwa bei 10 m Flugstrecke stehen würde, ankommen. Der zeitliche Verlauf des Raumuntergrunds ist ebenfalls angedeutet.

- Unterdrückung der höheren Ordnungen von Monochromatorkristallen bzw. gleichzeitige Nutzung mehrerer Ordnungen durch Zeitfenster. Diese bei allen Experimenten mit Monochromatorkristallen (und das ist, zumindest an kontinuierlichen und quasi-kontinuierlichen Quellen, die überwiegende Mehrheit!) wichtige Option bedeutet, daß am Ort des Detektors (d. h. nach Flugstrecken von etwa 8–10 m) die zu den höheren Ordnungen gehörigen Neutronen auf Grund ihrer Geschwindigkeit bereits möglichst vollständig von der ersten Ordnung getrennt sein sollen. Um dies auch dann zu gewährleisten, wenn die 1. Ordnung bei etwa 0,1 nm Wellenlänge liegt, sollte die **Dauer des moderierten Neutronenpulses möglichst unter 0,5 ms** liegen.
- Reduktion des Untergrundes durch Zeitfenster. In dieser allen Experimenten gleichermaßen zugute kommenden Möglichkeit ist ein sehr wichtiger Vorteil der Zeitstruktur der Quelle zu sehen, da, wie in Abb.2-1 angedeutet und aus Abb.2-2 deutlich ersichtlich, der Neutronenuntergrund in der Experimentierhalle mit den Quellneutronenpulsen korreliert ist. Abb.2-2 zeigt das zeitliche Abklingen des Untergrundes, wie es für 200 μ s breite Protonenpulse an einem schlecht abgeschirmten Spallations-Target bei SATURNE in Saclay gemessen wurde. Es ist deutlich, daß die Nutzneutronen, wie sie durch die Kristallreflexe repräsentiert werden, dann am Detektor ankommen, wenn der Raumuntergrund sehr niedrig ist. Wie wichtig diese Option ist, zeigt Abb.2-3, wo die Verlängerung der Meßzeit, die erforderlich ist, um die gleiche Meßgenauigkeit zu erzielen wie im untergrundsfreien Fall, als Funktion des Untergrund-zu-Signalverhältnisses dargestellt ist. Daraus geht hervor, daß für ein Experiment, bei dem der Untergrund etwa gleich groß ist wie das Signal, ein Gewinn von einem Faktor 3 an Meßzeit möglich ist, wenn der

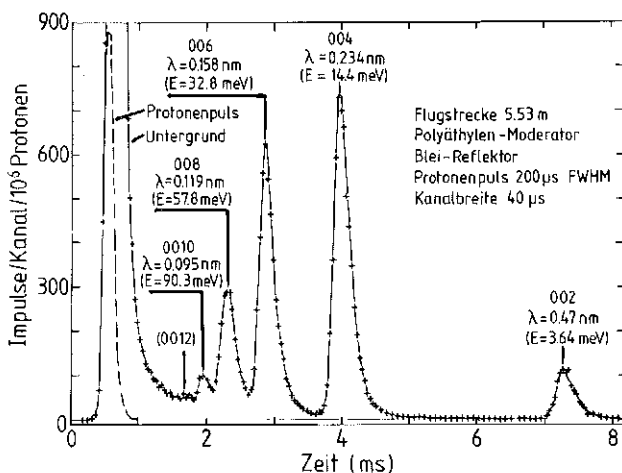


Abb. 2-2
Gemessener Verlauf der von einem Kristallanalysator an den Detektor übertragenen Neutronenintensität als Funktion der Zeit bei 5,5 m Flugstrecke. Die verschiedenen Ordnungen des Kristallreflexes sind sehr deutlich getrennt und nur wenig von dem bei kurzen Zeiten wegen der schlechten Targetabschirmung sehr hohen Untergrund beeinflusst. Die Breite des Protonenpulses war 200 μ s. Eine längere Flugstrecke würde eine bessere Separation der Reflexe, jedoch keine Verbreiterung bewirken.

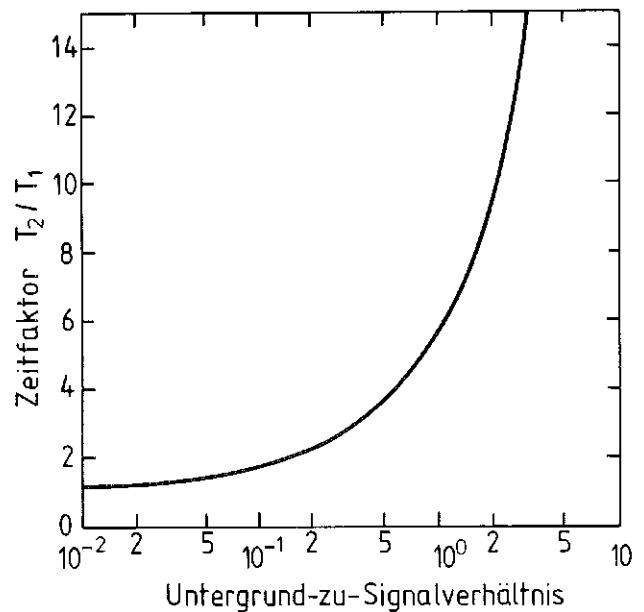


Abb. 2-3
Vergrößerung der für eine bestimmte statistische Genauigkeit erforderlichen Meßzeit als Funktion des Untergrund-zu-Signal Verhältnisses (nach [2-1]).

Untergrund auf 10% des Signals reduziert werden kann. Abgesehen von dem bereits erwähnten, mit den Quellpulsen korrelierten Raumuntergrund tragen noch zwei Faktoren wesentlich zum Untergrund der Messung bei: Streustrahlung von anderen Experimenten und von der Probe selbst verursachter Untergrund. Letzterer hat im allgemeinen nicht die gleiche Zeit- und Richtungsabhängigkeit wie die gestreuten „Nutzneutronen“. Wird der Detektor nur dann empfindlich gemacht, wenn die Nutzneutronen eintreffen, so reduziert sich der Untergrund – abgesehen von seiner Zeitstruktur – um den Faktor des Tastverhältnisses ohne Verlust an Signal. Dies bedeutet, daß ein möglichst **kleines Tastverhältnis** anzustreben ist.

Eine Zeitstruktur von der hier diskutierten Art unterscheidet sich grundsätzlich von der Zeitstruktur der als „gepulste“ Neutronenquellen bezeichneten Anlagen, denn dort ist der vom Moderator kommende Puls so kurz, daß er als erstes Auflösungselement der Spektrometer dienen kann, was hier keinesfalls der Fall ist. Die Anlage wird deshalb als **„intensitätsmoduliert“** bezeichnet, um sie von gepulsten Quellen, für die z. T. andere Auslegungskriterien gelten (vgl. Kap. 6.4), zu unterscheiden. Für die hier beschriebene Targetstation wird die Bezeichnung **DIANE (Deutsche intensitätsmodulierte Anlage für Neutronen-Experimente)** verwendet.

Neutrino-physik

Von ganz besonderem Interesse ist die Möglichkeit, dem Protonenstrahl – und damit auch den von ihm im Target eingeleiteten Kernprozessen – eine in weiten Grenzen frei wählbare Zeitstruktur aufzuprägen, auch für die Nutzung der in großer Zahl beim Zerfall der im Target erzeugten Pionen und ihres Folgeprodukts, der Müonen, freiwerdenden Neutrinos. Wegen der stark verschiedenen Lebensdauer der Pionen ($\tau_{\pi^+} = 26 \cdot 10^{-9}$ s) und Müonen ($\tau_{\mu^+} = 2,2 \cdot 10^{-6}$ s) werden die bei den Zerfällen entstehenden unterschiedlichen Neutrinoarten zu ganz verschiedenen

Zeiten freigesetzt und sind daher trennbar, wenn die Protonenpulse eine geeignete Zeitstruktur aufweisen. Diese liegt günstigerweise bei Pulsen von weniger als 200 ns Dauer und mindestens 10 μ s Abstand (vgl. Kap. 1.4). Dabei kommt den Messungen ein möglichst kleines Tastverhältnis wegen des unvermeidbaren kosmischen Untergrunds in besonderem Maße zugute. Aus diesem Grunde ist für die Neutrinoexperimente eine Pulskompression einem bloßen Zerhacken des Pulses deutlich vorzuziehen, selbst wenn dabei die mittlere Intensität nicht erhöht würde.

Für die Neutronenstreuung ist eine Pulsstruktur von 10 μ s Pulsabstand ohne Bedeutung, da sie durch die Moderatoren ausgeglichen wird. Wird sie allerdings durch Zerhacken des Strahls erzeugt, so entsteht ein Nachteil durch das Tastverhältnis. Langfristig ist daher eine Pulskompression zur Verringerung der Pulsdauer unter Wahrung des Spitzenflusses die erstrebenswerte Lösung. Trotzdem können bei entsprechender Aufteilung des Gesamtpulses (z. B. indem nur ein Teil des Pulses in geeigneter Weise zerhackt wird, vgl. Abb. 6-2) bereits für Neutrinoexperimente günstige Voraussetzungen geschaffen werden.

Urankerns der Masse 235 gebaut. Dabei werden pro freigesetztem Neutron etwa 85 MeV an thermischer Energie frei, pro nutzbarem Neutron sind das sogar 200 MeV. In einem Hochflußreaktor werden typischerweise etwa 10^{19} Neutronen pro Sekunde freigesetzt, in einem Kernvolumen von ca. 100 l. Dies führt zu einer mittleren Leistungsdichte von etwa 0,5 MW/l und liegt nahe an der oberen Grenze dessen, was aus einer stationären Anordnung abführbar ist. Wegen ihrer exothermen Natur kann sich die Kernspaltung außerdem selbst erhalten und muß, um eine Quelle mit Zeitstruktur zu bekommen, mit mechanischen Mitteln (Einfahren von Absorbern, Bewegen von Moderator-, Reflektor- oder sogar Kernteilen) unterbrochen werden. Solche gepulsten Reaktoren besitzen dementsprechend – abgesehen von ihrer Genehmigungsproblematik – den Nachteil, keine sehr kurzen Pulse zu ermöglichen. Außerdem ist ihr mittlerer Neutronenfluß gering.

Anders liegen die Verhältnisse beim Spallationsprozeß. Er wird ausgelöst, wenn energiereiche Teilchen, insbesondere Protonen, in den Atomkern von – bevorzugt schweren – Elementen eindringen. Die Energie dieser Teilchen, im Bereich zwischen 200 und 1500 MeV ist hoch im Vergleich zur Bindungsenergie der Nukleonen im Kern, die bei etwa 8 MeV liegt. Aus diesem Grund können die eindringenden „Geschosse“ mit einzelnen Nukleonen in Wechselwirkung treten (vgl. Abb. 2-4) und diesen durch Stöße Energie übertragen. (Nach dem Modell von Serber [2-2] wird der Kern daher als entartetes Fermigas betrachtet, so daß nur solche Stöße wirklich „stattfinden“, bei denen das gestoße-

2.3 Der Spallationsprozeß

Neutronenquellen für Forschungszwecke mit thermischen Neutronenflüssen um und über 10^{14} $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ wurden bisher ausschließlich unter Ausnutzung der Spaltung des

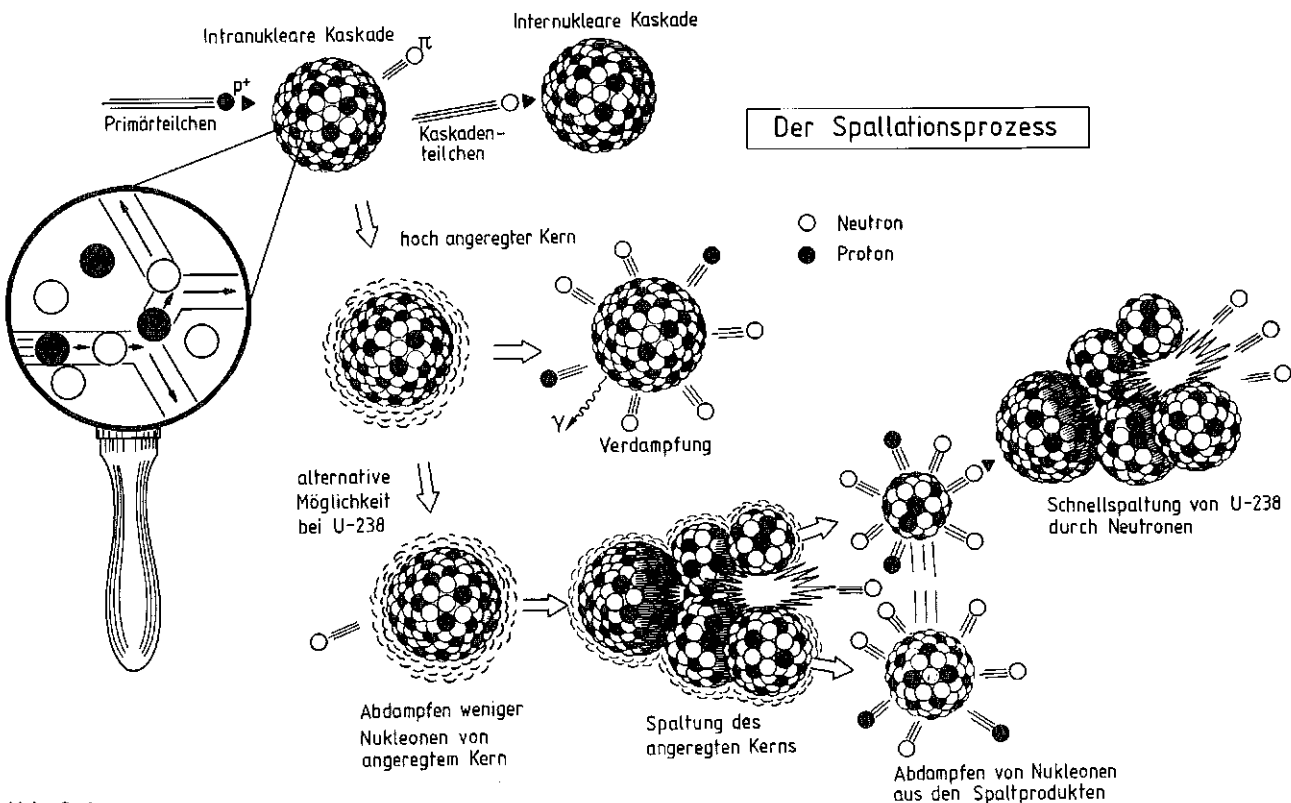


Abb. 2-4

Der Spallations-Prozeß in schematischer Ablaufdarstellung. Der nach Ablauf der intranuklearen Kaskade (Lupe!) hoch angeregte Targetkern gibt seine Energie durch Abdampfen von Nukleonen, bevorzugt Neutronen, ab. Im Falle von U-238 kann vor oder während des Abdampfprozesses eine Kernspaltung stattfinden, was dazu führt, daß die von den Spaltprodukten abdampfenden Neutronen eine etwas höhere Energie besitzen. Offene Pfeile deuten einen Zeitschritt, volle Pfeilspitzen ein in einen Kern eindringendes Teilchen an.

ne Teilchen in einen freien Zustand an der Fermioberfläche gehoben wird.) Im Verlauf dieser „intranuklearen Kaskade“ können Teilchen (Nukleonen, aber auch erzeugte Mesonen) mit relativ hoher Energie den Kern verlassen und entweder in einem anderen Kern eine neue Kaskade anregen („internukleare Kaskade“) oder aus dem Target austreten (Kaskadenneutronen). Der zurückbleibende Kern ist meist so hoch angeregt, daß er am leichtesten durch „Abdampfen“ einer Reihe von Nukleonen, bevorzugt Neutronen, in einen Zustand niedrigerer Anregungsenergie übergehen kann. Die Energie dieser „Verdampfungsneutronen“ liegt im Bereich um einige MeV. Sie werden in der Spallations-Neutronenquelle durch Moderation für Experimente nutzbar gemacht, während die Kaskadenneutronen wegen ihrer hohen Energien nur schwer abzubremesen sind und wesentlich die erforderliche Abschirmung bestimmen. Im Falle von U-238 kann, insbesondere nachdem einzelne Neutronen abgedampft wurden, auch eine Spaltung des Restkerns eintreten, so daß die restlichen Nukleonen aus den Spaltprodukten abgedampft werden. Diese haben dann im allgemeinen eine höhere Energie als die Verdampfungsneutronen aus schweren Kernen und können deshalb auf ihrem weiteren Weg durch das Target Urankerne besonders gut zur Schnellspaltung anregen. Dies führt zu weiterer Neutronenmultiplikation, wobei die Energie der Spaltneutronen sehr viel niedriger ist als die der Verdampfungsneutronen (vgl. Kap. 6.2).

Für die detaillierte Berechnung der während der intranuklearen Kaskade und der sich anschließenden Kernverdampfung ablaufenden Prozesse existiert ein umfangreiches Monte Carlo-Programmsystem [2-3 bis 2-5], das auch den Transport der erzeugten Teilchen (Neutronen, Protonen, Mesonen usw.), sowie Ionisationsverluste und Zerfälle in angemessener Weise zu behandeln gestattet. Dieses Programmsystem wurde für die vorliegende Studie implementiert, erweitert und für einige grundlegende Studien sowie zur Durchrechnung des Auslegungskonzepts benutzt (vgl. Abschnitt 2.9 sowie Teil II, Kap. A 2). Systematische Studien wurden bereits früher von Coleman [2-6] und Fullwood et al. [2-7] für bestimmte Targets durchgeführt. Zusammen mit den Experimenten von Fraser et al. [2-8] lassen sich aus diesen Arbeiten einige generelle Zusammenhänge ableiten (vgl. auch [2-9]), die zwar nicht exakt genug sind, um darauf detaillierte Aussagen zu gründen, die aber für eine erste Auswahl der Auslegungsparameter einer Spallations-Neutronenquelle sehr nützlich sind.

Neutronenausbeute und Quellverteilung

Die effektive Neutronenausbeute (aus der Targetoberfläche austretende Neutronen) in Abhängigkeit vom Targetmaterial (Massenzahl $9 \leq A \leq 210$) und der Protonenenergie E (im Bereich von 0,2 bis 1,5 GeV) wird durch die Beziehung

$$Y = a \cdot (A + 20)(E - b) n/p \quad (2-1)$$

wiedergegeben, wobei für ein Target von 10 cm Durchmesser und 60 cm Länge $a = 0,1 \text{ GeV}^{-1}$ und $b = 0,12 \text{ GeV}$ ist. Für Uran (vgl. Abb. 2-5) ist etwa $a = 0,16 \text{ GeV}^{-1}$ und $b = 0,02 \text{ GeV}$ zu setzen. Die für Thorium in Abb. 2-5 eingetragenen Meßpunkte werden durch Gl. 2-1 mit den für $A < 210$ gültigen Parametern erfaßt. Die Gesamtzahl der im Target freigesetzten Neutronen ergibt sich dann z. B. für ein Bleitarget zu

$$S_N^{\text{Pb}} = 1,42 \cdot 10^{17} \cdot I_{\text{mA}} \cdot (E_{\text{GeV}} - 0,12). \quad (2-1a)$$

In der Beziehung 2-1 kommt zum Ausdruck, daß für $A < 210$ unterhalb 120 MeV praktisch keine Spallations-Reaktion

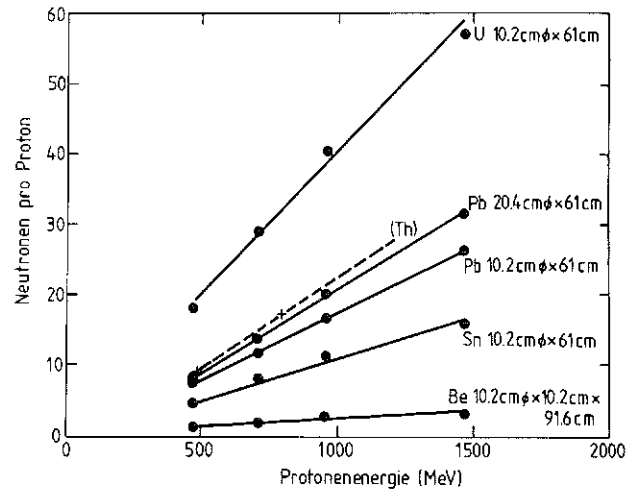


Abb. 2-5

Gemessene integrale Neutronenausflüsse aus verschiedenen Spallations-Targets als Funktion der Protonenenergie (aus [2-10]). Die Werte für Thorium sind Einfangraten in einem großen Wasserbad, wie sie für 480 MeV [2-11] und 800 MeV [2-19] an einem Target mit einem effektiven Durchmesser von 18,2 cm gemessen wurden. Die Abhängigkeit vom Durchmesser bei Th ist sehr schwach [2-11]. Die Einfangraten in Wasser sind etwas niedriger als die tatsächliche Produktion, wegen der Absorption im Target.

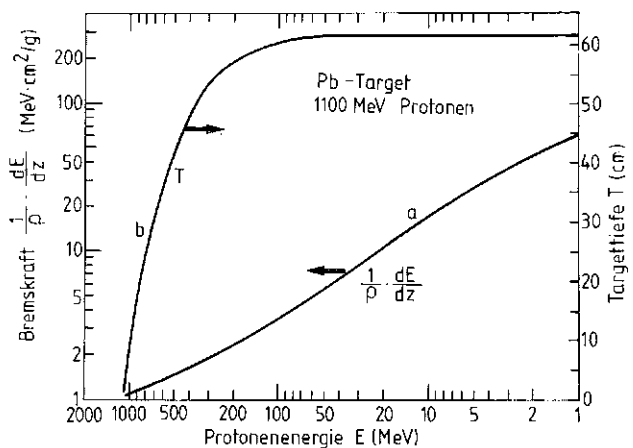


Abb. 2-6

Abbremsung von 1100 MeV-Protonen in Blei. Kurve a gibt das Brmsvermögen von Blei als Funktion der Restenergie E der Protonen. Kurve b (rechte Skala) gibt die Tiefe im Target an, bei der ein Proton, das nur durch Ionisation Energie verliert, auf die Energie E abgebremst ist.

mehr eingeleitet wird und die restliche Protonenenergie über Ionisationsverluste abgegeben wird. Der Energieverlust pro cm durch Ionisation hängt von der Protonenenergie ab und nimmt mit abnehmender Protonenenergie stark zu, wie dies in Abb. 2-6 dargestellt ist. Dies führt dazu, daß für die Protonen eine Art von Reichweite R auftritt, die sich als Funktion der Anfangsenergie E, der makroskopischen Dichte ρ und der Ordnungszahl Z angeben läßt:

$$R = c \cdot \rho^{-1} \cdot Z^{0,23} \cdot (E - d)^{1,4} \text{ cm}, \quad (2-2)$$

wobei $c = 233 \text{ g/cm}^2 \cdot \text{GeV}$ und $d = 0,032 \text{ GeV}$ ist.

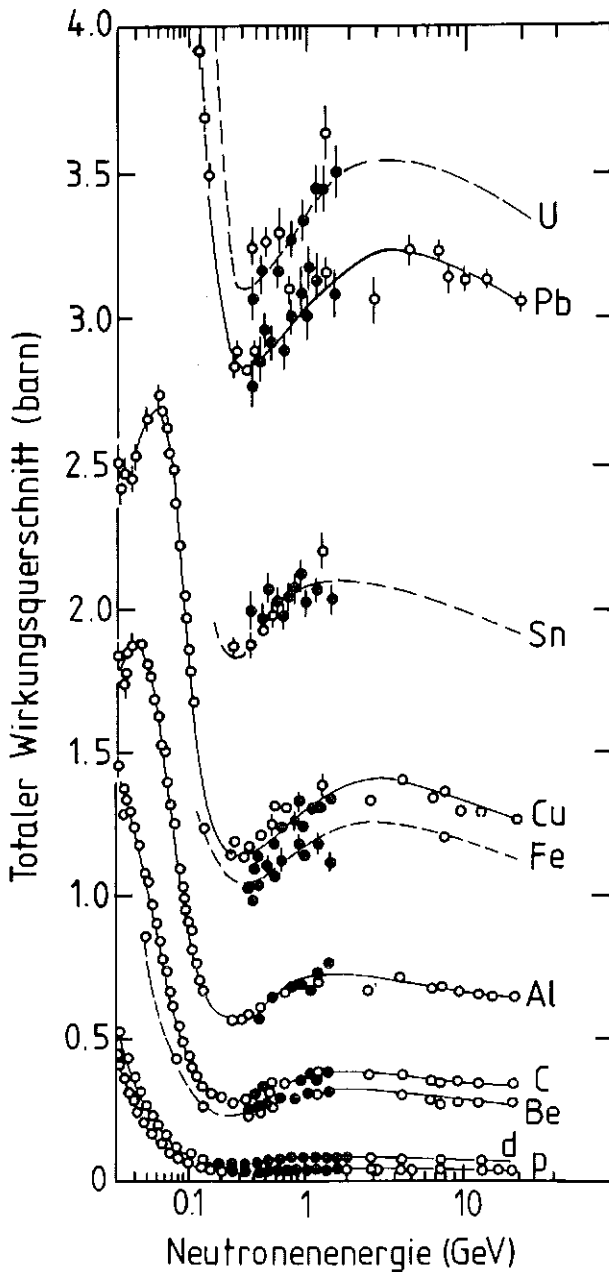


Abb. 2-7
Verlauf des Wirkungsquerschnitts verschiedener Materialien für schnelle Neutronen als Funktion der Neutronenenergie (aus [2-13]). Oberhalb des Minimums bei 200 MeV ergibt sich für alle Elemente ein relativ konstanter Verlauf.

Für die Wechselwirkung mit dem Atomkern spielt die Ladung des Protons praktisch keine Rolle, es kann daher der Wirkungsquerschnitt für Neutronen angesetzt werden, der, wie in Abb.2-7 gezeigt, für alle Elemente im Bereich zwischen 200 und 1500 MeV nur wenig variiert. Er kann dort nach [2-9] durch einen mittleren Wert beschrieben werden, der etwas größer ist als der geometrische Kernquerschnitt, aber wie dieser etwa mit $A^{2/3}$ ansteigt:

$$\sigma = 15,9 \cdot \pi \cdot A^{2/3} \text{ mbarn} \quad (2-3 a)$$

Dies führt auf den makroskopischen Wirkungsquerschnitt

$$\Sigma = 3,01 \cdot 10^{-2} \cdot \rho \cdot A^{-1/3} \text{ cm}^{-1} \quad (2-3 b)$$

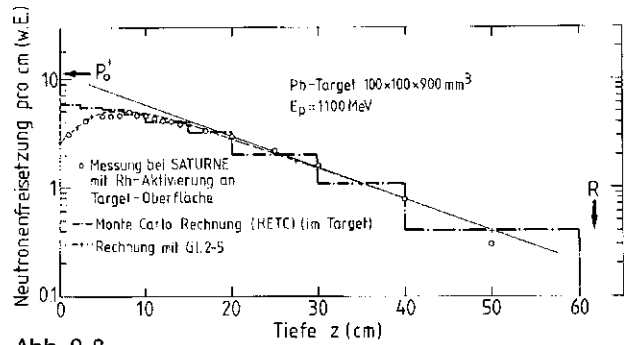


Abb. 2-8
Verteilung der Neutronenfreisetzung entlang der Targettiefe bei 1100 MeV Protonenenergie. Die gemessenen Werte wurden aus der Aktivierung von Rh-Folien an der Oberfläche eines $100 \times 100 \times 900 \text{ mm}^3$ großen Pb-Targets erhalten und bei $z = 8 \text{ cm}$ an die Monte Carlo Rechnung (Histogramm) angepaßt. Die Gerade gibt einen exponentiellen Abfall mit $\Sigma = (15 \text{ cm})^{-1}$ wieder. Die Werte nach Gl.2-5 wurden für $z_a = 1,77 \text{ cm}$ u. $\lambda_a = 6,55 \text{ cm}$ berechnet.

Der Verlauf der Neutronenproduktion $P(z)$ entlang der Targetachse läßt sich demnach mit der Beziehung beschreiben

$$P(z) = P_0 \cdot e^{-\Sigma \cdot z} \quad (\text{n/cm} \cdot \text{p}) \quad (2-4)$$

Wie Abb. 2-8 zeigt, beschreibt Gl. 2-4 für Protonenenergien um 1 GeV sowohl die gemessenen als auch die mit Monte Carlo-Methoden berechneten Daten in befriedigender Weise, wenn man von einer Aufbauzone am Targetanfang absieht und der Effekt der Reichweite mit berücksichtigt wird. Zu den gemessenen Daten ist zu bemerken, daß es sich um Messungen an der Targetoberfläche handelt, weshalb die Aufbauzone durch Neutronenaustritt aus der Stirnfläche verstärkt in Erscheinung tritt. Die gemessene Kurve wird gut durch die Formel

$$P(z) = P_0 \cdot (1 - \exp\{- (z + z_a) / \lambda_a\}) \exp\{- \Sigma \cdot z\} \quad (2-5)$$

beschrieben, wobei die Aufbaulänge λ_a und die Extrapolationslänge z_a geometrieabhängig sind und für den gezeigten Fall zu 6,55 cm bzw. 1,77 cm bestimmt wurden, während sich Σ zu $6,62 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$ ergibt, im Vergleich zu $5,75 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$ nach Gl. 2-3 b. Für ein Target gleichen Durch-

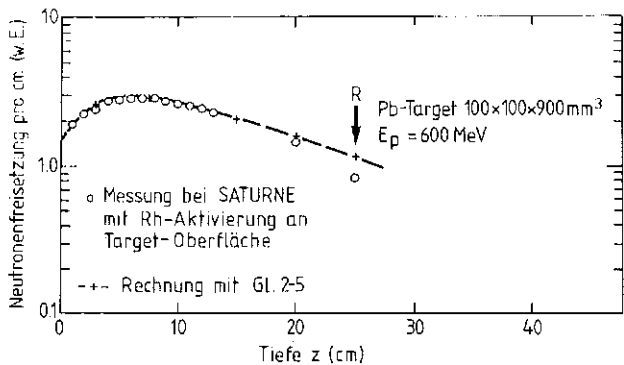


Abb. 2-9
Mit Rh-Aktivierung bei SATURNE gemessene Verteilung des Neutronenausflusses aus der Oberfläche eines Pb-Targets bei 600 MeV Protonenenergie. Die berechneten Werte wurden aus Gl. 2-5 mit $z_a = 1,77 \text{ cm}$ und $\lambda_a = 6,55 \text{ cm}$ erhalten.

messers (100 mm) und eine Protonenenergie von 600 MeV konnte der exponentielle Abfall an der Oberfläche nicht mehr beobachtet werden, da wegen der kurzen Reichweite der Protonen (25 cm im Gegensatz zu 62 cm bei 1100 MeV) Aufbau- und Abbruchzone sich praktisch direkt anschließen (Abb. 2-9). Die Tatsache, daß für beide Energien die Aufbauzone mit der gleichen Formel befriedigend erfaßt wird, zeigt, daß davon ausgegangen werden kann, daß im Inneren des Targets die Abnahme der Protonenintensität und damit auch der Neutronen- und Wärmefreisetzung durch Σ nach Gl. 2-4 bestimmt ist. Da die Aufbauzone teilweise durch Neutronenausfluß aus der Target-Stirnseite bedingt ist, kann in guter Näherung gesetzt werden

$$Y(E) = \int_0^R P(z) dz = \frac{P_0}{\Sigma} \cdot (1 - \exp\{-\Sigma \cdot R\}) \quad (2-6)$$

Damit ergibt sich die maximale Neutronenausflußdichte zu

$$P_0 \approx 0,5 \cdot \frac{\Sigma \cdot Y(E)}{1 - \exp\{-\Sigma \cdot R\}} \quad (2-7)$$

Die Halbwertsbreite der Verteilung ist, wie aus Abb. 2-8 und 2-9 sowie Gl. 2-5 hervorgeht, mit etwa 22,5 cm unabhängig von der Protonenenergie, was für die Ankopplung eines Moderators an das Target wichtig ist.

Wärmedeposition

Die Wärmefreisetzung im Target erfolgt zum Teil direkt über Ionisation durch die primären Protonen, wobei hier die Ionisationsdichte nach Abb. 2-6 mit abnehmender Protonenenergie, d.h. zunehmender Targettiefe, ansteigt. Gleichzeitig nimmt aber die Zahl der primären Protonen

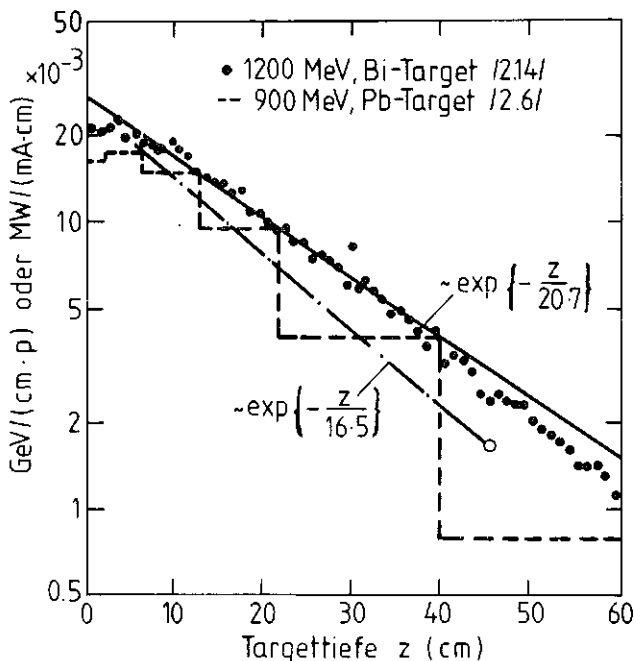


Abb. 2-10 Berechnete Gesamt-Wärmefreisetzung in einem Bi-Target durch Protonen von 1200 MeV [2-14] und in einem Pb-Target durch Protonen von 900 MeV [2-6]. Die eingezeichneten Geraden entsprechen exponentiellen Abfällen mit freien Weglängen von 16,5 cm für Pb und 20,7 cm für Bi, in guter Übereinstimmung mit den nach Gl. 2-6 berechneten Werten von 17,4 und 20,1 cm.

wegen der Spallationsprozesse exponentiell ab. Die Wärmedeposition durch die Spallations-Folgeprodukte folgt diesem Tiefenverlauf. Ältere Monte Carlo-Rechnungen [2-6, 2-14] ergaben für Protonenenergien um 1 GeV einen exponentiell abfallenden Verlauf der Wärmefreisetzung entlang der Targettiefe mit der gleichen freien Weglänge wie für die Neutronenproduktion nach Gl. 2-3 (Abb. 2-10). Für vergleichende Betrachtungen kann also für die Energiefreisetzung $H(z)$ geschrieben werden:

$$H(z) \approx H_0(E) \exp\{-\Sigma \cdot z\}. \quad (2-8)$$

Auch hier existiert eine Aufbauzone und ein Abbruch bei der Protonenreichweite.

Die insgesamt in einem Target aus Blei freigesetzte Wärmemenge wurde von Coleman [2-6] für drei verschiedene Protonenenergien berechnet. Die Ergebnisse lassen sich etwa durch die Beziehung

$$H(E) = 230 + 0,2 \cdot E_{\text{MeV}} \left(\frac{\text{MeV}}{\text{p}}\right) \quad (2-9)$$

oder, äquivalent für die im Target umgesetzte Leistung P_T :

$$P_T(E) = I_{\text{mA}} \cdot (0,23 + 0,2 E_{\text{GeV}}) \text{ (MW)} \quad (2-9 \text{ a})$$

darstellen. Für ein Wolfram-Target von 30 mm Durchmesser und 150 mm Länge wurde von Russel et al. [2-18] bei 800 MeV Protonenenergie eine Wärmedeposition von 324 MeV/p errechnet, im Vergleich zu 390 MeV, die aus Gl. 2-9 folgen. Da dieses Target sehr klein ist, ist ein geringerer Wärmeumsatz zu erwarten. Es wird deshalb angenommen, daß Gl. 2-9 in etwa auch für die anderen schweren Elemente mit Ausnahme von Uran gültig ist. Nach der Berechnung von Atchison [2-16] ergibt sich bei der Wärmefreisetzung in U-238 ebenfalls eine Aufbauzone am Targetkopf, die allerdings deutlich kürzer ist als bei der Neutronenfreisetzung (vgl. Kap. 6.1). Sie wird hier für die vergleichenden Betrachtungen vernachlässigt, was auf etwas zu hohe maximale Wärmedichten führt. Damit folgt analog zu Gl. 2-7 für die maximale Wärmefreisetzung pro cm Targettiefe:

$$H_0(E) = \frac{H(E) \cdot \Sigma}{1 - \exp\{-\Sigma \cdot R\}} \quad (2-10)$$

Uran nimmt wegen der Konkurrenz zwischen Spaltung und Spallation nach Protonenbeschuß und der durch die Verdampfungsneutronen eingeleiteten Schnellspaltung eine Sonderstellung sowohl bezüglich der Neutronenausbeute als auch der Wärmedeposition ein. Die Ergebnisse von Coleman [2-6] zur Wärmedeposition in U-Targets werden durch die Beziehung

$$H^U(E) = 1,5 E_{\text{MeV}} - 100 \left(\frac{\text{MeV}}{\text{p}}\right) \quad (2-11)$$

wiedergegeben. Neuere Werte für den Wärmeumsatz in U-Targets sind $H^U(500 \text{ MeV}) = 825 \text{ MeV}$ [2-15] und $H^U(800 \text{ MeV}) = 996 \text{ MeV}$ [2-16], während aus Gl. 2-11 $H^U(500 \text{ MeV}) = 650 \text{ MeV}$ und $H^U(800 \text{ MeV}) = 1100 \text{ MeV}$ folgt. Gleichung 2-11 scheint also bei niedrigen Protonenenergien etwas zu kleine Werte zu ergeben. Für die Berücksichtigung der Spaltung im Uran existieren mittlerweile verschiedene theoretische Modelle (vgl. z. B. [2-16, 2-17]). Da eine sehr deutliche Geometrieabhängigkeit besteht, werden vorläufig für vergleichende Betrachtungen weiterhin die Beziehungen 2-6 und 2-11 verwendet. Der Spaltanteil in Thorium ist kaum merklich [2-19]. Deshalb wird die Wärme-produktion nach der Beziehung 2-9 berechnet, wobei das Ergebnis allerdings etwas zu niedrig sein dürfte.

2.4 Wahl des Targetmaterials

Für die Wahl des Targetmaterials sind zunächst Fragen der Neutronenproduktionsdichte und Wärmeerzeugung sowie Wärmeabfuhr maßgebend. Einige in diesem Zusammenhang wichtige Daten sind in Tab. 2-1 zusammengestellt, wobei, soweit es sich nicht um Stoffwerte handelt, die Formeln des Abschnitts 2.3 verwendet wurden. Dabei ist besonders zu betonen, daß die Werte für H_0 für die Elemente Th, Pb, Bi, Ti, Hg, Au, W und Ta alle einheitlich mit Gl. 2-9 berechnet wurden, was möglicherweise eine etwas grobe Näherung ist. Der Fehler dürfte jedoch 20 % kaum überschreiten, und somit sind die Daten als Basis für die Materialwahl ausreichend. Der Absorptionsquerschnitt für thermische Neutronen ist in Tab. 2-1 mit auf-

geführt, weil er für den Neutronenfluß in einem das Target ganz oder teilweise umgebenden D_2O -Tank (vgl. Abschnitt 2.9) wichtig ist.

Aus Tab. 2-1 ist offensichtlich, daß U-238 vom Standpunkt der Neutronenproduktion her das wünschenswerteste Material ist. Die mit Uran zu erzielenden Gewinne wurden durch Experimente verifiziert: Messungen am SIN bei 600 MeV ergaben für einen 20 cm langen Polyäthylenmoderator einen Gewinn von 2,9, im Vergleich zu 3,5, wie er aus den Werten für P_0 in Tab. 2-1 folgt. Für einen Moderator mit Be-Reflektor, wo Y mehr als P_0 als relevant angesehen werden kann, war der Gewinn noch 2,1, während aus Tab. 2-1 ein Wert von 2,2 folgt. Auch für den Fall, daß ein Halbraum als D_2O -Tank ausgelegt ist, ergibt ein U-Target,

Tabelle 2-1
Einige Daten möglicher Targetmaterialien für eine Spallations-Neutronenquelle

		U-238	Th	Bi	Pb	Ti	Hg	Au	W	Ta
Z		92	90	83	82	81	80	79	74	73
A		238	232	209	207	204	200	197	184	181
ρ (g/cm ³)		19	11,5	9,8	11,3	11,8	13,5	19,3	19,3	16,6
$\alpha \cdot 10^6$ (K ⁻¹)		15	11,5	13,6	29,1	28	61	14,2	4,6	6,6
c (Ws/g K)		0,117	0,117	0,142	0,130	0,130	0,138	0,130	0,134	0,142
λ (W/cm K)		0,268	0,377	0,083	0,347	0,389	0,084	2,97	1,88	0,578
T_M (°C)		1130	1700	271	327	304	-38,9	1059	3380	3000
T_S (°C)		4200	4850	1660	1740	1490	357	2810	5500	5000
σ_{abs}^{th} (barn)		2,7	7,4	0,0034	0,17	3,4	380	98,8	19,2	21
Σ^{-1} (cm)		10,8	17,8	20,1	17,4	16,6	14,4	10,0	9,8	11,3
1100 MeV	R (cm)	38	62,5	72	62,3	59,5	51,8	36,1	35,6	41,3
	$Y \left(\frac{n_s}{p} \right)$	44,6	24,7	22,4	22,2	21,9	21,6	21,3	20	19,7
	$P_0 \left(\frac{n_s}{cm \cdot p} \right)$	2,13	0,72	0,57	0,66	0,68	0,77	1,1	1,05	0,89
	$H_0 \left(\frac{MeV}{cm \cdot p} \right)^*$	148	26,1	23,0	26,7	27,9	32,1	46,0	47,2	40,6
	$\frac{H_0}{P_0} \left(\frac{MeV}{n_s} \right)$	69,5	36,2	40,3	40,4	41	41,7	41,8	45	45,7
600 MeV	R (cm)	15,7	25,8	29,8	25,7	24,6	21,4	14,9	14,7	17
	$Y \left(\frac{n_s}{p} \right)$	23,9	12	11	10,9	10,7	10,6	10,4	9,8	9,6
	$P_0 \left(\frac{n_s}{cm \cdot p} \right)$	1,44	0,44	0,35	0,41	0,42	0,48	0,67	0,64	0,55
	$H_0 \left(\frac{MeV}{cm \cdot p} \right)^*$	96,7	25,7	22,3	26,3	27,5	31,7	45,1	45,7	40,1
	$\frac{H_0}{P_0} \left(\frac{MeV}{n_s} \right)$	67,1	58,4	63,6	64,2	65,4	66	67,3	71,4	72,9

* Ohne Berücksichtigung der Aufbauzone, bei Th vermutlich etwas zu niedrig, da ohne Berücksichtigung von Schnellspaltung (vgl. Text)

Z Ordnungszahl, A Atomgewicht, ρ Dichte, α relative Wärmedehnung, c Wärmekapazität, λ Wärmeleitfähigkeit, T_M Schmelzpunkt, T_S Siedepunkt, σ_{abs} Absorptionsquerschnitt für thermische Neutronen, Σ^{-1} effektive freie Weglänge der Protonen im Target (nach Gl. 2-3), R Reichweite der Protonen im Target (nach Gl. 2-2), Y gesamter Neutronenausfluß aus der Targetoberfläche (nach Gl. 2-1), P_0 maximale Neutronendichte an der Targetoberfläche (nach Gl. 2-7), H_0 maximale Wärmedichte im Target, gemittelt über das Protonenstrahlprofil (nach Gl. 2-9 u. 2-11)

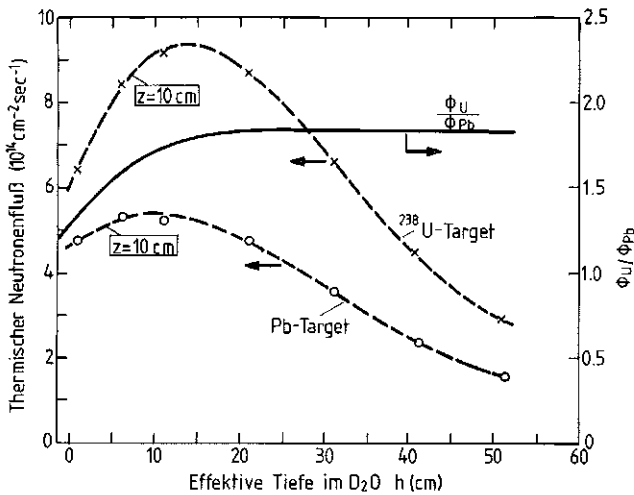


Abb. 2-11

Durch Aktivierung von Dy-Sonden gemessene Verteilung des thermischen Neutronenflusses senkrecht zum Target in einem D₂O-Tank von 170 x 170 x 85 cm³, bei dem sich an der Oberseite ein plattenförmiges Target aus Pb bzw. Uran befand (Simulation einer hybriden Moderatorkonfiguration, vgl. Abschnitt 2.9). Die Flußwerte entsprechen 10 mA Protonenstrom bei 600 MeV.

wie in Abb. 2-11 gezeigt, noch einen Gewinn im thermischen Neutronenfluß um einen Faktor 1,8, obgleich sich in Targetnähe deutlich die stärkere Neutronenabsorption im Uran (vgl. σ_{th} in Tab. 2-1) bemerkbar macht. Abgereichertes Uran als Targetmaterial ist also sowohl für einen H₂O-Moderator als auch für einen D₂O-Tank attraktiv. Es wurde allerdings zunächst ausgeschlossen, um mögliche Schwierigkeiten im Genehmigungsverfahren im Zusammenhang mit der Erzeugung von Plutonium durch Neutroneneinfang zumindest in der Anfangsphase zu vermeiden. Die Option, später auf Uran als Targetmaterial überzugehen, wird aber als wichtig angesehen (vgl. Kap. 6).

Tab. 2-2

Vergleich verschiedener Targetmaterialien. Bezugspunkt ist in allen Fällen Blei. (aus [2-19])

Target-Material ^{a)}	relative berechnete Neutronenproduktion ^{b)}	relativer berechneter Ausfluß ^{c)}	relativer gemessener thermischer Fluß ^{d)}
Pb	1,00	1,00	1,00
W	1,17	1,18	1,25
U	1,49	1,66	2,13

a) Targetlänge 24,13 cm mit konischer Eintrittsbohrung 5 cm tief, die sich von 2,43 cm Durchmesser auf 1,42 cm Durchmesser verjüngt. Die Verteilung der 800 MeV-Protonen wurde als gleichmäßig über den Durchmesser von 1,5 cm angenommen.

b) Verdampfungsneutronen $E < 20$ MeV, die innerhalb eines unmoderierten Targets freigesetzt werden. Die Möglichkeit der Spaltung vor der Verdampfung war im Rechenprogramm (HETC) nicht enthalten.

c) Leckage-Neutronen mit $E < 20$ MeV unter Einschluss des Nettoeffekts von (n, f) und (n, xn) -Reaktionen während des Neutronentransports an die Oberfläche.

d) Polyäthylenmoderator in „T“-Form, Be-reflektiert. Das U-Target war vom Polyäthylenmoderator durch 0,076 cm Cd entkoppelt.

Die durch schnelle Neutronen und Protonen praktisch nicht spaltbaren möglichen Targetmaterialien ($A \leq 209$) zerfallen nach Tab. 2-1 hinsichtlich ihres Schmelzpunktes deutlich in zwei Gruppen: Für Au, W und Ta liegt der Schmelzpunkt so hoch, daß sie praktisch nur als Feststofftargets betrieben werden können. Insbesondere Wolfram zeichnet sich durch einen sehr hohen Schmelzpunkt, kleine Wärmedehnung, gute Wärmeleitfähigkeit und eine hohe Neutronenproduktionsdichte aus. Für wasserstoffhaltige Moderatoren wirkt sich auch der hohe Absorptionsquerschnitt für thermische Neutronen praktisch nicht aus, wie Tab. 2-2 zeigt. Dort sind für 800 MeV-Protonen gemessene und berechnete thermische Neutronenausflüsse aus Be-reflektierten Polyäthylenmoderatoren für Pb, U und W als Targetmaterial miteinander verglichen. Für den dort untersuchten Fall ergibt W im Vergleich zu Pb einen Gewinnfaktor von 1,2. Messungen haben allerdings gezeigt, daß in einem D₂O-Tank wegen des hohen thermischen Absorptionsquerschnitts von W ein Verlust im thermischen Neutronenfluß von etwa 20% gegenüber Pb als Targetmaterial auftreten würde (vgl. Teil II, Kap. A 2.4).

Wegen der günstigen thermischen und mechanischen Eigenschaften von Wolfram stellt jedoch die Möglichkeit, die Spallationsneutronenquelle, zumindest in der Anfangsphase, mit einem Wolframtarget zu betreiben (wie dies auch bei anderen Anlagen, WNR in Los Alamos, ZING-P¹ in Argonne, KENS in Tsukuba, der Fall ist), einen wichtigen Rückhalt dar.

An schwach absorbierenden und daher für einen D₂O-Tank als Moderator besonders geeigneten Targetmaterialien stehen Pb und Bi zur Verfügung. Sie haben beide einen niedrigen Schmelzpunkt und können somit, insbesondere als Pb-Bi-Eutektikum mit $T_M = 123$ °C auch als flüssiges Target betrieben werden, was in Bezug auf Wärmeabfuhr und thermische Spannungen einen erheblichen Vorteil darstellt (vgl. auch Kap. 7). Allerdings entsteht aus Bi durch thermischen Neutroneneinfang das α -aktive Po-210.

Für die vorliegende Studie wurde festes Blei als Targetmaterial gewählt, um

- für einen D₂O-Tank günstige Voraussetzungen zu schaffen
- die Produktion α -aktiver Substanzen zunächst zu vermeiden
- die Möglichkeit, zu einem späteren Zeitpunkt auf abgereichertes Uran überzugehen, offenzuhalten.

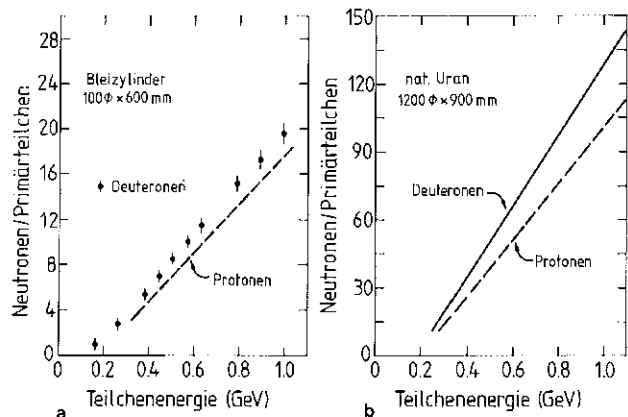


Abb. 2-12

Abhängigkeit der Neutronenausbeute pro einfallendem Teilchen von der Teilchenenergie für Protonen- und Deuteronen-Strahlen (aus [2-20]).

2.5 Wahl der Teilchenart

Die Möglichkeit, Spallationsreaktionen in den Atomkernen auszulösen, ist natürlich nicht auf Protonen beschränkt. Untersuchungen von Barashenkov et al. [2-20] zufolge ist beim Beschuß von Blei mit Deuteronen statt mit Protonen die gleiche Neutronenausbeute bei einer kleineren Teilchenenergie zu erzielen (vgl. Abb. 2-12). Dies ist darauf zurückzuführen, daß das Deuteron im Target „auseinanderbricht“ und sich wie ein Proton und ein Neutron der halben Energie verhält. Da das Neutron nicht durch Ionisationsverluste Energie verliert, resultiert in der Summe ein Gewinn, obgleich die Halbierung der Energie eigentlich eine überproportionale Abnahme der Neutronenausbeute pro Nukleon erwarten läßt. Für ein Bleitarget beträgt der Gewinn etwa 10 %, für Natururan liegt er zwischen 45 % (0,3 GeV) und 26 % (1 GeV). Die Wärmefreisetzung pro Neutron ist für Deuteronen sowohl bei Blei als auch bei Natururan um etwa 10 % niedriger als für Protonen.

Obleich dazu keine Untersuchungen bekannt sind, ist doch davon auszugehen, daß die Maximalenergie der Kaskadenteilchen ebenfalls niedriger ist, was ihre Abschirmung etwas erleichtert (vgl. Abschnitt 2.6.2).

Wesentliche Gesichtspunkte, die der Wahl von Deuteronen entgegenstehen, ergeben sich aus der Beschleunigertechnik.

1. Wie in Abschnitt 2.8.4 dargelegt wird, ist die Vorbeschleunigungsspannung im Injektor des Linearbeschleunigers begrenzt. Bei fester Vorbeschleunigung haben Deuteronen nur die $1/\sqrt{2}$ -fache Geschwindigkeit im Vergleich zu Protonen. Die Länge der Driftröhren des nachfolgenden Alvarezbeschleunigers, die mit der Teilchengeschwindigkeit zunimmt, kann nur dann so groß gemacht werden, daß genügend Fokussierung zur Kompensation der Raumladeinflüsse untergebracht werden kann, wenn eine noch niedrigere Betriebsfrequenz gewählt wird (wie dies im FMIT-Beschleuniger der Fall ist). Dies ist aber aus Kostengründen nicht wünschenswert.
2. Während Protonen erst oberhalb einiger MeV durch Kernreaktionen Strahlung und Aktivierung hervorrufen, ist dies für Deuteronen bereits bei wesentlich niedrigerer Energie der Fall. Durch d-d-Reaktionen (Selbsttargeteffekt) wird bereits bei Deuteronenenergien von wenigen hundert keV eine starke Neutronenstrahlung erzeugt. Dies würde wesentlich den Betrieb der SNQ-Injektionsstufe erschweren, die eine ganze Reihe relativ komplexer Einrichtungen zur Formung der Zeitstruktur und zur Strahlanpassung enthält.

Aus diesen Gründen wurden als zu beschleunigende Teilchen Protonen gewählt.

2.6 Wahl der Protonenenergie

Die Wahl der Protonenenergie wird von verschiedenen, zum Teil gegenläufigen oder stark kostenrelevanten Faktoren beeinflusst. Wie durch Messungen und Rechnungen bestätigt wurde (vgl. z. B. Abb. 2-11), ist, um das Ziel eines zeitlich gemittelten thermischen Neutronenflusses von mindestens $6 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ zu erreichen, eine Leistung im Protonenstrahl von etwa 5,5 MW erforderlich, wenn als Targetmaterial Pb eingesetzt wird. Dies entspricht pro Sekunde etwa $7 \cdot 10^{17}$ im Target primär freigesetzten Neutronen. Der zu

Tab. 2-3
Einige für die Wahl der Protonenenergie relevante Parameter

E_p (MeV)	I (mA)	P_B (MW)	P_T (MW)	$\beta^{-2}\gamma^{-3}$	$\frac{\Delta t}{t}$
600	10	6	3,5	0,301	0,1
1100	5	5,5	2,25	0,123	0,05
1600	3,24	5,2	1,78	0,050	0,0324

E_p Protonenenergie; I mittlerer Strom, der mit E_p nach Formel 2-1 in Blei jeweils die gleiche Neutronenausbeute liefert; P_B Strahlleistung; P_T im Target freigesetzte Wärme nach Formel 2-9a; $\beta^{-2}\gamma^{-3}$ kinematische Kenngröße für die transversalen Raumladeeffekte (Q-Verschlebung) im Akkumulatortring; $\frac{\Delta t}{t}$ Tastverhältnis für 100 mA Spitzenstrom

diskutierende Energiebereich liegt zwischen 500 und 1800 MeV. In Tab. 2-3 sind drei Kombinationen von Energie und mittlerem Strom ausgewählt, die diese Bedingungen erfüllen, und für die nachfolgend exemplarisch einige weitere relevante Größen gegeben werden. Dabei ergeben sich ganz wesentliche Gesichtspunkte aus dem Wunsch nach einer Pulsdauer von maximal 500 μs , der Möglichkeit der Pulskompression in einem Kompressorring und den Kosten für den Beschleuniger.

2.6.1 Wärmeumsatz im Target

Wie in Abschnitt 2.3 bereits erläutert, hängt die für die Moderatorankopplung an das Target wichtige Halbwertsbreite der Neutronenausfluß-Kurve (vgl. Abb. 2-8 und 2-9)

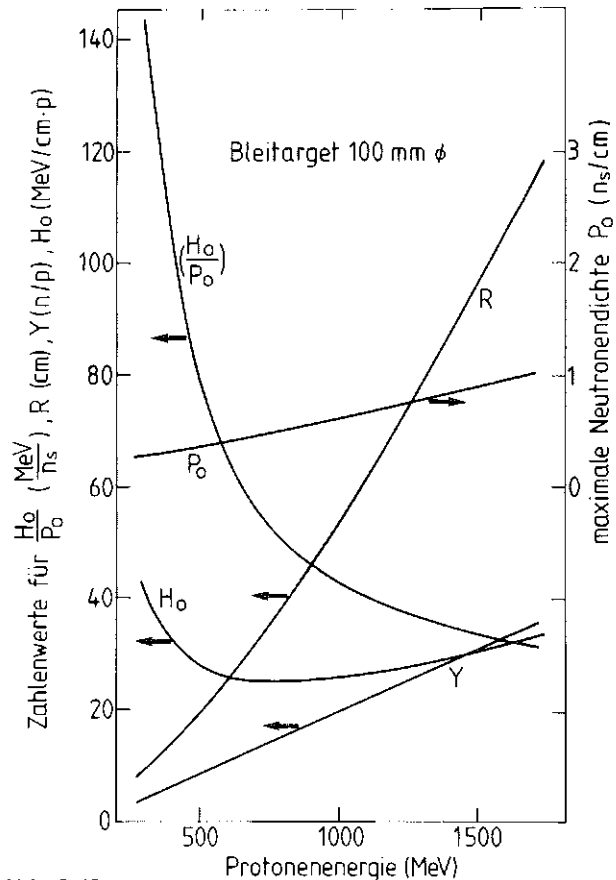


Abb. 2-13
Der Verlauf von Neutronen- und Wärmefreisetzung in einem Pb-Target als Funktion der Protonenenergie.

nur wenig von der Protonenenergie ab. Während der Neutronenfluß in einem D₂O-Tank etwa proportional zu Y bzw. S_N ansteigen wird, ist also die maximale Neutronenausfluß-Dichte P_0 ein für den thermischen Fluß in einem kleinen H₂O-Moderator wichtiges Maß. Beide Größen sind in Abb. 2-13 dargestellt, zusammen mit der Reichweite der Protonen und der maximal pro cm Targettiefe freigesetzten Energie H_0 . Da die Energiedichte im Target letztlich für die technische Realisierbarkeit eines Konzepts eine entscheidende Rolle spielt, ist auch das Verhältnis P_0/H_0 wiedergegeben. Diese Kurven zeigen, daß es günstig ist, eine Protonenenergie knapp über 1000 MeV zu wählen. Der starke Anstieg der Reichweite bedeutet, daß bei noch höheren Energien sehr viel Targetmaterial erforderlich ist, das nur unwesentlich zur Neutronenfreisetzung beiträgt. (Es sei hier nochmals betont, daß die für die Berechnung der Kurven in Abb. 2-13 verwendeten Formeln nur mehr oder weniger grobe Näherungen darstellen, insbesondere für den numerischen Wert der Wärmefreisetzung. Dies ist jedoch für die aufgezeigten Trends ohne Bedeutung. Dies gilt auch für die nach Gl. 2-9 a berechneten Targetleistungen in Tab. 2-3.)

2.6.2 Abschirmung der Kaskadenneutronen

In Abb. 2-14 ist die Energieverteilung der aus einem Pb-Target von 15 cm Durchmesser und 80 cm Länge austretenden Neutronen für 600 und 1200 MeV Protonenenergie dargestellt, wie sie mit dem HET-Code berechnet wurde. Die Abbildung zeigt, daß, bis auf einen geringen (und stark in Vorwärtsrichtung gebündelten) Anteil von Neutronen oberhalb 600 MeV die Verteilung für beide Protonen-

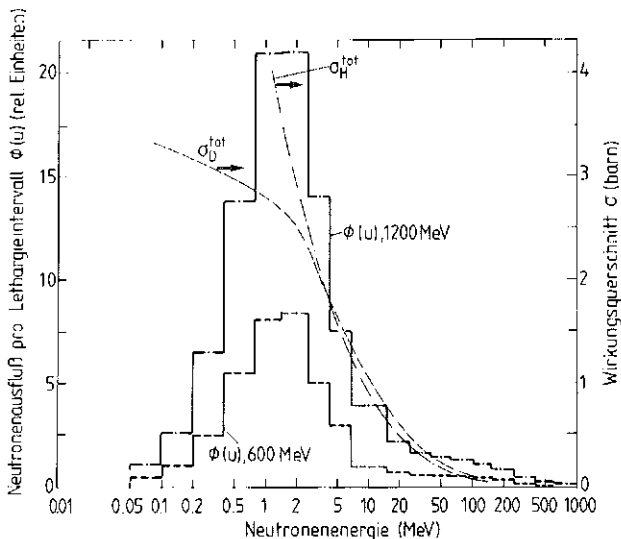


Abb. 2-14
Mit dem HET-Code berechnete Spektren der Spallationsneutronen an der Oberfläche eines Blei-Targets von 15 cm Durchmesser und 60 cm Länge und Verlauf des Wirkungsquerschnitts von Wasserstoff als Funktion der Neutronenenergie. Die Spektren sind als Lethargiespektren dargestellt, was zur Folge hat, daß trotz des logarithmischen Maßstabes der Abszisse die Fläche unter der Kurve ein Maß für die Zahl der in einem Energieintervall befindlichen Neutronen ist.

energien nahezu proportional ist, und zwar im Kaskadenanteil ebenso wie im Verdampfungsanteil. Dazu ist der Verlauf des Wirkungsquerschnitts von Wasserstoff (der unterhalb von 10⁻² MeV etwa 20 barn beträgt) gezeigt. Daraus ist ersichtlich, daß der Kaskadenanteil der Neutronen nicht mit wasserstoffhaltigen Substanzen abgebremst werden kann. Neutronen mit Energien oberhalb 50–100 MeV müssen also über Spallations-Reaktionen abgebremst werden. Wie in Abb. 2-7 bereits gezeigt, haben praktisch alle Elemente bei etwa 200 MeV ein Minimum im Wirkungsquerschnitt. In einer Abschirmung wird sich daher nach einer gewissen Tiefe ein Gleichgewichtsspektrum aufbauen, das nach außen hin in seiner Verteilung etwa gleich bleibt und in seiner Intensität durch die Schwächung derjenigen Neutronen bestimmt wird, für die der Wirkungsquerschnitt am kleinsten ist, d. h. der Neutronen über 200 MeV. Davon werden nach Abb. 2-14 bei 1200 MeV etwa 3 mal mehr produziert als bei 600 MeV, was bei gleichzeitiger Reduktion des Protonenstroms um die Hälfte einer Erhöhung des Flusses in der Abschirmung um einen Faktor 1,5 entspricht. Selbst unter der Annahme, daß auch der Aufbaufaktor wegen der höheren Maximalenergie etwas größer ist, zeigt diese grobe Abschätzung doch, daß es mit Sicherheit ausreichend ist, die Abschirmung um eine 1/e-Dicke, d. h. etwa 15 cm Eisen zu verstärken, was bei einer Gesamtstärke von 6 m ohnehin innerhalb der Sicherheitsgrenzen liegt.

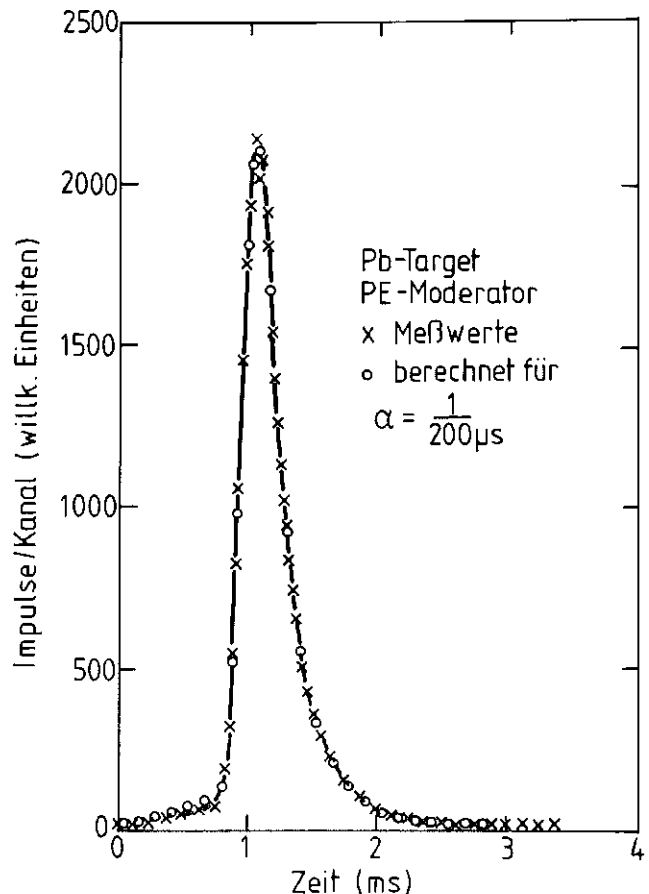


Abb. 2-15
Am Schweizerischen Institut für Nuklearforschung gemessener und aus der bekannten Zeitstruktur des Protonenpulses mit $\alpha = (200 \mu s)^{-1}$ berechneter Zeitverlauf des thermischen Neutronenfeldes in einem Polyäthylenmoderator (etwa äquivalent zu H₂O) mit Polyäthylen Reflektor.

2.6.3 Einfluß auf Zeitstruktur und Fluß im Moderator

Es ist davon auszugehen (vgl. Abschnitt 2.8), daß der Maximalstrom im Beschleuniger auf 100 mA beschränkt sein wird. Da andererseits aber etwa 6 MW zeitlich gemittelter Protonenstrahl-Leistung erforderlich sind, hat die Protonenenergie einen wesentlichen Einfluß auf die Pulsdauer der Makro-Zeitstruktur und damit auch auf den Spitzenfluß in einem wasserstoffhaltigen Moderator. Wie die bei SIN und SATURNE durchgeführten Experimente gezeigt haben (vgl. Abb. 2-15), kann der Zerfall des Neutronenfeldes in einem Wassermoderator gut mit einer Zerfallskonstante von $1/\alpha = 200 \mu\text{s}$ beschrieben werden. Damit läßt sich der zeitliche Verlauf des Neutronenflusses als Funktion der Protonen-Pulsdauer t_p beschreiben mit

$$\Phi(t) = \begin{cases} \Phi_{as} \cdot (1 - e^{-\alpha \cdot t}) & \text{für } t \leq t_p \\ \Phi_{as} \cdot (1 - e^{-\alpha \cdot t_p}) \cdot e^{-\alpha(t-t_p)} & \text{für } t \geq t_p \end{cases} \quad (2-12)$$

Dabei ist Φ_{as} der Fluß, der erreicht würde, wenn die im Puls herrschende Quellstärke schneller Neutronen ständig auf den Moderator fallen würde. Die Abhängigkeit des Spitzenflusses zum Zeitpunkt $t = t_p$ (die sehr kurze Moderationsdauer ist dabei vernachlässigt) ist in Abb. 2-16 für

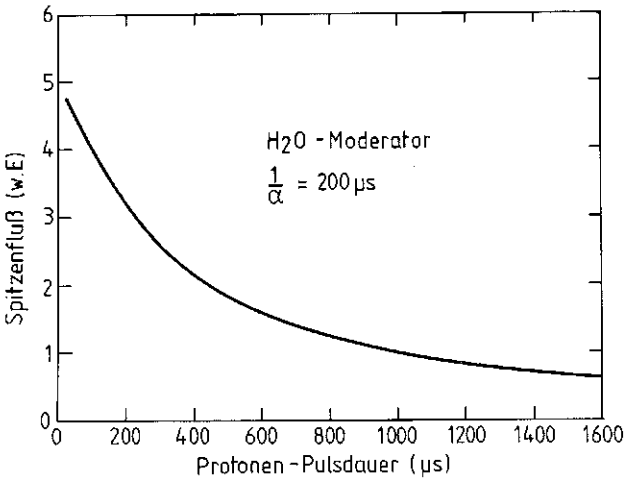


Abb. 2-16 Abhängigkeit des thermischen Spitzenflusses in einem Wassermoderator von der Pulsdauer bei konstanter Stärke des Quellpulses an schnellen Neutronen.

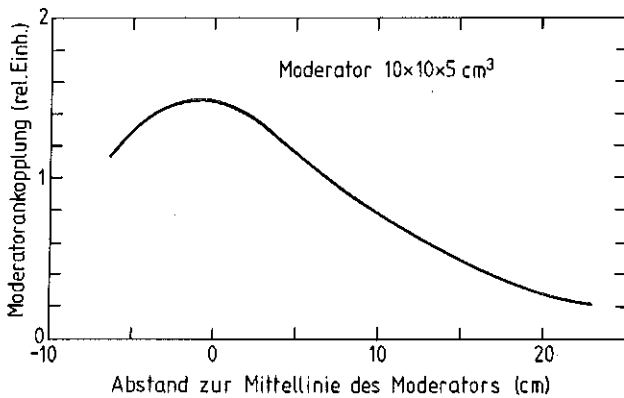


Abb. 2-17 Abhängigkeit der Ankopplung eines Quellneutrons an einen Moderator von $10 \times 10 \times 5 \text{ cm}^3$ vom Abstand seiner Erzeugung von der Mittellinie des Moderators (aus [2-16]).

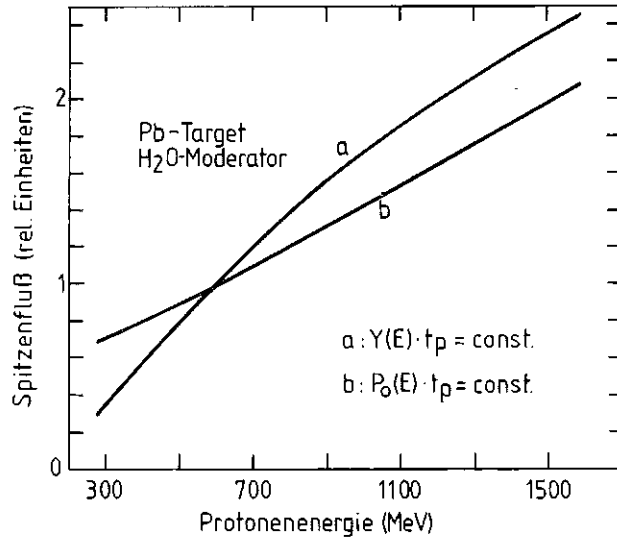


Abb. 2-18 Anstieg des thermischen Spitzenflusses in einem Moderator mit $(200 \mu\text{s})^{-1}$ Zerfallskonstante des Neutronenfeldes, wenn die Protonenpulsdauer als Funktion der Protonenenergie so gewählt wird, daß entweder die gesamte Neutronenausbeute Y (Kurve a) oder die maximale Neutronendichte (Kurve b) konstant bleibt.

$1/\alpha = 200 \mu\text{s}$ dargestellt. Dabei ist angenommen, daß die Zahl der während des Pulses auf den Moderator treffenden schnellen Neutronen konstant bleibt. Durch die Erhöhung der Reichweite der Protonen mit der Energie und die aus Abb. 2-17 ersichtliche schlechtere Ankopplung eines tiefer im Target erzeugten Neutrons an den Moderator ist jedoch die Erhöhung der Gesamtausbeute Y an Neutronen nicht unbedingt ein Maß für die Erhöhung des thermischen Neutronenflusses. Je nach Geometrieverhältnissen kann auch die Erhöhung von P_0 die relevantere Größe sein. In Abb. 2-18 ist die Abhängigkeit des thermischen Spitzenflusses in einem Moderator mit $(200 \mu\text{s})^{-1}$ Zerfallskonstante von der Protonenenergie dargestellt, und zwar für die beiden Fälle, daß die Pulsdauer so gewählt wird, daß entweder die Gesamtausbeute Y oder die maximale Protonendichte P_0 überall den gleichen Wert behalten wie bei 600 MeV und 1 ms Pulsdauer. Der tatsächliche Gewinn wird zwischen den beiden Kurven liegen. Es sei allerdings nochmals betont, daß auch aus Gründen der Trennung von verschiedenen Ordnungen der Kristallreflexe eine Pulsdauer von mehr als 500 μs ungünstig ist, woraus sich eine Forderung nach einer Energie um 1,1 GeV ergibt.

2.6.4 Möglichkeit zum Anschluß eines Kompressor-Rings

Außer der in Abschnitt 2.2 erwähnten Bedeutung für Neutrino-Experimente ist die Möglichkeit, in einer Spallations-Neutronenquelle noch wesentlich kürzere Pulse als vorstehend diskutiert zu erzeugen, eine besonders attraktive Option, wenn Neutronenenergien oberhalb des thermischen Bereichs verwendet werden sollen (oberhalb einiger hundert Millielektronenvolt), denn diese sind durch Kristalle sehr schwer zu monochromatisieren, weshalb hierfür die Trennung der Energien durch Flugzeit eingesetzt werden

muß. Solche Neutronen treten aus kleinen Moderatoren in großer Zahl aus, sind aber nur wirklich nützlich, wenn ihre Pulsdauer im Bereich von einigen Mikrosekunden liegt (vgl. Kap. 6.4 und Teil II, Kap. D3). Derart kurze Protonenpulse mit genügend hoher Teilchenzahl können erzielt werden, wenn der vom Linearbeschleuniger kommende Strahl zwischenzeitlich in einer „Parkbahn“ gehalten wird, auf der die Umlaufdauer wesentlich kürzer ist als die Pulsdauer des Linearbeschleunigers. Die Möglichkeit des Anschlusses eines solchen „Kompressorings“ wurde für drei Energien, nämlich 1200 MeV, 900 MeV und 600 MeV studiert. Es zeigt sich, daß man beim Unterschreiten von etwa 1100 MeV auf immer härter werdende Grenzen stößt.

Wie in Kap. 6.3 ausgeführt, besteht eine solche Grenze darin, daß der Isochronbetrieb, der aus Gründen des erforderlichen Aufwands anzustreben ist, unterhalb 1000 MeV nur mehr mit großem Aufwand zu realisieren ist. Ein weiterer Gesichtspunkt ist die erforderliche Apertur der Magnete, die sich aus der Notwendigkeit ergibt, die mit abnehmender Energie stärker in Erscheinung tretenden Raumladungskräfte zu beherrschen. Deren Wirkung auf die Fokussierung wächst, wenn man von der Wirkung der influenzierten Spiegelfelder absieht, wie $\beta^{-2}\gamma^{-3}$ an, wobei β die auf die Lichtgeschwindigkeit bezogene Teilchengeschwindigkeit und γ die auf die Ruhemasse bezogene relativistische Masse ist. Sie kann dazu führen, daß der Strahl während des Füllvorgangs, wenn also die Raumladungskräfte zunehmen, in eine Resonanz zwischen der transversal fokussierten Bewegung und der Strukturperiode gerät und daher verloren geht. Die gefährlichen Bereiche werden umso schmaler, je höher β und γ sind. Werte für $\beta^{-2}\gamma^{-3}$ sind in Tab. 2-3 aufgeführt. Natürlich spielt bei dieser Betrachtung die bei niedrigerer Energie zur Erzeugung der gleichen Neutronenzahl erforderliche höhere Protonenzahl ebenfalls eine wesentliche Rolle. Für die hier gesteckten Ziele steigt damit der Kostenaufwand bei Energien unterhalb etwa 900 MeV unverhältnißmäßig steil an.

Die absolute Grenze wird schließlich erreicht, wenn der Protonenstrahl bei der erforderlichen Intensität im Ring so hohe Emittanzwerte erreicht, daß er mit einem aus Gründen der Strahlenschädigung vertretbaren Abstand zwischen der letzten Magnetlinse und dem Target nicht mehr auf dieses fokussiert werden kann. Auch diese Grenze liegt bei etwa 900 MeV.

2.6.5 Beschleunigeraspekte

Die Argumente der vorangegangenen Abschnitte sprechen im wesentlichen für die Wahl einer möglichst hohen Protonenenergie, günstigerweise im Bereich zwischen 1,2 und 1,5 GeV. Dem gegenüber steht das Kostenargument. Bei Beschleunigern ist eine Energieerhöhung im allgemeinen teurer als eine Erhöhung des mittleren Stroms. Dies gilt vor allem, wenn die Stromerhöhung nur eine Verlängerung der Einschaltdauer bedeutet. Beim Linearbeschleuniger ist dies sofort einzusehen, da eine Energieerhöhung eine proportionale Verlängerung des gesamten Beschleunigers bedeutet, eine Erhöhung der Einschaltdauer dagegen nur eine Verstärkung des Netzteils der Sender sowie der Kühlung.

2.6.6 Schlußfolgerung

Die wesentlichen Daten für die Festlegung der Protonenenergie sind in Tab. 2-3 zusammengefaßt. Für die end-

gültige Festlegung der Protonenenergie war in erster Linie der Wunsch maßgebend, die Option auf einen Kompressorring offen zu halten, weshalb die niedrigste damit verträgliche Energie, nämlich 1,1 GeV gewählt wurde. Daraus folgt eine im zeitlichen Mittel erforderliche Stromstärke von 5 mA.

Mit dieser Energiewahl wird auch der gängige Bereich der kernphysikalischen Experimente mit intensiven Protonenstrahlen über die derzeitigen 800 MeV (Los Alamos) hinaus auf 1100 MeV erweitert.

2.7 Wahl der Pulsfrequenz (Makro-Zeitstruktur)

Während es bei einem kontinuierlichen Reaktor möglich ist, unter entsprechender Reduktion des genutzten Neutronenanteils, die für den jeweiligen Bedarf günstigste Zeitstruktur durch Einsatz von Choppern individuell zu erzeugen, bringt eine Neutronenquelle mit Zeitstruktur den Vorteil eines höheren Spitzenflusses, bedingt allerdings auch eine für alle Instrumente gemeinsame Pulsfrequenz. (Nach wie vor kann natürlich die Pulsbreite durch mit der Quelle in Phase laufende Chopper beeinflusst werden.) Zu dem üblichen Kriterium für die Frequenzwahl, daß sich die von zwei aufeinanderfolgenden Neutronenpulsen herrührenden Flugzeitspektren nicht überlappen sollen, kommt bei der Spallations-Neutronenquelle noch der Gesichtspunkt des zeitabhängigen Untergrunds (vgl. Abschnitt 2.2) hinzu. Dies bewirkt allgemein, daß die Wahl auf etwas kleinere Wiederholfrequenzen fallen wird. Als günstig wäre eine Frequenz von 60–100 Hz anzusehen. Bezüglich der Begrenzung des Spitzenstroms auf einen Wert von maximal 100 mA sei auf die Ausführungen in Abschnitt 2.8.3 verwiesen. Damit ergibt sich mit den genannten, im zeitlichen Mittel erforderlichen 5 mA ein Tastverhältnis von 1:20. Dies wurde realisiert durch eine Pulsdauer von 0,5 ms bei einem Pulsabstand von 10 ms. Beide Werte liegen an der oberen Grenze dessen, was für die Nutzung der Zeitstruktur als erstrebenswert angesehen wird. Da bei festem, durch das Verhältnis von möglichem Spitzenstrom zu erforderlichem mittleren Strom gegebenem, Tastverhältnis das Produkt aus Pulsfrequenz und Pulsdauer eine Konstante ist, würde eine niedrigere Wiederholfrequenz in längeren Pulsen resultieren und umgekehrt.

Gegen eine weitere Verkürzung der Pulsdauer im Beschleuniger spricht auch ein Argument der Betriebsökonomie: Die Füll- und Ausklingzeiten der Resonatoren liegen in der Größenordnung 100 μ s. Erst nach Erreichen des Sollpegels kann der Strahl eingeschossen werden. Verluste in den Strukturen treten auch während der Einschwing- und Abklingzeiten auf. Um ihren Anteil an den Gesamtverlusten nicht zu groß werden zu lassen, sollte die Pulslänge deutlich größer als diese Zeiten sein, so daß 500 μ s aus dieser Sicht eine untere Grenze darstellt.

2.8 Der Beschleuniger

2.8.1 Beschleunigertyp

Die für den Betrieb der Spallations-Neutronenquelle geforderte Strahlstromleistung von etwa 5–6 MW erscheint nach dem heutigen Stand der Technik grundsätzlich

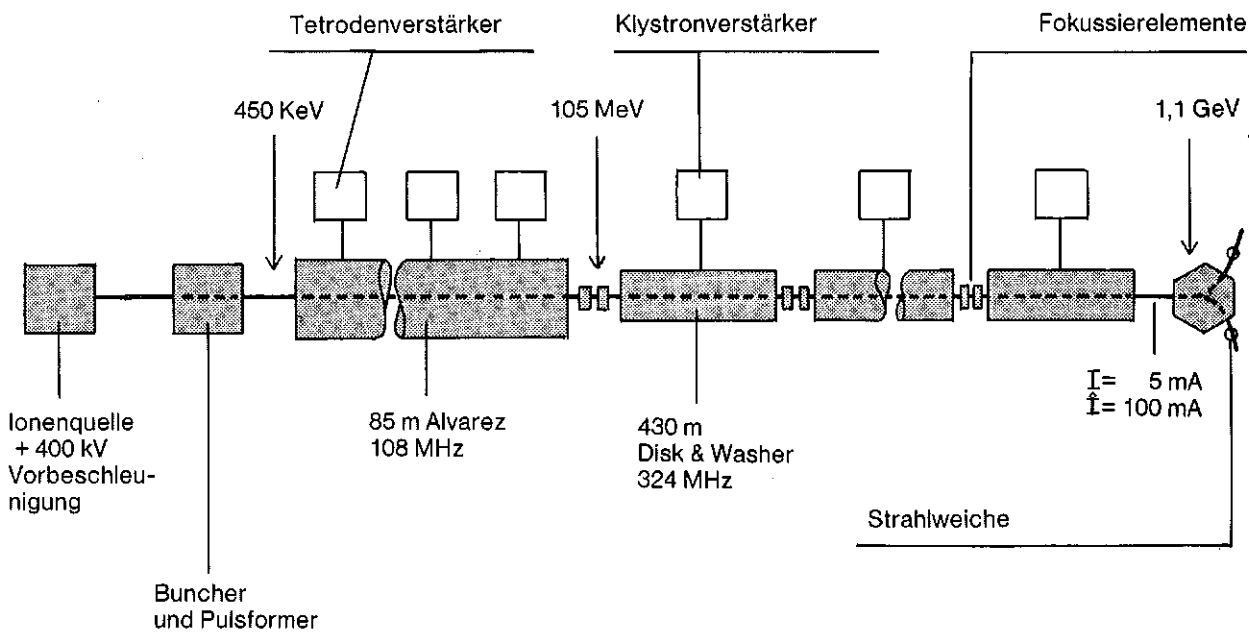


Abb. 2-19
Der Linearbeschleuniger und seine wesentlichen Komponenten in schematischer Darstellung.

sowohl mit Kreisbeschleunigern (Zyklotrons) als auch mit Linearbeschleunigern erreichbar. Der wesentliche Unterschied besteht in der Möglichkeit, diese Leistung mit der gewünschten Zeitstruktur bereitzustellen, die hohe Stromstärken in kurzen Pulsen erfordert. Nach den Ausführungen von Abschnitt 2.2 ist dabei mindestens ein Spitzenstrom von 100 mA anzustreben, um die für die Neutronenstreuung günstige kurze Pulsdauer von 0,5 ms und weniger bei geeigneter Wiederholfrequenz (100 Hz) zu erzielen.

Ein Spitzenstrom von 100 mA ist aber bei Kreisbeschleunigern nicht erreichbar. Die höchsten Ströme von Protonenzyklotrons (bei denen die Zeitstruktur durch Strahlunterbrechung erreicht werden müßte) im GeV-Bereich liegen heute bei 200 μ A. Nach Inbetriebnahme des neuen Injektors beim SIN wird ein Strom von 1–2 mA erwartet. Es wird für möglich gehalten, ihn bei einer Neukonzeption auf 5–10 mA zu erhöhen.

Zur Erzeugung von intensiven Teilchenpulsen werden heute auch Induktionsbeschleuniger diskutiert. Diese Technik steckt jedoch für Ionen und insbesondere solche hoher Energie noch ganz in den Anfängen, so daß sie für ein großes Projekt in absehbarer Zeit nicht in Frage kommt.

Als Beschleunigertyp wurde daher ein Linearbeschleuniger gewählt, dessen Aufbau in Abb. 2-19 schematisch dargestellt ist.

2.8.2 Spitzenstrom und Wirkungsgrad

Die Erwägungen, die zur Festlegung des Spitzenstroms auf 100 mA geführt haben, sind die folgenden:

1. Hohe Spitzenströme sind, wie oben erwähnt, vom Standpunkt der gewünschten Zeitstruktur günstig.
2. Außerdem sind hohe Spitzenströme vorteilhaft für das Erreichen eines hohen Wirkungsgrades η des Beschleunigers. Bezeichnen wir mit \hat{P}_B die Hochfrequenz-

Spitzenleistung, die in den Strahl geht und mit \hat{P}_C die während der Einschaltphasen in den Beschleunigerresonatoren entwickelte Ohm'sche Leistung, dann ist η definiert als

$$\eta = \frac{\hat{P}_B}{\hat{P}_B + \hat{P}_C} \quad (2-13)$$

Nun gilt

$$\hat{P}_B = U \hat{I} \cos \varphi \quad (2-14)$$

$$\hat{P} = \frac{U^2}{L \cdot Z} \quad (2-15)$$

mit U insgesamt durchfallende Spannung für ein hypothetisches Teilchen, das auf dem Spannungsmaximum reitet.

φ mittlere Phase des Sollteilchens.

L elektrische Länge des Beschleunigers.

Z Shuntimpedanz, eine Maßzahl für den Wirkungsgrad eines Resonators, die von Geometrie und Oberflächenbeschaffenheit abhängt.

Daraus folgt

$$\eta = \frac{1}{1 + \frac{U}{L \cdot Z \cdot \hat{I} \cdot \cos \varphi}} \quad (2-16)$$

Zur Verbesserung des für die Betriebskosten entscheidenden Wirkungsgrades sind also folgende Maßnahmen denkbar:

- Senkung des Energiegradienten U/L . Dies führt zu einer Verlängerung des Beschleunigers. Die schließlich gewählten Werte sind das Resultat einer Optimierung von Bau- und Betriebskosten (Abschnitt 2.8.4 und Teil II, Kap. A 1.1).
- Erhöhung von Z . Dies ist eine Frage der Wahl der Beschleunigungsstrukturen (Abschnitt 2.8.4 und Teil II, Kap. A 1.5).
- Erhöhung von $\cos \varphi$. Dies geht einher mit einer Reduktion der longitudinalen Stabilität (Teil II, Kap. A 1.2).
- Erhöhung des Spitzenstromes \hat{I} .

Tabelle 2-4

Linearbeschleunigeranlagen mit hoher Intensität bzw. großer Einschaltdauer

Maschine / Laboratorium	Ionenart	Endenergie MeV	Spitzenstromstärke mA	Einschaltdauer des Strahls	Status
Neuer Linac CERN, Genf	p	50	150	10^{-4}	Betrieb
Protoneninjektor FNAL, USA	p	200	300	10^{-4}	Betrieb
	H^{-}		46	10^{-3}	
LAMPF, LASL, USA	p, (H^{-})	800	16 (0,3)	6%	Betrieb
Unilac, GSI Darmstadt	schwere Ionen	10 MeV / Nukleon	$\sim \mu A$	25%	Betrieb
FMIT HEDL / LASL, USA	d	40	100	100%	Prototyp Entwurf
Elektrobrüter, CRNL, Kanada	p	1000	300	100%	Prototyp Entwurf
Protonen Linac New England Nuclear Corp., USA	p	45	60	10%	Bau

Schwierigkeiten hoher Spitzenströme sind die folgenden:

- Ab etwa 100 mA beginnen die transversalen und longitudinalen Raumladungskräfte das Fokussierungsproblem zu dominieren. Wie in Teil II, Kap. A 1.2 näher ausgeführt ist, wirkt dies unter anderem der gewünschten Phasendämpfung entgegen. Diese ist für die Machbarkeit des Frequenzsprunges auf eine günstigere Beschleunigungsstruktur entscheidend.
- Die Störung des Feldes durch das Eintreffen des Strahles nimmt mit zunehmender Stromstärke natürlich zu. Diese Störung ist, wie Versuche am CERN-PS-Linac gezeigt haben, verantwortlich für einen beträchtlichen Teil der Strahlverluste (Teil II, Kap. A 1.6). Eine Ausregelung dieser Störung wird angestrebt (Teil II, Kap. A 1.7), wird aber mit zunehmender Stärke der Störung aufwendiger.
- Da die HF-Leistung bei Erhöhung vom \hat{I} von der Strahlleistung P_B dominiert wird, bedeutet eine Erhöhung des Strahlstromes eine Erhöhung des Leistungsbedarfs pro Resonator, also eine Erhöhung der Anzahl Klystrons pro Resonator, was technisch aufwendig wird.

Aus den genannten Erwägungen heraus wurde der Spitzenstrom auf 100 mA festgelegt. Er erfüllt das oben genannte Kriterium von der Zeitstruktur her und gibt einen Wirkungsgrad η von etwa 30%. (200 mA würden zu $\eta = 46\%$ führen). Der vergleichbare Beschleuniger in Los Alamos wird mit $\hat{I} = 12$ mA betrieben, der Innovationssprung beträgt also fast eine Größenordnung. Für den Beschleuniger des FMIT-Projektes plant Los Alamos ebenfalls $\hat{I} = 100$ mA.

Die Injektionslinearbeschleuniger der großen Synchrotrons führen höhere Spitzenströme, bis zu 300 mA (Tab. 2-4).

Dort liegen aber in zweierlei Hinsicht andere Verhältnisse vor:

1. Diese Beschleuniger haben extrem kurze Einschalt-dauern, so daß Strahlverluste bis zu Prozenten kein Aktivierungsproblem darstellen.
2. Der Übergang zu einem Beschleuniger, der mit höherer Frequenz betrieben wird, entfällt dort. Also ist die longitudinal defokussierende Wirkung der Raumladung weniger wichtig. Ein solcher Frequenzsprung entfällt übrigens auch beim FMIT-Beschleuniger.

2.8.3 H^{-} -Beschleunigung

Man kann statt Protonen H^{-} -Ionen beschleunigen. Diese haben ein schwach (mit 0,755 eV) gebundenes Elektron. Bei Stoßprozessen mit Materie (Folie oder Restgas) werden sie leicht neutralisiert oder in H^{+} umgeladen. Auch die Lorentzkraft im Magnetfeld kann zur Neutralisierung führen. Von diesen Eigenschaften kann man vorteilhaft Gebrauch machen:

a) Strahlweichen

Wünscht man einen Protonenstrahl beispielsweise auf zwei Nutzer in einem bestimmten Verhältnis aufzuteilen, dann kann dies zeitlich konsekutiv geschehen, wobei ein Schaltelement, z. B. ein Magnet, schnell umgeschaltet werden muß. Um Strahlverluste während der Umschaltzeit zu vermeiden, muß der Strahl eine „Schaltlücke“ besitzen. Will man die beiden Nutzer simultan bedienen, dann muß ein Septum den Strahl teilen, was notwendigerweise zu Strahlverlusten führt, da manche Protonen auf das Septum auftreffen.

Hat man dagegen einen H^{-} -Strahl, dann kann ein kurzes Magnetfeld je nach Stärke des Feldes zur vollständigen oder teilweisen Neutralisation der Ionen führen. Neutralteilchen und H^{-} können dann in einem schwachen Feld räumlich getrennt werden; danach können die Neutral-

atome in einer Folie zu H^+ ionisiert und weitertransportiert werden. Da der Neutralisationsakt ein digitaler Prozeß ist, treten hier keine Verluste oder „Grenzfälle“ auf; das Aufteilungsverhältnis kann kontinuierlich geregelt werden (Teil II, Kap. A 1.6.).

b) Injektion in einen Kompressor-Ring

Beim Füllen eines Ringes hat man das Problem, daß nach Vollenden des ersten Teilchenumlaufes die neu injizierten und die umlaufenden Teilchen nicht in den gleichen Phasenraum plaziert werden können (Liouville'scher Satz). Man muß die Strahlpakete neben- oder hintereinander anordnen, was bei Umlaufzahlen von der Größenordnung 1000 ein sehr schwieriges Problem darstellt (vgl. Kap. 6.3). Läßt man dagegen die Protonen durch Ionisation von neutralen Wasserstoffatomen erst in der Vakuumkammer des Ringes „entstehen“, dann kann man sie mit den bereits umlaufenden Teilchen überlagern, also die Dichte im Phasenraum erhöhen, bis die Raumladungskräfte eine Grenze setzen.

Diesen positiven Aspekten der H^- -Beschleunigung stehen zwei Nachteile gegenüber, die mit ihrer leichten Neutralisierbarkeit zusammenhängen:

1. Mit zunehmender Teilchengeschwindigkeit muß die in Strahlführungselementen benützte Magnetfeldstärke kleiner werden, damit die Lorentzkraft genügend klein bleibt. Dies führt zu längeren Strahlführungselementen.
2. Das Vakuum muß so gut sein, daß die Teilchenverluste durch Neutralisation nicht zur dominierenden Verlustquelle werden. Das heißt in praxi, daß statt eines Vakuums von $2 \cdot 10^{-7}$ mbar für Protonen eines von $2 \cdot 10^{-8}$ mbar gefordert werden muß (Teil II, Kap. A 1.5).

Die genannten Erwägungen führen zu folgender Strategie:

Für den Betrieb des als Option vorgesehenen Kompressor-rings ist die Möglichkeit der H^- -Beschleunigung wesentlich. Deshalb wird der Beschleuniger hinsichtlich Strahlführungselementen und Vakuum so ausgelegt, daß die H^- -Beschleunigung möglich ist. Die Vakuumanforderungen liegen über den bisher bei Linearbeschleunigern erreichten. Manche der Techniken, wie z. B. „Ausbacken“, die bei Speicherringkomponenten zur Erreichung hoher Vakua angewandt werden, sind wegen der Toleranzanforderungen problematisch. Überdies haben H^- -Ionenquellen noch nicht den gleichen Entwicklungsstand erreicht wie Protonenquellen. Deshalb wird **für das Basis-konzept zunächst H^+ -Beschleunigung** vorgesehen. Mit schrittweiser Verbesserung der Betriebsbedingungen kann dann auf H^- -Betrieb übergegangen werden.

Simultane H^+ und H^- -Beschleunigung

In Los Alamos wird neben einem starken H^+ -Strahl ein schwacher H^- -Strahl in der positiven Halbwelle der Hochfrequenz mitbeschleunigt. Dieses bietet Vorteile bei der Belieferung verschiedener Experimente mit Strahlen verschiedener Kenndaten. Trotz der Attraktivität dieser Betriebsweise (sie bedeutet ökonomisch eine geringfügige Erhöhung des Spitzenstromes) wurde sie für den Referenzentwurf nicht vorgesehen. Die Gründe sind die folgenden (vgl. Teil II, Kap. A 1.2):

- a) Im Bereich des Bunchers müssen Kompromisse zwischen den Anforderungen der beiden zusammenzuführenden Injektionswege geschlossen werden. Die Anwendung der zweiten Harmonischen der Hochfrequenz im Buncher wird unmöglich.

- b) Die Korrekturmöglichkeiten durch Felder sind stark eingeschränkt.
- c) Eine Diagnostik des schwachen Strahls ist in Gegenwart des starken praktisch unmöglich.
- d) Nach den in Los Alamos vorliegenden Erfahrungen ist die simultane Beschleunigung von H^+ und H^- eine wesentliche Betriebserschwerung.

2.8.4 Technische Hauptparameter und Strahlverlustkonzept

In den vorangegangenen Abschnitten wurden die Basisparameter des Beschleunigers für das Referenzkonzept begründet:

- Linearbeschleuniger für Protonen, ausgelegt auch für H^- -Betrieb
- Endenergie 1,1 GeV
- Mittlerer Strom 5 mA
- Spitzenstrom 100 mA
- Wiederholfrequenz 100 Hz
- Pulsdauer 0,5 ms.

Im folgenden werden nun die technischen Hauptparameter begründet. Hierbei sind drei generelle Gesichtspunkte wesentlich:

1. Betriebssicherheit
2. Kostenoptimierung
3. Niedrige Teilchenverluste.

Während die ersten beiden Punkte für sich selbst sprechen, sind zur Frage der Teilchenverluste einige Bemerkungen am Platze. Massive Teilchenverluste können zur Zerstörung von Komponenten führen. Aber auch Teilchenverluste im

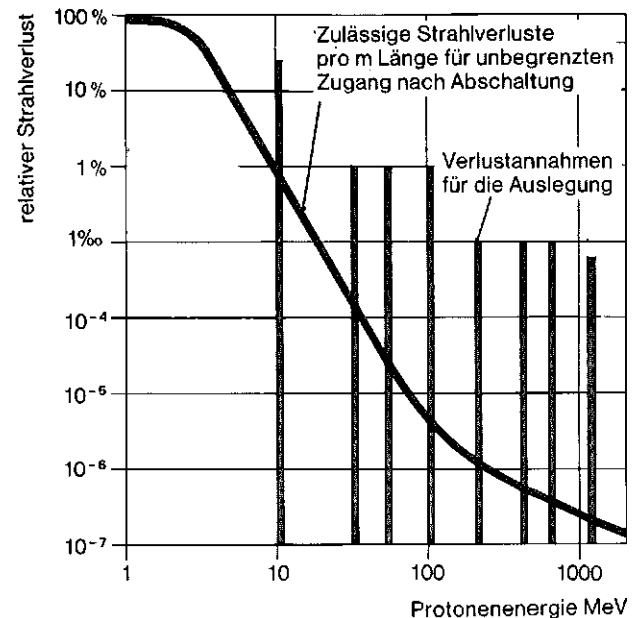


Abb. 2-20 Strahlverlustanteile, wie sie für unbegrenzten Zugang nach dem Abschalten tolerierbar sind und, im Vergleich dazu, die Annahmen für die Auslegung des Beschleunigers. Im Hochenergiebereich wurden besonders große Reserven eingeplant.

Bereich von Prozenten und darunter führen zur Aktivierung der Strukturen, die eine Wartung von Hand unmöglich machen können. Ziel ist es, die Teilchenverluste so niedrig zu halten, daß die Aktivierung unter dem Niveau bleibt, ab dem Wartung von Hand unmöglich ist (Abb. 2-20). In Los Alamos, wo der mittlere Strom allerdings nur 1 mA beträgt, ist dies erreicht worden. Unter Ausnützung der dort gesammelten Betriebserfahrung, durch sorgfältige Behandlung der Strahldynamik (Teil II, Kap. A 1.2) und durch geeignete Diagnostik (Teil II, Kap. A 1.3) hoffen wir, dieses Ziel auch für den vorgeschlagenen Beschleuniger zu erreichen. Es werden jedoch Vorkehrungen getroffen für den Fall, daß die Strahlverluste an einzelnen Stellen – zumindest anfänglich – höher als erwünscht sind. In diesem Fall muß gewährleistet sein, daß der Beschleuniger trotzdem ohne Intensitätseinschränkungen betrieben und stellenweise mit Fernbedienung gewartet werden kann.

Ionenquelle

Hier wird der Einsatz der magnetischen Multipolquelle vorgeschlagen. Sie zeichnet sich durch rauscharmen Betrieb aus, der wegen der starken Raumladungskräfte zur Erzielung geringer Teilchenverluste wichtig ist. Probeversuche ergaben günstige Resultate. Näheres siehe Teil II, Kap. A 1.4.

Injektor

Hier standen drei Konzepte zur Diskussion:

1. Die bei den meisten Protonenbeschleunigern heute gebräuchliche Gleichspannungsvorbeschleunigung auf 750 keV.
2. Eine auf 450 keV reduzierte Vorbeschleunigung.
3. Ersatz des Gleichspannungsvorbeschleunigers durch die von Kapchinski vorgeschlagene und in Los Alamos weiterentwickelte Hochfrequenz-Quadrupolstruktur (RFQ-Struktur). Sie kann Teilchen schon bei 50 keV übernehmen und sie gleichzeitig transversal fokussieren, longitudinal bündeln und bis auf 2 MeV beschleunigen.

Zunächst zu den Alternativen 1 und 2: Eine hohe Injektionsspannung erleichtert die strahldynamische Situation am Anfang des Linearbeschleunigers. Andererseits wurden aus Chalk River Schwierigkeiten beim Betrieb einer 750 kV-Strecke mit hohem Strom berichtet (Teil II, Kap. A 1.4.).

Über die Möglichkeit, diese Schwierigkeiten zu überwinden, sind die Meinungen der Experten geteilt. Deshalb wurde von uns die niedrigere Energie gewählt.

Mit der RFQ-Struktur besteht noch nicht genug Betriebserfahrung, um auf diese Alternative zu setzen. Zudem bietet sie einen Nachteil: Für die Herstellung der oben (Abschnitt 2.8.3) erwähnten „Schaltlücken“ ist eine Dunkelastung bei kleiner Energie vorgesehen. Vor der RFQ-Struktur, also bei 50 keV, muß der Strahl wegen der starken Raumladungseffekte ladungskompensiert sein. Hier ist eine Beeinflussung schwierig. Nach der RFQ würde der Einbau einer Dunkelasteinrichtung die erreichte Bündelung beeinträchtigen und damit einen der Vorteile der RFQ-Struktur eliminieren. Aus diesem Grunde (Näheres siehe Teil II, Kap. A 1.2.) wurde zum jetzigen Zeitpunkt die RFQ-Struktur nicht gewählt, sondern die Lösung 2, die unproblematisch ist.

Buncher und Niederenergiebeschleuniger, Frequenzwahl

Die Beschleunigerstruktur und -frequenz für die Niederenergiebeschleuniger wird nach folgenden Gesichtspunkten gewählt:

1. Strahldynamische Gesichtspunkte, insbesondere genügende Akzeptanzreserve in transversaler und longitudinaler Richtung. In transversaler Richtung ist damit gemeint, daß die Teilchen, die die größte zu erwartende Schwingung um die Beschleunigerachse vollführen, nicht in die Nähe von Strahlbegrenzungen (Blenden) kommen. Auch in longitudinaler Richtung führen die Teilchen, überlagert zu ihrer Vorwärtsbewegung, Schwingungen um ein gedachtes Sollteilchen aus. Bei größeren Amplituden werden diese Schwingungen anharmonisch und können sogar zu einer Bewegung führen, die eine monotone Entfernung vom Sollteilchen bedeutet, also den Verlust des betrachteten Teilchens. Auch von diesen longitudinalen Stabilitätsgrenzen sollen die im Beschleuniger bewegten Protonen genügend weit entfernt bleiben. Diese Überlegungen sind in Teil II, Kap. A 1.2 ausführlich dargestellt. Wegen der angestrebten niedrigen Teilchenverluste kommt ihnen eine große Bedeutung zu.
2. Ökonomische Gesichtspunkte
Der Einfluß der Shuntimpedanz Z auf den Wirkungsgrad des Beschleunigers wurde bereits im Abschnitt 2.8.2 erläutert. (vgl. auch Teil II, Kap. A 1.5)
3. Technische Gesichtspunkte
Fragen der Fertigungstechnik sowie der Verfügbarkeit von Generatoren für die HF-Leistung spielen eine wichtige Rolle (siehe Teil II, Kap. A 1.5 und A 1.7).

Unter Beachtung dieser Gesichtspunkte wurde für den Niederenergiebeschleuniger die bewährte Alvarez-Struktur (Driftröhrenstruktur) gewählt (Abb. 2-21).

Die **Frequenzwahl** wird durch gegenläufige Tendenzen bestimmt:

Für eine hohe Frequenz f sprechen die Shuntimpedanz, die proportional \sqrt{f} ist und die Querdimensionen der Struktur, die wie $1/f$ abnehmen.

Für eine tiefe Frequenz sprechen im wesentlichen die größeren Akzeptanzen in transversaler und longitudinaler Richtung. In transversaler Richtung ist dies wegen der größeren Driftröhrenöffnungen ohne weiteres einsichtig. Genauere Betrachtungen und Berücksichtigung der Raumladung verstärken das Argument in longitudinaler und schwächen es in transversaler Richtung.

Die Zahl der Driftröhren nimmt proportional zu f zu, was für eine niedrige Frequenz spricht.

Üblicherweise werden Alvarez-Beschleuniger bei 200 MHz betrieben. Wegen der herabgesetzten Injektionsenergie und wegen des Wunsches nach geringen Teilchenverlusten, also großen Akzeptanzreserven, wurde für den Alvarezteil eine **Frequenz von 108 MHz festgelegt**. Die genaue Frequenz entspricht einer bei GSI verwendeten, so daß Erfahrungen über HF-Komponenten von dort direkt übernommen werden können.

Diese Frequenzwahl wird durch technische Argumente – derzeit verfügbare HF-Sender für hohe Leistung und lange Einschaltdauer – gestützt.

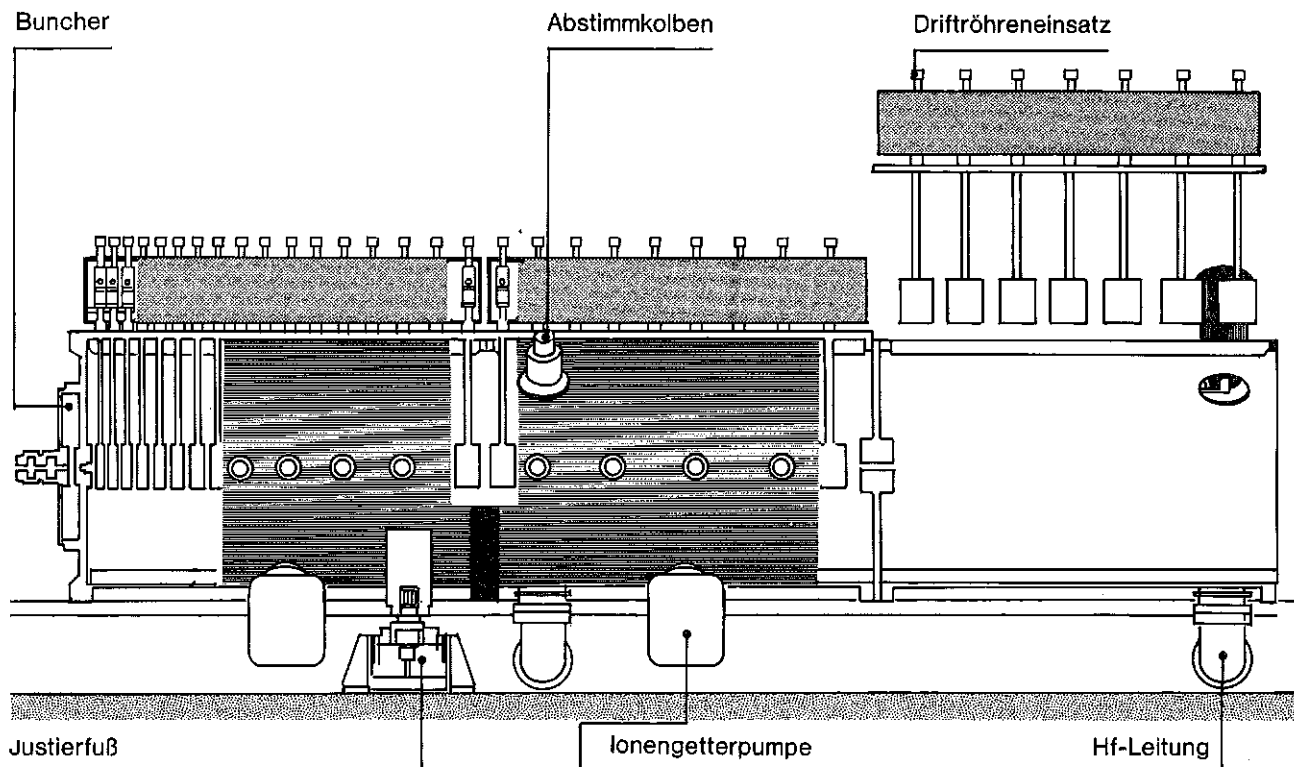


Abb. 2-21
Niederenergie teil (Alvarezstruktur) des Linearbeschleunigers. Die Driftröhren eines Tanks sind auf gemeinsamen Driftröhreneinsätzen montiert. Die Tanks sind etwa 12 m lang.

Zwischen dem Injektor und dem Alvarez-Beschleuniger befindet sich eine Anpassungsstrecke, die nach dem Vorbild der entsprechenden Strecke bei CERN gestaltet wurde. Sie enthält einen Buncher, der bei 108 MHz und der ersten Harmonischen, also bei 216 MHz, betrieben wird. Es wird mit einer longitudinalen Eingangswahrscheinlichkeit von 90% gerechnet (Teil II, Kap. A 1.2.4 und A 1.2.5). Eingefügt wurde die schon erwähnte Dunkeltasteinrichtung.

Die saubere Bündelung im Buncher ist für die Strahlverluste im späteren Abschnitt des Beschleunigers von besonderer Wichtigkeit. Die 10% Protonen, die nicht in das longitudinale stabile Gebiet eingefangen werden, gehen, wie Einzelteilchenrechnungen zeigen, am Anfang des Alvarez-Beschleunigers verloren. Dort ist ihre Energie noch so gering, daß sie nicht zu einer Aktivierung der Strukturen führen.

Hochenergiebeschleuniger

Wie Abb. 2-22 zeigt, sinkt mit zunehmender Geschwindigkeit der Teilchen die Shuntimpedanz der Alvarezstruktur stark ab. Man geht deshalb zweckmäßigerweise auf eine andere Struktur über. Die strahldynamischen Argumente, die beim Niederenergiebeschleuniger aufgeführt waren und für eine niedrige Frequenz sprechen, verlieren wegen der zunehmenden Protonenimpulse an Gewicht. Deshalb kann man bei dieser Gelegenheit auch auf eine höhere Frequenz übergehen. Arbeitet man mit der n-fachen Alvarez-Frequenz, dann wird nur jedes n-te „bucket“ (also jedes n-te longitudinale stabile Gebiet) gefüllt.

Als Beschleunigungsstruktur für den Hochenergie teil wurde die von Andrejew vorgeschlagene „disk and washer“-Struktur (DAW-Struktur) gewählt. Sie hat eine relativ einfache Form (Abb. 2-23) und eine hohe Shuntimpedanz. Ihr Hauptvorteil liegt jedoch in der starken elektromagnetischen Kopplung der Zellen. Dadurch erreicht man, daß auch bei fabrikationsbedingten Dimensionsabweichungen das Feld von Zelle zu Zelle gleichmäßig bleibt. Die Struktur wird in Los Alamos für das Vorhaben PIGMI erprobt. Näheres hierzu in Teil II, Kap. A 1.5.1.

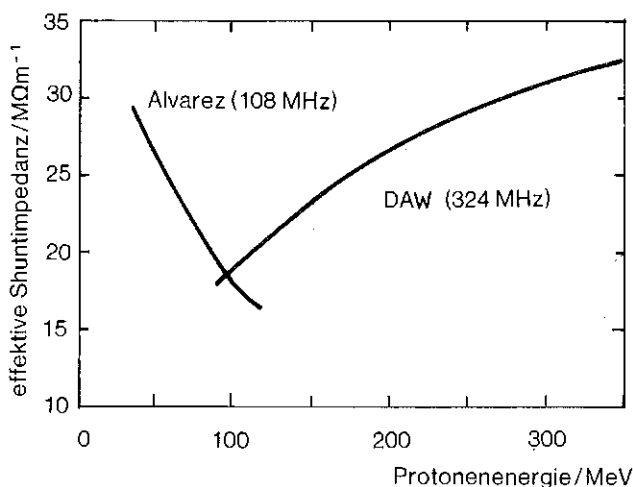


Abb. 2-22
Verlauf der effektiven Shuntimpedanz einer Alvarez-Struktur bei 108 MHz und einer Disk-and-Washer-Struktur bei 324 MHz, der zeigt, daß die günstigste Übergangsenergie bei etwa 100 MeV liegt.

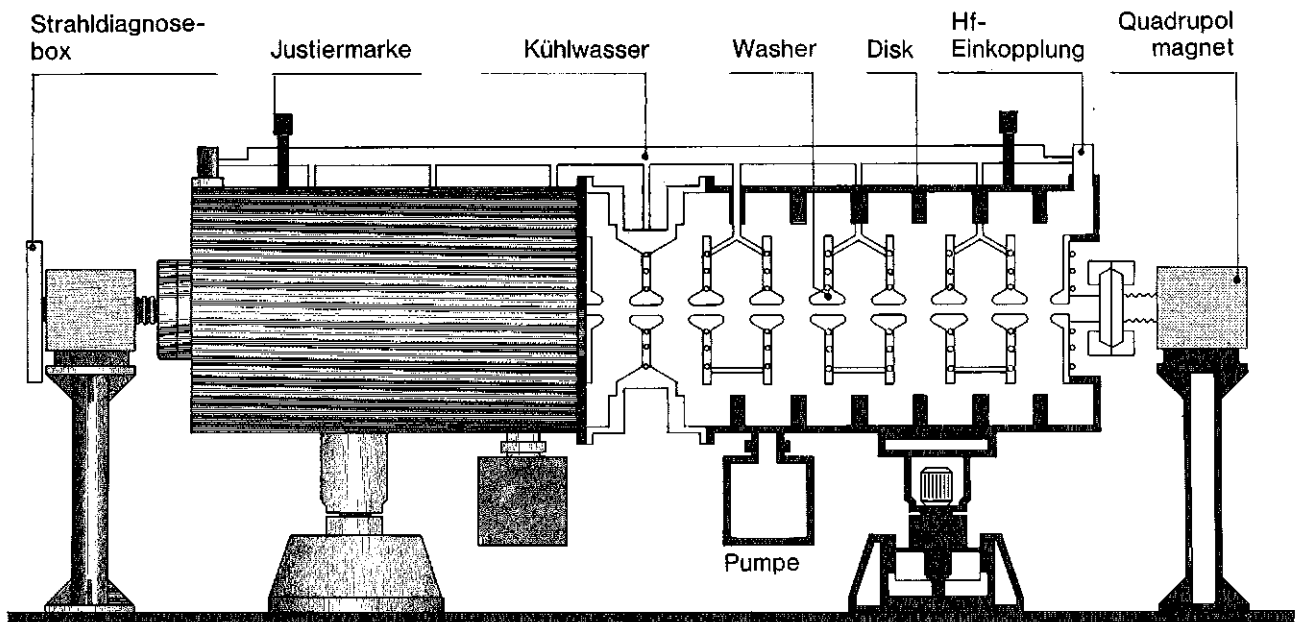


Abb. 2-23
Schematische Darstellung eines Beschleunigungstanks der Disk-and-Washer-Struktur. Der Tankdurchmesser beträgt 1,35 m, die Länge variiert zwischen 3 und 8 m.

Für die Wahl des Frequenzsprunges n und damit der Frequenz des DAW-Beschleunigers gelten folgende Kriterien:

1. Anpassung an den Alvarez
Bei einem Frequenzsprung um den Faktor n werden die „buckets“, in Zeiteinheiten gemessen, n mal so klein. Damit die Bündel in diese „buckets“ passen, müssen sie genügend kurz geworden sein. Diese Phasendämpfung geht näherungsweise mit $\beta^{-3/4}$ (βc = Teilchengeschwindigkeit), unter Berücksichtigung der Raumladung noch etwas langsamer. Ein hohes n bedeutet also einen längeren Alvarezteil oder weniger longitudinale Akzeptanzreserve. Wegen der stark fallenden Shuntimpedanz des Alvarezbeschleunigers sind seiner Verlängerung enge Grenzen gesetzt (Abb. 2-22).
2. Die Shuntimpedanz des Beschleunigers
Sie ist proportional \sqrt{f} , wie schon im letzten Absatz erwähnt.
3. Verfügbarkeit geeigneter HF-Generatoren

Aus diesen Erwägungen heraus wurde der Frequenzsprung auf $n = 3$ und die Endenergie des Alvarezteils zu 105 MeV festgelegt. $n = 4$ wäre noch möglich, führt aber zu knappen Akzeptanzreserven. Für die aus $n = 3$ folgende Frequenz von 324 MHz kann auf die HF-Klystrontwicklungen für 500 MHz bei PETRA zurückgegriffen werden. Ein Studienauftrag für eine Weiterentwicklung für unsere Anforderungen wurde an die Herstellerfirma vergeben (siehe Teil II, Kap. A 1.7.5).

Einzelheiten über die Anpassung der beiden Beschleunigerteile findet man in Teil II, Kap. A 1.2.6.

Wahl des Energiegradienten im DAW-Beschleuniger

Da der DAW-Beschleuniger kostenmäßig am meisten ins Gewicht fällt, ist für diesen Abschnitt die Wahl des Energiegradienten am wichtigsten. Auf den Optimierungsprozeß wurde bereits oben (Abschnitt 2.8.2) hingewiesen;

er ist in Teil II, Kap. A 1.1.3 illustriert. Es ergibt sich ein Energiegradient, der von 2,6 MeV/m auf 3,2 MeV/m ansteigt. Diese Werte sind so gewählt, daß die Oberflächenfeldstärke, die für Überschläge verantwortlich ist, konstant bei 18 MV/m liegt.

2.9 Die Targetstation

2.9.1 Das Targetkonzept

Bei der erforderlichen Leistung und dem aus Gründen der Neutronendichte an der Targetoberfläche zulässigen Durchmesser des Protonenstrahls ist die im Target frei werdende Wärmedichte so hoch, daß eine Bewegung des Targetmaterials durch den Protonenstrahl hindurch mit anschließender Abkühlung über einen längeren Zeitraum hinweg erforderlich ist. Hierzu wurden im wesentlichen zwei Konzepte untersucht:

Ein **Flüssigmetalltarget** (vgl. auch Kap. 7) und ein **rotierendes Target** mit wassergekühltem, festem Targetmaterial und horizontalem Einschub des Protonenstrahls. Für die Auslegung der Spallations-Neutronenquelle wurde letzteres gewählt, um

- die Möglichkeit zum Übergang auf angereichertes Uran als Targetmaterial offen zu halten,
- durch die Bewegung auch des Strukturmaterials des Targets die Strahlenschädigung durch schnelle Neutronen und Protonen zu reduzieren,
- durch den horizontalen Einschub des Protonenstrahls eine kostengünstigere Lösung zu ermöglichen.

Die sich daraus ergebende Geometrie bringt folgende Vorteile:

- Es kann in relativ einfacher Weise sowohl ein Moderator mit hohem Spitzenfluß und guter Zeitstruktur als

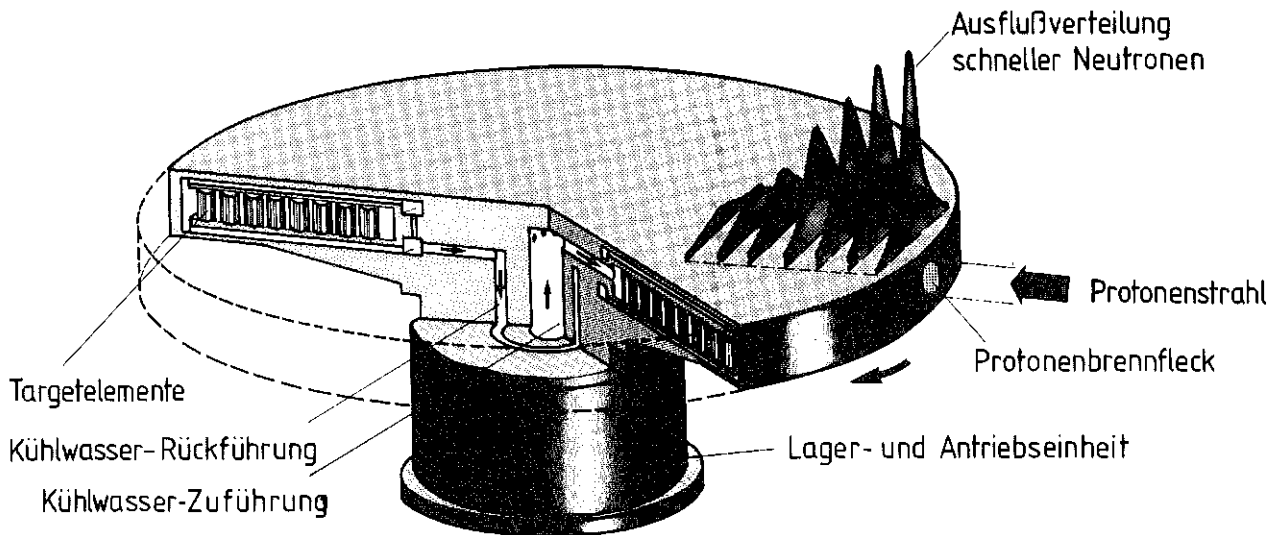


Abb. 2-24

Schematische Darstellung einer rotierenden Targetanordnung. Der durch die Radperipherie eintretende Protonenstrahl setzt im Targetmaterial Neutronen frei, die in der angedeuteten Weise aus der Oberfläche austreten. Das Kühlwasser wird durch die Nabe zu- und abgeführt und umspült die einzelnen zylinderförmigen Targetelemente.

auch ein D_2O -Tank mit hinreichend großem Volumen eines hohen Neutronenflusses realisiert werden.

- Der Raum über dem Target ist für den Einbau und die Nebeneinrichtungen der Kalten Quelle verfügbar.
- Für die neutronische Ankopplung des schnellen Moderators an das Target und seine Beaufschlagung mit vielen nicht direkt auf das Target schauenden („tangentialen“) Strahlrohren bestehen durch das 2-dimensional ausgehende Target günstige Voraussetzungen.

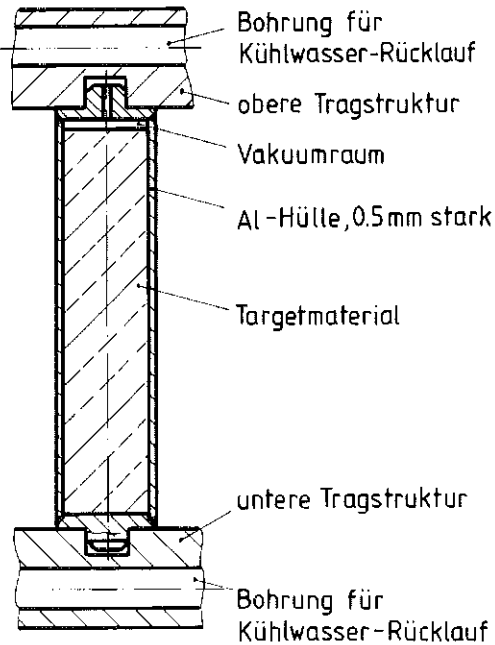


Abb. 2-25

Einzelelement des Drehtargets. Das Targetmaterial aus Blei von 23 mm ϕ ist in eine 0,5 mm starke Al-Hülle eingeschweißt, wobei oben 2 mm Vakuumraum zur Aufnahme eventueller gasförmiger Spallationsprodukte vorgesehen sind. Das Targetelement wird mit den beiden Zapfen in der Radstruktur geführt und kann sich unabhängig von benachbarten Elementen ausdehnen.

Das Targetmaterial ist dabei, wie in Abb. 2-24 schematisch gezeigt, am Umfang einer umlaufenden Scheibe angeordnet und wird von dem durch die Peripherie eintretenden Protonenstrahl einmal pro Radumlauf aufgeheizt und während des Gesamtumlaufs gekühlt. Zu- und Ablauf des Kühlwassers erfolgen durch die Radnabe (vgl. Kap. 3 und Teil II, Kap. B 3). Um übermäßig hohe Temperaturen im Targetinneren und starke Wärmespannungen auf Grund steiler Temperaturgradienten zu vermeiden, wird das Targetmaterial in einzelne zylinderförmige Elemente von 18–24 mm ϕ unterteilt, die einzeln in Aluminiumhüllen eingeschweißt sind (Abb. 2-25). Damit wird ein sicherer Einschluß der bei der Spallation des Bleis entstehenden Radionuklide erreicht, wobei der Freiraum oberhalb des Bleis einerseits aus schweißtechnischen Gründen erforderlich ist, andererseits aber auch der Aufnahme gasförmiger Spallationsprodukte dient. Eine berechnete Verteilung der Spallationsprodukte von Blei ist in Abb. 2-26 gezeigt. Die Wahl von Aluminium als Hüllenmaterial (und auch als Strukturmaterial des Rads) hat u. a. folgende Gründe:

- Aluminiumlegierungen sind in der Reaktortechnik erprobt; es existieren eine Reihe von Legierungen mit günstigen Bestrahlungseigenschaften (vgl. Teil II, Kap. A 2.7)

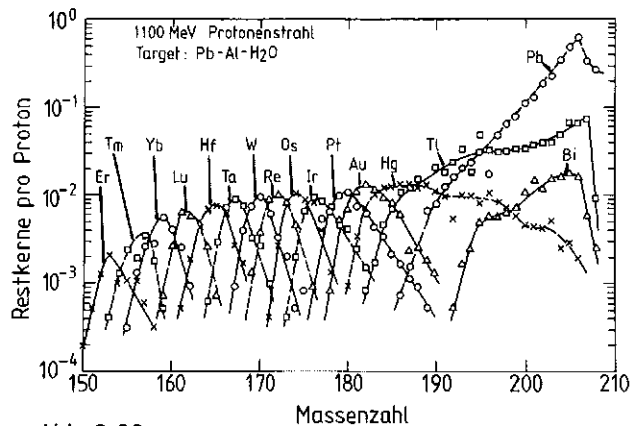


Abb. 2-26

Berechnete Verteilung der Spallationsprodukte in Blei.

- Wegen des kleinen Absorptionsquerschnitts für thermische Neutronen ($\sigma_{abs}^{Al} = 0,23$ barn) ergibt sich zusammen mit dem Blei ($\sigma_{abs}^{Pb} = 0,17$ barn) ein nur sehr schwach absorbierendes Target, was für die Flußverteilung in einem D_2O -Moderator günstig ist.
- Wegen seines relativ großen thermischen Ausdehnungskoeffizienten ($\Delta/l = 23 \cdot 10^{-6} K^{-1}$) werden durch das sich ebenfalls sehr stark ausdehnende Blei ($\Delta/l = 29 \cdot 10^{-6} K^{-1}$) keine übermäßigen thermischen Spannungen erzeugt.
- Aluminium besitzt eine gute Wärmeleitfähigkeit, so daß hohe Temperaturgradienten und damit verbundene innere Spannungen vermieden werden.
- Wegen seiner geringen Massenzahl werden in Al nur wenige Nuklidsorten durch Spallation erzeugt (mit deren Austritt in das Kühlwasser ja bis zu einem gewissen Grad zu rechnen ist). Als wichtig werden lediglich 7Be und 3H angesehen, die aber durch Spallation des Sauerstoffs in Wasser ohnehin entstehen.
- Aluminium kann gut mechanisch bearbeitet und ohne allzu großen Aufwand einwandfrei verschweißt werden.
- Die Bedingungen, unter denen Korrosionsprobleme mit dem Kühlwasser vermieden werden können, sind bekannt.

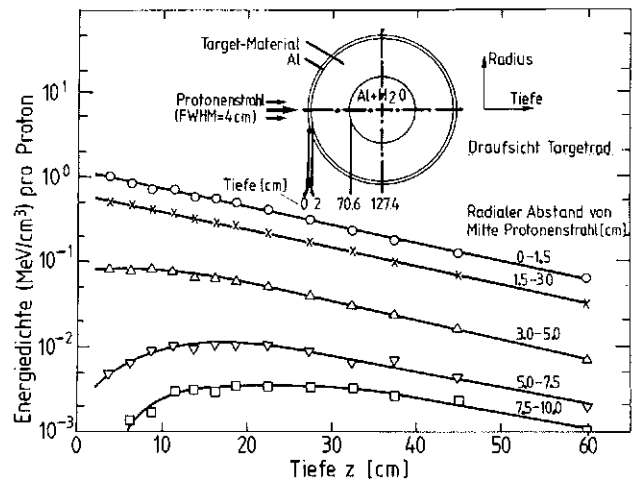


Abb. 2-27

Berechnete Verteilung der Wärmefreisetzung im Drehtarget für verschiedene radiale Intervalle um die Achse des Protonenstrahls. Der Einsatz zeigt eine Draufsicht auf das Drehtarget und das verwendete Koordinatensystem. Für den Protonenstrahl ist eine bei 4 cm Radius abgeschnittene Gauß-Verteilung mit 4 cm voller Halbwertsbreite angenommen.

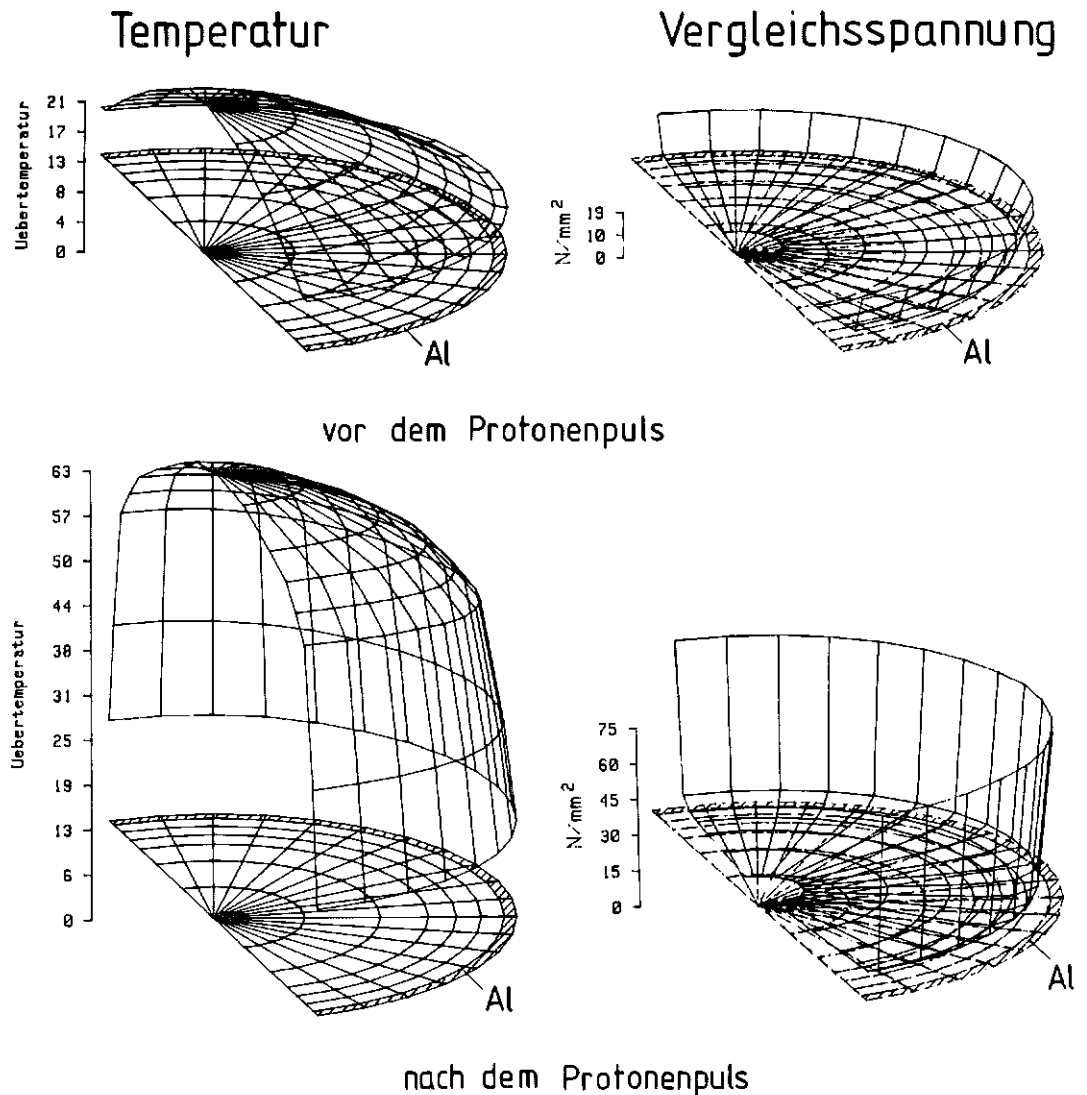


Abb. 2-28
Temperatur- und Spannungsverteilung in der Mittelebene des höchstbelasteten Targetelements vor und nach dem Auftreffen des Protonenstrahls im stationären Betriebszustand. Die Kühlwassertemperatur wird zu $50^\circ C$ angenommen.

Die Hüllen für die Targetelemente wurden insbesondere auch im Hinblick auf den späteren Einsatz von abgereicher-tem Uran als Targetmaterial vorgesehen. Dabei ist es aller-dings wegen des hohen Absorptionsquerschnitts von Uran durchaus möglich, ohne Nachteile für den Neutronenfluß andere Materialien als Aluminium zu verwenden.

Für den Targetbereich ergibt sich bei Berücksichtigung der erforderlichen Kühlwasserspalte eine Materialzusammen-setzung von $Pb : Al : H_2O = 76,5 \% : 7 \% : 16,5 \%$. Diese Zu-sammensetzung wurde in einer 3-dimensionalen Monte Carlo-Rechnung zu Grunde gelegt (vgl. Teil II, Kap. A 2.6), mit der eine vollständige Durchrechnung des gesamten Target-Moderator-Reflektorkonzepts durchgeführt wurde. Dabei wurde eine Targethöhe von 10 cm mit je 2 cm Aluminium auf der Ober- und Unterseite als Strukturmate-rial (vgl. Abb. 2-30 u. 2-31) angenommen. Die Verteilung der Protonen im Strahl wurde als bei $R = 4$ cm abgeschnit-tene Gauß-Verteilung mit einer vollen Halbwertsbreite von 4 cm angesetzt. Damit wurde die in Abb. 2-27 gezeigte Verteilung der Wärmefreisetzung im Targetmaterial als Funktion der Targettiefe und des radialen Abstands von der Strahlmitte berechnet. Für die höchstbelastete Stelle ergeben sich daraus 120 kW/cm^3 während des 0,5 ms langen Protonenpulses. Die Drehzahl des Rades wurde, um eine möglichst gleichmäßige Belastung des Targetum-fangs zu erreichen, so festgelegt, daß sich das Targetrad zwischen zwei Pulsen um eine Halbwertsbreite der Strahl-verteilung (4 cm in 10 ms) weiterdreht. Dies führt auf eine Umfangsgeschwindigkeit von 4 m/s oder, bei einem Raddurchmesser von 2,5 m, auf etwa 0,5 Umdrehungen pro Sekunde. Für diesen Fall sind in Abb. 2-28 die sich im stationären Betriebszustand vor und nach dem Durchgang durch den Protonenstrahl für die Mittelebene des höchst-belasteten Targetelements ergebenden Temperatur- und Spannungsverteilungen gezeigt. Sie wurden mit der Methode der finiten Elemente berechnet (Teil II, Kap. A 2.8). Die höchste Temperatur im Blei ist mit 113°C weit unter der Schmelztemperatur, und auch die höchste Temperatur im Aluminium ist hinsichtlich seiner mechanischen Eigen-schaften und der Strahlenschädigung eine sehr günstige (vgl. Teil II, Kap. A 2.7). Die Zugspannung im Aluminium ist durch den höheren Ausdehnungskoeffizienten von Blei bedingt.

Durch Verwendung geeigneter Bleilegierungen kann noch eine weitere Verringerung der Belastung des Aluminiums erreicht werden. Auch bei der Verwendung von reinem

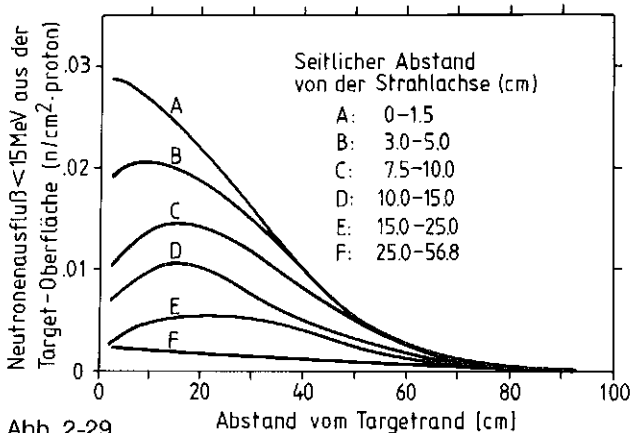


Abb. 2-29 Berechnete Verteilung des Neutronenausflusses aus dem Drehtarget in seiner Betriebsposition bei 1100 MeV Pro-tonenenergie.

Blei bleiben aber die Spannungen sowohl im Aluminium als auch im Blei in allen Fällen deutlich unter den für kaltverformte Materialien zulässigen Werten. Bei Bestrah-lung tritt eine weitere Verfestigung auf.

Die ebenfalls aus den Monte Carlo-Rechnungen erhaltene Verteilung des Neutronenausflusses aus der Target-Ober-fläche ist in Abb. 2-29 wiedergegeben, aufgeschlüsselt nach verschiedenen Abstandsintervallen von der Strahl-achse. Sie zeigt nicht die bei den Messungen mit Rh-Folien (Abb. 2-8) erhaltene Aufbauzone. Dies ist möglicherweise darauf zurückzuführen, daß bei den Rechnungen das Target von Abschirmung, Moderatoren und Reflektoren umgeben war (vgl. Abb. 2-31). Aus dieser Verteilung geht hervor, daß die Halbwertskontur des Ausflusses sich etwa 30 cm entlang des Protonenstrahls und 20 cm in Rich-tung senkrecht dazu erstreckt, dieses Gebiet also eine besonders gute Ankopplung des Moderators erwarten läßt. Die Gesamtzahl der in diesem Target erzeugten Neutronen mit Energien unter 15 MeV beträgt 29,4 pro Proton. Davon treten 27,1 durch die Targetoberfläche aus; zusätzlich noch 1,8 mit Energien über 15 MeV.

2.9.2 Das Moderator-Reflektorkonzept

Um sowohl ein für Bestrahlungsanlagen und eine kalte Neutronenquelle ausreichend großes Volumen hohen Neu-tronenflusses als auch einen Moderator mit hohem ther-mischem Spitzenfluß und kurzer Pulsbreite zu erhalten, wurde eine hybride Moderatoranordnung aus einem reflektierten H_2O -Moderator und einem D_2O -Tank gewählt, die entsprechend der natürlichen Teilung durch das Drehtarget unterhalb bzw. oberhalb des Rads angeordnet sind, wie in Abb. 2-30 gezeigt. Der Raum oberhalb des Targets wurde für den D_2O -Tank gewählt, um von oben aus eine kalte Neutronenquelle und Bestrahlungsanlagen einbauen zu können. Abb. 2-31 zeigt die für die dreidimensionale Monte Carlo-Rechnung verwendete Geometrie, in der auch die Materialzusammensetzung angegeben ist. Als Abschir-mung um die gezeigte Struktur wurde Eisen angenommen. In Abb. 2-32 ist die damit berechnete Flußverteilung im D_2O -Tank für 5 mA 1100 MeV Protonen gezeigt. Zum Vergleich sind die Meßwerte aus Abb. 2-11 eingetragen, die aus Dy-Aktivierungsmessungen bei 600 MeV Protonen-energie gewonnen und auf 10 mA umgerechnet wurden. Der Absolutwert der gemessenen Daten ist erwartungsge-mäß etwas niedriger als der der berechneten, weil die Reflektorwirkung der Abschirmung fehlt. Das Target enthielt bei den Messungen 10% Polyäthylen und der D_2O -Tank war nur $170 \cdot 170 \cdot 85 \text{ cm}^3$ groß. Darauf dürfte der schnellere Abfall des gemessenen Flusses nach außen zurückzu-führen sein. Die für 600 MeV gemessene Flußverteilung parallel und senkrecht zum Protonenstrahl ist in Abb. 2-33 gezeigt. Daraus geht hervor, daß das Volumen hohen Flus-ses für die Unterbringung der Kalten Quelle und von Bestrahlungsanlagen ausreichend groß ist.

Eine Schwierigkeit, die mit der Anordnung des D_2O -Tanks über dem Target besondere Bedeutung gewinnt, ist die Strahlenschädigung des Bodens durch schnelle Neutro-nen. Nach Abb. 2-32 ergibt sich ein schneller Fluß bis zu $10^{14} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Um hier die Situation zu entspannen, wurde der zentrale Teil des Tankbodens ausgespart und ein vertikales Rohr von 40 cm Durchmesser eingesetzt. In dieses wird die kalte Quelle eingeführt, deren äußeres Mantelrohr in regelmäßigen Zeitabständen (z. B. alle 2–3 Jahre) ausgebaut und inspiziert bzw. ersetzt werden kann.

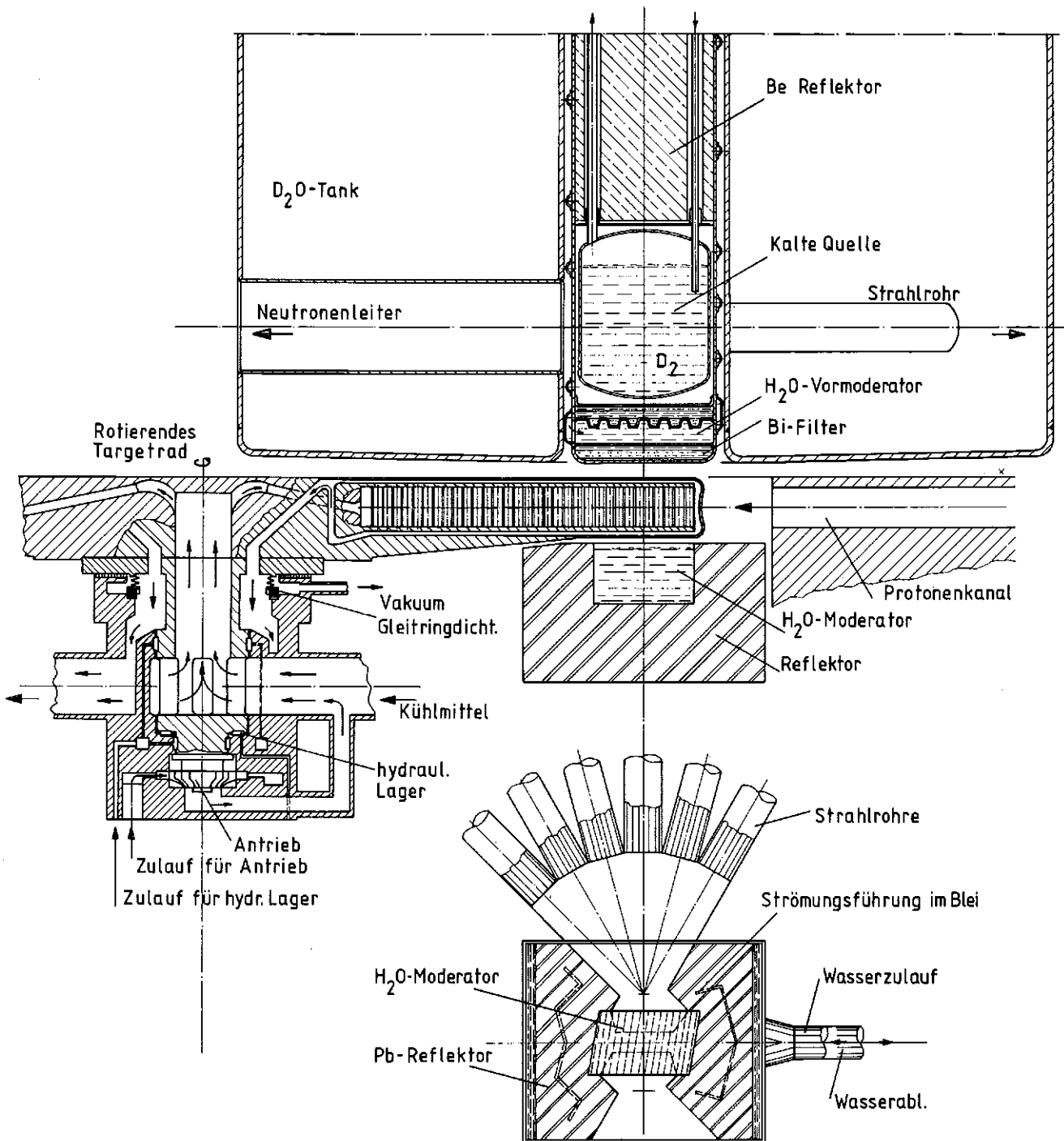


Abb. 2-30
Anordnung der Moderatoren oberhalb und unterhalb des Drehtargets und Horizontalschnitt durch den unteren Moderator mit Reflektor.

Als schneller Moderator dient, wie in Abb. 2-30 gezeigt, ein H_2O -gefülltes Volumen von ca. $20 \times 30 \text{ cm}^2$ Grundfläche und 12 cm Höhe, dessen Oberfläche bis zu 6 cm tiefe Rillen enthält (vgl. Abb. 2-34), so daß eine Rippenstruktur entsteht. Gegenüber einem Moderator mit glatter Oberfläche und optimaler Dicke wurde für einen solchen Moderator ein Gewinnfaktor von 2,1 im thermischen Ausfluß gemessen, der sich in einer wohlreflektierten Anordnung auf 1,4 reduziert. Die Verteilung des thermischen Neutronenflusses in der Moderator-Mittelebene und entlang der Mittellinie von drei der Rillen wurde durch Aktivierung von Dy-Sonden bestimmt,

wobei der Moderator mit einem Polyäthylen-Reflektor umgeben war. Sie ist in Abb. 2-35 dargestellt. Während in der Mittelebene eine starke Flußkonzentration in Targetnähe gefunden wird, ist die Flußverteilung am Ende der Rippen offensichtlich deutlich ausgeglichener. Für einen solchen Moderator mit Polyäthylen-Reflektor wurde mittels eines zwischen die Rippen eingebrachten BF_3 -Zählrohrs auch das Zeitverhalten gemessen, wobei sich auf der anderen Seite des Targets ein großes D_2O -Volumen befand. Dabei wurde festgestellt, daß kaum ein Übersprechen von dem langsam abklingenden thermischen Fluß im D_2O auf den schnellen Moderator stattfindet und sich dessen Zeit-

verhalten gut durch eine einzige Zeitkonstante von $\alpha = 1/200 \mu\text{s}^{-1}$ beschreiben läßt (vgl. Abb. 2-15). Der damit für 500 μs lange Protonenpulse berechnete zeitliche Verlauf des thermischen Ausflusses aus dem H_2O -Moderator ist in Abb. 2-36 dargestellt. Der für den D_2O -Tank ange-

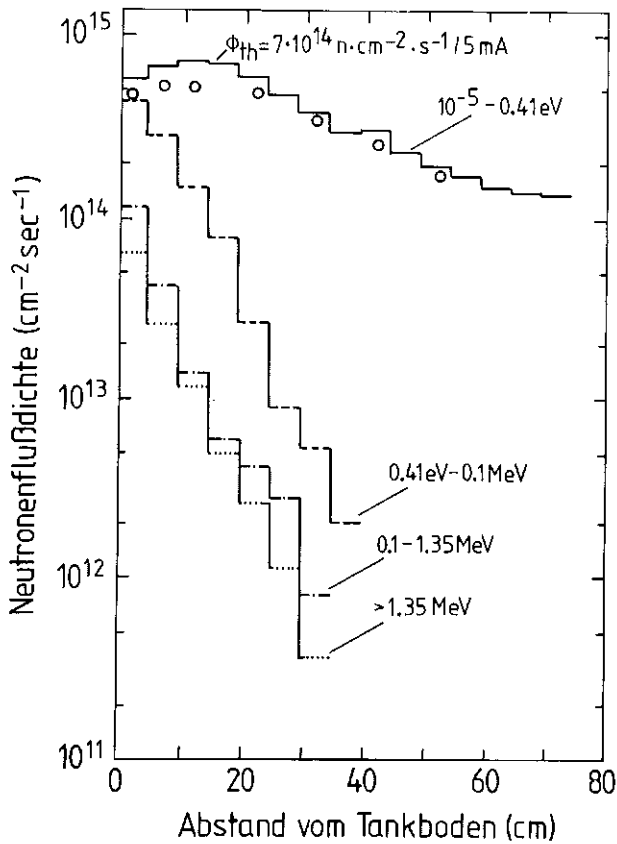


Abb. 2-32 Flußverteilung senkrecht zum Tankboden im D_2O -Tank ohne Einbauten. Histogramme: Berechnete Werte für einen Tank von 200 cm ϕ und 120 cm Höhe und für 5 mA Protonenstrom bei 1100 MeV. Kreise: Mit Dy-Aktivierung gemessene Werte in einem Tank von 170 x 170 x 85 cm^3 und 600 MeV Protonenenergie, umgerechnet auf 10 mA.

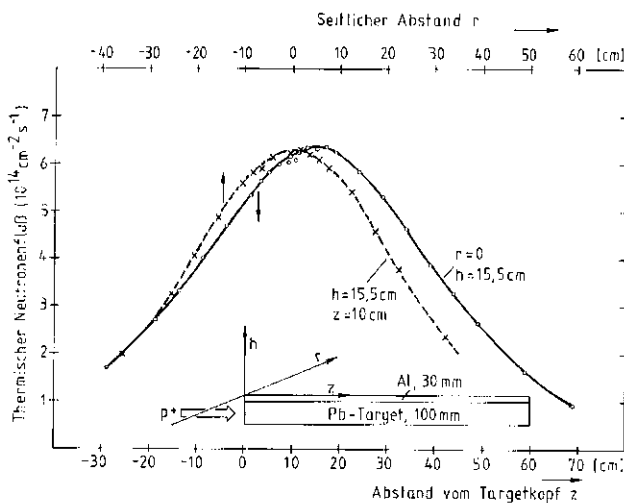


Abb. 2-33 Gemessene Flußverteilung parallel zum Tankboden in einem Abstand von 15,5 cm parallel und senkrecht zum Protonenstrahl.

gebene Zeitverlauf wurde ebenfalls aus gemessenen Zerfallskonstanten errechnet. Die Absolutwerte wurden durch Ausflußmessungen der thermischen Neutronen mit einem BF_3 -Zählrohr in 1,7 m Abstand ermittelt. Der zeitliche Mittelwert im Flußmaximum von $6,8 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ für den D_2O -Tank stimmt mit den Daten von Abb. 2-7 fast exakt überein. Für den schnellen Moderator ergibt sich mit $\bar{\Phi}_{\text{aqu.}} = 7,0 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ praktisch der gleiche Wert. (Bei dem H_2O -Moderator ist der aus der Oberfläche austretende Fluß nicht isotrop, $\bar{\Phi}_{\text{aqu.}}$ entspricht einem isotropen Fluß, der den gleichen Neutronenstrom im Strahlrohr ergeben würde). Allerdings ist zu betonen, daß Einbauten im D_2O -Tank den Fluß dort absenken werden, während $\bar{\Phi}_{\text{aqu.}}$ beim H_2O -Moderator nicht gestört wird. Der für den H_2O -Moderator berechnete mittlere Fluß über alle Richtungen beträgt im H_2O $6,2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ und der Äquivalenzfluß $\bar{\Phi}_{\text{aqu.}}$ wird bis zu $7,8 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ berechnet, wenn ein Aufpunkt in 6 m Abstand vom Moderator betrachtet wird. Auch hier stimmen somit der gemessene und der berechnete Fluß auf 10 % überein. Der ungefähre energieabhängige

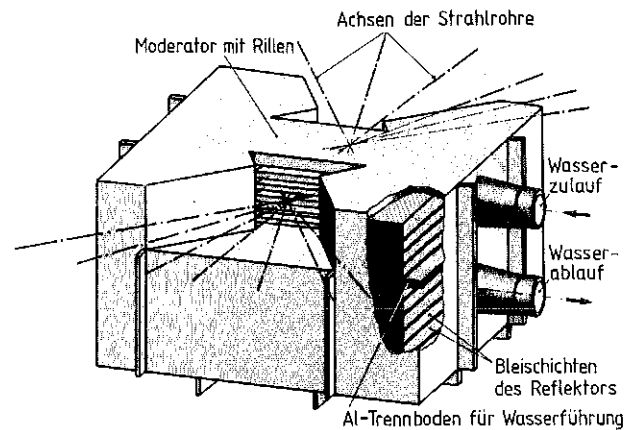


Abb. 2-34 Darstellung der Moderator-Reflektoreinheit für thermische Neutronen mit gerillter Oberflächenstruktur des Moderators.

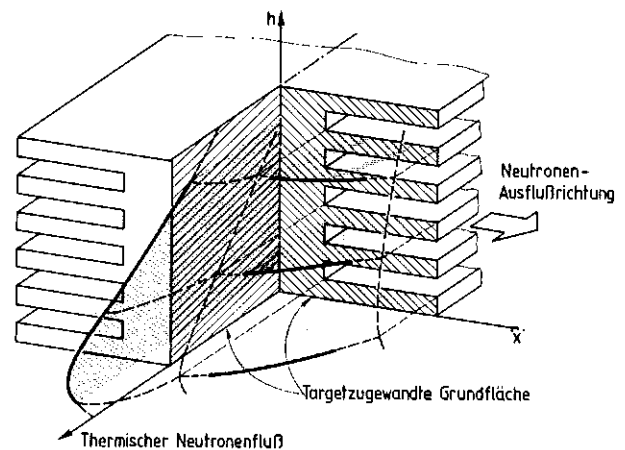


Abb. 2-35 Verteilung des thermischen Neutronenflusses in einem Polyäthylen-Moderator mit gerillter Oberflächenstruktur. Ein Quadrant des Moderators ist weggelassen, um die Flußverteilung in der Mittelebene senkrecht zum Protonenstrahl darstellen zu können.

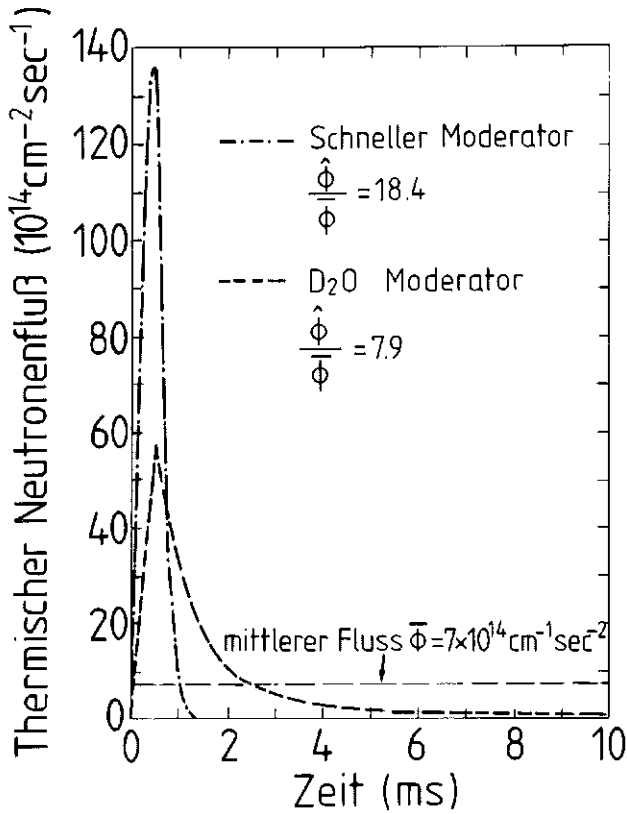


Abb. 2-36
Zeitlicher Verlauf des thermischen Neutronenflusses in dem H₂O-Moderator und im D₂O-Tank von DIANE für eine Protonen-Pulsdauer von 500 μ s.

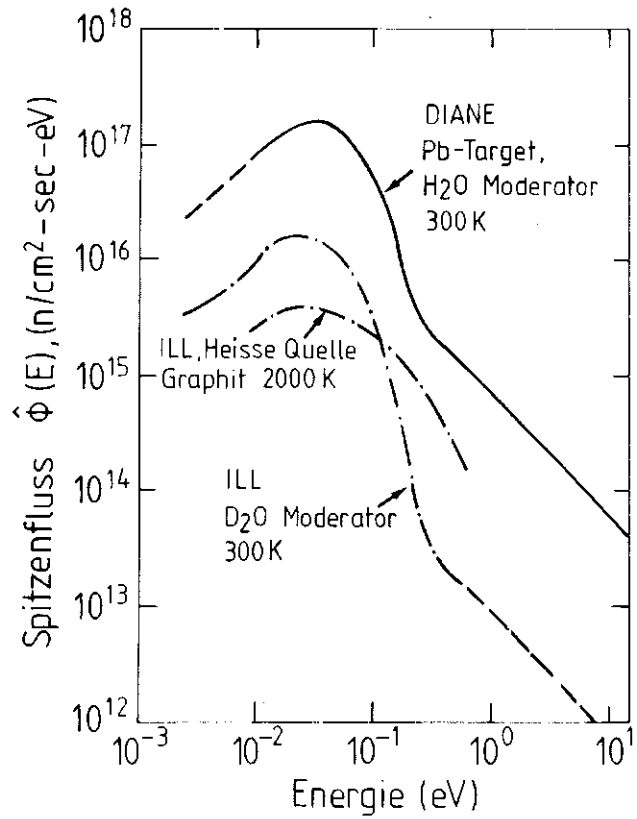


Abb. 2-37
Für die DIANE erwarteter Spitzenfluß pro Energieintervall als Funktion der Neutronenenergie. Die Pulsbreite ist konstant zu 500 μ s angenommen. Zum Vergleich ist der Mittlere Fluß (der gleich dem Spitzenfluß ist) für den HFR Grenoble gezeigt. Der mittlere Fluß der DIANE liegt etwa einen Faktor 19 unter dem Spitzenfluß.

Tabelle 2-5
Berechnete prozentuale Anteile von Neutronen aus verschiedenen Energiebereichen am Gesamtspektrum beim Austritt aus dem Target, dem H₂O-Moderator und am 6 m vom H₂O-Moderator entfernten Strahlrohrende.

Energiebereich	Target-ausfluß	Moderatorausfluß	Strahlrohrende
<0.4 eV	4	43	48
0.4 eV ÷ 0.1 MeV	24	27	37
0.1 MeV ÷ 1.4 MeV	35	14	10
1.4 MeV ÷ 15 MeV	30	14	5
>15 MeV	7	2	<0.5

Spitzenfluß für DIANE ist in Abb. 2-37 gezeigt, wobei überall eine Pulsbreite von 500 μ s zugrunde gelegt wurde. Zur Beurteilung der Strahlqualität sind in Tab. 2-5 die berechneten prozentualen Anteile am Neutronenspektrum für verschiedene Energieintervalle zusammengestellt.

Als Reflektormaterial für den H₂O-Moderator wird Blei vorgeschlagen, weil Experimente gezeigt haben, daß sich damit ohne Einbuße im Spitzenfluß eine bessere Zeitstruktur ergibt (vgl. Abb. 2-38). Außerdem hat Blei bessere Abschirmungseigenschaften und ist einfacher und billiger herzustellen und zu handhaben als Beryllium.

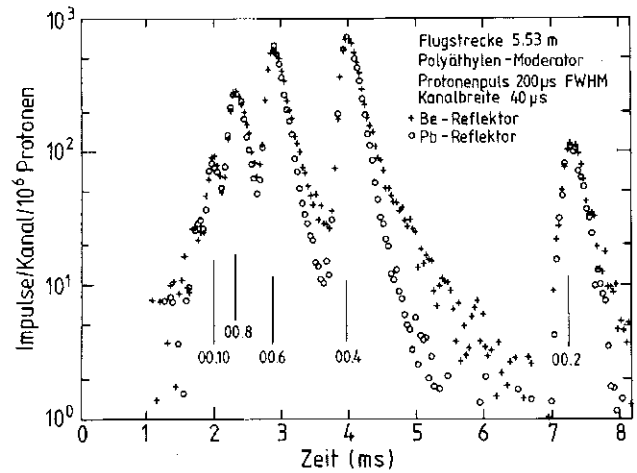


Abb. 2-38
Zeitverhalten eines Polyäthylenmoderators mit Pb- und Be-Reflektor. Gezeigt sind auf gleiche Protonenzahl normierte Spektren, die (analog zu Abb. 2-2) über einen Kristallanalysator (Graphit) als Funktion der Zeit aufgenommen wurden und das zeitliche Abklingen für Neutronen verschiedener Energien bei gleicher Form des Protonenpulses widerspiegeln. Die Indizierung der Reflexe ist angegeben.

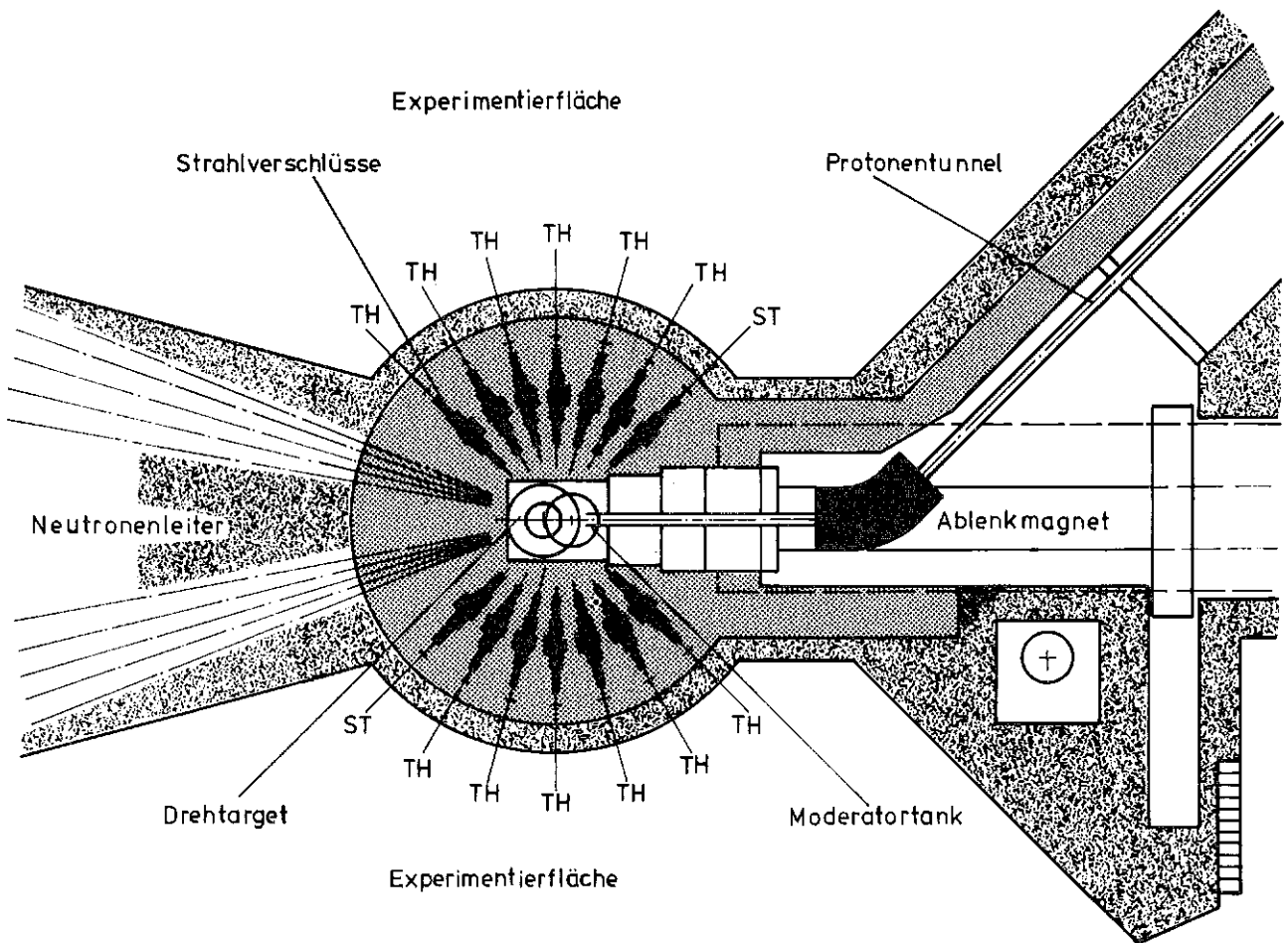


Abb. 2-39
 Horizontalschnitt durch den Targetblock von DIANE. TH bezeichnet thermische, ST subthermische Neutronenstrahlen und NL steht für Neutronenleiter.

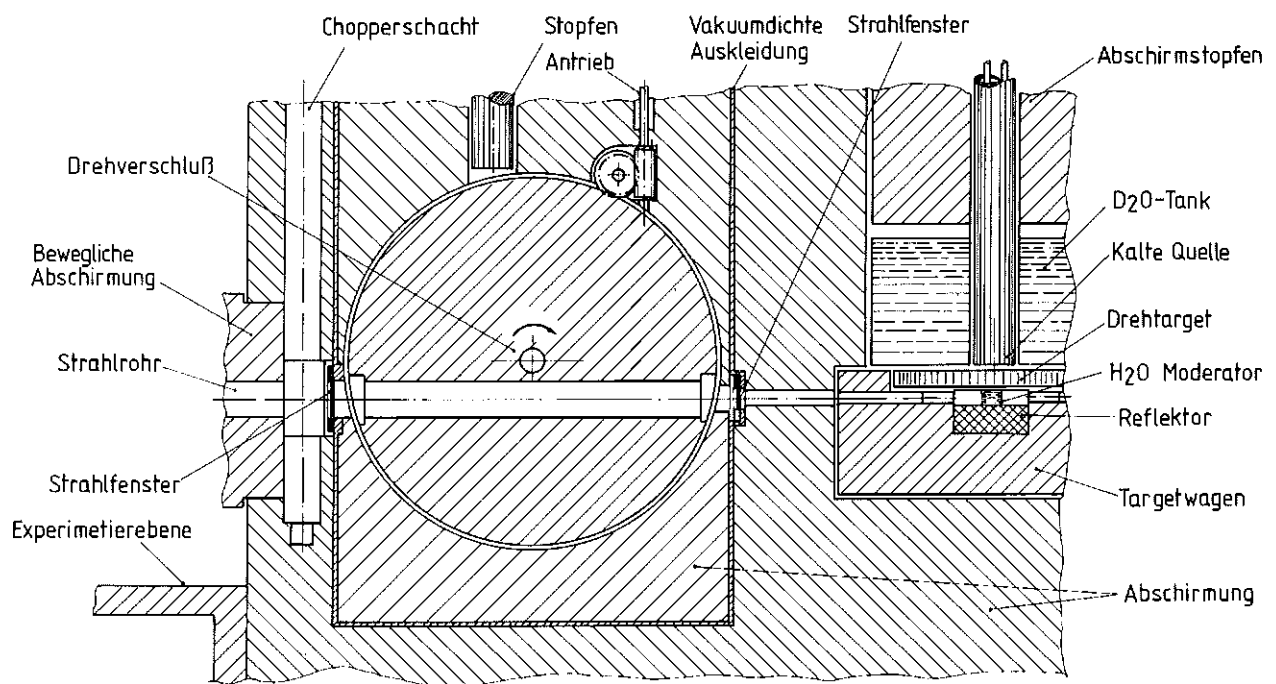


Abb. 2-40
 Vertikalschnitt durch einen Strahlkanal von DIANE.

2.9.3 Targetblock und Strahlkanäle

Zum Schutz der Experimentatoren gegen die intensive radioaktive Strahlung müssen Target und Moderatoren mit einer sehr massiven Abschirmung umgeben werden. Ihre Auslegung wird hauptsächlich durch die schwer abzuschirmenden Kaskadenneutronen bestimmt. Um an der Außenseite auf einen Strahlenpegel von weniger als 0,5 mrem/h zu kommen, ist eine Abschirmung von etwa 6,5 m Stärke vorgesehen, die größtenteils aus Gußeisen mit einem etwa 20%igen Anteil von Schwerbeton besteht. (vgl. Teil II, Kap. A 2.9). Diese Abschirmung wird von den Strahlkanälen durchdrungen (Abb.2-39). Davon liegen vier in der Ebene oberhalb des Targets und werden von der kalten Neutronenquelle versorgt. Zwei dieser Kanäle liegen sich diametral gegenüber, so daß nach Hochziehen der kalten Quelle ein durchgehender Strahlkanal entsteht. Die beiden anderen verlaufen unter $\pm 15^\circ$ zur Richtung des Protonenstrahls und sind dafür vorgesehen, je ein Bündel von 6 Neutronenleitern aufzunehmen, die in ein externes Labor (vgl. Abschnitt 2.9.4) führen. Die unter der Targetebene liegenden, mit Winkelabständen von 15° zueinander verlaufenden Strahlkanäle werden von dem H_2O -Moderator mit thermischen Neutronen versorgt und enden in der Targethalle. Um einen sicheren Verschluss dieser Kanäle auch gegen hochenergetische Neutronen bei laufender Quelle zu ermöglichen, ohne dabei an anderer Stelle die Abschirmung entsprechend zu schwächen, wurden um eine horizontale Achse drehbare scheibenförmige Strahlverschlüsse vorgesehen (Abb.2-40). Die Strahlkanäle sind exzentrisch durch die Scheiben geführt. Das ermöglicht für alle Positionen eine einheitliche Achshöhe. In den Strahlkanälen untergebrachte Kollimatoren etc. können bei geschlossenem Strahl von oben her durch Schächte ausgewechselt werden. An der Außenseite (und eventuell auch an der Innenseite) der Strahlverschlüsse sind weitere Schächte vorgesehen, die dem Einbau von Choppern oder Monochromatorkristallen dienen. Eine ausführlichere Beschreibung des Targetblocks ist in Kap. 3 zu finden.

2.9.4 Experimentierareale im Bereich der Targetstation

Für die Durchführung der wissenschaftlichen Experimente sind im Bereich der Targetstation vier verschiedene Experimentierareale vorgesehen.

Die Haupt-Experimentierhalle (Targethalle) umgibt unmittelbar den Targetblock. Sie wird durch den Protonentunnel und die Abschirmung für die Neutronenleiter in zwei Hälften geteilt, die durch einen gemeinsamen Rundkran versorgt werden. In jeder dieser Hälften enden 6 Strahlrohre für thermische Neutronen und ein Strahlrohr für subthermische Neutronen. Der gegenseitige Abstand der Strahlrohre ist 1,7 m, die Höhe der Strahlen über dem Boden wird 1,4 m für die thermischen und 1,75 m für die subthermischen Strahlrohre sein.

Die Neutronenleiterhalle schließt sich in Vorwärtsrichtung des Protonenstrahls an die Targethalle an. In ihr enden zwei Bündel von je 6 Neutronenleitern, die von der kalten Neutronenquelle versorgt werden. Die Neutronenleiter sind unterschiedlich stark gekrümmt und für nominelle Wellenlängen (das ist das 1,4-fache der kleinsten, über den ganzen Querschnitt übertragenen Wellenlänge) zwischen 0,3 und 1 nm ausgelegt. (Bei Bedarf ist es ohne großen Aufwand möglich, in einer endgültigen Planung einen Teil dieser Neutronenleiter als thermische Neutronenleiter auszulegen.) Die Abschirmung entlang der einzelnen Neutronenleiter erstreckt sich bis zur doppelten direkten Sichtlänge. Dadurch und durch die Aufteilung in zwei Bündel ergeben sich für die Anordnung einer großen Zahl von Instrumenten günstige Platzverhältnisse.

Die obere Targethalle liegt über dem Targetblock und ist von der Neutronen-Experimentierebene durch eine durchgehende Decke getrennt. In ihr werden die Versorgungsanlagen und Meßplätze für die Tieftemperatur-Bestrahlungsanlage und die Verteilerstation für bestrahlte Proben untergebracht, zusammen mit der Helium-Verflüssigungsanlage für die kalte Neutronenquelle.

Die Halle für Neutrinoexperimente liegt, ebenfalls durch eine geschlossene Decke von dieser getrennt, unter der Neutronen-Experimentierebene. Zum Target hin ist eine Abschirmung von 8 m Eisen erforderlich; der von den Neutrinodetektoren bezüglich des Targets aufgespannte Raumwinkel soll etwa 1 Steradian betragen.

Ausführliche Details zu den baulichen Anlagen werden im Kap. 3 dargestellt.

3. Beschreibung der Anlage

3.1 Auslegungsgesichtspunkte und Randbedingungen

Der Entwurf für die Gesamtanlage Spallationsneutronenquelle wurde parallel zur Konzeptwahl und der Festlegung der Hauptparameter erarbeitet. Er beinhaltet den Systemaufbau der einzelnen Anlagenbereiche und die Dimensionierung der Systeme und Komponenten auf der Basis der „Referenzparameter“ wie im vorigen Kapitel beschrieben. Die „Referenzanlage“ war Grundlage für die Kostenermittlung und die Zeitplanung, die in Kapitel 5 gegeben sind. Sie diente außerdem der Erstellung einer Sicherheitsbetrachtung und der Prüfung der Genehmigungsfähigkeit.

Der hier beschriebene Entwurf der Referenzanlage SNQ dient als Grundlage der weiteren Detaillierung, der Optimierung und des Nachweises der tatsächlichen Leistungsfähigkeit der wesentlichen Komponenten im Rahmen des „Prototyp- und Optimierungsprogrammes“ (Kap. 8) und der Bauplanung.

Die Aufteilung in Aufgabenbereiche und die Wahl der Bearbeiter geschah unter dem Gesichtspunkt eines möglichst schnellen Übergangs von der „Studienphase“ über die obengenannte „Optimierungs- und Prototypphase“ zum „Bau der Anlage“. So wurde über Studienverträge und Personalabstellungen die Bearbeitung der Anlagenbereiche

- Hochfrequenzerzeugung
- Allgemeine Leittechnik
- Bauten
- Kreisläufe und Lüftung
- Energieversorgung

durch industrielle Partner durchgeführt. Die Gewährleistung einer möglichst belastbaren Kostenermittlung und einer realistischen Zeitvorstellung über den Ablauf des Gesamtprojektes SNQ waren weitere Gesichtspunkte für die Wahl dieser Verfahrensweise.

Die Beratung durch Ingenieure der Beschleunigerzentren und die Übernahme betrieblich erprobter Lösungen für Systeme und Komponenten, z.B. der Niederenergiestrahlführung und des Alvarezbeschleunigers dienten den gleichen Zielen.

In den folgenden Beschreibungen wird anlagenbereichsbezogen darauf hingewiesen, wo Auslegungsgesichtspunkte, wie hohe Verfügbarkeit, hoher Wirkungsgrad, Sicherheit, niedrige Betriebskosten die System- oder Komponentenwahl beeinflusst haben.

Auf einen besonderen Punkt sei an dieser Stelle hingewiesen. Der Entwurf von Anlagen, Systemen und Komponenten setzt an vielen Stellen Daten und Bedingungen voraus, die vom Standort der Anlage abhängen. Ein solcher war jedoch für die Zeit der Studie nicht bestimmt, so daß für die Anlagenplanung Standortbedingungen festgelegt werden mußten. Im einzelnen sind die angenommenen Werte bei den Auslegungsdaten für die Anlagenbereiche aufgeführt (Teil III B).

Neben den standortbezogenen Daten für die technische Auslegung wurden Annahmen über Infrastruktureinrichtungen gemacht, die der Spallationsneutronenquelle durch den Standortgeber zur Verfügung gestellt werden. Hierfür wurden keine Investitionskosten, sondern Betriebskosten für die zu erbringenden Leistungen angesetzt. Sie werden infolgedessen als „zentrale Infrastruktureinrichtungen bzw. -leistungen“ bezeichnet. Dazu gehören z.B. zentrale Werkstätten, Ver- und Entsorgung und allgemeine Dienstleistungen.

Teil II der vorliegenden Realisierungsstudie enthält in Kapitel B eine ausführliche Zusammenfassung der Arbeiten zur Anlagenplanung und in Teil III B, Band 1 bis 6 die zugehörigen Originalberichte.

3.2 Gesamtanordnung und Bauten

Die Anordnung der Spallationsneutronenquelle mit Gebäuden und Betriebseinrichtungen ist in einem Bebauungsplan (Abb. 3-2) festgelegt. Er zeigt in den ausgezogenen Umrißlinien die im Referenzentwurf und in den Kosten berücksichtigten Gebäude. Der als Ausbauoption vorgesehene Kompressorring ist gestrichelt eingezeichnet. Seine vorgesehene Lage ist zum Verständnis der Länge der Hochenergiestrahlführung und der Lage des Targetgebäudes in Bezug auf den Beschleuniger erforderlich.

Die **Beschleunigeranlage** erstreckt sich über 700 m, beginnend mit dem Injektionsgebäude, in dem der Injektor und die Niederenergiestrahlführung untergebracht sind. Der Beschleuniger selbst ist in einem Betontunnel angeordnet, der zur zusätzlichen Abschirmung mit einem Erdwall überdeckt ist (Abb. 3-1). Hauptzugänge zum Beschleunigertunnel sind die beiden Montageschleusen am Nieder- bzw. Hochenergieende des Beschleunigers. Die Montageschleusen können durch Aufbau mobiler Abschirmungen auch zur Handhabung von aktivierten Komponenten benutzt werden. In Richtung der Beschleunigerachse wurden keine Gebäude angeordnet, so daß eine spätere Verlängerung zur Energieerhöhung oder zum Anbau weiterer Experimentiereinrichtungen möglich ist. Die Montageschleuse würde in diesem Fall verlegt werden. Personenzugänge zum Beschleunigertunnel sind im Abstand von 60 m vorgesehen, wobei drei als überwachte Schleusen ausgebildet werden.

Die **Betriebsgebäude**, einschließlich der den Beschleuniger auf voller Länge begleitenden Galerie für die Hochfrequenzanlagen, sind in Strahlrichtung auf der linken Seite angeordnet. Ebenso auf die linke, die sogenannte Versorgungsseite, sind der Versorgungstunnel und die Hilfsanlagenräume für den Beschleuniger gelegt. Das Hochfrequenz-Test- und Montagegebäude ist aus Gründen des guten Zugangs in Höhe der Strahlanpassungsstrecke zwischen Alvarez- und Disk-and-Washer-Be-

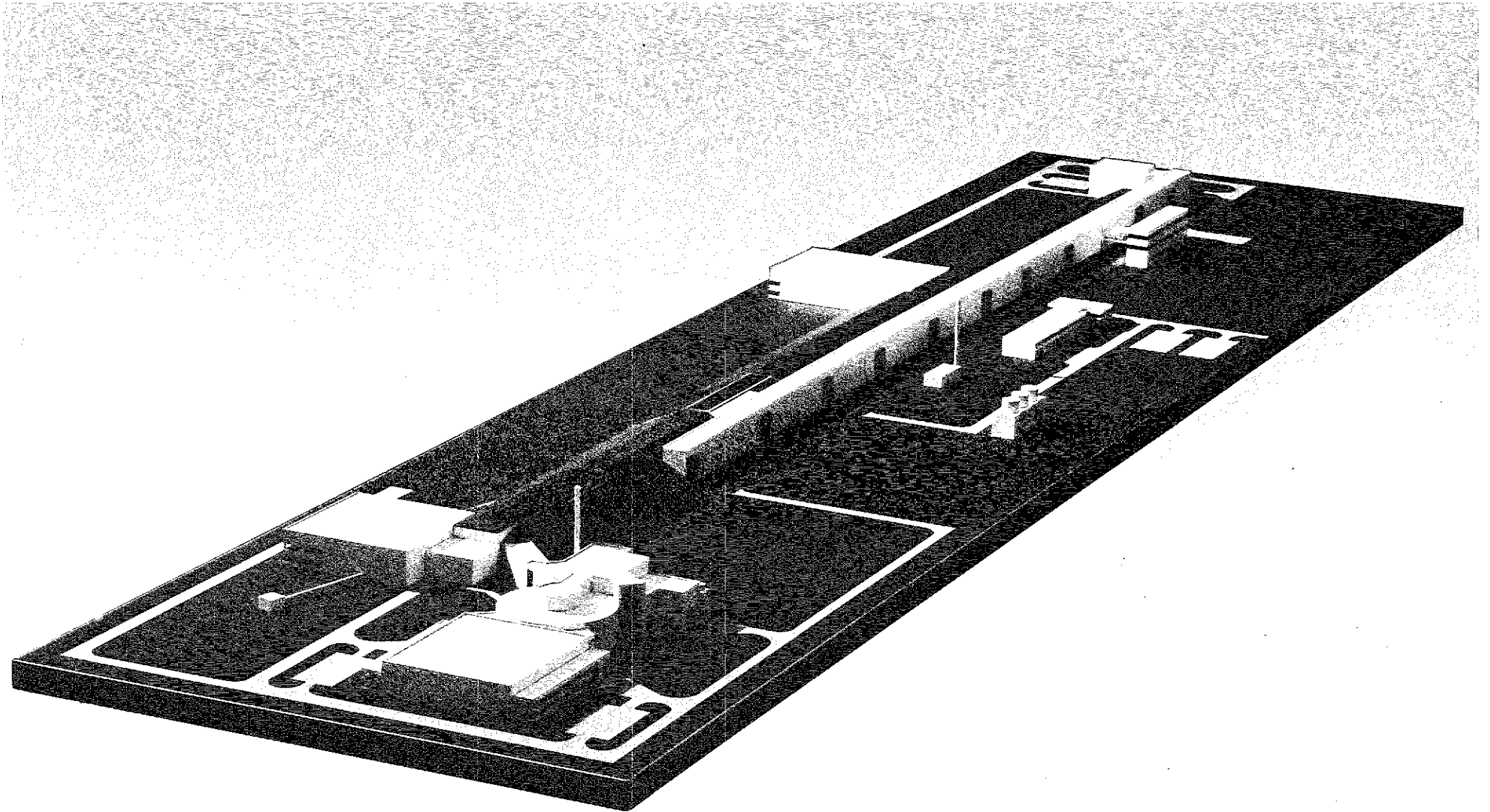


Abb. 3-1
Modell der Gesamtanlage SNQ

schleuniger mit der Hochfrequenzgalerie verbunden. Die betriebsbereiten Hochfrequenzsender (Klystrons und Tetroden) können über eine Brücke auf gleichem Niveau (1. OG) an die Brennpunkte transportiert werden. Das zentrale Betriebsgebäude mit dem Hauptkontrollraum, die Elektroverteilung und die Naßkühltürme sind mit Rücksicht auf geringe Kosten für Kabel- und Rohrleitungen etwa in der Mitte der Anlage angeordnet. Dort steht auch der Fortluftschornstein der Lüftungsanlagen des Beschleunigertunnels.

Auf der rechten Seite des Beschleunigertunnels sind auf Höhe 250 m die Experimentierhalle für 350 MeV Protonen und auf der Höhe der Targetstation die Experimentierhalle für 1100 MeV Protonen angeordnet. Ebenfalls auf die rechte Seite gelegt werden mußten die Räume für die Versorgung der Hochenergiestrahlführung, da die Injektions- bzw. Ejektionszonen für den Kompressorring mit möglichst kurzen Strahlwegen an den Beschleuniger einerseits und die Targetstation andererseits angeschlossen werden sollten.

Die **Targetstation** ist in drei zusammenhängende Baueinheiten gegliedert: Eine Experimentierhalle (Targethalle) mit dem zentrisch angeordneten Targetblock, einem Betriebsbau mit Handhabungszelle für die Targetblockeinbauten und die Neutronenleiterhalle (Abb. 3-4 und 3-5). Target- und Neutronenleiterhalle haben einen gemeinsamen, überwachten Zugang. Unmittelbar neben dem Targetbetriebsbau sind die Kühltürme und der Fortluftschornstein für die Targetstation angeordnet. Die Kühlräume für das Target sind aus strahlenschutztechnischen Gründen als Trockenkühltürme ausgeführt.

Die im Bebauungsplan eingetragene Geländegrenze bildet die Grenze, bis zu der die Kosten für Versorgungssysteme in den Baukosten berücksichtigt wurden. Sie ist außerdem die Grenze zum außerbetrieblichen Überwachungsbereich im Sinne des Strahlenschutzes.

Die **Ausführung der SNQ-Bauten** wurde weitgehend vom technischen Zweck her bestimmt. Gebäude wie der Abschirmtunnel (Abb. 3-3), die Hochenergiestrahlführung, das Targetgebäude, bei denen Decken, Wände und Boden Abschirmfunktionen haben, werden als Beton-Massivbauten hergestellt. Wo immer möglich wurden Erdüberdeckungen eingesetzt, um die Betonstärken klein zu halten. Dies trifft insbesondere für den größten Teil des 548 m langen Abschirmtunnels zu.

Die übrigen Bauten, wie die zweigeschossige Hochfrequenzgalerie einschließlich des Hochfrequenz-Test- und Montagegebäudes, die Neutronenleiterhalle, die 350-MeV- und 1100-MeV-Experimentierhallen, das Betriebsgebäude und die Elektroverteilung werden als Skelettbauten in Beton oder Stahl ausgeführt. Sofern in diesen Bauten Abschirmungen erforderlich sind, werden lokale Setzsteinwände benutzt.

Die Höhe der Strahlachse wurde auf + 0,80 cm festgelegt. Damit liegen die Gebäude mit Ausnahme des Targetgebäudes, das als einziges Gebäude ein Kellergeschoß besitzt, mit ihren Fundamenten über dem angenommenen Grundwasserspiegel. Die Hauptbedienungsebene ist auf Erdgeschoßhöhe, so daß die Zugänglichkeit für Personen und Lasten einfach ist. Dies gilt insbesondere auch für die Experimentierbereiche der Targethalle, der Neutronenleiterhalle und der 350- und 1100-MeV-Hallen. Kosten für Druckwasserisolation entfallen bis auf wenige Ausnahmen.

Der umbaute Raum der genannten Bauwerke beträgt 350000 Kubikmeter.

Eine detailliertere Darstellung der Baufragen ist in Teil II, Kap. B 2.7 (Zusammenfassung) und in Band 4 des Teils III B zu finden.

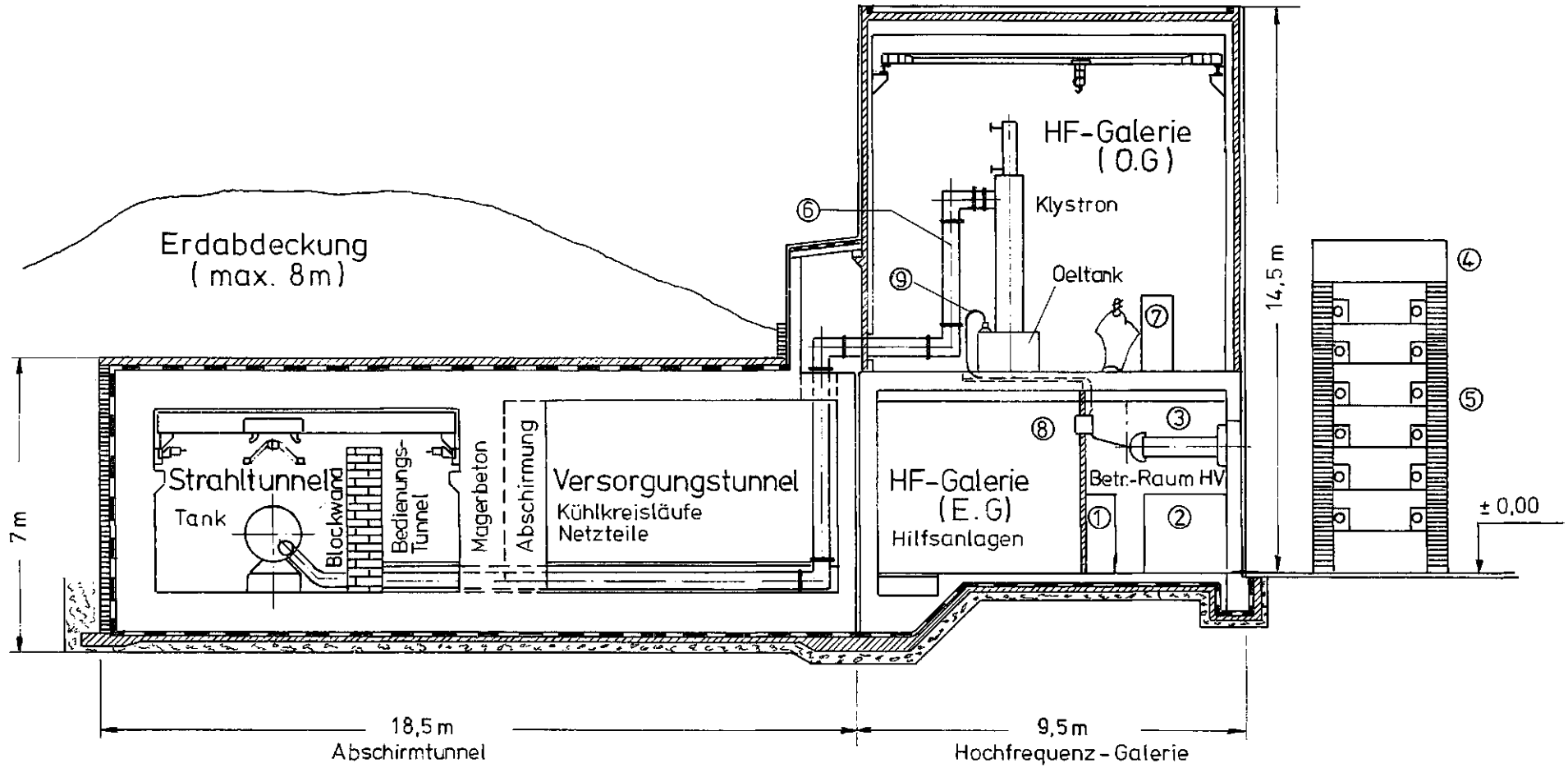
3.3 Beschleuniger- und Hochfrequenz-erzeugungsanlagen

3.3.1 Beschleunigeranlage

Die Beschleunigeranlage setzt sich aus vier Bereichen zusammen, die jeweils in eigenen Gebäuden untergebracht sind (Abb. 3-6):

- Die **Injektion** besteht aus den Anlagenteilen Ionenquelle mit Extraktion und Strahlführung und der elektrostatischen Nachbeschleunigung, zu der auch die Hochspannungserzeugung gehört. Die Raumgröße der Injektorhalle (15 m × 7 m) wird wesentlich bestimmt durch die Komponenten der Hochspannungserzeugung. Durch eine Mauerdurchführung wird der Strahl in die Niederenergiestrahlführung eingeleitet, die in einem eigenen Raum untergebracht ist. Einschließlich der für den Injektorkomponententransport erforderlichen Lkw-Schleusen, der Instandsetzungswerkstatt und der übrigen Betriebsräume ergibt sich ein Flächenbedarf von 14,5 m × 24 m. Wegen der aus Verfügbarkeitsgründen gewählten redundanten Auslegung der Injektion wird eine Gebäudegröße von 29 m × 24 m erforderlich. Bei der Ausstattung mit Betriebsräumen wurde davon ausgegangen, daß das Injektionsgebäude in einem ersten Bauabschnitt erstellt wird, um frühzeitig mit der Strahlinbetriebnahme beginnen zu können (siehe Kap. 5.1, Zeitplanung, kritischer Pfad). Zu diesem Zeitpunkt werden das Betriebsgebäude mit dem Rechnerkontrollraum sowie die Versorgungseinrichtungen noch nicht in vollem Umfang zur Verfügung stehen. Weiterhin werden durch den redundanten Ausbau bei einem späteren Umbau und Test des Injektors für die H⁻-Option Betriebsstörungen für den Protonenbetrieb vermieden.
- Der ca. 85 m lange **Alvarezbeschleuniger** besteht aus sieben vierschüssigen, zylindrischen Stahltanks von je 12 m Länge und 1,6 bis 1,8 m Durchmesser (Abb. 3-7), die über Zwischentanksektionen miteinander verbunden sind. Die Driftröhren sind einzeln verstellbar in jeweils 3 m lange kastenförmige Halterungen montiert, die zu Instandhaltungsarbeiten ebenfalls fernbedient mit dem Tunnelkran in die Montageschleuse gebracht werden können. Es sind bei den angenommenen Strahlverlusten etwa ab dem dritten Alvareztank Fernbedienungsmaßnahmen erforderlich (siehe auch Kap. 3.5 Handhabung). Die Zwischentanksektionen enthalten neben den fernbedient lösbaren Trennkupplungen Diagnostikelemente und vakuumdichte Absperrschieber, um bei Instandsetzungsarbeiten sektionsweise mit Stickstoff fluten zu können.

Die Justierung der Tanks, der Driftröhren und der Diagnostikelemente wird mit Hilfe eines laser-optischen Systems durchgeführt. Zulässige Positionierungstoleranzen liegen im Bereich von einigen Zehntel Millime-



- | | | |
|------------------------------|------------------------------|----------------------|
| ① Thyristorsteller - Schrank | ④ Entkopplungs-Dioden | ⑦ Betriebsschrank |
| ② Crowbar | ⑤ Kondensatorbank | ⑧ Trenner/Erder |
| ③ Hochspannungs - Teiler | ⑥ Koax - HF - Energieleitung | ⑨ Hochspannungskabel |

Abb. 3-3
Querschnitt durch Abschirmtunnel und Hochfrequenz-Galerie mit HF-Komponenten

ter, die über die Verstellmechanismen eingehalten werden müssen. Diese engen Toleranzen beeinflussen wesentlich die Kosten der Beschleunigerkomponenten, da die üblichen Fertigungstoleranzen im Apparatebau z. B. für Durchmesser und Rundheit ein bis zwei Größenordnungen darüber liegen. Im übrigen sind mit sorgfältiger Konstruktion der Beschleunigerkomponenten, entsprechender mechanischer Bearbeitung und der erprobten elektrolytischen Glanzverkupferung keine wesentlichen Fertigungsprobleme zu erwarten. Dies wird durch Industriekontakte und den Vergleich mit entsprechenden Vorbildern bei CERN und GSI bestätigt und soll in einem Prototypentest demonstriert werden.

Zur Erzeugung und Aufrechterhaltung des geforderten Vakuums von $4 \cdot 10^{-7}$ (Protonen) bzw. $2 \cdot 10^{-8}$ mbar (H^- -Option) können handelsübliche Vor-, Turbomolekular- und Ionengetterpumpen eingesetzt werden.

Zwischen Alvarez- und Disk-and-Washer-Beschleuniger ist eine Strahlanpassungsstrecke von ca. 30 m Länge notwendig, um die sich sprungartig ändernden Strahlparameter zu formen und die Strahlverluste gering zu halten (Teil II, Kap. A 1.2).

- Der 548 m lange **Disk-and-Washer-Beschleuniger** besteht aus 25 einschüssigen Tanks von ca. 3,5 m Länge und 32 Doppeltanks mit maximal 8 m Länge bei 1,5 m Durchmesser (Abb. 3–8). Die Zwischentanksektionen enthalten als fokussierende Elemente jeweils ein Quadrupoldublett. Einzige Tankeinbauten sind die eingeschweißten Blenden (disks) und die an einem Stiel justierbar aufgehängten Washer-(Scheiben-)Paare. Die Wärmebelastung der Tankwände und -einbauten, die in den Washern und an den Tankdeckeln am größten ist, liegt ähnlich wie bei den Alvareztanks bei maximalen Werten zwischen 1 und 2 kW/m². Sie wird über Wasserkreisläufe an die Atmosphäre abgeführt (siehe auch Abschnitt 3.6 Kühlsysteme).

Zwischen den mit Einzel- bzw. Doppeltanks bestückten Beschleunigerabschnitten befindet sich eine Strahlweiche zur schnellen Ejektion von Protonen in die 350-MeV-Experimentierhalle mit einer Strahlanpassung, die einen ähnlichen Aufbau wie die Anpassungsstrecke bei 105 MeV zwischen Alvarez- und Disk-and-Washer-Beschleuniger hat. Die Gesamtlänge beträgt etwa 30 m.

Nach dem letzten Disk-and-Washer-Tank folgt vor dem Eintritt in die Hochenergiestrahlinnenverteilung eine Diagnosestrecke von etwa 30 m Länge.

Die Ausführungen im Abschnitt Alvarezbeschleuniger zur Auslegung des Vakuumsystems, zu den Toleranzen, der Fernbedienbarkeit und der Justierung gelten in entsprechender Weise auch für den Disk-and-Washer-Beschleuniger.

- Die **Hochenergiestrahlinnenverteilung** ermöglicht es, den Strahl in vier Richtungen zu lenken. In Geradeausrichtung liegt ein Strahlsumpf, dessen Kühlsystem so ausgelegt ist, daß der Beschleuniger im Testbetrieb gefahren werden kann, und zwar mit allen Strahlparametern auf Nennbetriebswerten mit Ausnahme der Pulsfrequenz. Die Pulsfrequenz ist zur Begrenzung der Wärmeerzeugung auf maximal 1 Hz begrenzt. Vor dem Strahlsumpf wird mit Hilfe von zwei konstant erregten Biegemagneten die Strahlführung zur Targetstation

unter 45° zur Strahlachse abgezweigt. Davor liegt ein System von Kicker- und Septummagnet, das den Strahl in Pulsen oder Teilpulsen entweder in die 1100-MeV-Experimentierhalle führt oder, sofern der Kicker nicht geschaltet wird, zur Targetabzweigung oder zum Strahlsumpf durchläßt. Die vierte Möglichkeit der Strahlführung ist nicht Bestandteil der Referenzlösung, erklärt aber die lange Driftstrecke zwischen Ausgang Disk-and-Washer-Beschleuniger und dem obengenannten Kicker. An dieser Stelle ist neben der schon genannten Diagnosestrecke der Abzweig zum Kompressorring vorgesehen, der in Strahlrichtung links vor dem Target liegt. Diese Anordnung ermöglicht es, die Targetstation sowohl mit dem direkten Linearbeschleunigerstrahl (Protonen, 500 μ s) als auch unter Zwischenschaltung des Kompressorring (H^- , 0,66 μ s) zu betreiben. Im zweiten Fall muß der Strahlweg zwischen Ring und Target wegen der schlechteren Strahlqualität (Strahlverluste) möglichst kurz sein. Die für den Einschub in den Kompressorring erforderlichen Ablenkelemente liegen noch im Bereich der Strahlverteilungshalle, der Durchtritt durch die „dünne“ Wand liegt im Bereich der Driftstrecke, so daß nur kleine Mauerdurchbrüche erforderlich sind. Während des Kompressorringbaus wird die Erdabschirmung an dieser Stelle durch Setzsteine im Innern der Strahlverteilungshalle ersetzt. Damit werden die Betriebsunterbrechungen während der Bauzeit kleingehalten, andererseits wird dadurch die Anschlußstrecke flexibler für Änderungen im Konzept der Injektionszone des Kompressorringes. Der aus dem Kompressorring ejizierte Strahl wird im vorderen Bereich der Driftstrecke zum Target mit Hilfe mehrerer Biegemagneten eingeführt. Eine entsprechende gemauerte Öffnung wird in der 4 m dicken Betonwand des Strahlführungstunnels vorgesehen.

Die Strahlverteilungshalle kann in ihrer gesamten Länge und Breite von ca. 70 m \times 20 m bei ca. 10 m Höhe von einem fernbedienbaren Kran bedient werden. Die Strahlführungskomponenten, insbesondere die großen Biegemagnete, werden so sektioniert, daß die vorgesehene Tragkraft von 30 t nicht überschritten wird. Zugänglich ist die Strahlverteilungshalle über die Hochenergie-Montageschleuse (Näheres zum Handhabungskonzept siehe Kap. 3.6).

Eine detailliertere Zusammenfassung der Beschleunigeranlage gibt Teil II, Kap. B 2.1. Der Band 1 des Teiles III B enthält die Originalberichte.

3.3.2 Hochfrequenzerzeugung

Die Hochfrequenzerzeugung ist hinsichtlich des Umfangs und der Kosten der bedeutendste Anlagenbereich der SNQ. Das gleiche gilt für den betrieblichen Aufwand, wobei die Stromkosten die Hälfte der Gesamtbetriebskosten darstellen und die jährlichen Nachlieferungen an HF-Senderöhren (Klystrons und Tetroden) zwei Drittel der Instandhaltungskosten für die SNQ-Anlage ausmachen. Vom Flächenbedarf her gesehen beansprucht die Hochfrequenzerzeugung das ganze obere Stockwerk und den größten Teil des Erdgeschosses der 548 m langen Hochfrequenzgalerie. Die Freiluftanlage für die Energieversorgung der Klystrons belegt entlang dem Disk-and-Washer-Beschleuniger eine Fläche von ca. 400 m \times 30 m.

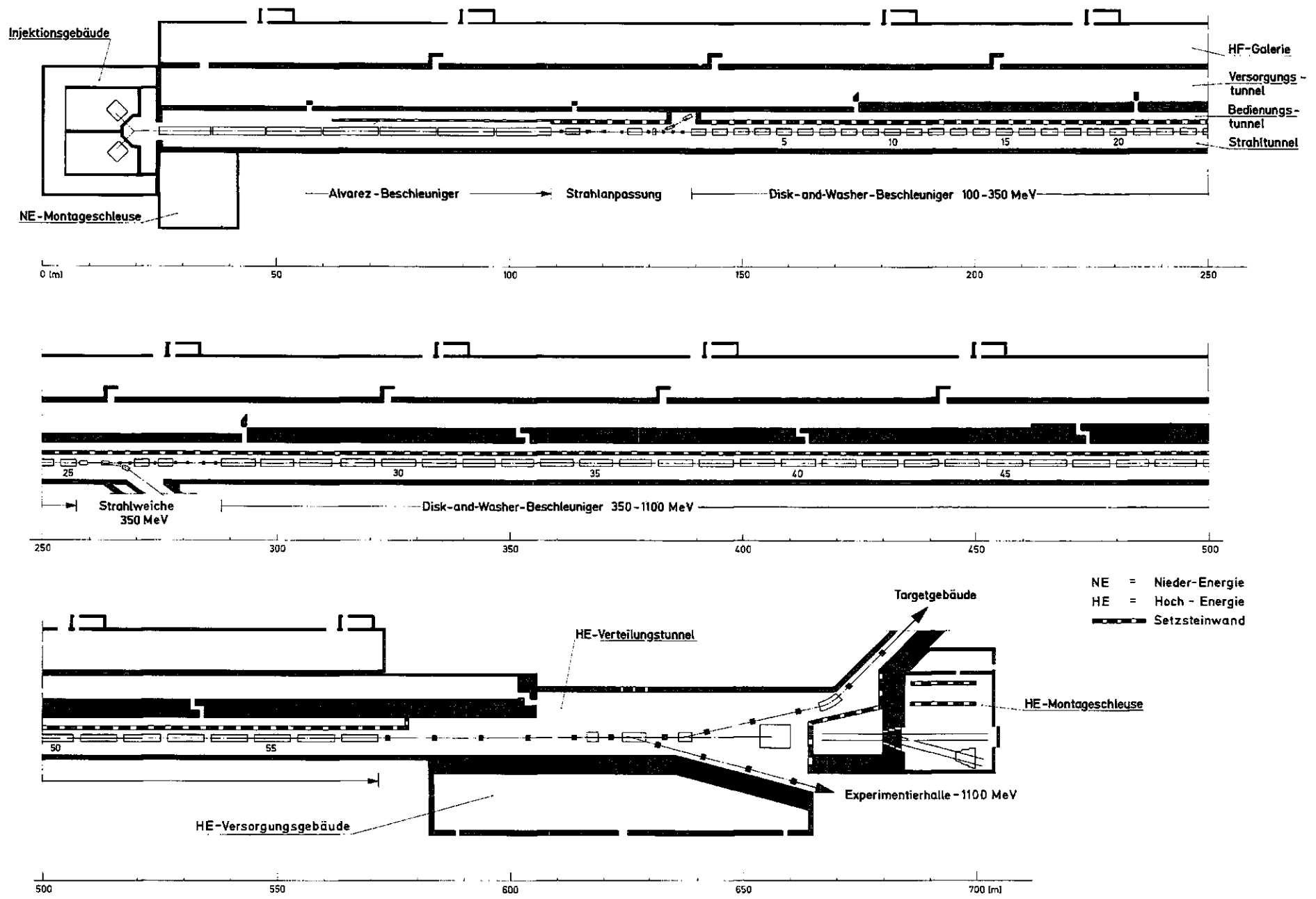


Abb. 3-6
 Linearbeschleuniger, Gebäude- und Komponentenanzordnung (Schema)

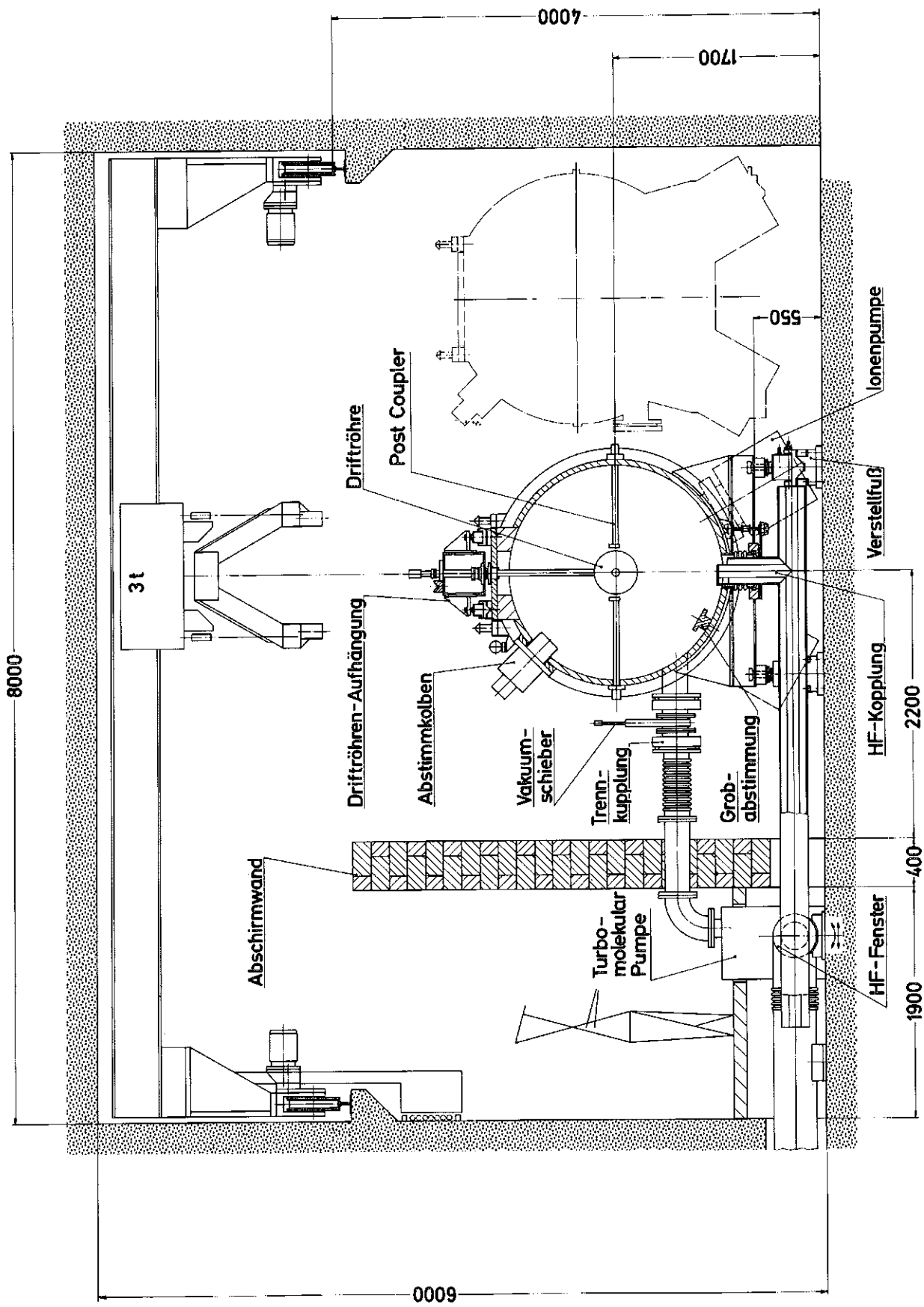


Abb. 3-7
Alvarezbeschleuniger (Querschnitt)

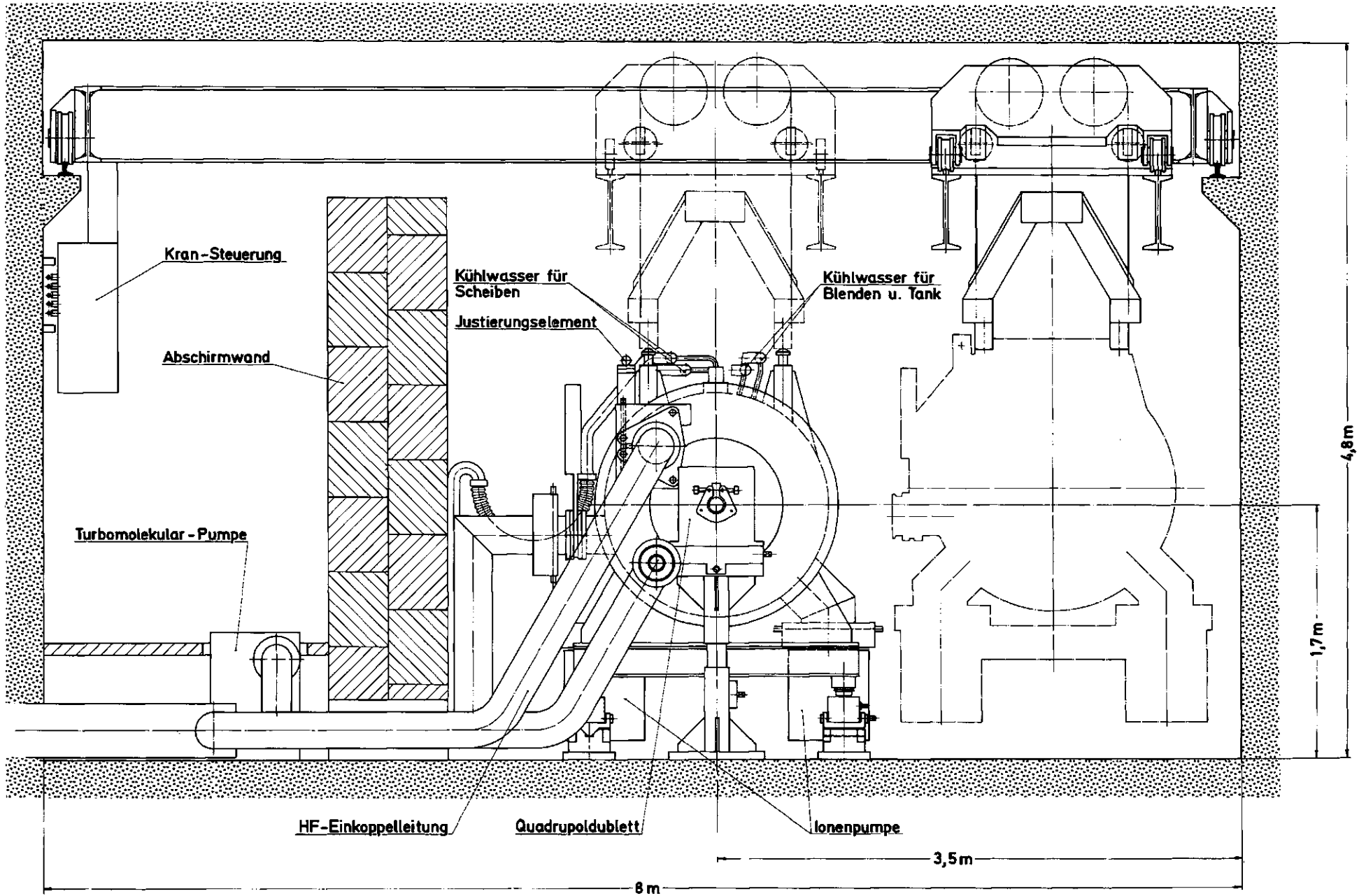


Abb. 3-8
Disk-and-Washer-Beschleuniger (Querschnitt)

Die zur Entwicklung der Klystrons erforderlichen umfangreichen Parameteranalysen und der Bau eines Testklystrons (Abb. 3–9) im Verlauf der Studie, das zugehörige Prototyp- und Optimierungsprogramm und die später notwendige Schaffung von Fertigungs- und Prüfplätzen charakterisieren den hohen technisch-physikalischen Aufwand. Hierzu gehört auch das Hochfrequenz-Test- und Montagegebäude der SNQ, das, im ersten Bauabschnitt erstellt, sowohl für die Entwicklung als auch für die Herstellung (Einbrennplätze) und den späteren Betrieb (Instandhaltung) notwendig ist.

Auch bezüglich der Terminplanung nimmt die Hochfrequenzenerzeugung eine besondere Stellung ein. Sie liegt, bedingt durch die lange Entwicklungs-, Prototypenstellungs- und -erprobungsphase und die Lieferzeiten auf dem kritischen Pfad für den Bau der Gesamtanlage.

Aus den genannten Gründen – Investitionskosten, Betriebskosten, Zeitaufwand – sind die Auslegungskriterien für die Hochfrequenzenerzeugung von besonderer Wichtigkeit. Insbesondere ist eine detaillierte Wirkungsgradoptimierung bei der Auslegung sowohl der Hochfrequenzanlage als auch bei der Auswahl der Komponenten erforderlich. Einen Beitrag hierzu bildet die Entwicklung der Gittermodulation des Klystronstrahlstroms, die dem bisherigen Modulationsverfahren überlegen ist. Die erforderliche Anlagenzuverlässigkeit wird durch die Auslegung der Komponenten mit angemessenen Leistungsreserven erreicht, die zu entsprechend langer Lebensdauer führt. Für das Klystron werden z. B. 15000 h erwartet. Im Falle einer Störung ist durch den modularen Aufbau, die gewählte räumliche Anordnung und die vorhandenen Fördermittel für die Austauschbarkeit innerhalb kurzer Zeit gesorgt. Der Ersatz eines defekten durch ein vorgeprüftes, betriebsbereites Klystron kann in einer Stunde bewältigt werden. Im Interesse einer guten Bedienbarkeit ist die zusammenfassende Darstellung aller wesentlichen Hochfrequenzanlagendaten zentral im Hauptkontrollraum der SNQ und zusätzlich die Anzeige und Steuerung einzelner Sektionen für Inbetriebnahmen und Tests vor Ort vorgesehen. So wurden neben einem Steuerrechner innerhalb des Rechnerkontrollsystems, der speziell für die Hochfrequenzanlage dimensioniert ist, örtlich Steuerschränke für die Sender installiert. Um die Zugänglichkeit zu gewährleisten, wurde die Hochfrequenzanlage – unter Inkaufnahme 20 m langer coaxialer Energieleiter zu den Beschleunigertanks – außerhalb der Beschleunigerabschirmung aufgestellt. Im Kontroll- bzw. Sperrbereich befinden sich nur passive Elemente. Die Hochfrequenzgalerie ist im Sinne des Strahlenschutzes betrieblicher Überwachungsbereich und kann jederzeit betreten werden.

Der Aufbau der Hochfrequenzenerzeugung für die Disk- und Washer-Tanks (324 MHz-Anlage) ist im Beschleunigerquerschnitt (Abb. 3–3) und im Aufstellungsschema (Abb. 3–10) erkennbar. Außerhalb der Hochfrequenzgalerie im Freigelände sind die Transformatoren und die Kondensatorbänke aufgestellt, die als Energiespeicher für die Zeit des Strompulses dienen. Als Regeleinrichtungen zum Aufladen der Kondensatoren sind Thyristorsteller eingesetzt, die zudem die Aufgabe haben, die Ausgangsspannung an den Klystrons zu variieren und bei zu hoher Energiezufuhr aus dem Netz als Sperrvorrichtung wirken. Letzteres ist notwendig, wenn durch einen Überschlag im Klystron zu dessen Schutz eine Funkenstrecke (Crowbar) gezündet wird, wodurch

die in den Kondensatoren gespeicherte Energie kontrolliert vernichtet wird. Der in der Abbildung im Betriebsraum neben den Thyristorschränken und den Crowbars eingezeichnete Hochspannungsteiler überwacht die an den Klystrons anliegende Hochspannung, die über einen Kabelkanal und den zur Isolierung dienenden Öltank dem Klystron zugeführt wird. Zum Personenschutz bei Instandhaltungsarbeiten und Klystronwechsel wird die Verbindung zwischen Hochspannungsversorgung und Klystron durch den Trenner/Erder unterbrochen. Der bereits genannte Koaxialleiter führt die im Klystron verstärkte Hochfrequenzenergie durch den Versorgungstunnel, den Bedienungstunnel und die Deckel dem Beschleunigertank zu. Die Kupplung zum Tank kann fernbedient gelöst und geschlossen werden. Für die Hochfrequenzenergieversorgung eines Tanks ist jeweils ein Klystron erforderlich. Eine redundante Auslegung ist aus Kosten- bzw. technischen Gründen nicht möglich.

Die Hochfrequenzversorgung der sieben Alvarez-Tanks (108 MHz-Anlage) sowie das Hochfrequenzregelsystem sind in Teil II, Kap. A und B beschrieben.

Bei einer Verlängerung der Strahlpulsdauer vom Referenzwert 5 % Einschaltdauer (ED) auf den Optionswert 10 % ED (Kap. 6) wird die gesamte Hochspannungsversorgung verdoppelt. Entsprechende Stellflächen sind eingeplant. Das Klystron und die 108-MHz-Verstärker sind bereits für 10 % ED ausgelegt.

In Teil III B, Band 2 ist eine ausführliche Darstellung der Hochfrequenzanlage und -komponenten gegeben.

3.4 Targetstation

3.4.1 Anordnung und Funktion

Die Targetstation ist der Teil der Gesamtanlage, der das Spallationstarget enthält und dessen Nutzung als Neutronen- und Neutrinoquelle für wissenschaftliche Versuche ermöglicht. Ihre Gliederung in den Rundbau, den Betriebsbau und die Neutronenleiterhalle zeigt Abb. 3–4 und 3–5. Sie verfügt über vier verschiedene Bereiche, in denen Experimente durchgeführt werden (Tab. 3–1):

1. Die untere Targethalle im Rundbau, in die zwölf horizontale Strahlrohre, die auf den schnellen Moderator und zwei horizontale Strahlrohre, die auf die Kalte Quelle ausgerichtet sind, münden.
2. Die obere Target- oder Montagehalle, von der aus die vertikalen Experimentiereinbauten erreicht werden. Sie enthält z. B. Teile der Versorgung für die Kalte Quelle und die Kopfstation einer Rohrpostanlage.
3. Die Neutronenleiterhalle, die sich direkt an die Targethalle anschließt und in die zwei Neutronenleiterstränge mit je sechs Neutronenleitern geführt sind.
4. Die Neutrinohalle im Untergeschoß des Rundbaus, die durch Verstärkung der Abschirmung gegenüber der Spallationsquelle die Voraussetzungen für die Durchführung von Neutrino-Experimenten bietet.

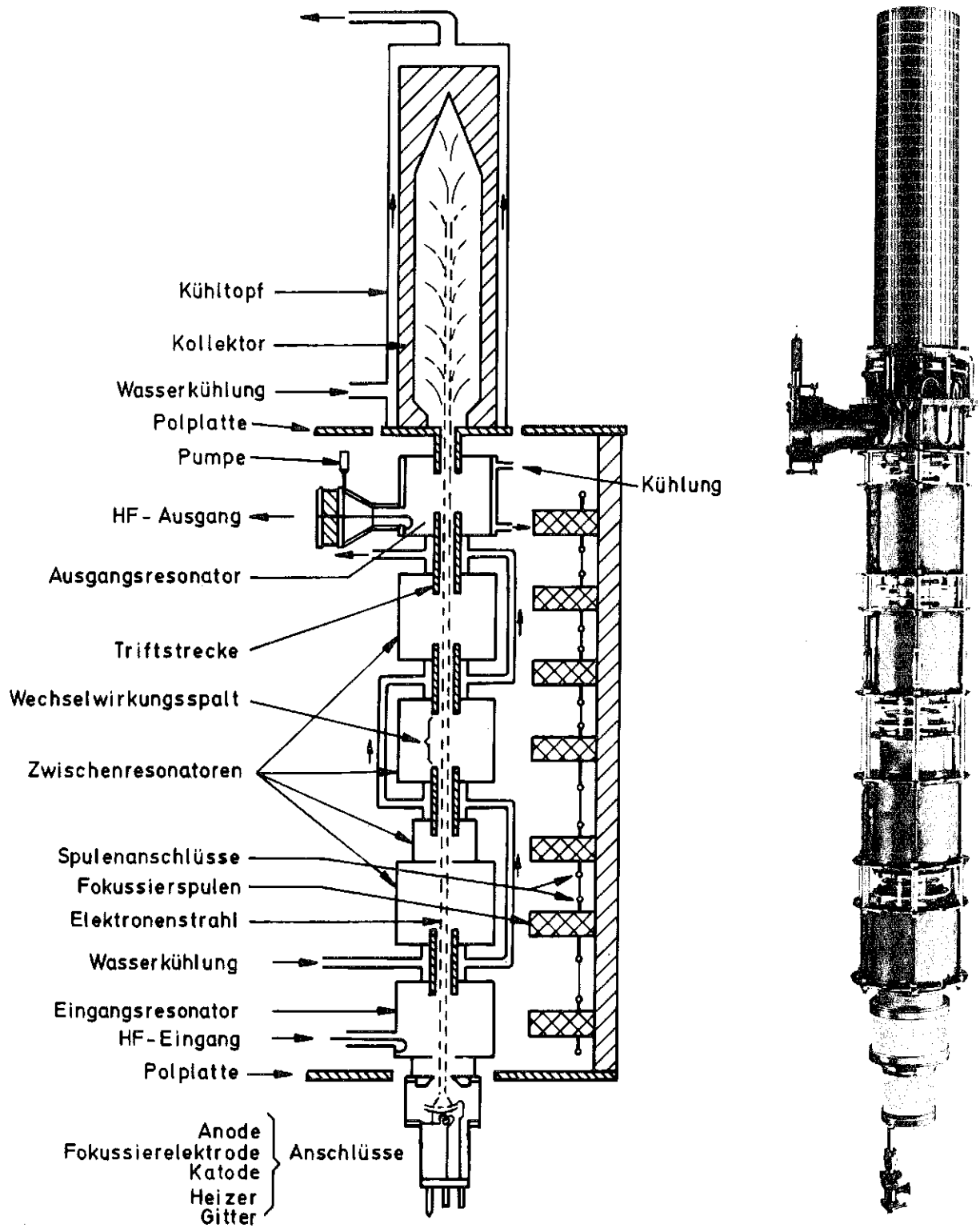


Abb. 3-9
SNQ-Test-Klystron mit Aufbau der Funktionsgruppen

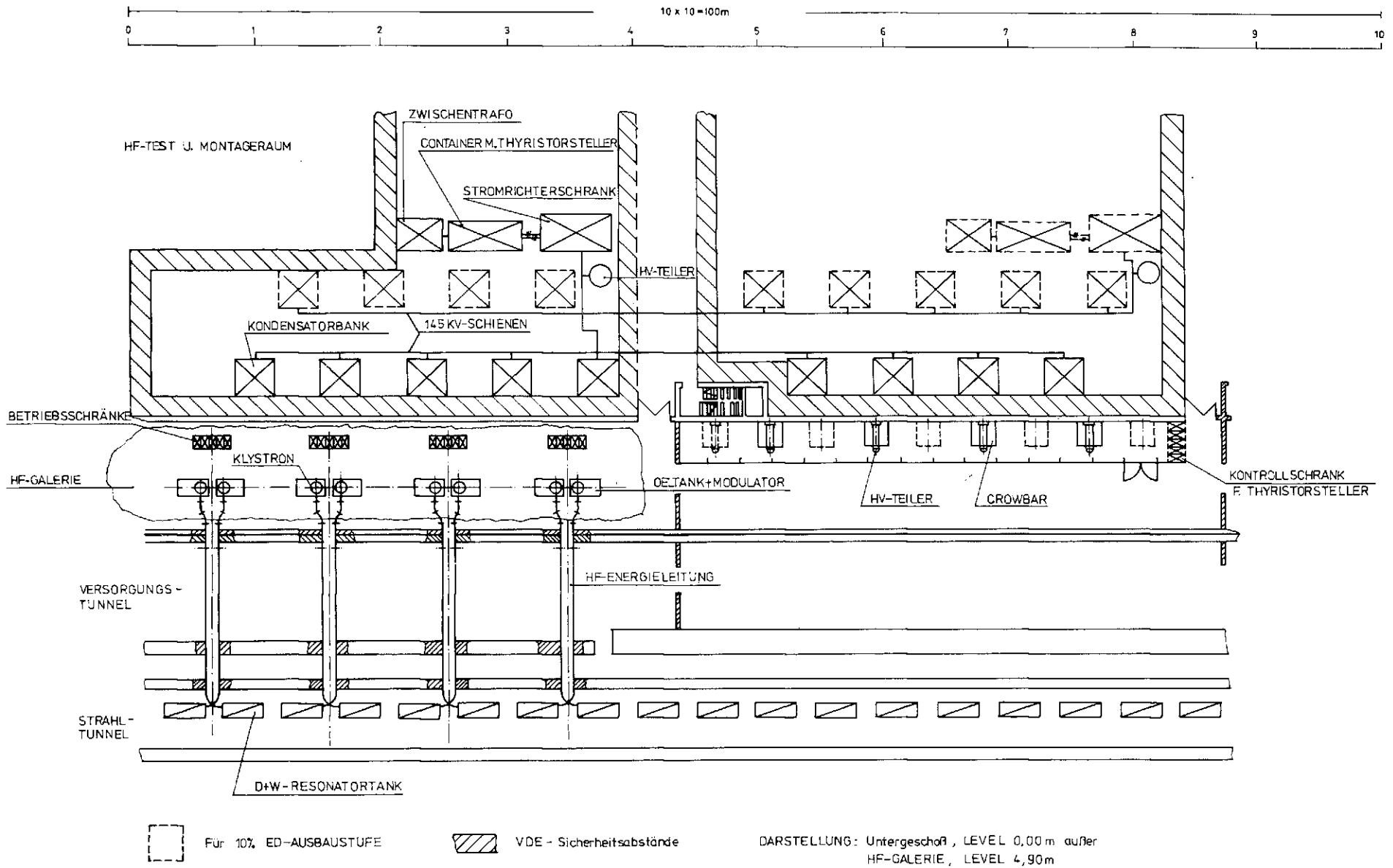
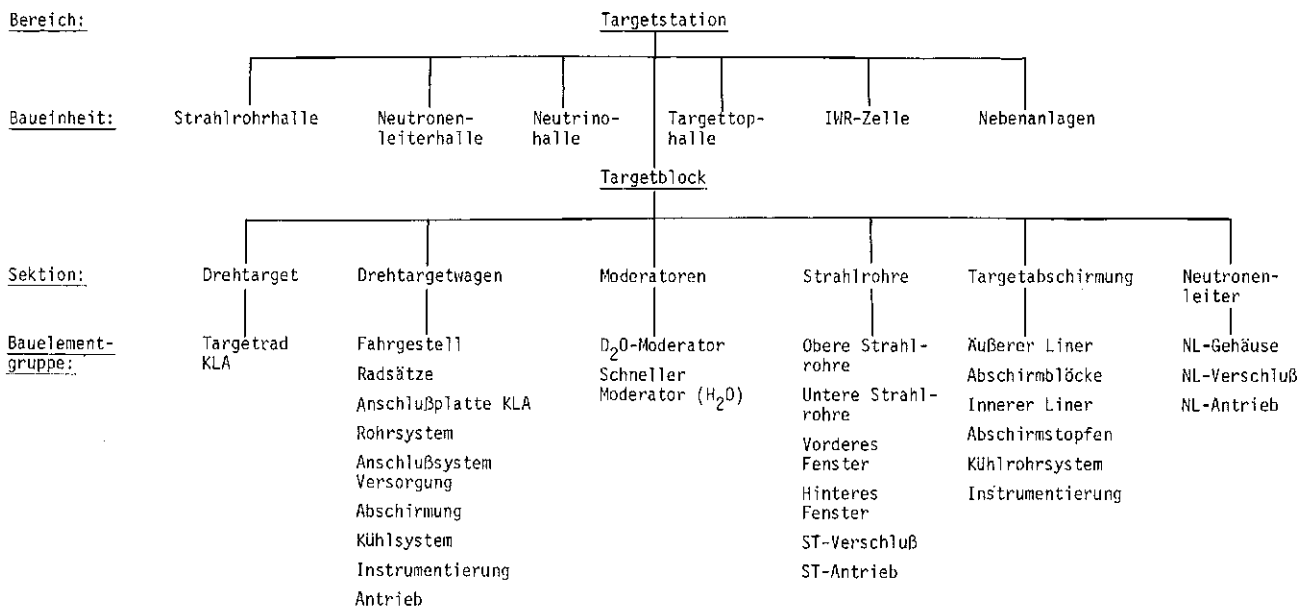


Abb. 3-10
Anordnung der Hochfrequenzanlage

Tab. 3-1
Gliederung Targetstation



Der Betriebsbau enthält den Bereich für die Einleitung des Protonenstrahles in das Target und den Bereich zur Durchführung von Inspektions-, Wartungs- und Reparaturarbeiten (IWR-Bereich) an radioaktiven Bauteilen der Targetstation. Um hierdurch den Platz für Experimente möglichst wenig einzuschränken, wurden die benötigten Räume miteinander kombiniert. Im oberen Geschoß des Betriebsbaus sind die Lüftungsanlagen für den Betriebsbau selbst und den Rundbau untergebracht.

3.4.2 Aufbau des Targetblocks

Kernstück der Targetstation ist der Targetblock (Abb. 3-11) im Zentrum des Rundbaus mit

- Drehtarget
- Drehtargetwagen
- Targetabschirmung
- Moderatoren
- Strahlrohre und Neutronenleiter

die im folgenden zusammenfassend beschrieben werden. Eine ausführliche Darstellung des Targetblocks ist in Teil II, Kap. B 2.3 gegeben, in der insbesondere auch auf die konstruktive Gestaltung und fertigungstechnischen Gesichtspunkte eingegangen wird.

Drehtarget

Das Drehtarget besteht aus dem Targetrad und einer Struktur, in der Kühlmittelzu- und -abfuhr, Lagerung und Antrieb des Rades (KLA) integriert sind (Abb. 3-12 und 3-13).

Das Targetrad enthält das Targetmaterial, aus dem während eines Radumlaufes die bei der Spallation entstandene Wärme von einem Kühlmedium abgeführt werden muß. Tab. 3-2 gibt die wichtigsten Daten des Targetrades wieder.

Tab. 3-2
Auslegungsdaten des Targetrades

Kühlmedium	: leichtes Wasser
Kühlwasser Eintrittstemperatur	: ca. 50°C
Kühlwassermenge	: 180 m ³ /h
Aufheizrate Kühlmedium	: 15 K
Abzuführende Wärmemenge	: 3 MW
Raddrehfrequenz	: ca. 0,5s ⁻¹ ± 5%
Raddurchmesser	: 2500 mm
Targetabmessung:	
Tiefe (radial)	: 700 mm
Höhe (vertikal)	: 100 mm
Targetmaterial	: Blei

- Beim **Targetrad** wird unterschieden zwischen der Targetstruktur und der mechanischen Radstruktur. Erstere ist die geometrisch gegliederte Anordnung des Targetmaterials in Form der Targetstäbe (Abb. 3-12b).

Auf der unteren Tragscheibe des Targetrades stehen auf 37 konzentrischen Teilkreisen insgesamt 9304 Targetstäbe. Die 37 Teilkreise sind in drei Bereiche unterteilt, in denen jeweils gleiche Stabanzahlen in gleicher Winkelteilung pro Teilkreis angeordnet sind. Hierbei ist ein allseitiger Spalt für den Kühlmisserdurchtritt zwischen den Stäben von rechnerisch 1,00 mm zugrunde gelegt, so daß die Stäbe in der quasi dichtesten Anordnung stehen.

– Die **Kühlwasserführung** (Abb. 3–12a) erfolgt durch eine große Anzahl von radial angeordneten Bohrungen. Dabei strömt das in der Radachse von der KLA eintretende Kühlwasser durch Bohrungen gleichmäßig dem inneren Rand der Targetstruktur zu und durchströmt diese radial von innen nach außen. Das am äußeren Rand aus der Targetstruktur wieder austretende Kühlwasser wird am Fensterring nach oben und unten umgelenkt und strömt unterhalb und oberhalb der Targetstruktur in Bohrungen in der Tragstruktur zurück. Danach werden die unteren und oberen Bohrungen in Ringsammelkanälen zusammengefaßt und das Wasser des unteren Ringsammelkanals durch schräg aufwärts gerichtete Bohrungen in den oberen Ringsammelkanal weitergeführt. Aus dem oberen Ringsammelkanal strömt das Wasser dann wieder abwärts zu dem konzentrisch um die Wassereintrittsbohrung angeordneten Ringkanal für den Kühlwasseraustritt zur KLA.

Zu den Druckverlusten des Kühlwassers in der Targetstruktur wurden Messungen an einem Teilmodell durchgeführt. Der Druckabfall bei dem benötigten Kühlwasserdurchsatz von 180 m³/h beträgt 0,5 bar beim Durchströmen der Targetstruktur.

– Die **mechanische Radstruktur** trägt das Gewicht des Targets, nimmt den Kühlwasserdruck auf und sorgt gleichzeitig für die Hin- und Rückleitung des Kühlwasserstromes zwischen der Radnabe und der Targetstruktur. Die mechanische Radstruktur wird aus den drei Bauteilen untere Tragscheibe, Deckelscheibe und Fensterring zusammengesetzt (Abb. 3–12b).

Bestimmend für ihre Dimensionierung sind die hydraulischen Kräfte infolge des statischen Kühlwasserdruckes von im Mittel 3,5 bar im Bereich der Targetstruktur. Die Gewichtskraft von ca. 40 kN für das Bleitarget sowie Unwucht- und Rotationsmomente sind ohne Bedeutung. Berechnungen zeigten, daß ohne zusätzliche Maßnahmen weniger die Materialspannungen als vielmehr die Deformationen durch Auswölbung der Trag- und Deckelscheibe groß sind. Um diese Ausbauchung der Tragstruktur zu verringern, wurde in der Targetstruktur auf dem 17. und 19. Teilkreis jeder zweite Targetstab der Targetanordnung als Zuganker mit der unteren Tragscheibe und der Deckelscheibe fest verbunden.

– **Lagerung und Antrieb** werden redundant durch Druckwasser ausgeführt, mit dem das Drehtarget zu Kühlzwecken sowieso versorgt werden muß. Die Teilwasserströme werden nach ihrer primären Arbeitsleistung dem Kühlwasserzulauf vor dem Eintritt in die Targetzone zugemischt. Nach der Kühlung des Targets strömt das gesamte Wasser in einer Leitung zur Wasser-Rückkühlungs- und Reinigungsanlage zurück. Diese für das Kühlwasser ohnehin benötigten Anlagenteile können so gleichzeitig von den Wassermengen für Lagerung und Antrieb mitgenutzt werden (Abb. 3–19).

Die Lagerung besteht aus einem Axiallager und zwei Radiallagern zur Aufnahme der Kipp- und Kreiselmomente und der Unwuchtkräfte (Abb. 3–13). Es wird das Prinzip der hydrostatischen Lagerung angewendet, d. h., vor Beginn der Radrotation wird das Lager durch Druckwasser aufgepumpt. Dadurch füllen sich alle Lagerspalten mit einem vollständigen Wasserfilm, und es gibt schon vor Beginn der Rotation in den Lagern nur eine hydraulische Reibung und keine Misch- oder

Festkörperreibung. Hydrostatische Lager haben ein technisch zu vernachlässigendes Reibmoment und eine praktisch unbegrenzte Lebensdauer.

Neben der Redundanz der Druckwasserversorgung konnte mit konstruktiven Maßnahmen eine inhärente Sicherheit durch die Wahl von besonders verschleißfesten Werkstoffpaarungen in den Lagern eingebaut werden. Auch Reibversuche über die zehnfache Dauer der Auslaufzeit für ein Targetrad mit trockenlaufenden Lagern zeigten kein Verschweißen der Lagerwerkstoffe.

Der Antrieb des Drehtargetrades erfolgt durch eine direkt auf die Radachse wirkende Radialturbine (Abb. 3–13). Ihr Einsatz als direkter Antrieb ist begründet durch die Strahlungsunempfindlichkeit, den geringen Bauaufwand und die sehr hohe Betriebsverfügbarkeit. Die wartungsbedürftigen Baugruppen, das sind die Druckwasserpumpen, Absperr- und Steuerarmaturen, befinden sich in den Betriebsräumen im Untergeschoß des Rundbaus und sind bei abgeschaltetem Protonenstrahl für Instandhaltungsarbeiten zugänglich.

Zur Abdichtung der Drehwelle gegen das stehende Gehäuse werden Gleitringdichtungen verwendet, die mit einer Vakuumringkammer umgeben sind. Dadurch wird das Abdampfen des Schmierfilmes in die Targetkaverne verhindert (Abb. 3–13).

Lebensdauer und Wirkung einer Gleitringdichtung hängen im wesentlichen von der Ebenheit und Rauigkeit der sich berührenden Ringflächen und der Druckdifferenz über den Dichtspalt ab. Da sich die Gleitringdichtung im zurückfließenden Kühlwasser befindet, ist die Druckdifferenz mit 2 bar im vorliegenden Fall sehr klein und damit günstig für die Dichtheit. Es ist mit einer Lebensdauer von mehreren Jahren zu rechnen.

Versuche zur Lebensdauer und zur Dichtheit einer maßstabgerechten Gleitringdichtung ohne Strahlenbelastung sind begonnen worden, desgleichen zu der Ausbildung und Wirksamkeit verschiedener Labyrinthformen. Strahleninduzierte Materialveränderungen sollen an Material-Kleinproben am Zyklotron untersucht werden.

Targetradwagen

Der Targetradwagen (Abb. 3–14) ist ein bewegliches Teil der Targetabschirmung, auf dem das Targetrad mit der KLA und der untere Moderator betriebsbereit mit allen Leitungssystemen angeordnet sind. Mit dem Targetwagen können alle auf ihm befindlichen Baugruppen fernbedient in die IWR-Zelle gefahren und dort an ihnen Inspektionen, Wartungen und Reparaturen durchgeführt werden. Nach Abschluß der IWR-Arbeiten wird der Targetradwagen wieder in die Kaverne der Targetabschirmung eingefahren, in der Betriebsposition fixiert und mit den Leitungssystemen verbunden.

Die IWR-Arbeiten sind in Zeitabständen von ca. 6000 Vollast-Betriebsstunden vorgesehen, was in etwa einem jährlichen Rhythmus entspricht.

Zum Verfahren in die IWR-Zelle wird der Targetwagen mit einem elektrischen Zahnradantrieb ausgerüstet, der auch zum Verfahren des Umlenkmagneten benutzt wird.

Der Umlenkmagnet, der in Betriebsposition im vorderen Teil der IWR-Zelle steht, lenkt den seitlich in die Zelle eintretenden Protonenstrahl um 45° in Richtung auf das Drehtarget um. Der Magnet hat ein Gewicht von ca. 800 kN und wird auf demselben Fahrschienensystem wie der Targetwagen verschoben. Deshalb muß der Magnet zunächst aus seiner Betriebsposition in den hinteren Teil der Zelle verfahren werden, bevor der Targetwagen zu IWR-Arbeiten herausgefahren werden kann.

Targetabschirmung

Die Targetblockabschirmung ist ein zylindrischer Körper von ca. 12 m Durchmesser, 12 m Höhe und 80 MN Gewicht. Sie baut sich auf aus einem inneren Liner, den Durchführungen für Strahlrohre und Neutronenleiter mit ihren Verschlüssen, dem eigentlichen Abschirmmaterial und einer alles umschließenden Blechhaut. Dieser äußere Liner verhindert den Austritt aktivierter Luft und Aerosole in die umgebenden Gebäudeteile.

Das Zentrum des Abschirmblockes ist mit einem Blechgehäuse umgeben, das zusammen mit der Auskleidung des Tunnels für den Targetwagen und dem senkrecht nach oben führenden Montageschacht den inneren Liner (Abb. 3–11) bildet. Die vom Liner umschlossene Kaverne, in der das Targetrad läuft, steht unter Vakuum, das mit dem Vakuum des Einschußtunnels für den Protonenstrahl in Verbindung steht. Der Abschluß der Kaverne zur IWR-Zelle hin wird von einer Blechhaube gebildet, die die gesamte Targetwagenöffnung überdeckt.

Die Abschirmung wird aus ca. 350 auf Lunkerfreiheit geprüften Gußeisenblöcken mit Stückgewichten bis ca. 450 kN aufgestapelt.

Die horizontalen oberen und unteren Blockflächen werden mechanisch bearbeitet, da von ihnen die Stapelfähigkeit bis zur vollen Targetblockhöhe von ca. 12 m bestimmt wird. Die Spalten zwischen den Blöcken werden mit einem Stahlschrotgemisch der Körnung 0,1 bis 1,0 mm verfüllt.

Im Bereich des Targetblockes fallen ca. 300 kW Einfangwärme an, die durch Kühlrohrsysteme abgeführt werden müssen.

Moderatoren

Es sind zwei Moderatoren am Targetrad angeordnet, und zwar ein „schneller“ H₂O-Moderator mit Bleirefektor unterhalb und ein D₂O-Moderator mit eingebauter Kalter Quelle oberhalb des Targetrades. Die Mittelachsen beider Moderatoren liegen auf der Achse des Protonenstrahles in 150 mm Entfernung vom vorderen Rand des Drehtargets.

H₂O-Moderator und Bleirefektor sind zu einer Baueinheit zusammengefaßt und in einem gemeinsamen Al-Gehäuse untergebracht. Dadurch ist es möglich, die erzeugte Wärme von insgesamt ca. 160 kW mit einem Kühlwasserstrom abzuführen.

Der Moderator besteht aus einer H₂O-gefüllten Kammer, deren Seitenflächen stark gerippt sind. Außer an der dem Targetrad zugewandten oberen Fläche ist die H₂O-Kam-

mer allseitig von Blei als Reflektor umgeben. An den zwei Seiten, die den Strahlrohren zugewandt sind, ist das Blei ausgespart, so daß jedes Strahlrohr mit seinem vollen Querschnitt auf die Rippen der H₂O-Kammer sieht.

Der Schnelle Moderator ist auf dem Targetwagen montiert. Eine Inspektion kann jeweils gemeinsam mit dem Targetrad durchgeführt werden.

Der **D₂O-Moderator** besteht aus einem zylindrischen Aluminiumtank von 2 m Höhe mit einer rohrförmigen Durchführung auf der Tankachse. In diese Durchführung wird die Kalte Quelle eingesteckt. Der horizontale Querschnitt des Moderator tanks ist demzufolge ein Kreisring (Außendurchmesser 2 m, Innendurchmesser 0,4 m). Oberhalb des D₂O (Füllhöhe 1 m) ist die restliche Tankhöhe mit ca. 0,7 m Abschirmmaterial ausgefüllt. Diese Abschirmung wird für den Ein- und Ausbau des Tankes benötigt, wenn die Leitungsanschlüsse am Tankdeckel hergestellt oder gelöst werden müssen. Diese Arbeiten können nach einer Abkühlung von 7 Tagen ohne Fernbedienung ausgeführt werden.

Aus dem Abschirmmaterial müssen ca. 100 kW Wärme und aus dem D₂O-Moderatorvolumen ca. 300 kW abgeführt werden.

Der D₂O-Moderator mit der Kalten Quelle ist von oben in einen Schacht des Targetblocks montiert. Die dem Targetrad zugewandten Böden des Moderator tanks und der Kalten Quelle sind stark strahlenbelastet und werden alle drei Jahre in der Inspektionszelle untersucht. Der Transport erfolgt durch die Montagehalle über einen Deckenstopfen.

Strahlrohre und Neutronenleiter

Es sind zwei Neutronenleitersysteme vorhanden:

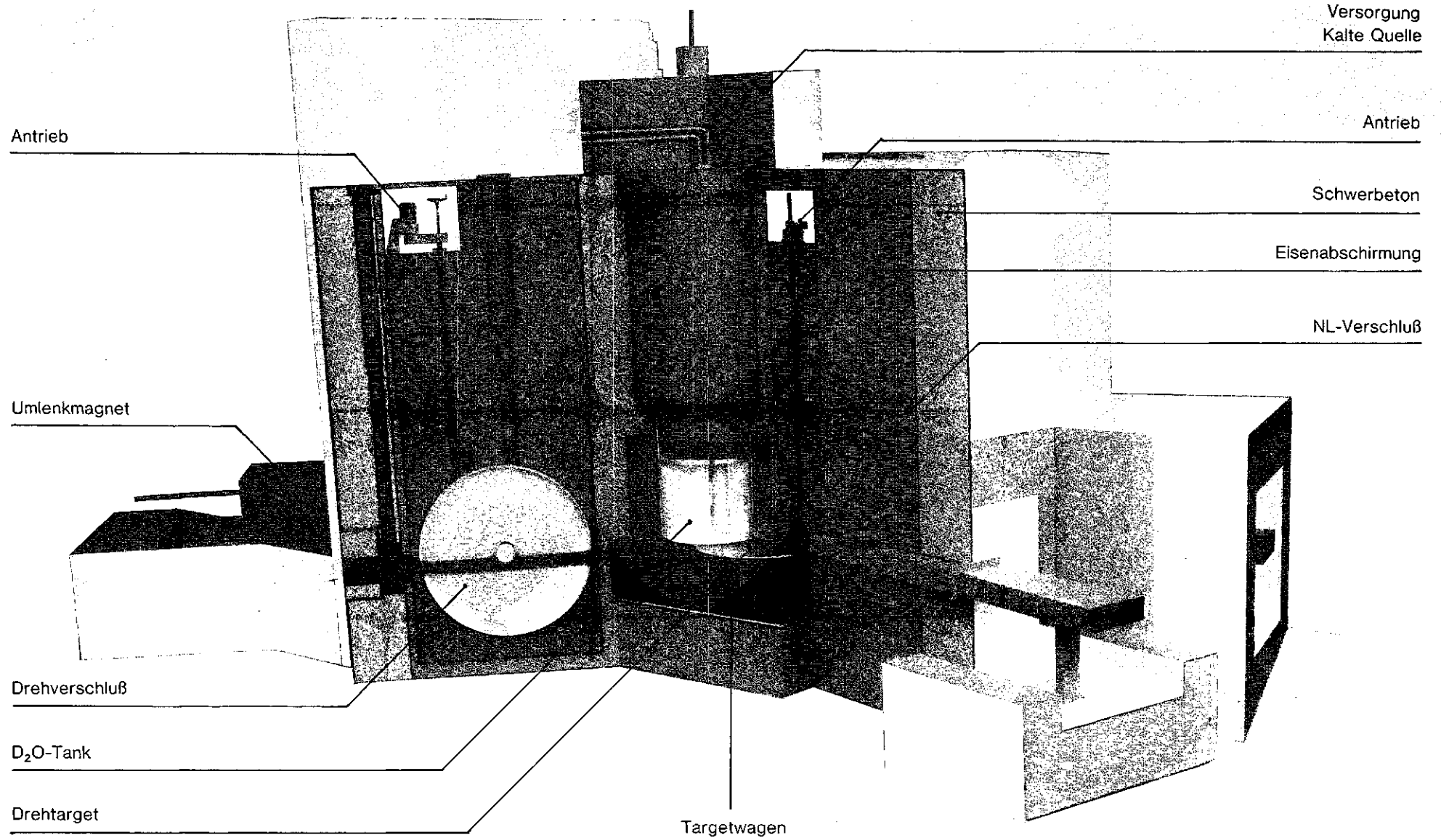
- 12 Strahlrohre vom Schnellen Moderator und
 - 2 Strahlrohre von der Kalten Quelle zur Targethalle
- 2 Neutronenleiterstränge von der Kalten Quelle zur Neutronenleiterhalle.

Die 12 **Strahlrohre** vom Schnellen Moderator und die 2 Strahlrohre von der Kalten Quelle sind baulich identisch, jedoch entsprechend der Lage ihres Ursprungs auf Höhenniveau 0,9 bzw. 1,3 m angeordnet.

Die Strahlrohre setzen sich aus drei Abschnitten zusammen:

- vorderer Abschnitt, von der Kaverne bis zum inneren Strahlrohrfenster vor dem Strahlrohrverschluß. Durchmesser 100 mm.
- mittlerer Abschnitt, umfaßt den Strahlrohrverschluß, der nach oben ausbaubar ist. Durchmesser 160 mm.
- äußerer Abschnitt, vom Strahlrohrfenster hinter dem Strahlrohrverschluß bis in die Targethalle. Durchmesser 220 mm.

Der Strahlrohrverschluß ist eine Kreisscheibe von 3 m Durchmesser aus Grauguß, die um ihre Rotationsachse von der Montagehalle her drehbar ist. Die Scheibe hat eine im Strahlengang liegende Bohrung für den Durchtritt der Neutronen. Wird die Scheibe um 90° verdreht, so ist der Strahl mit fast 3 m Eisen abgeschirmt, ohne daß sich an einer anderen Stelle eine Schwächung der Ab-



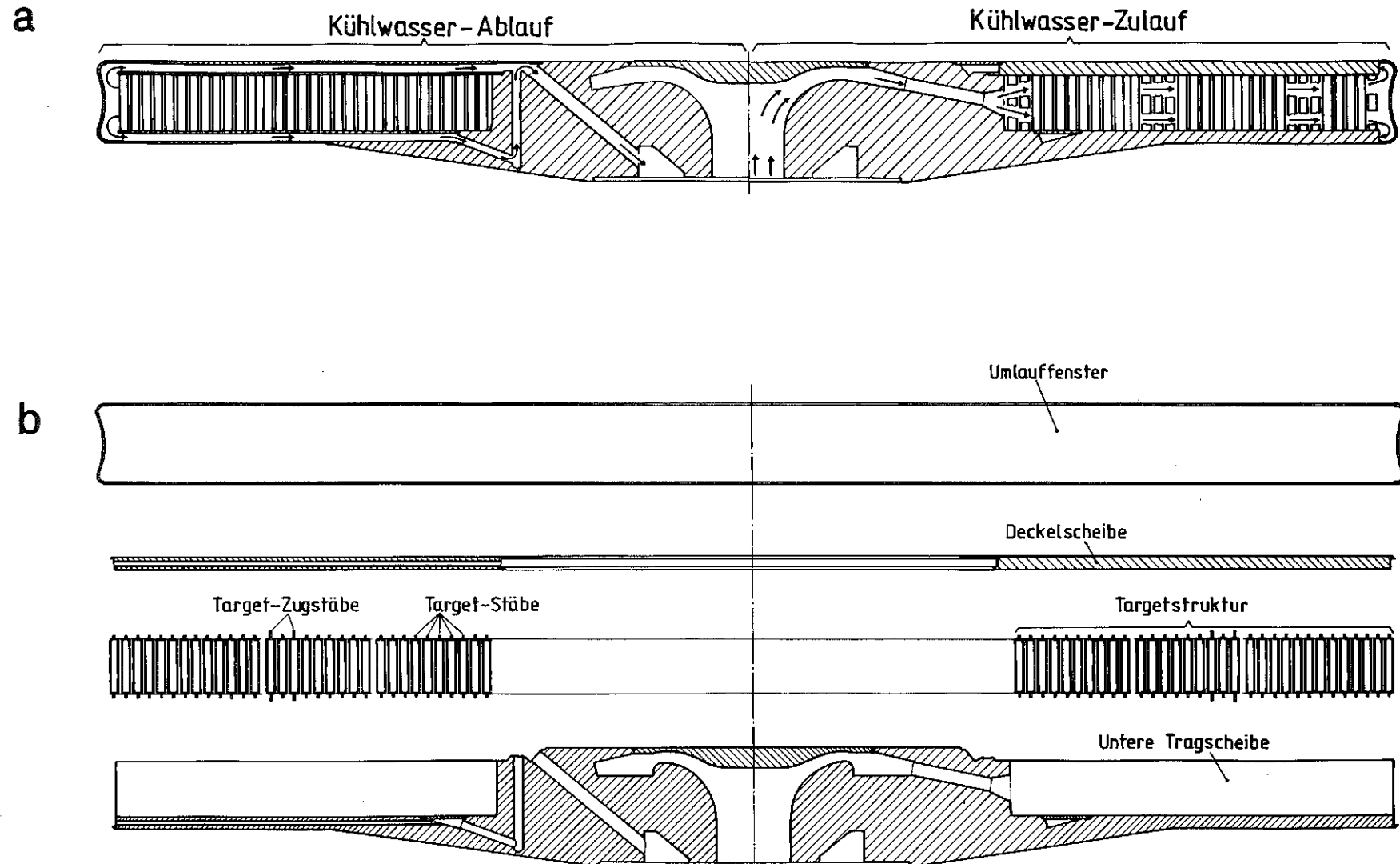


Abb. 3-12

a) Schnitt Targetrad

b) Einzelteildarstellung Targetrad (auseinander gezogen)

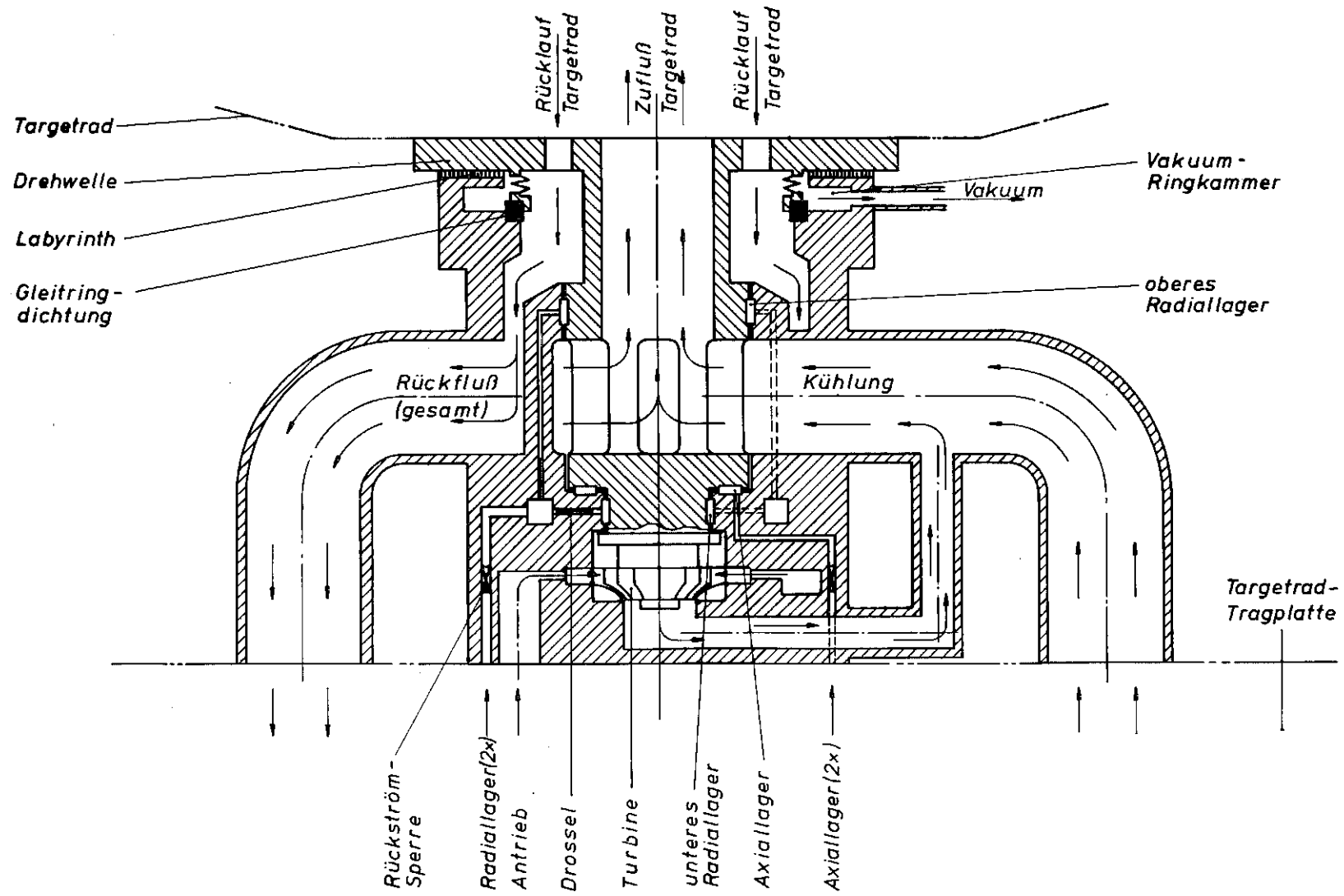


Abb. 3-13
 Schema KLA (Typ I): Kühlwasserversorgung, Lagerung und Antrieb

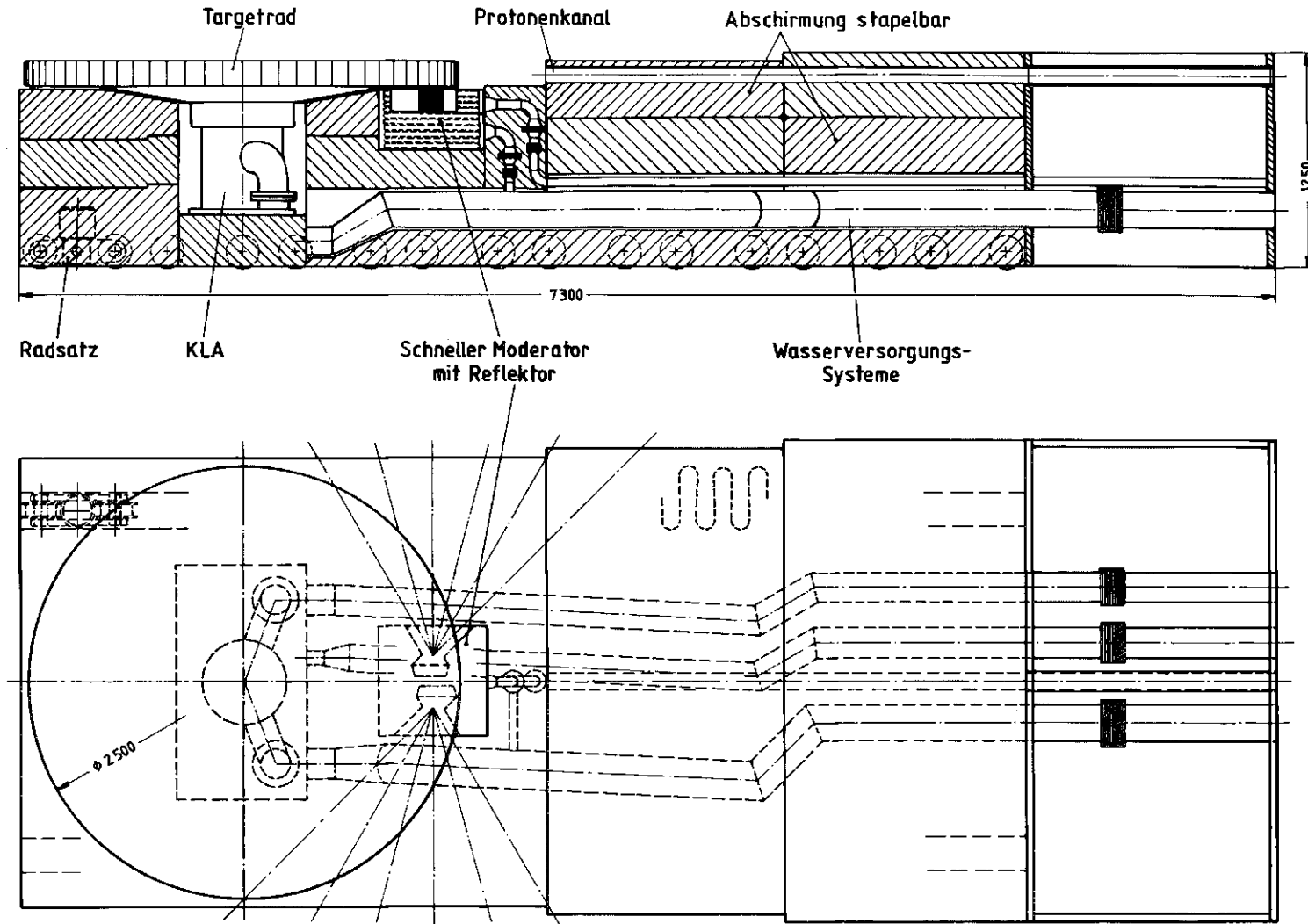


Abb. 3-14
Targetwagen mit Drehtarget und Schnellem Moderator

schirmung ergibt, wie es bei Hubblock-Strahlenverschlüssen der Fall ist. In der Stellung „Strahlrohr verschlossen“ steht die Bohrung in der Scheibe senkrecht, so daß sie über den darüber liegenden Stopfen mit Einbauten, z.B. Kollimatoren o.ä., beschickt werden kann.

Zwei **Neutronenleiter**stränge mit rechteckigem Querschnitt verlaufen von der Kalten Quelle durch den D₂O-Tank in Richtung Neutronenleiterhalle. Die Kanäle sind um 15° rechts und links der Protonenstrahlachse angeordnet. Gegenüber der Kaverne sind sie durch Fenster vakuumdicht verschlossen. Jeder Neutronenleiterstrang ist mit einem Hubblock-Strahlverschluß ausgerüstet.

Die Neutronenleiterstränge bestehen im Bereich des Targetblockes aus vakuumdichten Rechteckkanälen, die ca. 1 m außerhalb des Targetblockes enden. Hier schließen dann die einzelnen Neutronenleiter an.

3.5 Handhabung, Anlagenbetrieb und Leittechnik

Die Beschreibung des Anlagenbetriebs und der zugehörigen Einrichtungen setzen voraus, daß man weiß, „wie die Maschine gefahren wird“. Dies ist jedoch in der Studienphase, in der Grundausslegungsdaten spezifiziert werden, nur in allgemeinen Ansätzen bekannt. Die Anlagenspezifikationen bleiben infolgedessen in diesem Bereich weitgehend auf den Vergleich mit anderen, ähnlichen Anlagen angewiesen, deren „Betriebsphilosophie“ den Gegebenheiten der SNQ-Anlage angepaßt wurden und für die ein Mengengerüst erstellt werden mußte, um Kosten für Hard- und Software bestimmen zu können. Es ist zudem bekannt, daß mit fortschreitender Projektdauer eine „Inflation der Ansprüche“ an die betrieblichen Systeme, insbesondere an das Rechnerkontrollsystem, erfolgt. Die Bearbeitung der Bereiche Anlagenbetrieb, Leittechnik und Handhabung fand in diesem allgemeinen Rahmen statt. Es wurde insbesondere versucht, die Kosten realistisch abzuschätzen.

3.5.1 Handhabung

Handhabungsfragen wurden im Rahmen der Studie im wesentlichen unter zwei Gesichtspunkten untersucht. Einmal im Hinblick auf den schnellen Austausch von Komponenten, insbesondere von solchen, die in großer Zahl vorkommen, nicht redundant ausgelegt werden können und durch Gewicht oder Größe schwer zu transportieren sind. Beispiel hierfür sind die Klystrons. Die gewählten technischen Lösungen sind konventioneller Art und beziehen sich auf den modularen Aufbau, transportgünstige Anordnung und Aufstellung, auf „schnelle“ Verbindungselemente und entsprechende Fördermittel wie Krananlagen und Flurförderung sowie auf die Lagerhaltung und entsprechende Verkehrswege.

Zum anderen wurden die Fragen der fernbedienten Handhabung untersucht. Während für den Targetbereich die Aktivierung der Komponenten wie Targetrad oder Moderatortank so hoch ist, daß die Anwendung der Heiße-Zellen-Technik unerläßlich ist, ergibt sich für den Be-

schleuniger in Abhängigkeit von Ort und Höhe der angenommenen Strahlverluste ein großer Auslegungsspielraum (Heiße Zellen siehe Abb. 3-4 und 3-5). Das für den Beschleunigerbereich vorgesehene Handhabungssystem wurde so ausgelegt, daß ein fernbedientes Arbeiten im Prinzip möglich ist und die Option für eine qualitative und quantitative Nachrüstung berücksichtigt ist. Der weitere Ausbau würde nach Maßgabe der im Betrieb tatsächlich auftretenden Störungen und der erforderlichen Dauer für die Fernbedienungsoperationen durchgeführt. Er bezieht sich im wesentlichen auf Art und Anzahl der Fernbedienungsgeräte, wie ferngesteuerte Kräne und Manipulatoren, und den Bau einer Heißen Zelle am Hochenergieende des Beschleunigers.

Die vorgesehene Grundausrüstung an aktiven Handhabungseinrichtungen besteht aus dem fernbedienbaren Tunnelkran, einem Paar elektrischer Master-Slave-Manipulatoren, einem schwereren Kraftmanipulator und einer Fernsehkameraeinheit (Abb. 3-16). Besonderer Wert wurde auf das passive Handling gelegt, das heißt die fernbedienungsfreundliche Konstruktion und Anordnung von Verbindungselementen, Bedienteilen und Tragelementen. Hierzu gehört auch die Typenbeschränkung für Komponenten und Baugruppen, insbesondere aber die „Verbannung“ aller wartungsbedürftigen Elemente in den abgeschirmten Bedienungstunnel oder, wenn möglich, in den nach Abschalten sofort zugänglichen Versorgungstunnel. Die genannten Maßnahmen im Bereich der passiven Handhabung erleichtern die Instandhaltung auch bei nichtaktivierten Komponenten, womit die Stillstandszeiten reduziert werden können. Eine zusammenfassende Beurteilung der Untersuchungen zur Fernbedienbarkeit der kritischen Komponenten der SNQ ergibt, daß die gestellten Aufgaben sowohl im Bereich des passiven als auch des aktiven Handling mit den aus Reaktor- und Beschleunigertechnik bereits bekannten Methoden und Elementen gelöst werden können.

3.5.2 Anlagenbetrieb

Die angestrebte jährliche Betriebszeit beträgt 6000 h. Zur Beurteilung ihrer Realisierbarkeit wurden einmal die charakteristischen Betriebsoperationen und die dazu erforderlichen Zeiten für die einzelnen Anlagenbereiche betrachtet und zum anderen die Ausfallzeiten aufgrund der Lebensdauer der wichtigsten Komponenten abgeschätzt (Teil III B). Einbezogen wurde eine 10 %-Reserve für unvorhergesehene Störungen. Auch der Vergleich mit Anlagen ähnlichen Umfangs läßt die Realisierung der angestrebten Verfügbarkeit von ca. 70 % erwarten. Abbildung 3-15 zeigt den geplanten Jahresablauf mit Betriebs- und Instandhaltungsintervallen.

Der Personalbedarf für den Betrieb der Anlage selbst (Schichtbetrieb), die Instandhaltung, die technischen Gruppen und die Betriebsleitung wurde durch Vergleich mit den großen Beschleuniger- und Forschungsreaktoranlagen ermittelt. Unter Berücksichtigung der Bereitstellung des Strahlenschutzpersonals, des Sicherungspersonals und anderer Dienste durch die zentrale Infrastruktur des Standortgebers ergibt sich eine Betriebsmannschaft von ca. 160 Mitarbeitern. Tab. 3-3 gibt eine Aufschlüsselung der SNQ-Betriebsmannschaft.

SNQ - Betrieb		Betriebs - u. Terminablauf SNQ																																																					
Lfd. Nr.	Monat	D. Woche	Jan.				Febr.				März				April				Mai				Juni				Juli				Aug.				Sept.				Okt.				Nov.				Dez.				Jan.				
			1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31	32	33	34	35	36	37	38	39	40	41	42	43	44	45	46	47	48	49	50	51	52	1
1	Betriebszyklus		A				B				C				D				E				F				G				H				J				K																
2																																																							
3	Nennbetrieb 100 HZ		[Black bars indicating 100 HZ operation]																																																				
4	Nennbetrieb 1 ÷ 100 HZ		Beim Anfahren, nach Maßgabe von Experimenten, Betriebseinschränkung																																																				
5																																																							
6	Strahl in Vorbereitung		[Vertical bars indicating beam preparation]																																																				
7	Jonenquelle / Wechsel		[Vertical bars indicating ion source changes]																																																				
8																																																							
9	Wartung u. Instandsetzung		[Black bars indicating maintenance]																																																				
10	Anlagenentwicklung		[Black bars indicating development]																																																				
11	Funktions- u. Wiederholungsprüfungen		[Black bars indicating tests]																																																				
12																																																							
13	Experimentierbetrieb:																																																						
14	Target, Strahlrohrexperimente		[Black bars indicating target experiments]																																																				
15	Target, Neutrinoexperiment		Strahlproduktion für Experimente siehe Zeile 3 und 4																																																				
16	1100 MeV - Bereich																																																						
17	350 MeV - Bereich																																																						
18																																																							

1. Anlage i. B.			
1.1	Strahlbetrieb 100 HZ	5000 h	83,4 %
1.2	--- 1 ÷ 100 HZ	800 h	13,3 %
Σ Strahlproduktion für Experimente		5800 h	96,7 %
1.3	Strahl in Vorbereitung	200 h	3,3 %
Σ Anlage in Betrieb		6000 h	68,5 %
			100 %
2. Anlage a. B.		2760 h	31,5 %
davon ca. 600h außerplanm. Abschaltzeit			
3. Berichtszeit		8760 h	100 %

Abb. 3-15
Betriebsablauf der SNQ

Tab. 3–3
Personalbedarf SNQ – Anlagenbetrieb und Technische Dienste

Betriebsgruppe		
Schicht		29
Tagesdienst Anlagenbereiche		30
Leitung und Betriebsbüro		7
Technische Gruppen		18
Betriebsinstandhaltung		
Hochfrequenz und Elektrotechnik		30
Maschinenbau		16
Techn. Werksdienste		10
Leitung, Technik, Planung Instandhaltung		10
Abteilungsleitung, Verwaltung, Sekretariat		8

Die Betriebskosten wurden auf der Basis der Zeitverfügbarkeit der Anlage, des Personalstandes und der Betriebsmittelkosten ausschließlich der an den Standortgeber zu zahlenden Beiträge für die zentralen Infrastrukturleistungen ermittelt (Kap. 5 und Teil II, Kap. B 3).

Eine detaillierte Aufstellung der Betriebskosten ist in Teil III B gegeben.

3.5.3 Leittechnik

Das leittechnische System der SNQ setzt sich aus zwei wesentlichen Teilen zusammen, der allgemeinen Leittechnik und dem Rechnerkontrollsystem. Erfassung, Aufbereitung und Verarbeitung der Meßwerte, die Steuerung und Verriegelung und die Regelung gehören zur **allgemeinen Leittechnik**. Sie hat zusätzlich die Aufgabe, über ein Triggersystem mit programmierbarem Zeittaktgeber den Ablauf des Anlagenbetriebs zu synchronisieren. Neben den genannten Verriegelungen sorgt ein Sicherheitssystem für den Schutz der Anlage, des Betriebspersonals, der Nutzer und der Umgebung. Ein autarkes Abschaltssystem kann durch Schnellabschaltung den Protonenstrahl in etwa 100 µs, das heißt innerhalb eines Makropulses unterbrechen. Dabei werden die Ionenquelle und die Hochfrequenzerzeugung abgeschaltet und zusätzlich die Strahlführung so gesteuert, daß der Strahl im Niederenergiebereich, bei der 100-MeV-Strahlanpassung und im Hochenergiebereich in die Strahlsümpfe gelenkt wird. Zum Sicherheitssystem gehören außerdem ein Video-Audio-System zur Überwachung der Zugänge und der Betriebsvorgänge, insbesondere bei Fernbedienung, sowie zur Sprechverbindung zwischen den Betriebsräumen und ein Brandmeldesystem.

Das **Rechnerkontrollsystem** sorgt für die übersichtliche Darstellung der erfaßten und zu Informationen verarbeiteten Meßwerte im zentralen Hauptkontrollraum. Es erlaubt dem Betriebspersonal, Stellgrößen für die Steuerungen und Sollwerte für die örtlichen Regelungen vorzugeben. Es aktiviert automatische Vorgänge, soweit diese zur Entlastung des Betriebspersonals notwendig sind und gestattet die Weiterentwicklung des Systems.

Die Abb. 3–17 zeigt schematisch den Aufbau der leittechnischen Anlagen und läßt einige grundsätzliche Vorentscheidungen erkennen. Die Anlage ist modular nach lagemäßigen und funktionalen Kriterien, wie z. B. Injektion oder Strahlenschutzeinrichtungen, aufgebaut und hierarchisch gegliedert.

In der obersten Ebene (Leitebene) befinden sich die Konsolen des Hauptkontrollraumes, die über jeweils einen Rechner den Dialog zwischen dem Betriebspersonal der Anlage und den in der darunterliegenden Ebene befindlichen Steuerrechnern gestatten. Die Verbindung geschieht über das Rechnerverbundsystem, über das jeder Rechner mit jedem anderen verkehren kann. Die Steuerrechner für die Anlagenbereiche bzw. Hilfsanlagen sind über ihr eigenes Datenübertragungssystem (serieller CAMAC-Branch) und das Prozeß-Interfacesystem CAMAC mit allen Anlagenkomponenten ihres Bereiches verbunden. Die unterste Ebene bilden die Leittechnikrichtungen, die die direkte Verbindung zu den Meßfühlern, Stellgliedern, Endschaltern u. a. herstellen und direkt an der Anlagenkomponente oder in deren Nähe installiert sind.

Eine Komponente, wie z. B. ein Quadrupol mit der dazugehörigen Stromversorgung und Kühlung, ist aus der Sicht des Rechnerkontrollsystems ein zu steuerndes Prozeßgerät. Durch die komponentenspezifischen Leittechnikrichtungen sollen diese Prozeßgeräte weitgehend autonom gestaltet werden. Diese Einrichtungen, deren Aufgaben im Bereich der Meßwerterfassung, Steuerung, Verriegelung und Regelung liegen, können mit eigener Intelligenz ausgestattet sein. Parallel zum Rechnerkontrollsystem werden alle sicherheitsrelevanten Meßwerte aus der Anlage bzw. aus den Prozeßgeräten auf das Sicherheitssystem geschaltet. Dieses Sicherheitssystem, in konventioneller Technik aufgebaut, bewirkt die oben beschriebene Schnellabschaltung des Protonenstrahls, sofern personen- oder anlagengefährdende Grenzwerte überschritten werden oder Sicherheitsverriegelungen verletzt werden.

Einzelne Komponenten oder Anlagenteile können vor Ort über bewegliche Bedienplätze, sogenannte mobile Konsolen, betrieben werden, was z. B. bei der Inbetriebnahme erforderlich sein kann.

Steuerrechner und Rechnerverbund sind in einem Raum aufgestellt, der zusammen mit dem Rechnerkontrollraum und den Arbeitsräumen zentral im Betriebsgebäude angeordnet ist.

Die Abschätzung des Entwicklungsumfanges für das Rechnerkontrollsystem, im wesentlichen Software-Entwicklung, geht aus von Erfahrungen verschiedener CERN- und Industrieprojekte, die auf die spezifischen Belange der SNQ zugeschnitten wurden. Die geschätzten Kosten liegen deutlich über dem Aufwand für das Hardware-System. In Teil III B, Band 3 ist eine Aufgliederung der notwendigen Entwicklungsarbeiten mit Kosten gegeben.

3.6 Versorgungseinrichtungen

Zu den Versorgungseinrichtungen der Spallationsneutronenquelle werden folgende Systeme bzw. Anlagenteile gezählt:

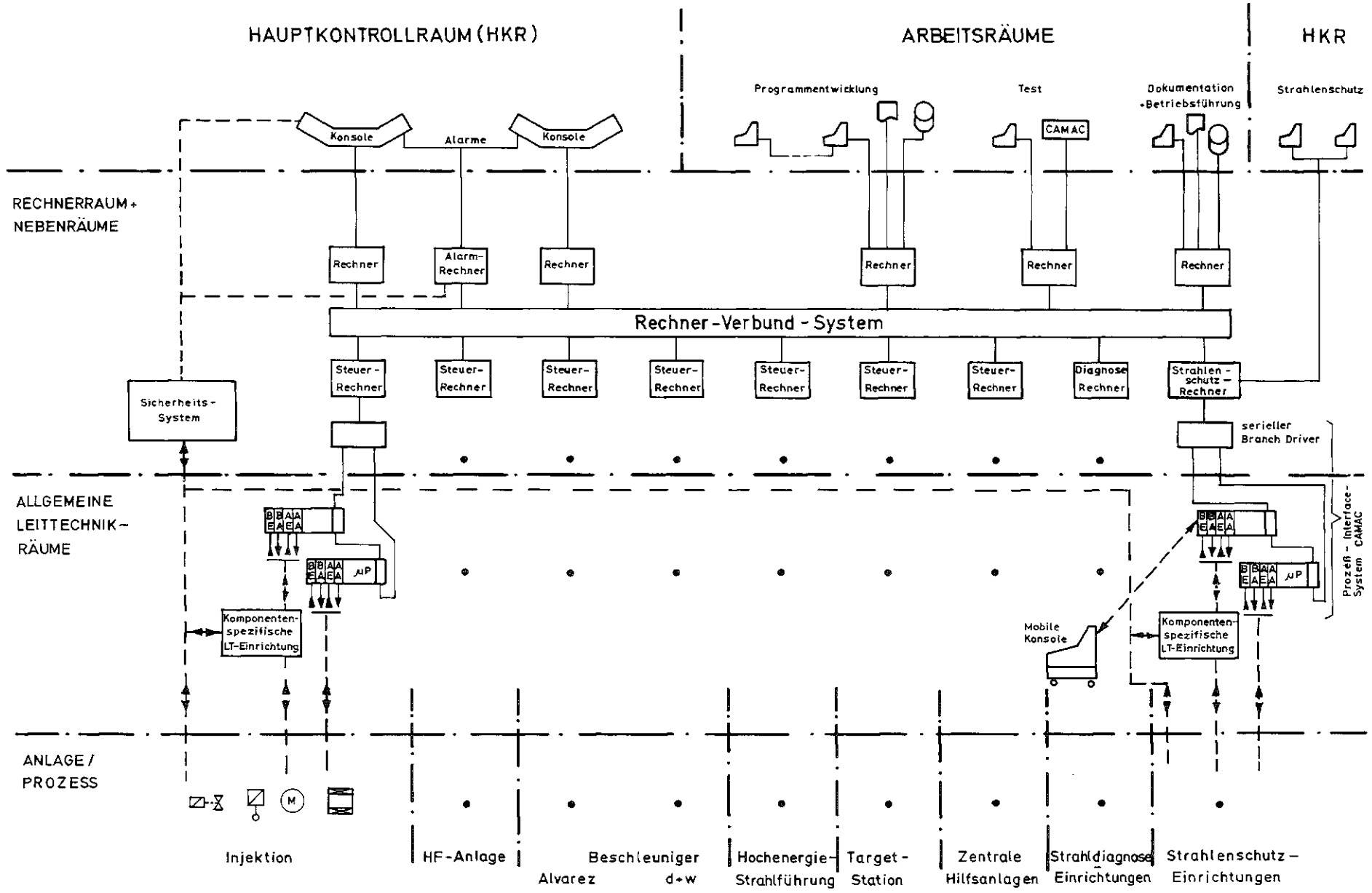


Abb. 3-17
Schematischer Systemaufbau Leittechnik

- Kühlsysteme und Kreisläufe
- Vakuumsysteme
- Lüftungs- und Klimaanlage
- Elektrische Energieversorgung und verteilung
- Medienversorgung

Soweit dabei zentrale Versorgungen erforderlich sind, wie zum Beispiel der 110-kV-Anschluß für das SNQ-Netz oder die Trinkwasserversorgung, wird davon ausgegangen, daß die zentrale Infrastruktur Hauptleitungen und Hausanschlüsse bereitstellt.

Die **Kühlsysteme und Kreisläufe** stellen die Einhaltung von Drücken und Temperaturen, die Abführung der Wärme und die Qualität der Kreislaufmedien sicher. Aus Gründen der Erweiterbarkeit, der Ersatzteilhaltung und der Kosten wurde im Bereich der Beschleunigertankkühlung, der Magnetkühlung und der Kühlung der Hochfrequenzverstärker ein modularer Aufbau gewählt. Bei einer Gesamtzahl von 65 Primärkreisläufen kommen fünf Standard-Kreislaufsysteme zum Einsatz (Abb. 3–18). Die niedrigen Systemdrücke und geringen Betriebstemperaturen stellen keine besonderen Ansprüche an Komponenten und Rohrleitungssysteme. Die Aufstellung erfolgt im Versorgungstunnel, der bereits eine Stunde nach Strahlabschaltung begehbar ist. Die aus strahlenschutztechnischen Gründen eingesetzten Ionentauscher werden lokal abgeschirmt. Sekundärseitig sind die Beschleunigerkühlkreisläufe an ein zentrales Rückkühlsystem angeschlossen, das über Naßkühltürme bei 100 Hz Nennbetrieb 40 MW an die Atmosphäre abgibt.

Den Kühlkreisläufen des Targetbereichs wurde ein eigenes zentrales Sekundärsystem zugeordnet, das im Unterschied zum Beschleuniger aus Gründen des Strahlenschutzes Trockenkühltürme mit etwa 6 MW Leistung hat. Das Kreislaufschema (Abb. 3–19) zeigt grundsätzlich den Targetwasserkreislauf mit der redundant ausgelegten Radlagerung, dem Radantrieb und der eigentlichen Kühlung. Ein Füll/Entleerungssystem, die Reinigung und ein Abgassystem mit Rekombination vervollständigen den Kreislauf, der etwa 4 MW abführt. Während die Kühlung des H₂O-Moderators parallel zur Targetkühlung am gleichen Wärmetauscher angeschlossen ist, wurden für die Kühlung der Abschirmung und für die D₂O-Moderatorkühlung eigene Kreislaufsysteme verwendet.

Kühlwassertemperaturen und -drücke, Reinheit, Dichtigkeit etc. stellen Anforderungen, die bekannter Technologie aus dem Forschungsreaktorbau entsprechen. Die Kreisläufe sind im Kellergeschoß des Targetrundbaus untergebracht.

Das **Vakuumsystem** ist aufgrund der Ausdehnung der Gesamtanlage und der Vielzahl der zu evakuierenden Komponenten dezentral aufgebaut. Mit ca. 500 Turbo-molekular- und Ionengetterpumpen, wovon etwa 480 im Beschleunigerbereich liegen, besteht es aus einer großen Zahl von Einzelsystemen, die unabhängig voneinander betrieben werden können. Über die Anforderungen an Endvakuum und Pumpzeiten, Ausgas- und Leckraten wird in Teil II, Kap. B 2.1 berichtet. Zu erwähnen ist, daß ausnahmslos Standardpumpensysteme, die sehr hohe Lebensdauern (5 bis 10 Jahre) haben, verwendet werden können.

Im Bereich des Targets wurde ein spezielles Vakuumsystem installiert, das die Leckagen der Targetradlagerung und des Kavernenliners absaugt, um den Druck auf das Beschleuniger-Sollvakuum von kleiner 10⁻⁶ mbar im Protonenstrahlrohr abzubauen (Teil II, Kap. B 2.3).

Die **Lüftungs- und Klimaanlage** konnten aufgrund der konventionellen Anforderungen überwiegend mit Standardkomponenten geplant werden. Wie schon bei den Kühlkreisläufen und dem Vakuumsystem wurden dezentrale Anlagen, hier insgesamt acht, vorgesehen.

Die Auslegung erfolgte nach den üblichen Gesichtspunkten, wie Frischluftzufuhr, Wärmeabfuhr und Einhaltung von Feuchte und Temperaturen. Spezielle Anforderungen aus Gründen des Strahlenschutzes ergaben sich im Beschleunigertunnel, wo im Betrieb Umluft gefahren wird, um die Aktivitätsabgabe über den Schornstein klein zu halten. Gleiches gilt für Räume der Targetstation, wie die Heiße Zelle oder die Montagehalle. Hier wurde zusätzlich eine Unterdruckanlage installiert, um eine Verschleppung von Aktivitäten insbesondere in die Experimentierhallen zu verhindern. Klimaanlage wurden nur an zwei Stellen vorgesehen, nämlich einmal in den Experimentierbetriebsräumen für die Experimentatoren in der Target- und Neutronenleiterhalle und für die Rechnerräume einschließlich Hauptkontrollraum.

Die **elektrische Energieversorgung und -verteilung** besteht aus einem konventionellen Teil mit der Versorgung von Antrieben, der Bereitstellung von Niederspannungen für die Meß- und Regeltechnik bis zur Notstromversorgung mit Batterien und einem Notstromdiesel für die Lüftungsanlagen der Sperrbereiche der Targetstation. Sie besteht zweitens aus einem speziellen Teil, zu dem die Strahlstromversorgung der Hochfrequenzerzeugung gehört, sowie die Kompensations- und Saugkreisanlage zur Blindleistungskompensation und zur Freihaltung des SNQ-Netzes von Oberwellen. Damit werden auch Rückwirkungen auf das öffentliche 110-kV-Netz verhindert. Die Energieversorgung der Hochfrequenzanlage wurde bereits in Kap. 3.3 beschrieben. Zur Charakterisierung des Umfangs der Energieversorgungsanlagen sei die Tab. 3–4 gegeben, die die installierte Leistung von 56 MVA auf die verschiedenen Anlagenbereiche aufgliedert. Diese Leistung wird über 20 Transformatoren auf der 20-kV-Ebene auf die dezentral angeordneten Hauptverteilungen eingespeist.

Tab. 3–4
Verteilung der installierten Leistung auf die Anlagenbereiche (in MVA)

Hochfrequenzanlage, 108- und 324-MHz-Anlage	34,0
Hochfrequenz-Test- und Montagegebäude bei Einbrennbetrieb	4,4
Alvarezbeschleuniger mit Strahlanpassungsbereich (2,0) und Injektion (0,5)	2,5
Disk-and-Washer-Beschleuniger mit Hochenergiestrahlführung	7,8
Targetgebäude (2,0), Neutronenleiterhalle (0,8), Experimentiereinrichtungen (1,6)	4,4
350- und 1100-MeV-Experimentierhallen	2,6

Der Verbrauch der Versorgungseinrichtungen wie Kühlung, Lüftung, Vakuum ist jeweils bei den entsprechenden Anlagenbereichen mitgezählt.

Die **Medienversorgung**, zu der das Heizungsnetz, die Trink- und Brauchwasserversorgung, die Bereitstellung von Steuer- und Arbeitsluft sowie die Versorgung mit Gasen wie Stickstoff, Wasserstoff, Helium etc. gehört, wurde im Rahmen der Studie bezüglich des Umfangs grob dimensioniert, um eine pauschale Abschätzung der Kosten zu ermöglichen. Eine technische Detaillierung der genannten Systeme ist Aufgabe der Projektplanung.

Eine Übersichtsdarstellung der Versorgungssysteme ist in Teil II, Kap. B 2.6, eine ausführliche Beschreibung in Teil III B, Band 4 gegeben.

3.7 Sicherheit und Genehmigung

Überlegungen zur Sicherheit von Anlagen, Auflagen im technischen und administrativen Bereich und der Ablauf der Genehmigungsverfahren haben in den vergangenen Jahren starken Einfluß auf die technische Ausführung, die Kosten und den Zeitablauf bei Großprojekten genommen. Mit dem Ziel, einen reibungslosen Übergang von der Planungs- in die Bauphase zu erreichen und eine belastbare Kosten- und Zeitplanung aufstellen zu können, wurde deshalb schon in der Studienphase der SNQ die Beteiligung einer Genehmigungsbehörde und eines Gutachters angestrebt. Da für eine Genehmigung zwei wesentliche Voraussetzungen, nämlich die Konzept- und die Standortentscheidung nicht getroffen waren, konnte kein formeller Antrag gestellt werden. Die Behörde hat jedoch durch einen Auftrag an den Technischen Überwachungsverein über „Vorbesprechungen für ein Genehmigungsverfahren nach § 15 der Strahlenschutzverordnung für die Errichtung einer Spallationsneutronenquelle“ die Möglichkeit zu gutachterlichen Stellungnahmen geschaffen. Durch den Auftrag der Genehmigungsbehörde wurde gleichzeitig sichergestellt, daß der TÜV bei dem formellen Genehmigungsverfahren nach Konzept- und Standortentscheidung nicht dem Gutachterschleiß unterliegt, sondern weiterhin tätig bleiben kann.

Die Vorschläge zum Sicherheitskonzept der Anlage sind in Teil II, Kap. B 4 in einer Zusammenfassung und in Teil III B, Band 5 in detaillierter Form dargestellt. Sie wurden mit dem TÜV abgestimmt, dessen Stellungnahme in den genannten Kapiteln im Wortlaut wiedergegeben ist. Inhalt und Gliederung der Darstellung entsprechen der vom Bundesministerium des Innern vorgegebenen Merkpostenliste für einen Sicherheitsbericht für die Errichtung, den Probetrieb und den Betrieb von Anlagen zur Erzeugung ionisierender Strahlen, zu denen die Spallationsneutronenquelle zählt.

Zusammenfassend kann über die Sicherheitsbetrachtungen der Spallationsneutronenquelle und ihre Genehmigungsfähigkeit folgendes gesagt werden:

- Im Laufe der Studie wurden keine Fakten gefunden, die die Genehmigungsfähigkeit in Frage stellen.
- Die vorhandenen Sicherheitsrisiken lassen sich mit den aus dem Beschleuniger- und Forschungsreaktorbau und -betrieb bekannten und erprobten Mitteln beherrschen.

Bezogen auf den Beschleuniger wird die Vergleichbarkeit mit bekannten Anlagen ausführlich in Teil II, Kap. A 1

dargestellt und insbesondere auf die hohe mittlere Strahlstromstärke der SNQ und die Bedeutung der Strahlverluste hingewiesen. Im Vergleich zu diesen Anlagen ist in den hier gemachten Abschätzungen der sicherheitsrelevanten Strahlparameter nach dem heutigen Stand der Wissenschaft und Technik ein Sicherheitsfaktor von mindestens 10 enthalten. Dies gilt sowohl für die Berechnung der Aktivierungen, die Auslegung der Abschirmungen, als auch für die Berechnung der Strahlenexposition innerhalb und außerhalb der Beschleunigeranlage. Darüber hinaus wurde die Anordnung der Komponenten in den verschiedenen Tunnelbereichen zur Minimierung der Strahlenbelastung, die Instrumentierung und Diagnostik und insbesondere die Auslegung auf Fernbedienbarkeit durch das verschärfte Strahlverlustkonzept stark beeinflusst. Es wird damit gerechnet, daß im Kontakt mit aktivierten Beschleunigerstrukturen 24 Stunden nach Abschalten des Strahls Strahlendosen von einigen rem/h auftreten.

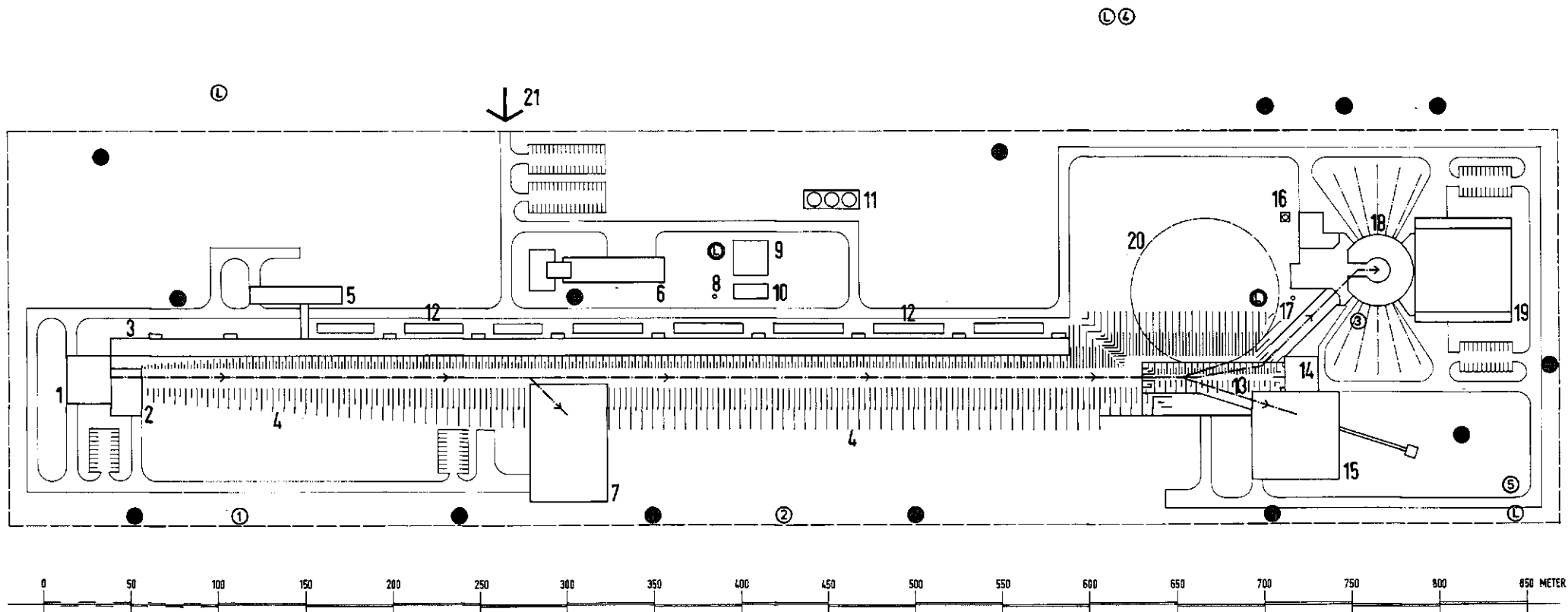
Im übrigen treten im Beschleuniger keine schwierig zu handhabenden oder besonders gefährlichen Stoffe auf. Die Systemdrücke z.B. in den Kühlkreisläufen sind gering, einige bar; die Temperaturen sind niedrig, unter 50°C. Die Beherrschung der hohen Spannungen und der Energiespeicherung im Hochfrequenzsystem sowie in der Energieversorgung (Kondensatorbänke) sind Stand der Technik, setzen jedoch eine sorgfältige Auslegung und den Bau entsprechender Schutzeinrichtungen voraus.

Das Target der Spallationsneutronenquelle mit dem zugehörigen Moderator/Reflektorsystem wird zu Recht mit dem Core eines Reaktors bezüglich seiner Eigenschaften als Neutronenquelle verglichen, ein Vergleich bezüglich der Sicherheitsaspekte ist jedoch für wesentliche physikalisch-technische Eigenschaften der Referenzlösungen nicht angebracht. Dies spiegelt sich auch in der bereits erwähnten Behandlung durch die Genehmigungsbehörde und den Gutachter wieder.

- Es werden keine spaltbaren Stoffe (Kernbrennstoffe) eingesetzt.
- Eine kritische Anordnung existiert nicht.
- Das Aktivitätsinventar, ca. $2,5 \cdot 10^6$ Ci, ist um Größenordnungen kleiner als das genehmigter Reaktoren.
- Die abzuführende Nachwärme ist so gering, daß keine besonderen technischen Maßnahmen erforderlich sind.
- Die Abschaltung der Anlage kann über den Protonenstrahl in weniger als 100 µs erfolgen.
- Der Ausfall der elektrischen Energie (Netzversorgung) bringt die Anlage in einen radiologisch sicheren Zustand.

Auf der anderen Seite kann die Spallationsneutronenquelle in vollem Umfang von den in der Reaktortechnik entwickelten und langjährig erprobten Technologien profitieren, z.B. bezüglich der Auslegung und Ausführung von Primärkreisläufen mit Gasabscheidung, Rekombination, Reinigung, aber auch in der Verwendung von Zwischenwärmetauschern, gekapselten Pumpen oder der Dichtungstechnik allgemein.

Die Abschirmung der hochenergetischen Neutronen, die vor allem in Vorwärtsrichtung auftreten und die gegenüber der Experimentierhalle abgeschirmt werden müs-



- 1 INJEKTIONSGEBÄUDE
- 2 MONTAGESCHLEUSE
- 3 HOCHFREQUENZGALERIE
- 4 ERDWALL (ABSCHIRMTUNNEL)
- 5 TEST- UND MONTAGEGEBÄUDE
- 6 BETRIEBSGEBÄUDE
- 7 350 MeV-EXPERIMENTIERHALLE

- 8 FORTLUFTKAMIN
- 9 FREILUFTSCHALTANLAGE
- 10 20 KV-ELEKTROVERTEILUNG
- 11 NASSKÜHLTÜRME
- 12 HOCHFREQUENZ-ENERGIEVERSORGUNG
- 13 VERTEILUNGSTUNNEL
- 14 MONTAGESCHLEUSE

- 15 1100 MeV-EXPERIMENTIERHALLE
- 16 TROCKENKÜHLTURM
- 17 FORTLUFTKAMIN
- 18 TARGETGEBÄUDE
- 19 NEUTRONENLEITERHALLE
- 20 KOMPRESSORRING
- 21 EINGANG

- Neutronen- u. γ -Monitore
- Ⓛ Luftüberwachung
- Ⓛ Fortluftüberwachung

Meßstelle	Streustrahlung (m rem)	Luft (m rem)	Jahresdosen (m rem)
①	15	-	15
②	20	1	20
③	400	5	400
④	20	20	40
⑤	10	20	30

Abb. 3-20
Strahlendosen im betrieblichen und außerbetrieblichen Überwachungsbereich der SNK

sen, stellt ähnliche Anforderungen wie bei Hochenergiebeschleunigern. Um an der Außenseite des Targetblocks auf eine Dosisleistung von 0,5 mrem/h zu kommen, sind etwa 6,5 m Eisen und Schwerbeton erforderlich.

Für den außerbetrieblichen Überwachungsbereich wurde die Dimensionierung der Beschleuniger- und Targetabschirmungen so vorgenommen, daß an der meistbestrahlten Stelle durch Streustrahlung eine Ortsdosis von maximal 50 mrem/a auftreten kann. Die Submersionsdosis, die durch radioaktive Gase aus der Fortluft der Anlage und Leckverluste erzeugt wird, wird durch die Abgabe über Fortluftschornsteine und das Fahren von Umluft während des Anlagenbetriebs auf weniger als 15 mrem/a reduziert (Abb. 3-20).

Wesentlich für den Strahlenschutz ist das Personensicherheitsystem, das erprobten Verfahren der Beschleunigerzentren folgt. Die strahlenschutzrelevanten Parameter, wie z.B. die genannten Strahlverluste, werden durch das Anlagenkontrollsystem und eigene Strahlenschutzmessungen erfaßt und können in einem unabhängigen Strahlenschutzrechner verarbeitet werden. Umfang und Eigenart der Anlage erfordern eine Strahlenschutzorganisation, die speziell auf die Spallationsneutronenquelle abgestimmt ist. Es wird damit gerechnet, daß etwa zwölf Personen in Tages- und Schichtdienst für den Strahlenschutz durch die zentrale Infrastruktur zur Verfügung gestellt werden müssen.

4. Experimentelle Methoden und Experimentiereinrichtungen

4.1 Neutronenstreuapparaturen

Bei der Festlegung der Betriebsparameter für die SNQ spielten zwei Gruppen von Argumenten eine Rolle, erstens was ist für den Experimentierbetrieb wünschenswert, und zweitens was ist technisch-ökonomisch machbar und vertretbar? Für den Experimentierbetrieb an einer zeitmodulierten Quelle sind die wichtigsten Größen:

- τ : Pulsdauer
- ν : Pulswiederholfrequenz
- $\hat{\Phi}$: Spitzenfluß

Eine abgeleitete Größe ist der mittlere Fluß $\bar{\Phi} = \hat{\Phi} \nu \tau$. Für den Grenzwert $\nu \cdot \tau = 1$ erhält man die kontinuierliche Quelle mit $\bar{\Phi} = \hat{\Phi}$. Wegen $\hat{\Phi} = \bar{\Phi} \cdot 1/\nu\tau$ wird $1/\nu\tau$ auch als Überhöhungsfaktor bezeichnet.

Wir werden später sehen, daß vom Standpunkt der zur Verfügung stehenden Nutzneutronen im wesentlichen zwei Gruppen von Experimenten unterschieden werden können, nämlich solche, die den mittleren Fluß ausnützen und solche, die möglichst großen Spitzenfluß haben möchten. Dabei wird sich herausstellen, daß diejenigen Instrumente, die bei konventioneller Betriebsweise den mittleren Fluß ausnützen würden, durch geschickte Betriebsweise eventuell doch ganz oder zumindest teilweise vom Spitzenfluß profitieren. Der von der Quelle erzeugte Spitzenfluß wird hier als gegeben angenommen, da er durch technische und ökonomische Überlegungen bestimmt wird (vgl. Kap. 2). Es sei hier nochmals erwähnt, daß der Spitzenfluß der SNQ etwa 10–20mal größer sein soll als der mittlere Fluß an den Hochflußreaktoren.

Der untere Wert von τ ist im wesentlichen vorgegeben durch die Moderationszeit, diese jedoch ist abhängig von der Neutronenenergie. Es wurde ein Wert vorgeschlagen, der für thermische Neutronen angepaßt ist, bei Berücksichtigung, einen möglichst hohen Spitzenfluß zu erreichen, ist dieser Wert etwa 0,5 ms. Eine Vergrößerung bringt für die meisten Experimente keinen Vorteil.

Der noch freie Parameter ist die Pulswiederholfrequenz ν . Je nach Art des Experiments liegt der optimale Wert für ν etwa zwischen 50 Hz und 150 Hz. Mit einem vorgegebenen Tastverhältnis der Protonenpulse von 1:20 (vgl. Kap. 2.7) fiel die Entscheidung auf 100 Hz. Damit ergibt sich für die Neutronenpulse ein Überhöhungsfaktor $1/\nu\tau = 20$ (vgl. Kap. 2.9). Es sei hier bemerkt, daß nicht allein der Überhöhungsfaktor ein Maß für die Güte der Quelle ist. Denn durch Verkleinern der Wiederholfrequenz können beliebig große Überhöhungsfaktoren erzeugt werden, proportional damit aber sinkt der mittlere Fluß.

Eines der wesentlichen Ziele wird es im folgenden sein zu zeigen, in welcher Weise die Neutronenstreu-Experimente von der beschriebenen Zeitstruktur einer SNQ profitieren. Grundsätzlich ist durch die Zeitstruktur der Quelle ein neuer Freiheitsgrad bei der Auslegung von Instrumenten und der Durchführung von Messungen gegeben, der in vielfacher Weise genutzt werden kann. Beispiele hierfür, die jedoch keineswegs den Anspruch auf Vollständigkeit erheben, werden in den folgenden Ab-

schnitten gegeben. Zu Ihrem besseren Verständnis ist in Abb. 4–1 nochmals das bereits in Kap. 2.2 diskutierte Weg-Zeit-Diagramm gezeigt. Bezüglich weiterer Betrachtungen zur Zeitstruktur, wie sie z. B. für Messungen mit epithermischen Neutronen oder für Neutrino-Experimente erforderlich ist, sei auf die Kap. 1.4, 2.2 und 6 verwiesen.

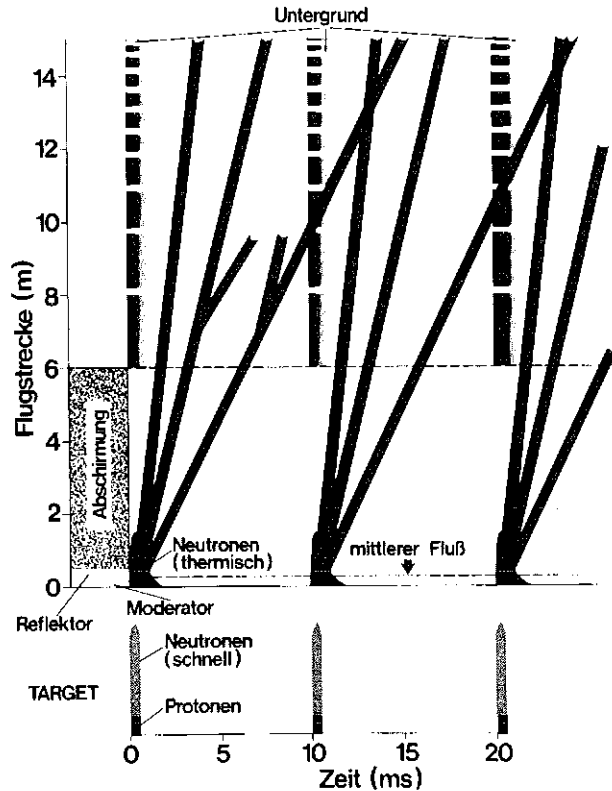


Abb. 4–1
Flugzeitdiagramm für Neutronen verschiedener Geschwindigkeiten an einer intensitätsmodulierten Quelle. Unter der Abszisse ist die Pulssequenz der Protonen und schnellen Neutronen gezeigt, die zu dem angedeuteten Zeitverlauf des thermischen Flusses im Moderator führt. Repräsentativ sind die Trajektorien der verschiedenen Reflexordnungen eines auf 0,4 nm eingestellten Monochromatorkristalls dargestellt. Der zeitabhängige Untergrund im Experimentierareal ist angedeutet.

4.1.1 Untergrundbetrachtungen

Ein Experiment mit Untergrund erfordert eine längere Meßzeit T_2 als ein Experiment ohne Untergrund, dessen Meßzeit mit T_1 bezeichnet wird, um in beiden Fällen die gleiche statistische Genauigkeit für das Meßsignal zu bekommen. Wenn wir mit $U/S = X$ das Verhältnis von Untergrund zu Signal bezeichnen, so ist das Verhältnis T_2/T_1 gegeben durch

$$T_2/T_1 = 1 + 2X + 2\sqrt{X^2 + X} \quad (4-1)$$

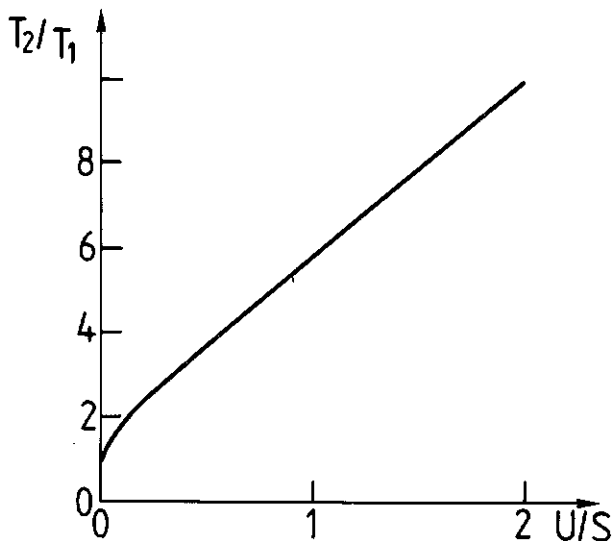


Abb. 4-2
Meßzeitverlängerung eines Signals S mit Untergrund U. Die Ordinate gibt an, wieviel länger man das Signal bei Vorhandensein des Untergrunds U messen muß, um dieselbe statistische Genauigkeit des Signals S zu erhalten, wie man sie ohne Untergrund in einer Zeiteinheit erhalten hätte.

Dieses Verhältnis ist in Abb. 4-2 aufgetragen, und wir sehen, daß für $U/S \geq 1$ die Meßzeit direkt proportional diesem Verhältnis ist. Das heißt, daß durch Reduzierung des Untergrunds um einen Faktor N die effektive Meßzeit um denselben Faktor reduziert werden kann. Wie sieht nun das Untergrundproblem an einer gepulsten SNQ aus? Das Problem wurde kürzlich von W. Kley diskutiert [4-1].

- Der prompte Untergrund** wird während und kurz nach dem Auftreffen des Protonenstrahls auf das Target erzeugt durch schnelle Neutronen, die die biologische Abschirmung durchdringen und in Detektornähe thermalisiert werden. Dieser Untergrund ist in Abb. 4-1 dargestellt. Er klingt relativ rasch ab (vgl. auch Kap. 2.2). Wie bereits in Kap. 2.2 ausführlich beschrieben, kann dieser Untergrund durch die Zeitstruktur weitgehend unterdrückt werden, indem die Nutzneutronen frühestens 1,5 ms nach Ende des Protonenpulses gemessen werden. Das Problem der Streuung epithermischer und schneller Neutronen an den Strahlrohrwänden und die teilweise Konversion in thermische Neutronen kann durch spezielle Strahlrohrkonstruktion reduziert werden [4-1, 4-2].
- Der 4π -Raumuntergrund** ist derjenige Untergrund, der ohne Probe und bei abgedecktem Detektor gemessen wird. Zu ihm tragen bei kontinuierlichen Quellen alle Streuneutronen (sowohl schnelle als auch thermische) aus den anderen Experimenten und der Abschirmung bei, ebenso wie die kosmische Höhenstrahlung. Er liegt dort für ein gut abgeschirmtes Zählrohr üblicher Bauart bei etwa 1 Puls/min. Bei einer zeitlich modulierten Quelle ist der oben genannte prompte Anteil zum Zeitpunkt der Messung ohne Bedeutung. Für den verbleibenden Anteil ist anzunehmen, daß er etwa dem an einer kontinuierlichen Quelle vergleichbar ist. Damit wird aber das Verhältnis Nutzneutronen zu Untergrund um den Überhöhungsfaktor verbessert, da ja die Nutzneutronen in einer

entsprechend dem Taktverhältnis kürzeren Zeit nachgewiesen werden. Das gleiche Argument gilt auch für jene Instrumente, die ein weißes Wellenlängenband nutzen, oder mit anderen Worten, deren Detektor die gesamte Zeit zwischen den Pulsen geöffnet ist, da für diese Instrumente die Zahl der Nutzneutronen um den Überhöhungsfaktor größer ist.

- Ein Targetuntergrund** bei Verwendung eines Urantargets durch Erzeugung von verzögerten Neutronenemittern bei der Schnellsplattung kann auf Grund eines Verdünnungseffektes durch das rotierende Rad weitgehend vernachlässigt werden (Kap. 6.2).

Das Überlappen thermischer Neutronen aufeinanderfolgender Pulse kann mit Phasenchoppem verhindert werden.

An einem speziellen Beispiel sei demonstriert, wie vorteilhaft die zeitliche Struktur des Neutronenflusses zur Unterdrückung störenden Untergrundes ausgenützt werden kann. In Abb. 4-3a ist der instrumentelle Aufbau gezeigt, wie er für eine größere Klasse von Experimenten benötigt wird. Es handelt sich dabei um ein Dreiachsen-spektrometer in der Position zur Messung kleinerer Energieüberträge in Vorwärtsrichtung. Zu diesem Problemkreis gehören alle kritischen Streuphänomene (z. B. magnetische Dichte, Konzentration), sowie Brillouin- und Rayleigh-Streuung und Diffusionsmessungen. Es ist bei diesen Experimenten nötig, sowohl Monochromator als auch Analysator nahezu in Rückstreuung zu betreiben, weshalb es unvermeidlich wird, daß man mit dem Detektor sehr nahe an den Primärstrahl und die Probe gelangt, wodurch erhebliche Abschirmprobleme des Detektors gegen den direkten Strahl und die Streustrahlung von der Probe entstehen.

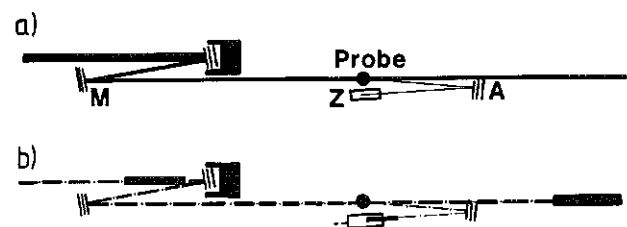


Abb. 4-3
Untergrundreduzierung bei Messungen mit dem Detektor in Strahlhöhe.

Teil a der Abbildung zeigt ein Dreiachsen-spektrometer mit Doppelmonochromator M, Analysator A und Zählrohr Z in der speziellen Position für Streuung in Vorwärtsrichtung mit hoher Energieauflösung. An einer kontinuierlichen Quelle ist es sehr schwierig, das Zählrohr Z gegen die Streuneutronen der Probe und des Primärstrahls abzuschirmen.

In Teil b der Abbildung sind die Pulszüge des Primärstrahls und der Pulszug des analysierten Strahls, der gerade in das Zählrohr eintritt, angedeutet. Während der Nachweiszeit werden in einem größeren Umkreis des Zählrohrs keine Untergrundneutronen erzeugt.

In Abb. 4-3b ist der gepulste Neutronenstrahl eingezeichnet, und man sieht sofort, daß es möglich ist, die Nutzneutronen zu einem Zeitpunkt nachzuweisen, zu dem kein Untergrund von der Probe erzeugt wird und die

beiden Neutronenpulse des direkten Strahls relativ weit weg vom Detektor sind. Darüber hinaus wird man natürlich zusätzlich versuchen, die Nutzneutronen zwischen zwei Protonenpulsen zu messen, so daß auch der Untergrund von der Quelle her minimalisiert ist. Dazu ist bei vorgegebener Neutronengeschwindigkeit ein bestimmter Laufweg der Neutronen von der Quelle bis zum Detektor einzustellen. Um flexibel zu bleiben, wird es, wenn es technisch möglich ist, sehr nützlich sein, den Abstand der Instrumente von der Quelle variabel zu halten.

4.1.2 Flugzeit- und Kristallspektroskopie

Bei einem Streuexperiment handelt es sich grundsätzlich darum, den Impulsübertrag hQ , den Energieübertrag $h\omega$ und die Intensität der gestreuten Neutronen zu messen. Häufig steckt bereits wichtige Information in einer oder zwei der genannten Größen. Zum Beispiel erhält man aus einem Transmissionsexperiment – es wird hierbei die Schwächung des Primärstrahls gemessen – den totalen Streuquerschnitt, der schon sehr wesentliche Aussagen über eine Probe liefern kann, z. B. über die Zeitabhängigkeit der Kernspinkonversion [4–3]. Für die Messung der genannten drei Größen gibt es drei verschiedene Methoden. Einmal wird durch die Reflexion an einem Einkristall entsprechend der Bragg-Gleichung $n\lambda = 2d \sin\theta$ die Wellenlänge der Neutronen festgelegt, oder aber man bestimmt die Geschwindigkeit der Neutronen durch eine Laufzeitmessung. Die Energieänderung und Impulsänderung der Neutronen wird in beiden Fällen durch Differenzbildung der entsprechenden Größen nach und vor der Streuung bestimmt. Die dritte Methode ist die neu entwickelte und sehr vielversprechende Spinechomethode, hier wird die Geschwindigkeitsänderung durch Messung der Larmorpräzession bestimmt.

Häufig wird der Experimentator vor die Frage gestellt, welche der Methoden für sein Problem am besten geeignet ist. Diese Frage läßt sich nicht immer eindeutig beantworten. Folgende Kriterien spielen dabei an einer kontinuierlichen Quelle eine Rolle. Ist man an einem ganz speziellen Detail des Streugesetzes interessiert (es handelt sich dabei im allgemeinen um kohärente Streuung mit scharf definiertem Impuls- und Energieübertrag), so ist die Dreiachsenspektrometrie überlegen. Handelt es sich darum, Information in einem möglichst großen Impuls- und Energiebereich zu bekommen, ohne diese Information an einer bestimmten Stelle des Streugesetzes mit besonders hoher Meßgenauigkeit zu verlangen, so ist die Flugzeitspektroskopie überlegen. Das gilt besonders für inkohärente Messung, wo im allgemeinen eine schwache Q - und Energieabhängigkeit auftritt. Bei der Dreiachsenspektroskopie spielen häufig sogenannte Fokussierungsmöglichkeiten eine wesentliche Rolle, die zu erheblichen Intensitätsgewinnen führen können, dagegen sind Fokussierungseigenschaften von Flugzeitspektrometern sicherlich noch nicht erschöpfend untersucht worden.

Der heutige Stand der Instrumentierung an den Reaktoren ist so, daß die Kristallspektrometer eindeutig dominieren und technisch am höchsten entwickelt sind. Flugzeitspektrometer dagegen haben sicherlich noch nicht den höchsten Stand der Entwicklung erreicht; es findet jedoch eine starke Entwicklung auf dem Gebiet neuarti-

ger Detektoren statt, ebenso auf dem Gebiet der relativ aufwendigen Elektronik für Flugzeitspektroskopie.

Der wohl größte Nachteil der Dreiachsenspektroskopie ist zunächst ein rein technischer, nämlich, daß es nicht möglich ist, nach der Streuung einen größeren Raumwinkel nutzen zu können bzw. das Streugesetz an mehreren Stellen gleichzeitig messen zu können. Versuche, Dreiachsenspektrometer mit mehr als einem Streuarm zu bauen, waren nicht erfolgreich. Der nutzbare Raumwinkel ist von der Größenordnung 10^{-2} sterad, während bei Flugzeitspektrometern leicht der hundertfache Raumwinkel erfaßt werden kann. In Zukunft wird auch bei Kristallstrukturuntersuchungen eine Energieanalyse der gestreuten Neutronen immer wichtiger werden, um den Beitrag der inelastischen Neutronen abzuseparieren. Die Flugzeitmethode dürfte auch hier der Dreiachsenspektrometrie überlegen sein. Ein für die Zukunft noch wichtiger Punkt dürfte sein, daß absolute Intensitätsmessungen, die an Bedeutung sicherlich zunehmen werden, mit der Flugzeitmethode besser und genauer durchgeführt werden können, da das Problem der Kristallreflektivität eliminiert wird und eine sehr genaue Festlegung des Raumwinkels möglich ist.

In dem folgenden Abschnitt werden die konventionellen Meßmethoden auf die Frage hin untersucht, in welcher Art sie den Neutronenfluß nutzen und wie einige Typen so modifiziert werden können, daß sie vom Spitzenfluß der Quelle profitieren, obgleich sie traditionell den mittleren Fluß nutzen.

4.1.3 Konventionelle Instrumente an einer zeitstrukturierten Neutronenquelle

Wir unterscheiden zwei Arten von Instrumenten, solche, die den mittleren Fluß ausnützen und solche, die den Spitzenfluß ausnützen.

1. Instrumente, die den mittleren Fluß nutzen

Zu diesen gehören zum Beispiel

- Dreiachsenspektrometer
- Kristalldiffraktometer
- Rückstreuспекrometer
- Spinechospektrometer
- Kleinwinkelstreuapparatur

Im konventionellen Betrieb dieser Apparaturen liefert der Pulsbetrieb neben dem oben erwähnten Untergrundvorteil noch zusätzlich die Möglichkeit, höhere Ordnungen durch grobe Flugzeitanalyse zu trennen und wenn möglich, gleichzeitig zu nutzen. Am Beispiel des Rückstreuспекrometers soll dies demonstriert werden. Abb. 4–4a zeigt den Aufbau dieses Instruments. Der vom Target ausgehende weiße Neutronenstrahl wird von einem rotierenden Graphitkristall grob monochromatisiert, wobei alle Reflexionsordnungen zum Monochromatorkristall hingelenkt werden. Am Monochromator werden die einzelnen Ordnungen scharf monochromatisiert und zur Probe reflektiert. Die gestreuten Neutronen werden von den Analytorkristallen nach der Energie analysiert und in den Detektoren nachgewiesen. In Abb. 4–4b ist das Orts-Zeit-Diagramm für 4 verschiedene Ordnungen dargestellt. Auf der Ordinate sind die Positionen des Ablenk-kristalls, des Monochromators, der Probe und der Zähl-

rohre aufgetragen, die Abszisse ist die Zeitachse. Wir sehen unmittelbar, daß die erste, zweite und dritte Ordnung am Ort des Zählrohrs zeitlich gut separiert sind und daß sie außerdem zu einem Zeitpunkt auf die Probe fallen, zu dem gerade keine Neutronen im Zählrohr nachgewiesen werden. Letzter Punkt ist wichtig, damit der Untergrund in den Zählrohren nicht durch direkte Streustrahlung unzulässig erhöht wird (wie bereits anhand von Abb. 4-3 ausführlich erläutert).

Wie man leicht zeigen kann, wird die Trennung oder Messung höherer Ordnungen auch für übliche Dreiachsenspektrometer und Kristalldiffraktometer sehr nützlich sein.

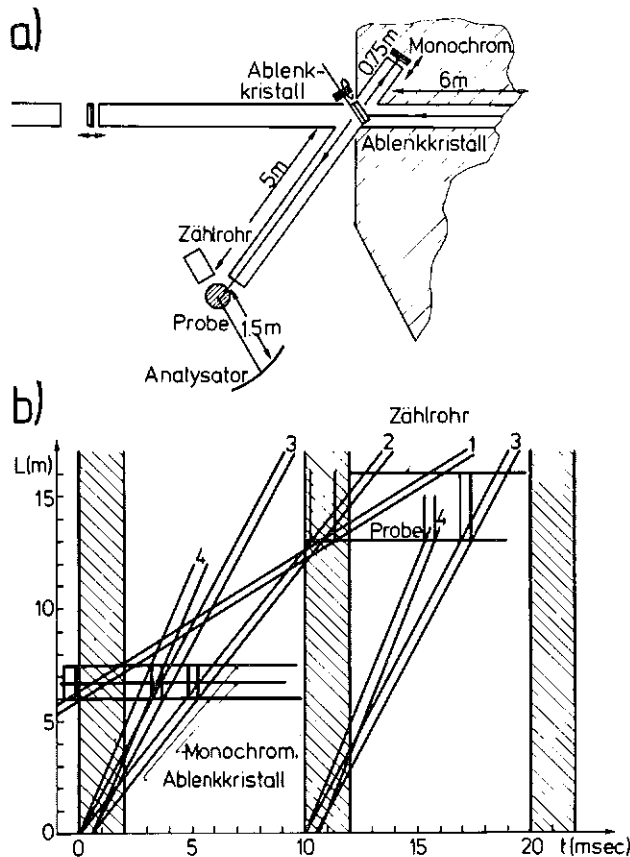


Abb. 4-4
Simultane Nutzung mehrerer Reflexordnungen im Rückstreuungsspektrometer.

- Der von der Quelle kommende Strahl wird vom Ablenkkristall grob monochromatisch zum Si-Monochromator gelenkt. Der Si-Monochromator steht in Rückstreuung und reflektiert die monochromatischen Neutronen zur Probe, die von dem Analysator zurückreflektierten Streuneutronen werden vom Zählrohr nachgewiesen.
- Weg-Zeit-Diagramm für 4 Ordnungen. Wir sehen, daß die erste, zweite und dritte Ordnung getrennt im Zählrohr nachgewiesen werden, mit der Zusatzbedingung, daß während der Nachweiszeit keine Neutronen auf die Probe fallen, da hierdurch unzulässig hoher Untergrund durch direkt gestreute Neutronen (ohne Umweg über den Analysator) erzeugt würde. Die vierte Ordnung muß ausgesondert werden, da diese zur selben Zeit auf die Probe fällt, zu der die 1. Ordnung im Zählrohr nachgewiesen wird. Aussonderung kann mit dem rotierenden Graphitkristall, der als Hilfsschopper dient, geschehen.

Modifizierter Betrieb zur Ausnutzung des Spitzenflusses

An zwei Beispielen soll gezeigt werden, wie Neutronenspektrometer obiger Klasse modifiziert werden können, um den Spitzenfluß auszunutzen. Das Prinzip dieses Verfahrens beruht darauf, daß es möglich ist, ohne Einbuße der Energieauflösung ein größeres Geschwindigkeitsband an der Probe zeitlich so zu staffeln, daß verschiedene Energie- und Impulsüberträge gemessen werden können. Mit anderen Worten ausgedrückt, die lange Ruhezeit des konventionellen Spektrometers im intensitätsmodulierten Betrieb wird dadurch verkürzt, daß nicht nur Nutzneutronen einer Wellenlänge für 0,5 ms gemessen werden, sondern es wird die gesamte Meßzeit genutzt, indem Neutronen verschiedener Energie nacheinander in die Probe gelangen. Dieses Prinzip soll an zwei speziellen Apparaturen genauer erläutert werden.

– Das modifizierte Rückstreuungsspektrometer

Das konventionelle Rückstreuungsspektrometer wurde oben bereits beschrieben (Abb. 4-4a). Die notwendige Variation der Einfallenergie wird bei diesem Spektrometer bisher durch Bewegung des Monochromatorkristalls zeitabhängig gemacht und die Geschwindigkeit, mit der ein nachgewiesenes Neutron auf die Probe gefallen war, wurde aus dem Zeitpunkt seines Nachweises über die bekannte Flugdauer zurückgerechnet. Bei einer Quelle mit Zeitstruktur können Monochromatorkristalle, die auf verschiedenen Temperaturen gehalten werden und daher verschiedene Geschwindigkeiten reflektieren, räumlich so hintereinander angeordnet werden, daß die zugehörigen Geschwindigkeiten auf Grund des „Umwegs“ nacheinander an der Probe ankommen. Da der Analysator auf eine feste Energie eingestellt ist, kann wiederum durch Messung der Ankunftszeit am Detektor der Flugweg und damit über den Monochromator und dessen Temperatur die Geschwindigkeit der Neutronen vor der Streuung ermittelt werden. Bei geeigneter Wahl der Temperaturen und Abstände zwischen den Monochromatoren kann erreicht werden, daß die Zeitverschiebung zwischen zwei benachbarten Energien 0,5 ms beträgt, und somit für jede Energie die gesamte Pulsdauer der Quelle nutzbar ist. Der nutzbare Geschwindigkeitsbereich wird von der Wiederholfrequenz der Quelle begrenzt, ist aber von der gleichen Größenordnung wie bei dem konventionellen Rückstreuungsspektrometer. Damit ist ein zehn- bis zwanzigfacher Meßzeitgewinn zu erwarten.

– Das Spinechospektrometer

Ein anderes Beispiel für die Ausnutzung eines breiten Wellenlängenbandes und dessen Grobunterteilung durch Flugzeitanalyse wurde von Mezei [4-4] angegeben. Es handelt sich hier um das Spin-Echo-Spektrometer, bei dem durch Verwendung eines relativ breiten Wellenlängenbandes, z.B. von 2 Å bis 4 Å und zusätzlicher grober Flugzeitanalyse die Energieänderung der Neutronen bei verschiedenen Impulsüberträgen gleichzeitig gemessen werden kann. Es wird ein Gewinn von einem Faktor 5 erwartet.

Das Prinzip der Grobpulsung und damit eines Intensitätsgewinns, der zusätzlichen Zeitausnutzung entspricht, läßt sich natürlich auch auf Spektrometer wie die Kleinwinkelstreuapparatur oder die diffuse Streuapparatur übertragen.

2. Konventionelle Instrumente, die den Spitzenfluß nutzen

Dazu gehören:

Inelastische Flugzeitspektrometer
 Flugzeitdiffraktometer
 Korrelationspektrometer

Das größte Potential einer zeitstrukturierten Neutronenquelle liegt sicherlich bei den **Flugzeitinstrumenten**. Dabei gibt es zwei verschiedene Grundtypen, die sich dadurch unterscheiden, daß die Neutronenlaufstrecken nach oder vor der Probe liegen. Bei dem direkten Flugzeitspektrometer läßt man einen kurzen monochromatischen Puls auf die Probe fallen und mißt die Intensität der gestreuten Neutronen zeit- und winkelabhängig, wodurch der Energie- und Impulsübertrag gemessen werden kann. Bei der zweiten Methode, der sogenannten inversen Flugzeitmethode, treffen Neutronen der verschiedenen Geschwindigkeiten nacheinander auf die Probe, und es wird gleichzeitig unter verschiedenen Streuwinkeln jeweils nur eine Endenergie gemessen. Aus dem Zeitpunkt des Nachweises kann wegen der festen Flugzeit der Neutronen von der Probe zum Detektor die Energie des dazugehörigen Primärneutrons bestimmen. Die erste Methode wird bevorzugt für kalte Neutronen verwendet, die zweite Methode eignet sich besonders gut für epithermische Neutronen. Alle Flugzeitmethoden profitieren vom Überhöhungsfaktor der Quelle, d.h. bei einem Überhöhungsfaktor von einem Faktor 20 werden diese Instrumente einen großen Intensitätsgewinn gegenüber den bestehenden Reaktoren haben. Leider ist die Pulslänge von 500 µs für die meisten Flugzeitexperimente zu lang. Geht man von einer Geschwindigkeitsauflösung von 1 % aus, so ergibt sich die wünschenswerte Pulslänge aus der Beziehung

$$\Delta T = \frac{\Delta V}{V} \frac{L}{V} = 0,01 \frac{L}{V}$$

Setzen wir eine Flugstrecke von 10 m ein, so erhalten wir für die Pulslänge $T \approx 0,1/v$, d.h. die Pulslänge sollte einige µs für epithermische Neutronen bis etwa 100 µs für kalte Neutronen sein. Für epithermische Neutronen liegen wir mit der Pulslänge von 500 µs weit entfernt von dem, was wir möchten. Dies ist einer der Gründe, weshalb zur Erzeugung epithermischer Neutronen über eine Protonenpulskompression nachgedacht wird. Wie aus Kap. 6.4 hervorgeht, läßt die Protonenpulskompression für thermische und subthermische Neutronen wegen der langen Moderations- bzw. Lebensdauer der Neutronen im Moderator keine wesentliche Verkürzung des Neutronenpulses bei gleichzeitiger Erzielung eines höheren Spitzenflusses zu. Wir müssen uns also zwangsläufig mit der relativ langen Pulsdauer zufriedengeben. Eine entsprechende Verkürzung mit Hilfschoppern wird also an den Flugzeitspektrometern wiederum zu Kompromissen bezüglich der Neutronenökonomie führen, so daß sicherlich auch weiterhin für spezielle Probleme die Kristallspektrometer ihre Bedeutung behalten werden. Zum Beispiel wird die Flugzeitdiffraktometrie der Kristalldiffraktometrie erst dann überlegen sein, wenn der Intensitätsverlust, der durch Verkürzung des Neutronenpulses auftritt, dadurch wettgemacht werden kann, daß eine entsprechend große Anzahl von Reflexen gleichzeitig gemessen werden kann. Das scheint für die Pulverdiffraktometrie sicher möglich zu sein, da ja alle Reflexe

gleichzeitig angeregt werden, aber auch bei der Untersuchung komplizierter Einkristalle dürfte die Flugzeitdiffraktometrie Vorteile bringen, zumal hier die Möglichkeit der Abtrennung thermisch diffuser Streuung besteht.

Von ganz besonderer Bedeutung könnte die Pulsstruktur der Quelle für eine experimentelle Methode werden, die als **statistischer Chopper** oder **Korrelationschopper** bekannt wurde. Hierbei handelt es sich um eine Flugzeitapparatur, bei der sich auf dem Chopperumfang nicht ein Schlitz, sondern eine Anzahl von Schlitzen und Stegen befindet, deren Folge nach einer pseudostatistischen Sequenz variiert, etwa derart, daß 50 % statt nur 0,5–1 % der Neutronen durchgelassen werden. Als Folge dessen wird eine Überlagerung einer großen Zahl von Flugzeitspektren, die den verschiedenen möglichen Startzeitpunkten zugeordnet sind, gemessen. An einer kontinuierlichen Quelle durchgeführt, sind darin die Beiträge der beiden in Abb. 4–5a gezeigten Linien als Summe enthalten (Abb. 4–5c). Wird eine Korrelation der gemessenen Daten mit der bekannten Sequenz möglicher Startzeitpunkte (Abb. 4–5b) durchgeführt, so läßt sich dieses Spektrum auf ein Flugzeitspektrum konventioneller Art zurückführen, das aber auf einem konstanten Sockel sitzt, dessen Höhe von der Zahl der insgesamt im Spektrum nachgewiesenen Neutronen bestimmt wird (Abb. 4–5d). Gegen dessen statistische Schwankung ist eine schwache Linie im Spektrum nur schwer erkennbar. Dies ist der Grund, warum sich diese Methode trotz ihres hohen Strahl-Nutzungsgrades an kontinuierlichen Neutronenquellen (Reaktoren) nie richtig durchsetzen konnte. Diese Situation ändert sich grundlegend, wenn der pseudostatistische Pulsstruktur des Choppers noch die periodische Pulsstruktur der Quelle überlagert ist (Abb. 4–5e). Letztere kann nämlich dazu genutzt werden, eine grob auflösende Flugzeitanalyse durchzuführen (Abb. 4–5f). Dann ist der statistische Chopper nur noch nötig, um innerhalb des groben Fensters die Flugzeitauflösung wesentlich zu verbessern. Die Korrelationen brauchen dann aber nur über dieses Fenster hergestellt zu werden, so daß intensive Linien in anderen Fenstern nicht mit dem Sockel beitragen (Abb. 4–5g) und die bessere Zeitausnutzung des Korrelationschoppers voll zum Tragen kommt. Ein Beispiel möge die Situation verdeutlichen: Ein Flugzeitexperiment werde an einem Reaktor optimal mit einer Pulsfrequenz von 150 Hz und einer Pulsbreite von 10 µs durchgeführt. Hat der Reaktor einen mittleren Fluß $\bar{\Phi}$, so ist der effektiv genutzte Fluß

$$\Phi_R^{\text{eff}} = \bar{\Phi} \cdot 10^{-5} \text{ s} \cdot 150 \text{ s}^{-1} = 1,5 \cdot 10^{-3} \bar{\Phi}$$

Ein pseudostatistischer Chopper an einer mit 100 Hz intensitätsmodulierten Spallations-Neutronenquelle wird einen Zeitausnutzungsfaktor von 0,5 haben. Mit den für die SNQ erwarteten Verhältnissen wird, wenn $\bar{\Phi} = 20 \bar{\Phi}$ und $\tau = 0,5 \text{ ms}$ ist:

$$\Phi_{\text{SNQ}}^{\text{eff}} = 0,5 \bar{\Phi} \cdot 20 \cdot 0,5 \cdot 10^{-3} \text{ s} \cdot 100 \text{ s}^{-1} = 0,5 \bar{\Phi}$$

Bei gleichem zeitlich gemittelten Fluß kann also nach dieser groben Abschätzung ein Gewinnfaktor von 333 (!) erzielt werden. Es ist offensichtlich, daß damit Möglichkeiten eröffnet werden, die die heute existierenden bei weitem übertreffen und dies einen starken Anreiz zu neuen Entwicklungen auch auf der instrumentellen Seite bietet. Grundsätzlich ist natürlich auch der Betrieb eines Korrelationschoppers simultan mit einem Grobchopper an einer kontinuierlichen Neutronenquelle möglich. Ge-

genüber einer solchen Anlage liegt der Vorteil einer Zeitstruktur der Quelle selbst in der Überhöhung des Spitzenflusses.

4.1.4 Neuartige Instrumente und Methoden

Das zeitfokussierende Spektrometer [4-5]

Wie in Abb. 4-1 gezeigt, treten Neutronen der im Experiment gewünschten Geschwindigkeit über einen Zeitraum von 0,5 ms aus dem Moderator aus. Dies ist für Flugzeitexperimente mit guter Auflösung viel zu lang, weshalb der Puls durch einen Chopper verkürzt und damit noch immer ein wesentlicher Teil der eigentlich nutzbaren Neutronen unterdrückt wird. Dabei liefert ein schräg im Strahl angestellter Monochromatorkristall (Abb. 4-6) noch ein gewisses Geschwindigkeitsintervall, was dazu führt, daß die Neutronen auf dem Weg zur Probe zeitlich auseinanderlaufen und somit den Puls wiederum etwas verlängern. Dies kann umgangen werden, indem statt des Choppers ein Monochromatorkristall in Rückstreuung verwendet wird, von dem zu jedem Zeitpunkt nur Neutronen in einen sehr kleinen Geschwindigkeitsintervall Δv_0 um v_0 starten. Für einen Si-Kristall in Rückstreuung ist etwa $\Delta v_0 = 1,26 \text{ cm/s}$. Wird dieser Kristall während der Dauer des Neutronenpulses mit konstanter Beschleunigung im Strahl bewegt (etwa durch Ausnutzung des linearen Teils eines sinusförmigen Antriebes), so wird erreicht, daß die Geschwindigkeit der zur Probe hin reflektierten Neutronen linear mit der Zeit ansteigt (Abb. 4-6a). In einem Abstand L_0 vom Monochromator haben dann die schnelleren Neutronen die früher gestarteten langsameren eingeholt und es wird eine sehr gute Zeitauflösung des Spektrometers erreicht, wobei ein Geschwindigkeitsband und für jedes Geschwindigkeitsintervall der Spitzenfluß der Quelle genutzt wird. Abb. 4-6b zeigt schematisch den Aufbau eines solchen Spektrometers, bei dem durch einen rotierenden Graphitkristall ein zunächst breites Wellenlängenband auf den bewegten Monochromator gelenkt wird, um aus dem direkten Strahl herauszukommen.

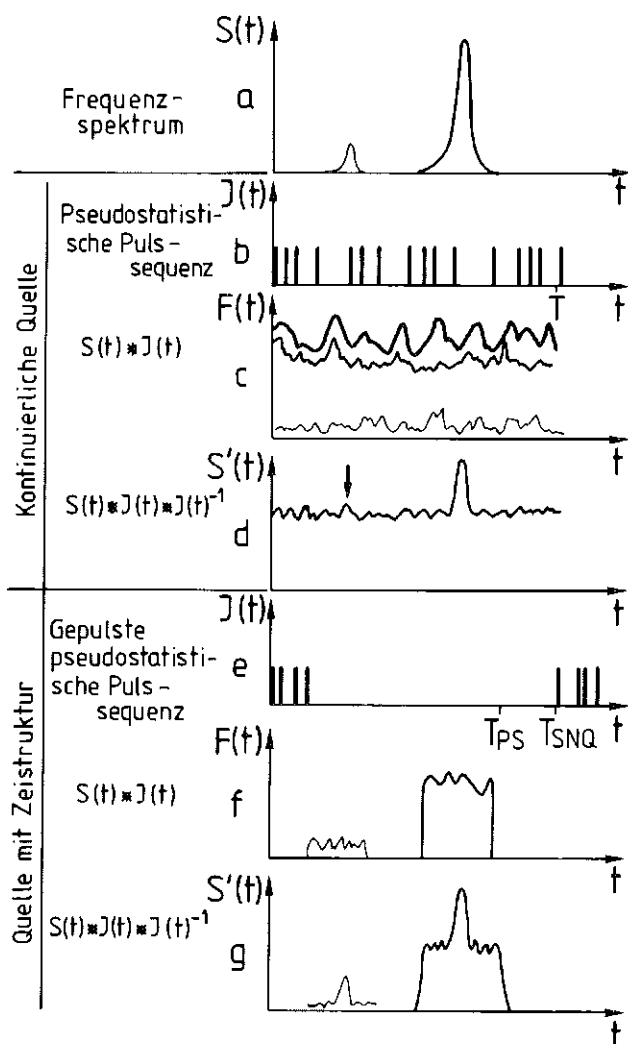


Abb. 4-5
Korrelationsspektroskopie

- Einfaches Frequenzspektrum der Probe mit einer schwachen Linie und einer starken Linie.
- Pseudostatistische Pulsfrequenz mit der Dauer T_{PS} an einer kontinuierlichen Quelle.
- Strukturiertes Flugzeitspektrum der Probe, das sich zusammensetzt aus der Summe zweier Spektren, die von den beiden Linien erzeugt werden.
- durch Kreuzkorrelation von b mit c erhaltenes Spektrum der Probe, wobei die schwache Linie im statistischen Rauschen des hohen konstanten Sockels verlorengeht.
- Statistische Pulsung der zeitmodulierten Quelle mit der pseudostatistischen Dauer T_{PS} , die nicht identisch sein soll mit der Zeit zwischen zwei Neutronenpulsen.
- Flugzeitspektrum, bestehend aus 2 getrennten Pulsspektren, das durch grobe Flugzeitanalyse erhalten wird.
- Bei Kreuzkorrelation von e mit f wird der konstante Sockel der schwachen Linie wesentlich kleiner, die Linie hebt sich somit deutlich ab.

Dynamische Polarisation von Neutronen

Die dynamische Polarisierung ist eine kürzlich entwickelte Methode, einen Neutronenstrahl mit einem breiten Energiespektrum so zu polarisieren, daß nicht wie bei den üblichen Methoden 50 % der Neutronen verlorengehen, sondern am Schluß alle Neutronen die gewünschte Spinrichtung aufweisen. Dabei wird die Tatsache ausgenutzt, daß in einem Magnetfeld die beiden Spinrichtungen verschiedene potentielle Energie haben und sich deshalb auch in ihrer kinetischen Energie und somit in ihrer Fluggeschwindigkeit unterscheiden. Damit durchfliegen diese Neutronen ein nachgeschaltetes Präzessionsfeld verschieden schnell, das heißt mit einer verschiedenen starken Drehung ihres Spins. Dieser Unterschied kann so gemacht werden, daß er gerade die beiden ursprünglich entgegengesetzt gerichteten Spins in die gleiche Richtung dreht. Die Pulsstruktur der Quelle wird dabei ausgenutzt, um am Eingang der Polarisationsanlage durch die Flugzeit verlustfrei ein Geschwindigkeitsband auszusortieren, das der Energieaufspaltung im Polarisationsfeld entspricht.

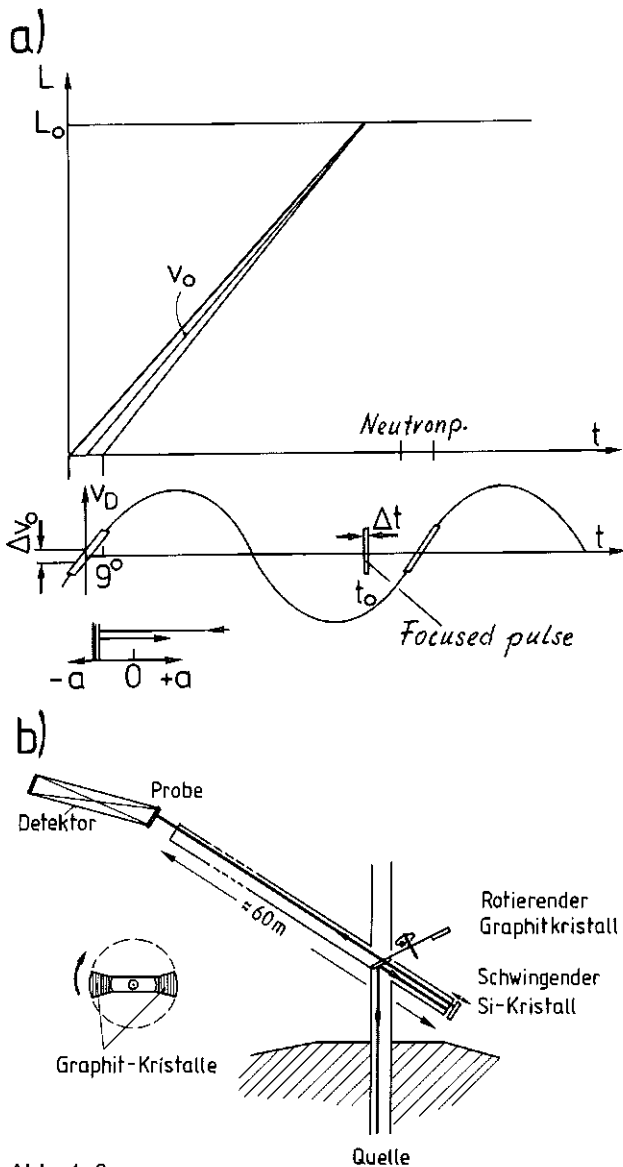


Abb. 4-6
Zeitfokussierendes Flugzeitspektrometer.
Teil a zeigt das Weg-Zeit-Diagramm eines Neutronenpulses, der während des linearen Anstieges der Dopplergeschwindigkeit eines sinusförmig bewegten Kristalls reflektiert wird. Nach einer Laufstrecke L_0 kommen die Neutronen zur selben Zeit t_0 an.
Teil b zeigt den schematischen Aufbau eines solchen Spektrometers. Vom rotierenden Graphitkristall wird ein grobmonochromatischer Strahl zu einem mit der Quelle synchron schwingenden Doppler-Kristall abgelenkt. Die Laufstrecke L_0 vom Dopplerkristall zum Detektor entspricht der Fokussierungslänge.

Phasenraumtransformation mit bewegten Kristallen an einer zeitmodulierten Quelle

Nach Maier-Leibnitz [4-6] ist die Anzahl der Neutronen in einem Phasenraumelement $dx dy dz dk_x dk_y dk_z$ innerhalb des Moderators der Temperatur T gegeben durch

$$d^6N = \frac{\Phi}{\pi} \frac{m}{h} \frac{1}{k_T^4} e^{-k^2/k_T^2} dx dy dz dk_x dk_y dk_z \quad (4-3)$$

Bis auf den Exponentialfaktor ist die Phasenraumdicke also konstant. Die Länge des in z-Richtung aus der Moderatoroberfläche austretenden Phasenraums ist von der Geschwindigkeit der Neutronen abhängig und gegeben durch $dz = v_z dt$. Dies ist die Ursache dafür, daß die aus einem Strahlrohr austretende Intensität bei vorgegebenem Impulsraumvolumen $dk_x dk_y dk_z$ linear mit v_z ansteigt. Die Bedingung der konstanten Impulsraumdicke kann mit einem idealen Neutronenleiter erfüllt werden. Die Intensität pro Zeiteinheit, pro Flächeneinheit und pro Impulsraumeinheit am Ende eines Neutronenleiters kann also geschrieben werden

$$J = \frac{d^6N}{dx dy dz dk_x dk_y dk_z} = \frac{\Phi}{\pi} \frac{k}{k_T^4} e^{-k^2/k_T^2} \quad (4-4)$$

Verschieben wir also ein Impulsraumelement von k_1 nach k_2 , so gewinnen wir einen Faktor k_1/k_2 , der dadurch zustande kommt, daß die Neutronendichte im Ortsraum eben um diesen Faktor erhöht wird, z. B. wird ein Neutronenvolumen der Länge $L_1 = v_1 dt$ auf die Länge $L_2 = v_2 dt$ komprimiert, also $L_2 = L_1 \cdot v_2/v_1$. Verschiebt man Neutronen von 500 m/s auf 10 m/s (Erzeugung Ultrakalter Neutronen: siehe auch Kap. 4.2.2), was mit einer Dopplergeschwindigkeit des reflektierenden Kristalls von 245 m/s möglich ist, so kann immerhin der Gewinnfaktor von 50 erzielt werden. In der Praxis wird der Gewinnfaktor wesentlich höher liegen, da es nicht möglich ist, ideale Neutronenleiter zu bauen. Betrachten wir den Extremfall eines nichtreflektierenden Strahlrohrs, so ist der Raumwinkel für alle Geschwindigkeiten konstant und die austretende Intensität ist gegeben in

$$J_z = \frac{d^6N}{dt dx dy \frac{dk_x dk_y dk_z}{k^2}} = \frac{\Phi}{\pi} \frac{k^3}{k_T^4} e^{-k^2/k_T^2} \quad (4-5)$$

J_z : Intensität pro Zeiteinheit, Flächeneinheit, Raumwinkel-einheit und Impulsraumeinheit in z-Richtung

Eine Dopplerverschiebung des Impulsraumelements $dk_x dk_y dk_z$ von der Stelle k_1 und k_2 ergibt einen Gewinnfaktor von $(k_1/k_2)^3$, wobei die Dichteerhöhung im Ortsraum wiederum den Faktor k_1/k_2 ergibt, die zusätzliche Erhöhung um den Faktor $(k_1/k_2)^2$ erfolgt auf Grund der Vergrößerung des Raumwinkels von $dk_x dk_y/k_T^2$ nach $dk_x dk_y/k_2^2$. In diesem Falle wäre also mit den oben angegebenen Zahlen ein Gewinn von 50^3 , also 125 000, möglich.

Es ist technisch sicherlich nicht einfach, einen Kristall ständig mit einer hohen Geschwindigkeit gegen einen kontinuierlichen Strahl zu bewegen. Dagegen dürfte es kein Problem sein, einen Kristall synchron mit einer gepulsten Quelle so zu bewegen, daß während der Pulsdauer die Maximalgeschwindigkeit des Kristalls ausgenutzt wird. Der Überhöhungsfaktor kann also auch hier voll ausgenutzt werden.

Dopplerverschiebung nach höheren Energien

Betrachten wir hier zuerst den Fall eines Neutronenleiters und fragen nach der maximalen Intensität, die an der Stelle k des austretenden Spektrums durch Variation der Moderatortemperatur erhalten werden kann. Diesen Wert erhält man durch Differenzieren der Gleichung 4-4 nach k_T und man erhält für $k_T = \sqrt{2k}$. Durch Einsetzen in Gl. 4-4 erhält man $J_{\max} \sim 1/k^3$, woraus unmittelbar folgt, daß durch Dopplerverschiebung des Impulsraumelements von einem kleinen k_1 nach einem großen k_2 ein Intensitätsgewinn von $(k_2/k_1)^3$ erzielt werden kann. Verschiebt man die Neutronen

um 500 m/s nach 1500 m/s, so ist theoretisch ein Gewinn von 27 möglich. Zusammen mit dem Überhöhungsfaktor von etwa 10 für die kalte Quelle bedeutet dies einen Intensitätsgewinn von einem Faktor 270.

Obwohl in diesem Fall die Dichte der Neutronen im Ortsraum abnimmt, wird dieser Effekt durch Ändern der Moderator-Temperatur mit einem Faktor $(k_{T_2}/k_{T_1})^4$ überkompensiert. An einem nichtreflektierenden Strahlrohr gewinnt man lediglich den Faktor k_2/k_1 , so daß dieser Fall für die Praxis uninteressant ist.

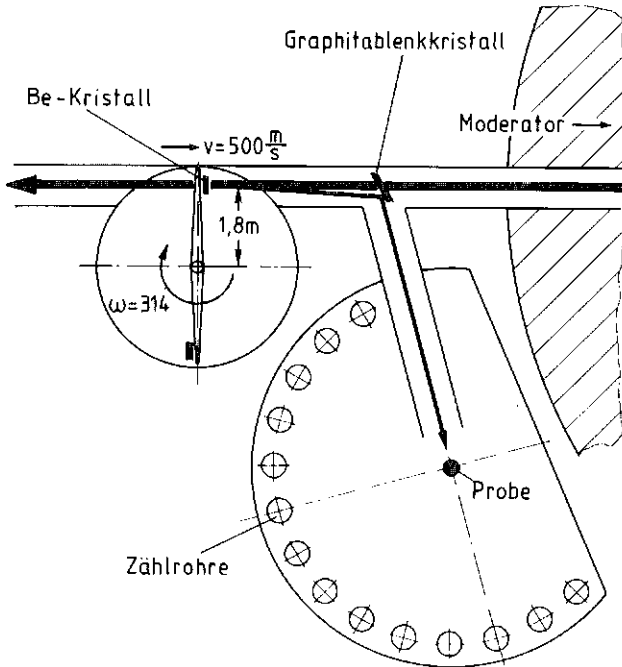


Abb. 4-7

Flugzeitspektrometer mit Phasenraumtransformation. Der rotierende Be-Kristall verschiebt ein Impulsraumelement z. B. von 500 m/s nach 1500 m/s, wodurch ein Intensitätsgewinn von 27 erzielt werden kann. Neutronen mit 500 m/s durchdringen den Ablenkkristall. Dieser wird so justiert, daß er gerade die zurückreflektierten Neutronen mit der Geschwindigkeit von 1500 m/s zur Probe ablenkt. Nach der Probe wird gewöhnliche Laufzeitanalyse durchgeführt. Um die radiale Abhängigkeit der Dopplerverschiebung zu beseitigen, sollte ein Kristall mit linearer radialer Änderung des Gitterparameters verwendet werden.

Der Aufbau eines Flugzeitspektrometers mit Dopplerverschiebung ist schematisch in Abb. 4-7 dargestellt. Der Primärstrahl der Quelle durchläuft den Ablenkkristall und fällt unter Rückstreuung auf den Dopplerkristall, wo Neutronen von der Geschwindigkeit $v_R - v_D$ nach $v_R + v_D$ verschoben werden, v_R ist die reflektierte Neutronengeschwindigkeit des ruhenden Dopplerkristalls in Rückstreuung. Die Kompensation der radialen Abhängigkeit der Dopplergeschwindigkeit könnte erfolgen durch Verwendung eines Kristalls, dessen Gitterparameter radial linear variiert worden ist (z. B. durch Dotierung). Die vom Dopplerkristall zurückreflektierten Neutronen werden vom Ablenkkristall zur Probe gelenkt. Die Pulsbreite des Instruments kann durch die Mosaikbreite des Monochromators und Ablenkkristalls sowie die Kollimation des Primär- und Sekundärstrahl variiert werden. Neh-

men wir an, daß diese vier Größen je etwa $0,5^\circ$ sind, so erhalten wir mit einer Rotationsfrequenz des Dopplerrades von 50 Hz (Radius von 1,60 ergibt 500 m/s Dopplergeschwindigkeit) eine Pulsdauer von etwa 50 μ s oder bei 100 Hz (und 80 cm Radius) eine Pulsdauer von 25 μ s.

Wir haben in diesem Kapitel versucht zu zeigen, daß die Spallationsquelle auf Grund ihrer Zeitstruktur und des hohen Spitzenflusses zahlreiche Möglichkeiten bietet, den Experimentierbetrieb ganz entscheidend zu verbessern. Natürlich besteht grundsätzlich die Möglichkeit, nahezu alle hier angesprochenen Techniken an einer kontinuierlichen Quelle zu realisieren, indem der Fluß durch Chopper entsprechend getastet wird. Im Vergleich dazu bietet eine von vorne herein intensitätsmodulierte Quelle den durch das Verhältnis von Spitzenfluß zu mittlerem Fluß gegebenen Vorteilfaktor.

Dieser zusätzliche Gewinn macht viele der angesprochenen Techniken erst so attraktiv, daß der technische Aufwand für ihre Realisierung lohnend erscheint. Wenn auch in einzelnen Fällen die praktische Realisierung gewisse Abstriche mit sich bringen wird, so ist doch anzunehmen, daß in der Bauphase und erst recht im praktischen Betrieb einer solchen Quelle noch weitere Ideen geboren werden, die Zeitstruktur dieser Quelle vorteilhaft zu nutzen. Es dürfte also kein Zweifel bestehen, daß der Bau einer Spallations-Neutronenquelle vom Gesichtspunkt des Experimentators eine lohnende Aufgabe ist.

4.2 Experimentiereinrichtungen im Targetbereich

4.2.1 Kalte Neutronenquelle

Durch eine steigende Zahl von Anwendungsmöglichkeiten kalter Neutronen nimmt deren Bedarf ständig zu. Dieses wachsende Interesse an kalten Neutronen wird auch durch den Bau einer zweiten kalten Neutronenquelle am HFR Grenoble dokumentiert. Ähnlich wie Experimente mit thermischen Neutronen an der SNQ werden auch jene mit kalten Neutronen von der Pulsstruktur profitieren (z. B. Flugzeitspektrometer, Rückstreuungsspektrometer). Für viele Untersuchungen mit ultrakalten Neutronen bietet sich die Chance, durch frühzeitige Planung eine optimale kalte Quelle in die SNQ zu integrieren, die weit höhere Neutronendichten zu erzeugen vermag als es an bestehenden Neutronenquellen möglich ist.

Die Wahl des Moderators für die kalte Quelle ist eng mit den möglichen Positionen und den zugehörigen Flußverteilungen an der SNQ und mit den Anforderungen an einen hohen mittleren oder hohen Spitzenfluß verbunden (siehe [4-7] und Kap. 2.9.2). An der kompakten Reaktionszone der SNQ fällt der Neutronenfluß mit zunehmendem Abstand vom Target schnell ab. Die Oberfläche der kalten Quelle, aus der die kalten Neutronen in das Strahlrohr austreten, muß daher möglichst nahe am Target sein. Wasserstoffquellen, die wegen der stärkeren Moderation im H_2 gegenüber D_2 mit einer kleineren Schichtdicke auskommen, erlauben dieses bei radial angeordnetem Strahlrohr eher als D_2 -Quellen. Wegen der kürzeren Abbremszeiten der Neutronen im Wasserstoff oder Parawasserstoff (siehe Kap. 2.9.2) können kürzere Pulse und damit größere Verhältnisse $\Phi/\bar{\Phi}$ erzielt werden.

Für eine D₂-Quelle kann andererseits der Flußabfall mit dem Abstand vom Target durch einen großen D₂O-Moderator etwas verlangsamt werden. Hierdurch ergibt sich eine gute Möglichkeit, kalte Neutronen auch in einer tangentialen Anordnung zu nutzen.

Für die Wahl des kalten Moderators maßgebend ist die Ausbeute an kalten Neutronen. Sie ist durch das Produkt aus dem Neutronenfluß am Ort der kalten Quelle und dem Gewinnfaktor, den der kalte Moderator z. B. bei 1 meV gegenüber der thermischen Flußverteilung bewirkt [4-7] gegeben.

An der SNQ mit einer horizontalen Targetscheibe und horizontaler Experimentierebene ist eine radiale Anordnung nur neben dem Protoneneinschuß vor dem Target möglich. Diese Position ist eher für eine H₂-Quelle geeignet. Für eine D₂-Quelle bietet sich eine Stelle über dem Targetrad in der Nähe der größten Quellenstärke an. Hier ist deswegen ein großer D₂O-Moderator vorgesehen, der auch für andere Experimentiereinrichtungen wie z. B. die ultrakalte Neutronenquelle und die Tieftemperaturbestrahlungsanlage eine günstige Voraussetzung bietet.

Die Tab. 4-1 zeigt Daten für kalte Quellen in den entsprechenden Positionen.

Tab. 4-1
Daten der kalten Quellen

Moderator	D ₂	H ₂
Position der Quelle	über dem Target	vor dem Target
Volumen der Quelle	25 l	1,7 l
mittlerer Fluß bei 1 meV	$3 \cdot 10^{16}$ (eV cm ² s) ⁻¹	$1 \cdot 10^{16}$ (eV cm ² s) ⁻¹
Spitzenfluß bei 1 meV, 0,5 ms	$2,3 \cdot 10^{17}$ (eV cm ² s) ⁻¹	$1,9 \cdot 10^{17}$ (eV cm ² s) ⁻¹
Spitzenfluß bei 1 meV, 10 ⁻⁶ s	$3,7 \cdot 10^{17}$ (eV cm ² s) ⁻¹	$5 \cdot 10^{17}$ (eV cm ² s) ⁻¹
Wärmebelastung	7,4 kW	3,7 kW

Deutliche Vorteile für einen hohen zeitgemittelten Fluß kalter Neutronen an der SNQ bietet eine D₂-Quelle. Ihr Gewinnfaktor $G_{1\text{ meV}} \approx 50$ ist wesentlich größer als der einer H₂-Quelle $G_{1\text{ meV}} \approx 20$. Überdies werden die schnellen Neutronen durch die scheibenförmige Struktur des Rades bevorzugt über und unter das Rad gestreut, wodurch der primäre Fluß schneller Neutronen an der Stelle der D₂-Quelle ca. 1,5 mal höher als vor dem Rad sein wird. Aus den Messungen am SIN (Kap. 2.9.2) ergibt sich, wenn man die Depression durch die Strahlrohre und das Strukturmaterial berücksichtigt, ein mittlerer thermischer Neutronenfluß am Ort der kalten Quelle von $\Phi_{\text{th}} = 4 \cdot 10^{15}$ cm⁻²s⁻¹. Er ist damit etwa gleich groß wie der der kalten Quelle am HFR Grenoble.

Auch im Spitzenfluß ist die D₂-Quelle der H₂-Quelle solange überlegen, wie die Pulsdauer der SNQ größer als etwa 400 µs ist. Für die SNQ mit 500 µs Pulsdauer wird daher eine D₂-Quelle in dem D₂O-Moderator oberhalb des Targets vorgeschlagen (Abb. 4-8). Die kalte Quelle wird von oben in ein Rohr in der Achse des D₂O-Tanks eingeführt. Die kalten Neutronen werden ungefähr in der Flugrichtung des Protonenstrahls hinter dem Targetrad in Neutronenleitern den Experimenten in der Neutronenleithalle zugeführt. Zwei weitere Strahlrohre mit großem Durchmesser sind so angeordnet, daß bei hochzogener kalter Quelle ein durchgehendes Strahlrohr für z. B. die Untersuchung

der Neutron-Neutron-Streuung eingeschoben werden kann (siehe Abschnitt 4.2.4). Bei eingesetzter kalter Quelle stehen sie für Neutronenstreuexperimente mit hohem Fluß kalter Neutronen zur Verfügung.

In der Frage der Realisierbarkeit der kalten D₂-Quelle gibt es keine Bedenken. Die Aufheizrate der Quelle kann mit rund 8 kW (siehe Teil II, Kap. C 2.1) beherrscht werden und ist mit der kalten Quelle am HFR (5,8 kW) vergleichbar. Auch die Pulsung der SNQ mit 100 Hz bewirkt nur eine Temperaturschwankung im flüssigen D₂ von etwa 2 mK.

Auch eine H₂-Quelle oder Parawasserstoff-Quelle kann noch gekühlt werden. Die Strahlenschädigung bei den targetnächsten Stellen kann allerdings die Lebensdauer der Quelle begrenzen. Abgesehen davon, daß die Position der D₂-Quelle auch für andere Experimentiereinrichtungen von großem Vorteil wäre, ließe sich eine Wasserstoff-Quelle erst im Zusammenhang mit kurzen Pulsen, wie sie der Kompressorring (siehe Kap. 6) liefern kann, vertreten. An einer SNQ mit kurzen Pulsen aus dem Kompressorring liefert eine Parawasserstoff-Quelle nicht nur im Gebiet der kalten Neutronen Vorteile durch hohe Spitzenflüsse, sondern auch im thermischen Bereich durch kurze Pulse hoher Intensität (siehe Kap. 2.9.2).

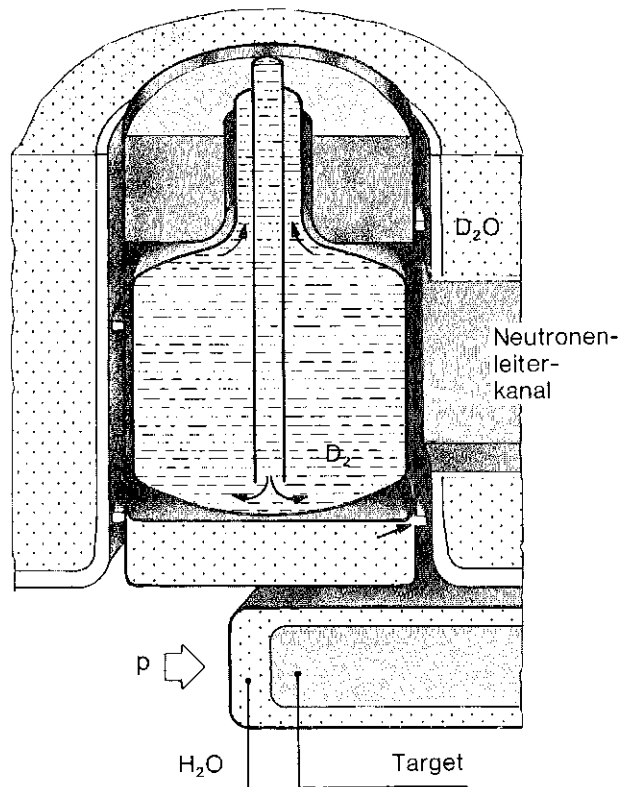


Abb. 4-8
Kalte D₂-Quelle

4.2.2 Eine Quelle für ultrakalte Neutronen an der SNQ

Während bestehende Quellen für ultrakalte Neutronen (UCN) Dichten von höchstens 1 UCN/cm³ ermöglichen, bieten neue Neutronenquellen, die sich derzeit in Planung oder im Bau befinden, mehrere Möglichkeiten für die Erzeugung von UCN-Dichten von der Größenordnung 10³ UCN/cm³ oder sogar noch deutlich höher.

Die eine Art einer „neuen Generation“ von UCN-Quellen — **„Doppler-Verschiebungs-Quellen“** — beruht auf der Abbremsung von relativ schnellen Neutronen bei der Reflexion an einem Reflektor, der sich in der Flugrichtung der Neutronen bewegt. Solch eine Vorrichtung wäre am Ende eines Neutronenleiters angeordnet, der an eine „kalte“ Wasserstoff- oder Deuterium-Quelle angeschlossen ist. Sie würde eine UCN-Dichte erzeugen, die durch den Liouville'schen Satz begrenzt ist und die der Phasenraum-dichte im Maximum des Neutronenpulses in der kalten Quelle entspricht. Dieser Grenzwert würde erreicht, wenn die UCN in das Speichergefäß über ein Ventil gelangen, das sich jeweils in Phase mit dem Neutronenpuls öffnet. Bisher wurden zwei Methoden zur Realisierung solch einer UCN-Quelle vorgeschlagen. Die eine beruht auf der Totalreflexion von 50 m/sec-Neutronen an bewegten gekrümmten Oberflächen und wurde erstmals in München realisiert. Die andere basiert auf Bragg-Reflexion von 400 m/s-Neutronen an einem bewegten Kristall; eine derartige UCN-Quelle wurde in Argonne aufgebaut. Für beide Methoden erwartet man ungefähr dieselben Dichten, nämlich im Falle der SNQ ca. $3 \cdot 10^3$ UCN/cm³, die außerhalb des biologischen Schildes an einer für Experimente zugänglichen Stelle zur Verfügung stehen.

Die andere Art einer „neuen Generation“ von UCN-Quellen — **„Superthermische Quelle“** — beruht auf der Abbremsung von 400 m/sec-Neutronen bei der Emission von Phononen in supraflüssigem ⁴He (inelastische Abwärts-Streuung). Dabei ist das flüssige Helium in einem Gefäß enthalten, das für die Speicherung der UCN geeignet ist, so daß die produzierten UCN solange in der Quelle bleiben, bis sie durch Wechselwirkungsprozesse mit dem Helium oder mit den Gefäßwänden oder durch Zerfall verloren gehen. Im Gleichgewicht ist die UCN-Dichte in der Quelle dann durch die Produktionsrate und durch die Verlustrate bestimmt. Diese Gleichgewichts-Dichte ist sehr hoch und wird näherungsweise nach einer Zeit von der Größenordnung der Speicherzeit erreicht; anschließend kann das UCN-„Gas“ durch Öffnen eines Ventils extrahiert werden. Eine UCN-Quelle dieser Art ist durch den Liouville'schen Satz nicht limitiert, denn dieser muß auf das vollständige System von Neutronen und Phononen angewendet werden und nicht nur auf die Neutronen allein.

Die He-Quelle macht zwar keinen expliziten Gebrauch von der Zeitstruktur der SNQ, aber die gegenüber einem Reaktor wesentlich schwächere Gammastrahlung führt zu einer vorteilhaften Verringerung der Wärmeproduktion in dem Tieftemperatur-Gefäß ($T = 0,7$ K).

Wird eine solche Helium-Quelle ungefähr 70 cm oberhalb des Bodens des Moderatorotanks der SNQ installiert, so sind UCN-Dichten von ungefähr $4 \cdot 10^5$ UCN/cm³ zu erwarten. Jedoch müssen diese UCN für die experimentelle Nutzung in den meisten Fällen von der Quelle in eine außerhalb der biologischen Abschirmung der SNQ gelegene Apparatur transportiert werden, wobei einige Verluste an UCN entstehen.

Zwar bedeutet eine He-Quelle mit Sicherheit eine wesentlich kompliziertere technische Installation als eine Dopplerverschiebungsquelle, aber dafür ist der mögliche Gewinn an UCN außerordentlich hoch. Diese Tatsache rechtfertigt weitere Studien des Extraktionsproblems, das z. B. auch durch den Transport eines die UCN enthaltenden Gefäßes durch den biologischen Schild gelöst werden könnte. Weiterhin muß eine derartig intensive He-Quelle schon

beim Aufbau der SNQ mit eingeplant sein, wogegen eine Dopplerverschiebungs-Quelle jederzeit nachträglich an einem passenden Neutronenleiter aufgebaut werden kann. Nicht zuletzt muß auch darauf hingewiesen werden, daß bis heute noch keine der beiden Arten von UCN-Quellen die Produktion gespeicherter UCN auf die erwartete Weise demonstriert hat.

Beide zur Diskussion stehenden UCN-Quellen können UCN-Ströme für Streuexperimente produzieren. In beiden Fällen werden die verfügbaren Ströme durch die Eintrittsrate der UCN in das Speichergefäß bestimmt. Für die in Teil II, Kap. C 2.2 näher beschriebene Helium-Quelle und für eine Doppler-Verschiebungs-Quelle, deren Auslegung der in Argonne gebauten entspricht, ist das Verhältnis der im Zeitmittel extrahierbaren Ströme gleich dem der UCN-Sättigungsdichten in den beiden Quellen. Folglich ist der oben gegebene Vergleich der Sättigungsdichten auch relevant für den Vergleich der erhaltenen UCN-Ströme.

Der für diese „neue Generation“ von UCN-Quellen vorauszusagende Gewinn an verfügbarer UCN-Dichte im Vergleich zu existierenden Quellen ist so groß, daß man die Erschließung eines vollkommen neuen Bereiches von Anwendungen der UCN in der Forschung erwarten kann (siehe Kap. 1.3.2).

4.2.3 Eine Tieftemperatur-Bestrahlungsanlage für den Temperaturbereich 4,5 K — 450 K

Für die SNQ sind Bestrahlungseinrichtungen zur Aktivierungsanalyse (Rohrpost), Isotopenproduktion und zur Festkörperforschung bis herab zu 4,5 K vorgesehen. In der Tieftemperatur-Bestrahlungsanlage sollen Proben entweder bei 4,5 K in flüssigem Helium oder bei ungefähr 5 K — 450 K in gasförmigem Helium bestrahlt werden können. Die Bestrahlungsposition soll im Bereich des D₂O-Moderatorotanks liegen und kontinuierlich zwischen zwei extremalen Positionen I und II veränderbar sein. Die von den experimentellen Anwendungen (Kap. 1.3.1) geforderten Flußverhältnisse scheinen nach den bisher vorliegenden Daten realisierbar. Der Vorteil der SNQ gegenüber einem Reaktor liegt darin, daß die die Neutronen begleitende γ -Strahlung um ungefähr eine Größenordnung schwächer ist, wogegen sich die neu hinzukommende Protonenstrahlung besser abschirmen läßt.

In der targetfernen Bestrahlungsposition I ist ein möglichst sauberer und doch hoher Fluß thermischer Neutronen vorgesehen. Insbesondere wird für die Bestrahlung von Metallen ein thermischer Fluß von der Größenordnung $\Phi_{th} \approx 1 \cdot 10^{14}$ cm⁻²s⁻¹ zugrundegelegt, der in Kupfer bei 4,5 K eine Produktionsrate von ca. 100 ppm isolierter Frenkel-Defekte pro Tag bewirkt. Weiterhin muß die Konkurrenzproduktion energiereicher Verlagerungskaskaden unterdrückt werden, weshalb der Fluß von schnellen Neutronen (inklusive Protonen) durch das Verhältnis $\Phi_{th} / \Phi_{> 0,1 \text{ MeV}} \gtrsim 5 \cdot 10^3$ charakterisiert sein wird; dann werden in Kupfer ca. 99% aller Frenkel-Defekte durch thermische Neutronen erzeugt. Für die Bestrahlung von Nichtmetallen muß vor allem die -Dosisleistung extrem klein sein, nämlich $D_{\gamma} \leq 10^6$ rad/h. Dazu kann bei Bedarf der Probenabstand vom Target weiter vergrößert werden,

so daß sowohl der thermische Fluß (und damit auch die Wärmeproduktionsrate) als auch die ionisierende Begleitstrahlung (γ ; p) weiter reduziert wird.

In der targetnahen Bestrahlungsposition II soll der schnelle Neutronenfluß möglichst groß sein. Angestrebt wird ein Wert von $\Phi_{> 0,1 \text{ MeV}} \approx 2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (oder mehr), der in Kupfer eine Anfangsschädigungsrate von ca. 700 ppm weitgehend agglomerierter Frenkel-Defekte pro Tag erzeugt. Der in der Nähe des D_2O -Tankbodens sehr hohe thermische Fluß muß auf einen Wert deutlich unterhalb $10^{14} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ abgeschirmt werden, um sowohl die Wärme-Produktion als auch die Probenaktivierung wesentlich zu reduzieren. Die Zeitstruktur der SNQ führt bei 4,5 K zu merklichen Temperaturpulsen (siehe Teil II, Kap. C 2.3).

4.2.4 Durchgehendes Strahlrohr

Ein Strahlrohr, das durch eine Moderatorzone möglichst hohen Flusses und Spitzenflusses hindurchgeht, wird für Experimente wie die freie Neutron-Neutron Streuung oder der Nachweis der Zirkularpolarisation der γ -Strahlung bei dem Einfang thermischer Neutronen in Protonen gefordert.

Da diese Experimente zeitlich beschränkt sind, kann dieses Strahlrohr die günstigste Stelle im D_2O -Moderator über dem Targetrad mit der kalten Quelle teilen. Zur Aufnahme des durchgehenden Strahlrohres ist ein horizontales Mantelrohr, das sich mit dem vertikalen Mantelrohr der kalten Quelle kreuzt, vorgesehen. Im Betrieb der SNQ mit der kalten Quelle können die beiden horizontalen Mantelrohrhälften für Experimente mit kalten Neutronen großer Intensität genutzt werden.

Für das Neutron-Neutron Streuexperiment wird die kalte Quelle durch einen ringförmigen Leichtwasser-Moderator ersetzt. Durch ihn hindurch wird das evakuierbare Experimentierrohr mit den für das Experiment nötigen Abschirm-einbauten eingeführt.

Innerhalb des Bereiches des ringförmigen Moderators führt der Spitzenfluß thermischer Neutronen von ca. $3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ zu einer maximalen Neutronendichte von rund $3 \cdot 10^{10} / \text{cm}^3$.

4.2.5 Chopper

Die Pulsstruktur der SNQ hat gegenüber einer stationären Quelle den großen Vorteil, daß infolge unterschiedlicher Laufzeiten der Neutronen und der sie begleitenden γ -Strahlung der Untergrund zeitlich abgetrennt werden kann. In den Experimenten läßt sich dieses zum Teil durch das Austasten der Zähler während des Protonenpulses realisieren. Der Untergrund — vor allem schnelle Neutronen — ist damit aber nicht beseitigt. Die Abschirmung hierfür ist aufwendig und beansprucht wertvolle Experimentierfläche. Daher ist es wünschenswert, einen Teil des Untergrundes schon innerhalb des biologischen Schirms abzufangen. Dies ist mit Untergrund-Choppern mit vertikaler Achse möglich.

Die Mehrzahl der Experimente benötigt einen monoenergetischen Primärstrahl, andere einen polychromatischen Strahl (z.B. inverse Flugzeitspektrometer). Dementsprechend kann das Tastverhältnis der Chopper entweder

gleich dem der SNQ gewählt, oder der Laufzeitunschärfe der polychromatischen Neutronen angepaßt werden.

In Abb. 4-9 wird die Abschirmungswirkung demonstriert. Die Drehzahlen und Phasen der Chopper sind hier so gewählt, daß für Neutronen von 50 meV für die ganze Pulslänge von 500 μs eine Transmission von 100 % erreicht wird. Während des Protonenpulses ist 1/3 des mit Choppern belegten Strahlenganges mit dem Material der Chopper ausgefüllt. Diese Abschirmung kann durch die Wahl eines guten Abschirmmaterials für schnelle Neutronen wie z. B. Wolfram sehr effektiv gemacht werden.

Die Chopper sind magnetisch gelagert und laufen im Vakuum. Ihr Leistungsbedarf hierfür ist gering. Der phasen-geregelte Antrieb und die aktive magnetische Lagerung ist an einer langen Welle im Bereich geringer Strahlung untergebracht und kann von einem Mikrocomputer gesteuert werden. Die im Rotor deponierte Wärme kann über die Welle abgeführt werden. Die Chopper können angehalten werden und ersetzt damit einen Strahlverschluß.

Untersuchungen mit einem inversen Flugzeitspektrometer erfordern einen kurzen Neutronenpuls polychromatischer Neutronen. Das Energieband der Neutronen, das ein Fermi-Chopper mit guter Zeitauflösung erzeugt, ist durch den Abstand des Choppers zur Quelle und deren Puls-länge vorgegeben. Für ein Energiespektrum der Neutronen von beispielsweise 20 meV bis 100 meV darf der Abstand dieses Choppers von der Quelle nicht mehr als 2 m betragen. Zusätzliche Untergrundchopper erlauben eine Unterdrückung des Untergrundes auf erträgliche Werte.

Die gleiche Anordnung wie für ein inverses Flugzeitspek-trometer mit einem weiteren, gut auflösenden Fermi-Chop- per am Strahlrohrausgang liefert einen monochroma- tischen Neutronenpuls. Der Vorteil einer solchen Anord- nung liegt in der flexiblen Energiewahl und Auflösung. Wird der Chopper am Strahlrohrausgang durch einen statistischen Chopper ersetzt, so kann die Hälfte des 500 μs langen Pulses der SNQ in einem inelastischen Flugzeitspektrometer verwendet werden.

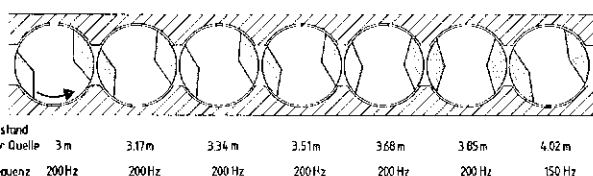


Abb. 4-9
Untergrundchopper in einem Strahlrohr. Stellung der Chopper im Augenblick des Protonenpulses.

4.3 Neutrinophysik

Wie in Kap. 1 und Teil II, Kap. C 3 sowie in [4-8] ausgeführt, benötigen Neutrinoexperimente eine besonders gute Abschirmung sowohl gegen den Untergrund aus der SNQ als auch gegen die Höhenstrahlung. Es ist daher naheliegend, die Detektoren für Neutrinoexperimente unterirdisch anzuordnen. Abb. 4-10 zeigt die Anordnung von Detektoren für Neutrinoexperimente unter der Targetstation des SNQ. Der Detektor I mit ca. 50 m^3 Detektorvolumen liegt zentral unter dem Target. Diese Position bietet optimale ($\sim 8 \text{ m}$ Eisen) Abschirmung gegen schnelle Neutronen aus dem Target und gegen Höhenstrahlung.

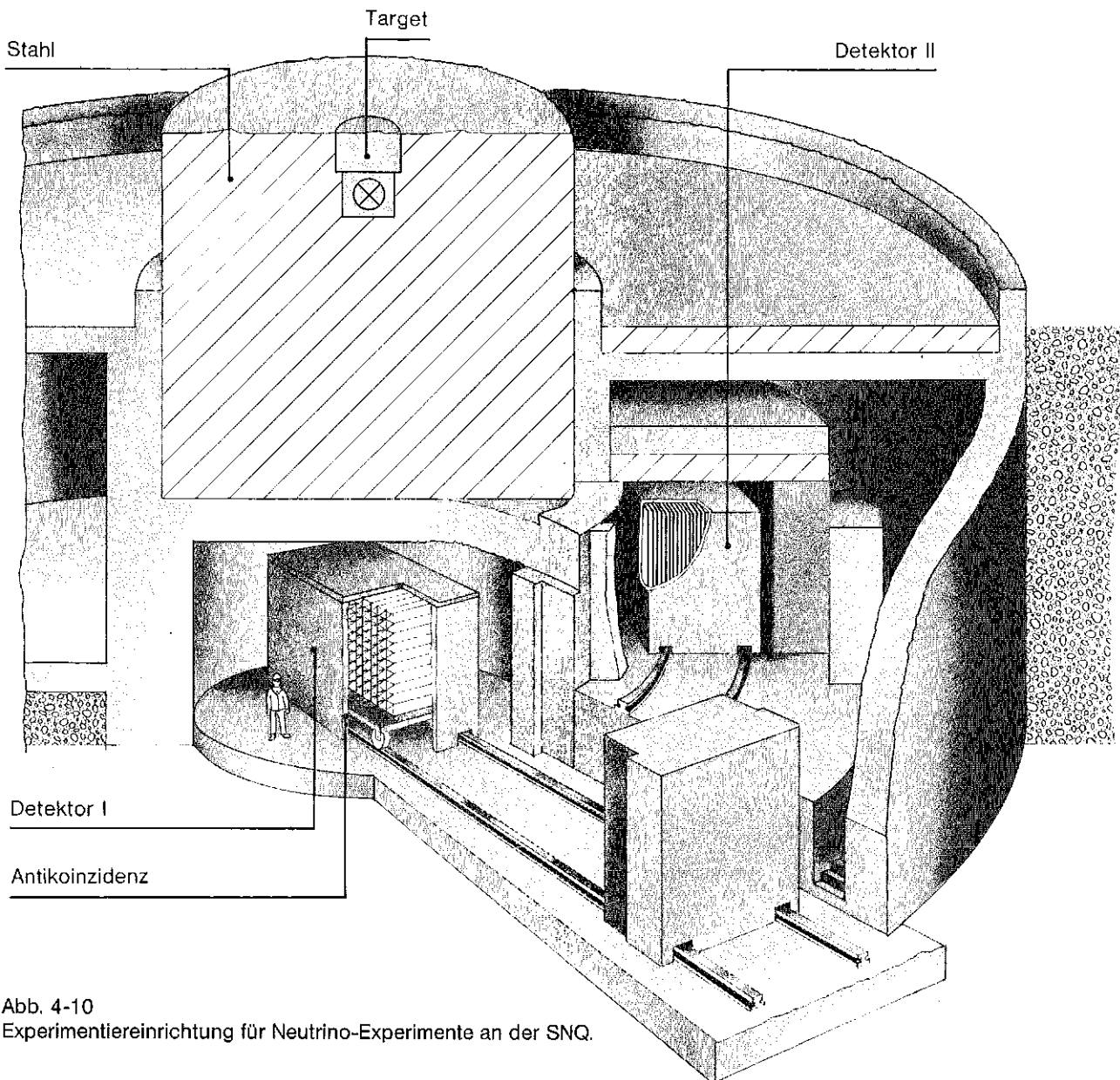


Abb. 4-10
Experimentiereinrichtung für Neutrino-Experimente an der SNQ.

4.4 Kernphysik und Medizin

Protonen am Ende des Beschleunigers bei $E = 1100 \text{ MeV}$ sowie an einer geeigneten Stelle bei 350 MeV stehen auch für kernphysikalische und medizinische Untersuchungen zur Verfügung.

Im Experimentierbereich 1100 MeV sollte ein Spektrograph zur Spektroskopie von Reaktionsprodukten ähnlich den Geräten SUSI oder SPES aufgestellt werden. Für die Neutronenlaufzeitspektroskopie wird eine 30 m bis 100 m lange Laufstrecke benötigt.

Die Wahl der Energie von 350 MeV ist ein Kompromiß zwischen kernphysikalischen und medizinischen Interessen. Aus kernphysikalischer Sicht wäre eine Energie von 400 MeV besser geeignet, weil bei der Untersuchung von Kernreaktionen unterhalb des Anstiegs des Wirkungsquerschnitts für die Mesonenproduktion die Störung der einlaufenden Protonenwelle durch das Kernpotential am kleinsten ist. Die Verfälschung der Energie- und Winkelverteilung der Reaktionsprodukte durch Mehrstufenprozesse ist gering und der in manche Analysen eingehende Proton-Proton-Wirkungsquerschnitt ist energie-

unabhängig und klein. Das reelle Potential der Kerne für Protonen, das einem Brechungsindex entspricht, geht zwischen 250 MeV und 400 MeV gegen Null und die mittlere freie Weglänge von Protonen in Kernen wird hier größer als bei allen anderen Energien.

Für die Strahlentherapie reicht eine Protonenenergie von 200 MeV aus. Bei dieser Energie haben Protonen eine Eindringtiefe in Gewebe von fast 30 cm . Da für die Strahlentherapie aber keine extreme Energieschärfe und nur geringe Strahlintensität verlangt wird, sollte eine Reduzierung der Energie mit mäßigem Aufwand möglich sein. Die optimale Primärenergie für Radiographie und insbesondere für die Reichweitenradiographie dürfte bei etwa 300 MeV liegen. Die Energieverlustradiographie ist wahrscheinlich bei $250 \text{ MeV} - 280 \text{ MeV}$ günstiger.

Bei der Radiographie muß der Körper so durchstrahlt werden, daß die Protonen mit einer Restenergie von mindestens 50 MeV austreten, um die geometrische Unschärfe auf Grund der Kleinwinkelstreuung bei kleinen Energien zu vermeiden. Bei der Energieverlustradiographie erschwert andererseits eine zu hohe Restenergie eine genaue Energiemessung.

5. Zeitplan und Kostenübersicht

5.1 Zeitplan

Der Zeitplan für den Bau der Spallationsneutronenquelle (Abb. 5–1) beginnt mit dem Bauentscheid durch das Bundesministerium für Forschung und Technologie. Vorausgesetzt wurde jedoch, um die ausgewiesene Bauzeit von acht Jahren einhalten zu können, daß die Projektarbeit mit einem „Optimierungs- und Prototypentwicklungsprogramm“ fortgesetzt wird (Kap. 8). Die wichtigsten Punkte dieses Programms sind

- a) die Prototypentwicklungen für
das gittergesteuerte Puls-klystron,
den Disk-and-Washer-Tank und
das Drehtarget;
- b) die Vorbereitung der Unterlagen für die
Genehmigung und die Planung des Bauablaufes.

Dabei müssen die Entwicklungen unter a), die jeweils 2,5 bis 3 Jahre dauern, vor dem Bauentscheid begonnen werden, die Arbeiten unter b) für den ersten Bauabschnitt abgeschlossen sein.

Die Bauplanung geht davon aus, daß spätestens mit dem Bauentscheid die Standortfestlegung bekanntgegeben wird, so daß die erarbeiteten Genehmigungsentwürfe den örtlichen Gegebenheiten angepaßt und die Genehmigungsanträge (Vorentwurf beim BMFT, Grüne Mappe bei Oberfinanzdirektion/BMFT, Antrag nach der Strahlenschutzverordnung, örtliche Baugenehmigung) gestellt werden können (Zeile 16 – Beginn des kritischen Pfades). Die Baufreigabe für den ersten Bauabschnitt (Injektorgebäude und Alvarez-tunnel) erfolgt nach 1,5 Jahren. Nach einer Bauzeit für den ersten Abschnitt von 2,5 Jahren, einschließlich der Montage der Injektorkomponenten, beginnt die Inbetriebnahme der Injektion mit Strahl (Zeile 2) nach dem vierten Jahr.

Die Zeilen 4 bis 8 und 11 (im Zeitplan durch Pfeil miteinander verbunden) zeigen die Reihenfolge, den Zeitbedarf und den Beginn der „Inbetriebnahme mit Strahl“ der jeweiligen Anlagenabschnitte.

Durch den Zeitpunkt „Inbetriebnahme mit Strahl“ ist für die Arbeitsfolge- und Terminplanung der einzelnen Anlagenbereiche das Datum gesetzt, bis zu dem die erforderlichen Komponenten geplant, bestellt, hergestellt, montiert und getestet sein müssen. Eine Überschreitung dieses Datums führt zu einer Terminverzögerung für die Gesamtanlage.

Im Rahmen der Zeitplanung der Anlagenbereiche wurde geprüft, ob sich die von der Beschleunigerinbetriebnahme gesetzten Termine halten lassen (siehe hierzu die Einzelzeitpläne in den Anlagenbeschreibungen im Teil III B). Es zeigt sich, daß die Hochfrequenzerzeugung (Zeile 6 und 7) für den Disk-and-Washer-Beschleuniger mit der Entwicklung der Gittersteuerung, dem Bau eines Full-scale-Prototypklystrons, der Erprobung an einem Disk-and-Washer-Prototyp, der Serienfertigung von 89 Sendereinheiten, die über mehrere Jahre läuft, und der Erprobung und Inbetriebnahme mit Strahl den größten Zeitaufwand erfordert. Ein möglichst früher Beginn der Prototypentwicklung im Anschluß an die Studie und die

Ausschöpfung der Möglichkeiten zur Beschleunigung der Serienfertigung (mehrfache Fertigungs- und Teststraßen, Lizenzherstellung) sind erforderlich, um den geplanten Zeitablauf einhalten zu können.

Bezüglich der Hilfsanlagenbereiche Energieversorgung, Kühl- und Rückkühlsystem, Klima- und Lüftungsanlagen sowie auch für das Rechnerkontrollsystem ist eine Anpassung von Planung, Herstellung und Einbau an die vom Beschleuniger und Target vorgegebene Inbetriebnahmesequenz vorgesehen (Zeile 14 und 15). Es ist insbesondere geplant, das Rechnerkontrollsystem so frühzeitig zu installieren, daß die Inbetriebnahmen mit Strahl rechnergestützt vorgenommen werden können.

Die Targetstation läßt, sofern das Targetrad-Prototypprogramm termingerecht (Zeile 10) begonnen werden kann, keine Probleme für die Bauphase erkennen (Zeile 9 bis 11). Das gleiche gilt für die Errichtung der Stahlbauhallen für die Neutronenleiter und die Experimentierbereiche 350 und 1100 MeV. Es wird dabei jedoch vorausgesetzt, daß durch die rechtzeitige Festlegung des Forschungs- und Entwicklungsprogramms für die SNQ und der zugehörigen wissenschaftlichen Instrumente (Zeile 13) die notwendigen Auslegungsdaten für die Entwicklung der Experimentiereinrichtungen vorliegen, so daß sowohl der Targetblock selbst als auch die Gebäude termingerecht geplant werden können.

Zeile 16 zeigt als Merkposten das Genehmigungsverfahren. Hier ist zu erwarten, daß zu Beginn der Bauphase der kritische Pfad über die verschiedenen Genehmigungsschritte laufen wird. Durch Teilerrichtungs- und Teilprobetriebsgenehmigungen für die einzelnen Anlagenbereiche, beginnend mit der Baufreigabe „Injektion“ kann das Verfahren auf einen längeren Zeitraum ausgedehnt und dadurch die Anfangsphase entlastet werden. Es wird davon ausgegangen, daß die bereits etablierte Zusammenarbeit mit dem TÜV als Gutachter auch nach Ende der Studie fortgesetzt werden kann.

5.2 Kostenübersicht

Anlagekosten

Die Anlagekosten beziehen sich auf die in Kapitel 3 beschriebene Anlage. Sie enthalten neben den Kosten für die Komponenten die Kosten für die Montage und die „Inbetriebnahme ohne Strahl“. Nicht aufgeführt werden die Kosten für die „Inbetriebnahme mit Strahl“, wobei davon ausgegangen wird, daß diese durch das im Laufe der Bauphase eingestellte Betriebspersonal in Zusammenarbeit mit der Projektgruppe und, soweit erforderlich, den Lieferanten der Anlagenteile durchgeführt wird. Eine Erstausrüstung an Ersatzteilen für den zuverlässigen Betrieb innerhalb des ersten Jahres wird in den Betriebskosten berücksichtigt. Die Geländeerschließung wird vom Standortgeber durchgeführt.

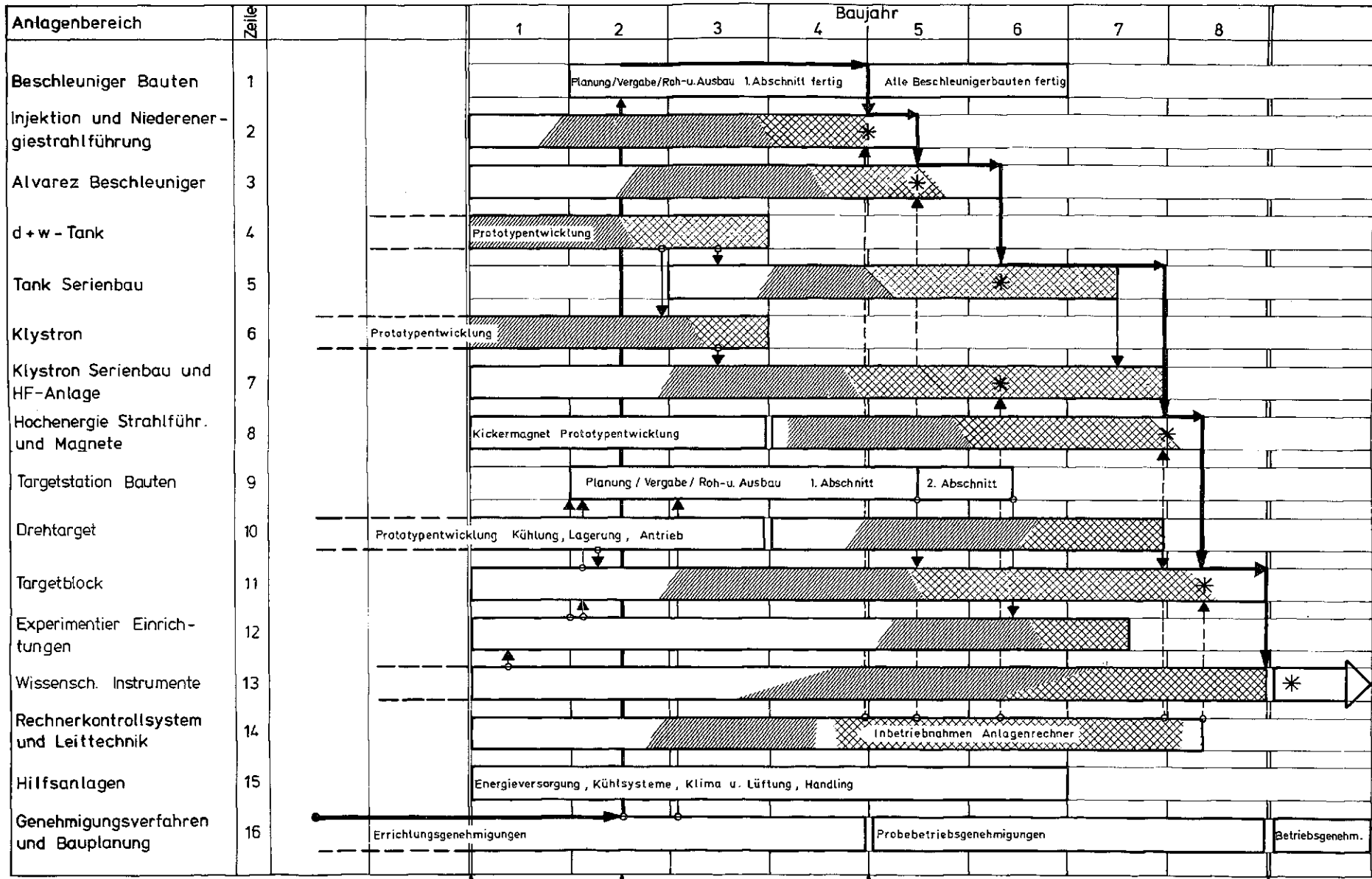


Abb. 5-1
SNQ-Zeitplan Übersicht

Legende:
 □ Planung, Ausschreibung, Vergabe
 ▨ Herstellung u. Lieferung
 ▩ Montage u. Test
 * Inbetriebnahmebeginn
 ↓ Verknüpfung
 ↓ Protonenstrahl verfügbar
 → Kritischer Pfad

Die Kosten für begleitende F+E-Leistungen der Forschungszentren und die Kosten für die Experimentieranlagen einschließlich der Baukosten für die Experimentierhallen bei 350 MeV und 1100 MeV sind nicht in den Anlagekosten enthalten. In den Ansätzen der Kosten für Projektmanagement und Software-Erstellung für das Rechnerkontrollsystem bleiben Eigenbeteiligungen der Forschungszentren unberücksichtigt.

Eine Zusammenfassung der Anlagekosten sowie eine grobe Aufschlüsselung ist in Tab. 5-1 bzw. 5-2 gegeben. Eine detailliertere Kostenzusammenstellung ist in der Anlagenbeschreibung in Teil II, Kap. B 1 und eine ausführliche Aufschlüsselung, die auch Hinweise über die Art der Kostenermittlung enthält, in Teil III B, Band 6 zu finden.

Tab. 5-1

Zusammenfassung Anlagekosten (in Mio DM)

1. Bauten	116,1
2. Maschinenbau und elektrotechnische Anlagen	507,3
3. Sonstige Kosten (Genehmigung, Projektmanagement)	<u>56,0</u>
Gesamt-Anlagekosten	679,4

Soweit möglich, wurden die Kosten von den beteiligten Industrieunternehmen aufgrund der erarbeiteten Planungsunterlagen ermittelt. Die an der Studie beteiligten Institute und Abteilungen der beiden Forschungszentren haben für ihren Planungsanteil Richtangebote kompetenter Firmen eingeholt. Die Mehrwertsteuer wurde nicht berücksichtigt.

In den Einzelkosten sind keine Zuschläge für Unvorhergesehenes, Sicherheiten, behördliche Auflagen etc. angenommen. Preisbasis ist Frühjahr 1981, Preissteigerungen wurden nicht eingeplant. Ein pauschaler Zuschlag auf die Gesamt-Anlagekosten für Planungsunsicherheiten, die bei 20 % liegen, wurde nicht angesetzt.

Betriebskosten

Die Betriebskosten wurden als Durchschnittswert für ein Routinebetriebsjahr mit 6000 Nennbetriebsstunden ermittelt. Tab. 5-3 gibt eine Aufgliederung der Kosten in Personal-, Betriebsmittel- und Instandhaltungskosten.

Tab. 5-3

Jährliche Betriebskosten (in Mio DM)

1. Personal für den Anlagenbetrieb	9,3
2. Stromkosten	30,5
3. Instandhaltung und sonstige Betriebsmittel	<u>14,6</u>
Jährliche Betriebskosten	54,4

Die Stromkosten wurden wegen ihrer Höhe gesondert ausgewiesen. Ein Allgemeinkostenzuschlag für Leistungen der zentralen Infrastruktur ist nicht in den Personalkosten enthalten. Eine detailliertere Aufschlüsselung der Betriebskosten ist in Teil II, Kap. B 3 und eine ausführliche Aufstellung in Teil III B, Band 6, zu finden.

Tabelle 5-2:

Aufschlüsselung der Anlagekosten (in Mio. DM)

1. Bauten

1.1 Bauwerke

Injektionsgebäude	3,4
Abschirmtunnel	26,1
Hochfrequenzgalerie	18,8
Hochenergiestrahlerverteilung mit Montageschleuse	11,3
Verbindungstunnel zum Target	0,8
Montageschleuse Niederenergie	1,5
Targetgebäude mit Betriebsbereich	30,2
Neutronenleiterhalle	4,7
Hochfrequenz-Test- und Montagegebäude	3,1
Betriebsgebäude mit Rechnerkontrollräumen	4,3
Sonstige Betriebsbauten	<u>1,3</u>
	105,5

1.2 Baunebenkosten (Ing.-Leistungen, Architekt, Bauamt, Vermessung)

10,6

Summe 1. Bauten und Nebenkosten

116,1

2. Maschinenbau und elektrotechnische Anlagen

2.1 Beschleuniger

Injektor	5,8	
Niederenergiestrahlführung	3,7	
Alvarezbeschleuniger	13,5	
100-MeV-Strahlanpassung	4,0	
Disk-and-Washer-Beschleuniger	57,5	
350-MeV-Strahlweiche	4,0	
Hochenergiestrahlführung	6,4	
Hochfrequenzanlagen	190,9	
Diagnostik	5,8	
		<hr/>
		291,5

2.2 Targetblock

Drehtarget	2,5	
Targetwagen	2,8	
Abschirmungen	53,7	
Moderator-Reflektor-System	0,9	
Exp.-Einbauten	2,8	
		<hr/>
		62,7

2.3 Hilfsanlagen

Rechnerkontrollsysteme (RKS)		
Hardware	18,5	
Software	5,0	
Leittechnik (ohne RKS)	28,1	
Strahlenschutz	7,7	
Energieversorgung	9,4	
Kreisläufe	57,2	
Vakuum	17,0	
Handhabung	10,2	
		<hr/>
		153,1

Summe 2. Maschinenbau und elektrotechnische Anlagen

507,3

3. Sonstige Kosten

3.1 Atomrechtliche Genehmigung –

Genehmigungsbehörde, TÜV, Fachbehörden

6,0

3.2 Projektmanagement, koordinierende

Ingenieurleistungen

50,0

Summe 3. Sonstige Kosten

56,0

6. Erweiterungspotential

Die Überlegungen, die zum Vorschlag einer Spallations-Neutronenquelle als neue deutsche Neutronenquelle für Strahlrohrexperimente geführt haben, zielten zu einem wesentlichen Teil auch auf die Frage nach möglichen künftigen Entwicklungen ab. Dabei sind drei wichtige Aspekte zu nennen:

- Vielseitigkeit der Nutzungsmöglichkeiten für eine Reihe von Forschungsdisziplinen auch außerhalb der Neutronenstreuung.
- Steigerung der Leistungsfähigkeit und des Nutzungspotentials der Anlage.
- Erschließung neuer Forschungsgebiete.

Zum Ausbau der Anlage unter diesen Gesichtspunkten wurden folgende Optionen betrachtet:

1. **Erhöhung der mittleren Strahlleistung** durch Verdopplung der Dauer der Protonenpulse (auf 1 ms). Durch diese Option können die den einzelnen Experimentierbereichen zugeführten Strahlanteile nach Maßgabe des Forschungsprogramms vergrößert werden.
2. **Anschluß eines Kompressorings** und Betrieb in Verbindung mit der Targetstation der DIANE. Dieser Ausbau erhöht energieabhängig den Neutronen-Spitzenfluß. (Allerdings ist die Anlage wegen der langen Verweildauer der Neutronen in den Moderatoren damit noch nicht als gepulste Quelle im eigentlichen Sinn anzusprechen.) Diese Option erlaubt außerdem die Schaffung von Bedingungen für Neutrinoexperimente, wie sie nirgendwo sonst verfügbar sind.
3. **Bau einer zweiten Targetstation**, deren Auslegung speziell im Hinblick auf die Nutzung kurzer Neutronenpulse erfolgt („gepulste Neutronenquelle“). Mit dieser Ergänzung ist die SNQ allen vergleichbaren Anlagen in jeder Hinsicht um mehr als eine Größenordnung überlegen, wobei in Verbindung mit 1. beide Targetstationen simultan betrieben werden können.
4. **Entwicklung eines Targets mit Uran als Targetmaterial**. Davon wird eine Steigerung der Neutronenflüsse um einen Faktor 2 und mehr erwartet.

Das beschriebene Basiskonzept, bestehend aus dem Linearbeschleuniger, den Experimentierarealen für 350 und 1100 MeV-Protonen und der Targetstation DIANE trägt in seiner Auslegung diesen künftigen Optionen in weiten Bereichen Rechnung, wie z. B. durch eine Dunkelasteinrichtung im Beschleuniger zur Erzeugung von Schaltlücken und Zeitstrukturen im Makropuls, durch die Wahl eines Targetkonzepts mit festem Targetmaterial, das den späteren Einsatz von Uran nicht ausschließt, durch die Wahl einer für den Einschub in einen Kompressorring geeigneten Endenergie des Beschleunigers und durch die Anordnung der Gebäude im Bebauungsplan. Wie in Abb. 6-2 gezeigt, ist die Anordnung des Kompressorings so vorgesehen, daß sowohl ein Einschub in die Targetstation DIANE als auch der Anschluß einer zweiten Targetstation möglich ist (vgl. Abschnitt 6.3.7). Im folgenden werden diese Ausbauoptionen beschrieben.

6.1 Erhöhung der Einschaltdauer des Linearbeschleunigers

Um der Attraktivität, die ein Protonenstrahl mit Energien bis zu 1,1 GeV und einer in weiten Grenzen frei wählbaren Zeitstruktur für eine Reihe von Forschungszweigen besitzt, Rechnung zu tragen, wurde, wie erwähnt, eine Dunkelastung im Linearbeschleuniger vorgesehen. Damit lassen sich Schaltlücken im Makropuls erzeugen, die die verlustfreie Umlenkung von Teilen des Strahls in die 350 und 1100 MeV-Experimentierhallen bzw. in den Kompressorring (vgl. unten) gestatten und die Bereitstellung einer für Neutrinoexperimente günstigen Zeitstruktur, z. B. als Vorläufer des eigentlichen Pulses zur Neutronenerzeugung, ermöglichen. Ein Beispiel für eine solche Aufteilung ist in Abb. 6-1 gezeigt. Die Aufteilung des Gesamtpulses auf die verschiedenen Nutzer der Anlage wird nach Maßgabe des jeweiligen Forschungsprogramms zu erfolgen haben. (Werden in den Kernphysik-Arealen nur kleine Ströme, d. h. im Bereich weniger μA , über die gesamte Linac-Pulsdauer gewünscht, so ist dies grundsätzlich durch simultane Mitbeschleunigung eines schwachen H^- -Stroms realisierbar, vgl. auch Abschnitt 6.3.6).

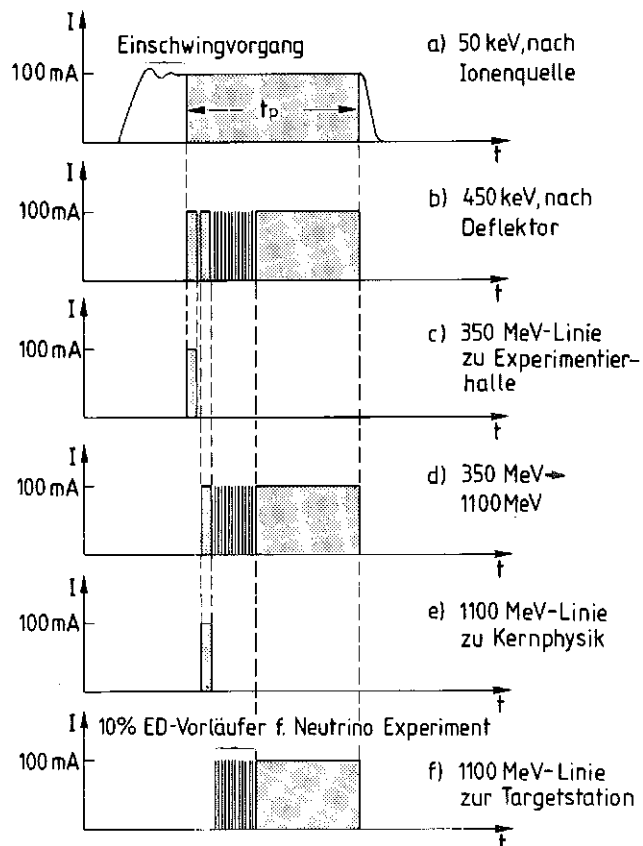
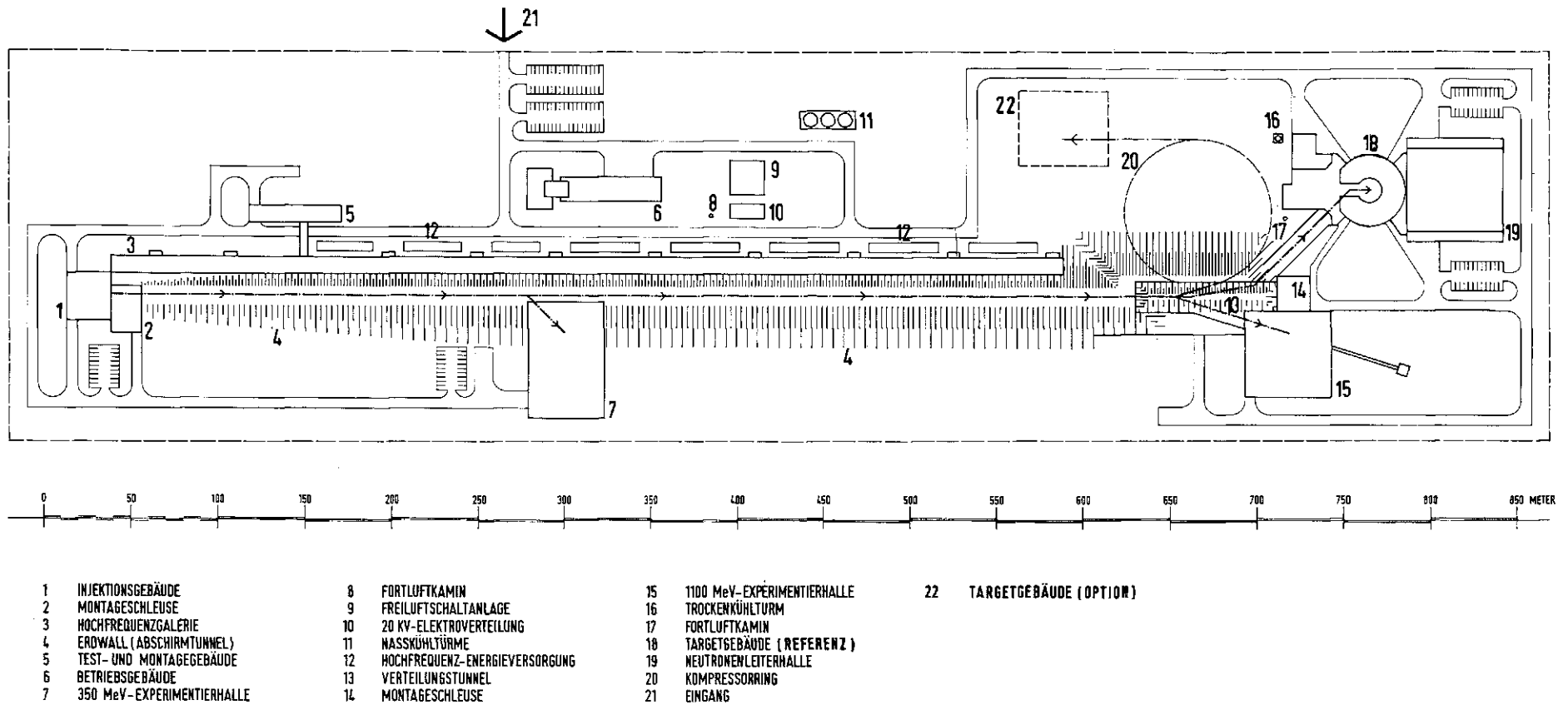


Abb. 6-1 Aufteilungsbeispiel eines Linac-Makropulses zur Versorgung der verschiedenen Experimentierareale durch Dunkelasten des Strahls für verlustfreie Umlenkung.



ARBEITSGEMEINSCHAFT SPALLATIONS-NEUTRONENQUELLE

Abb. 6-2

Gesamtanlage des SNQ-Komplexes mit den Erweiterungsoptionen Kompressorring und Targetstation für eine gepulste Neutronenquelle.

Eine allseitig zufriedenstellende Versorgung mit Protonen läßt eine Verlängerung der Einschaltdauer des Beschleunigers auf bis zu 10% wünschenswert erscheinen. Für einen eventuellen Betrieb mit zwei Targetstationen ist sie sogar unabdingbar. Dies ist durch Nachrüstungen möglich; alle dafür erforderlichen und nachträglich schwer zu installierenden Vorkehrungen sind im Grundkonzept enthalten. Im einzelnen sind dies:

- Auslegung von Beschleunigungsstrukturen, Hochfrequenzverstärkern und Neutronentarget für die erhöhte Leistung.
- Ausreichende Dimensionierung der Verrohrung von Kühlsystemen und Lüftungsanlagen für den erhöhten Wärmeanfall.
- Bereitstellung von Standfläche innerhalb und außerhalb der Gebäude für nachzurüstende Komponenten.

Die Ionenquelle ist ohnehin für Dauerbetrieb ausgelegt und stellt daher kein Problem dar.

Ertüchtigungs- und Nachrüstmaßnahmen sind an folgenden Komponenten bzw. Anlagenteilen nötig:

- Elektroversorgung für die Klystronstrahlspannung des disk-and-washer-Beschleunigers und Hochfrequenzverstärker für den Alvarez-Beschleuniger,
- zu diesen Komponenten gehörige Meß- und Leittechnik,
- Wärmetauscher und Pumpen für die Rückkühlung der Strukturen,
- Lüftungseinrichtungen im Bereich der Hilfsanlagen,
- Kühleinrichtungen des Targets, falls eine Verlängerung des Protonenpulses auf das Neutronentarget vorgesehen wird.

Es kann davon ausgegangen werden, daß zum Zeitpunkt der Realisierung dieser Option bereits auf Grund der vorliegenden Betriebserfahrungen eine so gute Strahlqualität erreicht ist, daß bezüglich der Strahlverluste die für das Basiskonzept gemachten Annahmen auch nach der Verlängerung der Einschaltdauer nicht überschritten werden.

Obgleich der Wirkungsgrad des Beschleunigers bei verlängerter Einschaltdauer etwas ansteigt, ist natürlich trotzdem mit höheren Stromkosten zu rechnen.

6.2 Einsatz von Uran als Targetmaterial

In Kap. 2.4 wurde bereits erwähnt, daß einer der wesentlichen Gründe, ein Targetkonzept zu wählen, das mit festem Targetmaterial arbeitet, die Möglichkeit eines späteren Übergangs auf abgereichertes Uran als Targetmaterial war.

Ausführliche Betrachtungen zum Spallationsprozeß in ^{238}U finden sich in den Arbeiten von F. Atchison [6-1, 6-2, 6-3], auf die hier zurückgegriffen wird. Wie in Abb. 2-4 angedeutet, besitzt der Urankern die Tendenz, nach Abdampfen einiger weniger Neutronen zu spalten. Weitere Neutronen werden dann aber aus den noch hoch angeregten Bruchstücken abgedampft. Die Neutronen besitzen nun, wie aus Abb. 6-3 hervorgeht, eine höhere mittlere Energie als die aus schweren Kernen abgedampften Neutronen. Sie sind daher leichter im Stande, andere Kerne des ^{238}U zur Schnellspaltung anzuregen, wie man anhand des in Abb. 6-4 gezeigten Verlaufs des Schnellspaltquerschnitts sieht. Die höhere Neutronenausbeute

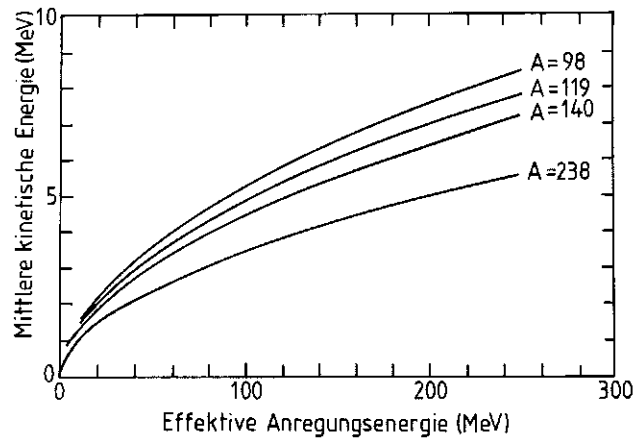


Abb. 6-3

Mittlere kinetische Energie der Verdampfungsneutronen als Funktion der „Restenergie“ des Kerns für verschiedene Massenzahlen. Unter Restenergie ist die Anregungsenergie minus die für die Trennung der Spaltprodukte erforderliche Energie zu verstehen (aus [6-1]).

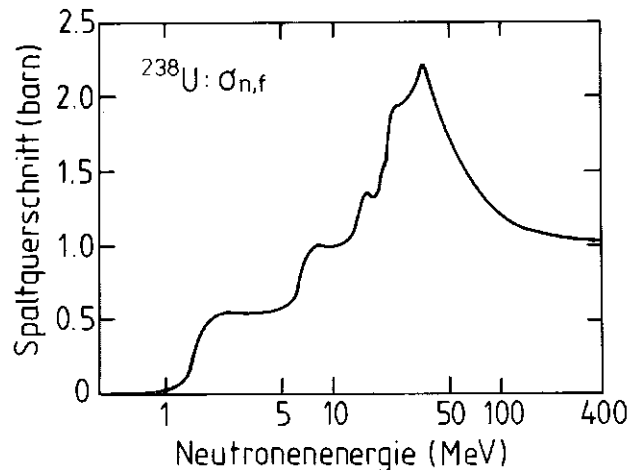


Abb. 6-4

Spaltquerschnitt von ^{238}U als Funktion der Neutronenenergie (aus [6-3]).

pro Proton in Uran hat also im wesentlichen zwei Gründe: (1) wird bei der Kernspaltung Bindungsenergie in Anregungsenergie umgewandelt, was zum Abdampfen einer größeren Zahl von Neutronen aus den Spaltprodukten führt und (2) werden im Target wegen der höheren Energie der Verdampfungsneutronen aus den Spaltprodukten weitere Neutronen durch Schnellspaltung freigesetzt. Dies führt dazu, daß die letztlich aus dem Target entweichenden Neutronen zu über 80% aus Spaltprozessen stammen und ein wesentlich weiches Spektrum aufweisen, als die ursprünglichen Kaskadenneutronen. Dies ist in Abb. 6-5 für den Fall eines aus schwerwassergekühlten Scheiben von 80 mm Durchmesser aufgebauten Targets (SNS-Konzept) gezeigt.

Durch den Beitrag der Spaltung wird die Wärmefreisetzung im Uran wesentlich erhöht: Während die als Folge der Hochenergie-Kaskade freigesetzten Neutronen von einem Wärmeumsatz von 30 MeV/n begleitet sind, wird bei der Spaltung etwa 110 MeV pro zusätzlich erzeugtem Neutron frei. Dieser letzte Beitrag folgt in seiner Ver-

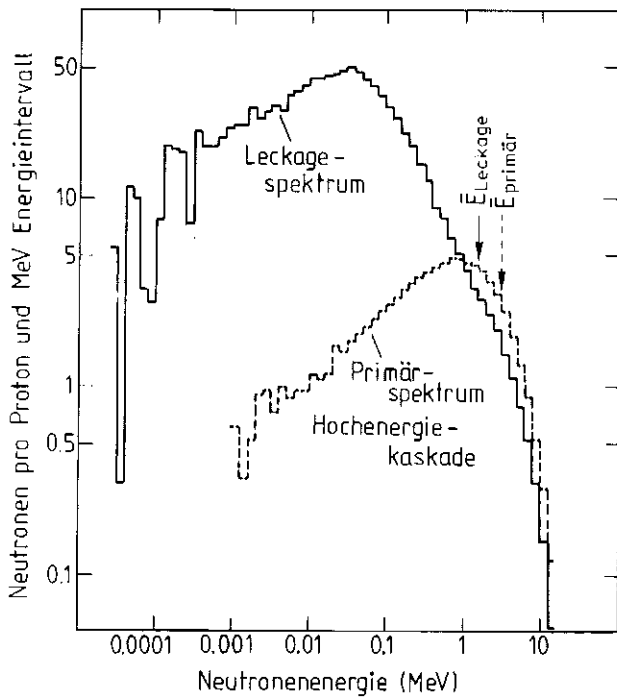


Abb. 6-5
Über alle Winkel integrierte Energiespektren der in der Hochenergie-Kaskade primär produzierten und der schließlich aus einem ^{238}U -Target von 80 mm Durchmesser entweichenden Leckage-Neutronen (aus [6-3]). Die in dieser Darstellung schlecht erkennbaren mittleren Energien sind für beide Spektren angedeutet.

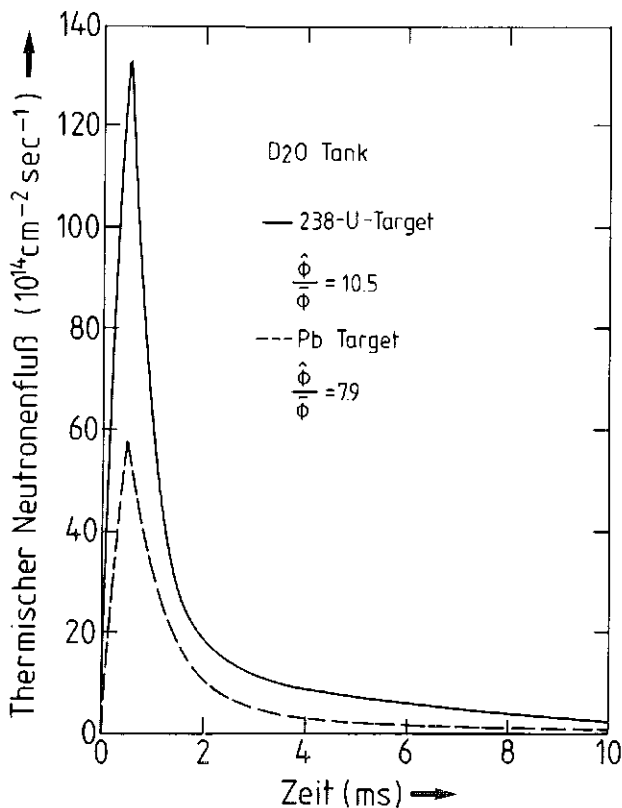


Abb. 6-6
Aus vorläufigen Auswertungen von Messungen des Zeitverhaltens errechneter zeitlicher Verlauf des thermischen Neutronenflusses im D_2O -Tank der DIANE bei Einsatz eines Targets aus ^{238}U .

teilung natürlich nicht dem Profil des Protonenstrahls, sondern ist weiter über das Target ausgeschmirt. Der absolute Betrag der freigesetzten Wärme und die Gesamtzahl der produzierten Neutronen sind also stärker von der Targetgeometrie abhängig. Auch hier wirkt sich die Plattengeometrie des Drehtargets günstig aus.

Aus den bei SIN (Villigen, Schweiz) und SATURNE (Saclay, Frankreich) durchgeführten Messungen läßt sich für ein Target aus abgereichertem Uran im Vergleich zu einem Bleitarget ein Gewinn ableiten, der für den schnellen Moderator bei einem Faktor 2,1 liegt und für den mittleren Fluß im D_2O -Moderator bei 1,8 (vgl. Abb. 2-11). Der geringere Gewinn im D_2O ist durch die Absorption thermischer Neutronen im Uran und somit hauptsächlich durch eine Verringerung der mittleren Lebensdauer der Neutronen im D_2O bedingt. Das hat zur Folge, daß sich auch das Zeitverhalten ändert. Aus der Analyse vorläufiger Messungen zum Zeitverhalten läßt sich die in Abb. 6-6 gezeigte Kurve für die Nenndaten der DIANE ermitteln. Im Vergleich zum Bleitarget ergibt sich ein Gewinn im Spitzenfluß um einen Faktor 2,4. Diese höheren Flußwerte bei Einsatz des Uran-targets sind insbesondere auch deshalb besonders attraktiv, weil sie praktisch ohne Erhöhung der Betriebskosten und ohne Verbreiterung des Neutronenpulses im H_2O -Moderator erreicht werden können. Als günstig für den Wärmeumsatz in der kalten Quelle wirkt sich dabei die niedrigere mittlere Energie der aus dem Target austretenden Neutronen aus. Bezüglich der γ -Strahlung ist mit einer starken Selbstabschirmung durch die äußeren Targetschichten zu rechnen. Eine verstärkte Abschirmung um das Target ist ebenfalls nicht erforderlich, weil sich die Zahl der Kaskadenteilchen nicht vergrößert.

Im Uran werden durch die Schnellspaltung auch verzögerte Neutronenemitter produziert, die einen Untergrundsbeitrag während der Pulse liefern können. Durch das rotierende Target werden diese jedoch vom Ort der Moderatoren weg transportiert. Das Verhältnis von prompten zu verzögerten Neutronen wird zu etwa $1,6 \cdot 10^5$ abgeschätzt.

Erhöhte Anforderungen im Vergleich zum Bleitarget werden beim Übergang zu abgereichertem Uran als Targetmaterial in folgenden Punkten erwartet:

- Die höhere Wärmeausbeute führt zu höheren zyklischen Temperaturbelastungen und höheren mittleren Temperaturen des Targetmaterials. Davon sind allerdings die Hüllen und das Fenster des Drehtargets nicht betroffen. Die Wärmebelastung der Hüllenoberfläche ist beim Bleitarget mit maximal 15 W/cm^2 noch so weit von einer kritischen Wärmebelastung, bei der Filmsieden auftritt, ($> 300 \text{ W/cm}^2$) entfernt, daß hier kein Problem entsteht.
- Höhere Temperaturen im Targetinneren können zu höheren Spannungen und damit zu Rissen im Targetmaterial führen. Der Rückhaltung der Spaltprodukte durch die Targethüllen ist besondere Aufmerksamkeit zu widmen. Einem Wechsel von Al zu einem stärker belastbaren Hüllmaterial steht jedoch nichts entgegen. Auch beim inneren Aufbau der Targetelemente können hier bereits geeignete Maßnahmen ergriffen werden. Hier ist z. B. an eine Einbettung von Uranpellets in eine Pb-Bi-Matrix gedacht.
- Die Nachzerfalls-Wärme ist deutlich höher als in einem Bleitarget. Aus den Rechnungen in [6-3] kann durch Hochmultiplizieren auf die SNQ-Verhältnisse etwa der in Abb. 6-7 gezeigte zeitliche Verlauf der Wärmefreisetzung abgeschätzt werden. Er ist zu etwa 90 % durch

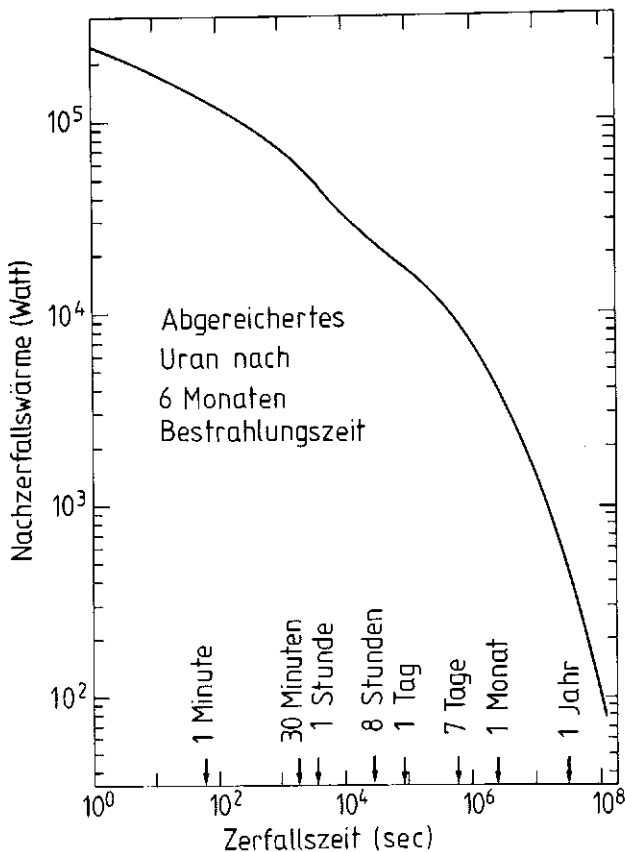
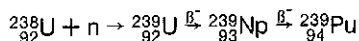


Abb. 6-7
Zeitlicher Verlauf der Nachzerfallswärme in einem Target aus ^{238}U nach 6-monatigem Betrieb in der DIANE. (Ermittelt durch Hochrechnen der Angaben in [6-3]).

Spaltprodukte bedingt. Wegen der großen Masse des Targettrads von etwa 4000 kg ist die mittlere Aufheizrate ohne Kühlung selbst direkt nach dem Abstellen des Strahls nur etwa 0,5 K/s. Wird die Kühlung nach dem Abstellen noch etwa 8 Stunden weiterbetrieben, so liegt die mittlere Aufheizung noch bei 0,05 K/s, so daß bereits über einen Zeitraum von Stunden ohne Gefahr auf einen Kühlmitteldurchsatz verzichtet werden kann (z. B. beim Ausfahren des Targetwagens). Durch eine geeignete Führung der Kühlbohrungen im Targetrad (vgl. Abb. 3-18) ist dafür gesorgt, daß das Rad immer voll Wasser bleibt und somit ein guter Wärmeaustausch zwischen den Targetelementen und zu den Strukturteilen gewährleistet ist.

- Durch Neutroneneinfang wird im Target u. a. über die Reaktionskette



Plutonium erzeugt. Groben vorläufigen Schätzungen auf der Basis der Daten aus [6-3] zufolge sind dies etwa 120 Ci pro Jahr, wobei nicht berücksichtigt ist, daß durch Spallation und Spaltung auch wieder ein Abbau erfolgt. Bedingt durch diesen Plutoniumaufbau ist mit einem gegenüber einem Bleitarget erschwerten Genehmigungsverfahren zu rechnen.

Obgleich die mit dem Einsatz von abgereichertem Uran als Targetmaterial verbundenen Erschwernisse alle für überwindbar gehalten werden, können noch keine wirklich

quantitativen Aussagen hierzu gemacht werden, da detaillierte Untersuchungen noch nicht angestellt wurden. Ein dafür geeignetes Rechenprogramm wurde zwar mittlerweile implementiert, konnte aber bislang nur zur Nachrechnung einiger Experimente als Test und zur Ermittlung einiger grundlegender Daten eingesetzt werden (vgl. Teil II, Kap D 4). Im Rahmen der Studie konnten nur grundsätzliche Überlegungen und einige Messungen bezüglich des durch den Einsatz von abgereichertem Uran zu erwartenden Gewinns durchgeführt werden. Es wurde jedoch bei der Dimensionierung wichtiger, nicht nachrüstbarer Anlagenteile der höhere Wärmeanfall berücksichtigt. Bei der Auslegung der inneren Struktur des Drehtargets besteht genügend Flexibilität, um später durch geeignete Materialwahl und Dimensionierung den aus dem Einsatz von Uran erwachsenden Anforderungen gerecht zu werden.

Abschließend sei noch darauf hingewiesen, daß grundsätzlich auch der Einsatz eines schwach multiplizierenden Targets, das teilweise aus Natururan oder schwach angereichertem Uran aufgebaut ist, denkbar ist. Dabei könnte durch eine entsprechende Verteilung des multiplizierenden Materials eine gleichmäßigere Wärmebelastung der Targetelemente erzielt werden, ohne die Spitzenbelastung zu erhöhen. Durch Moderation im Kühlwasser des Targettrads und durch Rückdiffusion aus den Moderatoren stehen hierfür genügend thermische Neutronen zur Verfügung. Die damit verbundene geringfügige Pulsverbreiterung ist für die DIANE ohne Bedeutung.

6.3 Anschluß eines Protonen-Pulscompressors (IKOR)

Das in Kap. 2 beschriebene Basiskonzept kann nicht als gepulste Neutronenquelle im eigentlichen Sinn angesprochen werden (vgl. Abschnitt 6.4), weil ein wichtiges Kriterium fehlt, nämlich die Möglichkeit, den Neutronenpuls des Moderators direkt als erstes Auflösungselement der Quelle zu nutzen. Das ist insbesondere dann von Bedeutung, wenn der Bereich der epithermischen Neutronenenergien dem Experiment zugänglich gemacht werden soll. Um das zu erreichen, sind erstens primäre Neutronenpulse von weniger als $1\ \mu\text{s}$ Dauer erforderlich und zweitens müssen Maßnahmen ergriffen werden, um die Verweilzeit der Neutronen im Moderator zu verkürzen. Die wichtigste Voraussetzung zum Bau einer solchen Quelle ist also eine Möglichkeit, die vom Linearbeschleuniger kommenden Makropulse auf weniger als $1\ \mu\text{s}$ zu komprimieren. Diese Option ist auch für Neutrinoexperimente und andere kernphysikalische Messungen von Interesse (vgl. Kap. 1).

6.3.1 Funktionsprinzip und Ausgangslage

Zweck des Strahlcompressors ist es, den Protonenstrahl, möglichst ohne Intensitätsverlust, zeitlich so zu verdichten, daß nahezu der volle, im Linearbeschleuniger während $500\ \mu\text{s}$ erzeugte Strahl während weniger als $1\ \mu\text{s}$ auf das Spallationstarget trifft. Diese Zeitspanne ist nach den Ausführungen des Abschnitts 6.4.1 noch deutlich kürzer als die natürliche Verweilzeit von 1 eV-Neutronen im Moderator. Für die gewählten Auslegungsparameter ist das Verhältnis von Makropulsdauer im Beschleuniger und im Compressor $500 : 0,66 \approx 760$. Dementsprechend wäre umgekehrt der

Pulsstrom im Kompressor im Idealfall 760 mal höher als im Beschleuniger, d. h. 76 A. Aus verschiedenen praktischen Gründen (vgl. Teil II, Kap. D 2) ist der gewählte Sollwert 66 A, oder anders ausgedrückt, $2,7 \cdot 10^{14}$ Protonen je Puls. Diese Kompression des Protonenstrahls wird dadurch erreicht, daß der vom Linearbeschleuniger kommende Strahl in eine geschlossene Umlaufbahn (Ring) gelenkt und dort während des gesamten Makropulses gehalten wird. Dieser Vorgang ist in Abb. 6-8 schematisch dargestellt, wobei von oben nach unten jeweils ein stark vergrößerter Ausschnitt gezeigt ist.

Jeder Makropuls des Linearbeschleunigers wird mit Hilfe der Dunkeltasteinrichtung in 658 Pakete zu je 71 Mikropulsen unterteilt. Der zeitliche Abstand zweier derartiger Pakete entspricht genau der Umlaufdauer im Kompressorring von 760 ns. Da für die verlustfreie Betätigung des Extraktions-Kickermagneten eine Lücke im umlaufenden Protonenstrom erforderlich ist, werden die Mikropulspakete so in den Ring eingeschossen, daß die Lücke erhalten bleibt, der übrige Teil des Rings aber „dicht“ gefüllt ist. Nach dem letzten Füllumlauf wird sofort während eines einzigen Umlaufs der gesamte Strahl extrahiert, was zur gewünschten Kompression des Makropulses führt. Dieser Zyklus soll für jeden Makropuls des Linearbeschleunigers, d. h. alle 10 ms wiederholt werden.

Eine Anlage, die derartige Ströme und Wiederholffrequenzen miteinander kombiniert, stellt in weiten Bereichen Beschreiten von Neuland dar. Als Vergleichsbasis können derzeit zwei Anlagen dienen: In den Speicherringen des CERN (ISR) laufen zwar Protonenströme dieser Größenordnung um [6-4], sogar während Stunden und selbst Tagen ohne Neufüllung, aber das erforderliche dichte Füllen dieser Ringe dauert mehr als eine Stunde. Selbst wenn man berücksichtigt, daß wegen der zwei Ringe und ihrem rund 5 mal größeren Durchmesser etwa 10 mal mehr Protonen gespeichert werden als im SNQ-Kompressor, ist der Füllvorgang noch etwa 50 000 mal langsamer als hier erforderlich. Außerdem arbeiten die ISR bei höheren Energien (11–31 GeV), was die störende Wirkung der Raumladungskräfte und anderer kollektiver Effekte vergleichsweise abschwächt.

Die einzige andere im engeren Sinne vergleichbare Anlage ist der im Bau befindliche Hochstrom-Protonenspeicherring des Los Alamos Scientific Laboratory [6-5]. Zwei Betriebsarten sind vorgesehen: a) Extrahierte Pulse von $1 \cdot 10^{11}$ Protonen und 1 ns Dauer mit 720 Hz Folgefrequenz oder b) Pulse von $5,2 \cdot 10^{13}$ Protonen je Puls und 270 ns Dauer mit 12 Hz Folgefrequenz. In dem hier relevanteren Fall b) liegt also die Anzahl der Protonen rund 5 mal und die Folgefrequenz rund 8 mal unter den SNQ-Sollwerten.

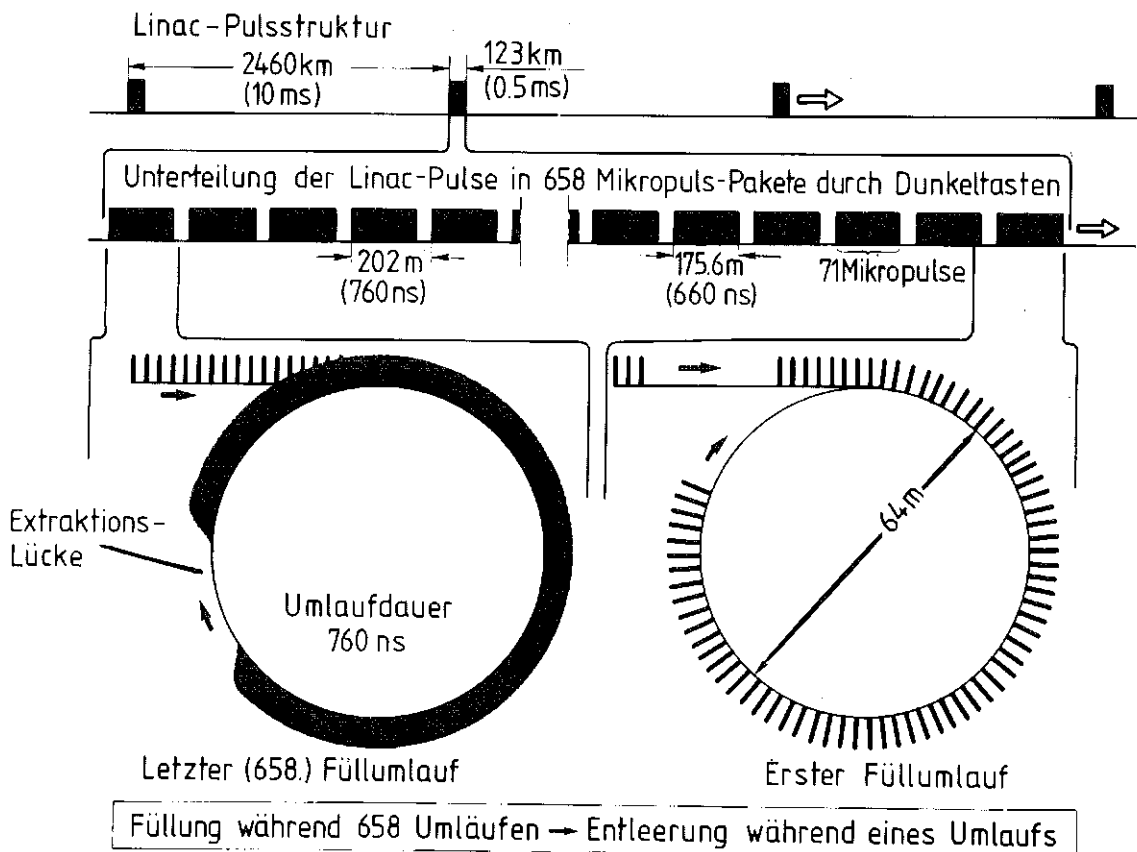


Abb. 6-8

Schematische Darstellung der Pulskompression im IKOR. Durch Dunkeltasten an der Ionenquelle wird jeder Makropuls des Linearbeschleunigers in 658 Pakete zu je 71 Mikropulsen unterteilt, die im Ring ineinandergeschachtelt werden. Durch Extraktion während eines einzigen Umlaufs wird ein Puls von 680 ns Dauer mit der 658-fachen Intensität des Linac-Pulses erzeugt.

Bei einem solchen „Sprung nach vorne“ erschien es erforderlich, nach einem Konzept Ausschau zu halten, das den besonderen SNQ-Kompressor-Betriebsbedingungen optimal angepaßt ist. Eine solche Studie wurde begonnen, wobei verschiedene neuartige Möglichkeiten in Betracht gezogen wurden (vgl. Teil III D). Eine detaillierte Durcharbeitung war im zeitlichen Rahmen der Studie nicht möglich. In Einzelheiten betrachtet wurde daher ein Vorschlag für einen isochronen Kompressor Ring (IKOR), der zwangsläufig weitgehend auf bekannten Konzepten basiert, deren spezifische Kombination jedoch neu ist. Die Arbeiten konzentrierten sich auf die Behandlung der Injektion, der Raumladungs- und Spiegelfeldeffekte und der Ejektion, sowie der Fernbedienung und des Strahlenschutzes, wobei natürlich teilweise starke gegenseitige Einflüsse bestehen.

6.3.2 Wahl der Hauptauslegungsparameter des Kompressors

Wegen seiner vielen Vorzüge, wie vergleichsweise einfacher Herstellung, weitem Einstellbereich der Betriebsbedingungen und reichem weltweitem Erfahrungsschatz, wurde als Grundkonzept ein Speicherring mit getrennten Magnetfunktionen und alternierendem Gradienten gewählt (Abb. 6-9).

Bei der Optimierung der Ringparameter (vgl. Teil II, Kap. D 2) waren vor allem die starken Raumladungskräfte innerhalb des Strahls und die Wechselwirkung der Protonen mit ihrer Umgebung durch elektrische und magnetische Spiegelfelder sowie induzierte Spannungen bzw. Ströme zu berücksichtigen, die zu instabilem Strahlverhalten führen können. Diese Instabilitäten besitzen endliche Anstiegszeiten und brauchen daher nicht grundsätzlich vermieden zu werden, solange sichergestellt ist, daß ihre Anstiegszeiten wesentlich länger sind als die Verweilzeiten der Protonen im Ring. Aus diesem Grunde wurde eine Speicherung der Protonen wesentlich über die Fülldauer (Dauer des Linac-Makropulses) hinaus ausgeschlossen. Damit wird auf einen möglichen Betriebsmodus verzichtet, bei dem mehrere Protonenpakete im Ring umlaufen und in gleichmäßigen Abständen über die gesamte Zeitspanne zwischen zwei Linac-Pulsen verteilt extrahiert werden (Frequenzvervielfachung).

Im Hinblick auf die Raumladungskräfte war es erforderlich, die Energie des Protonenstrahls ausreichend hoch (> 1 GeV) zu wählen, da ihre Wirkung, wie in Kap. 2.7.4 bereits erwähnt, mit zunehmender Energie wie $\beta^{-2}\gamma^{-3}$ abnimmt, wenn man von der Wirkung der influenzierten Spiegelfelder zunächst absieht. (β ist die auf die Lichtgeschwindigkeit bezogene Teilchengeschwindigkeit und γ die auf die Ruhemasse bezogene relativistische Masse.)

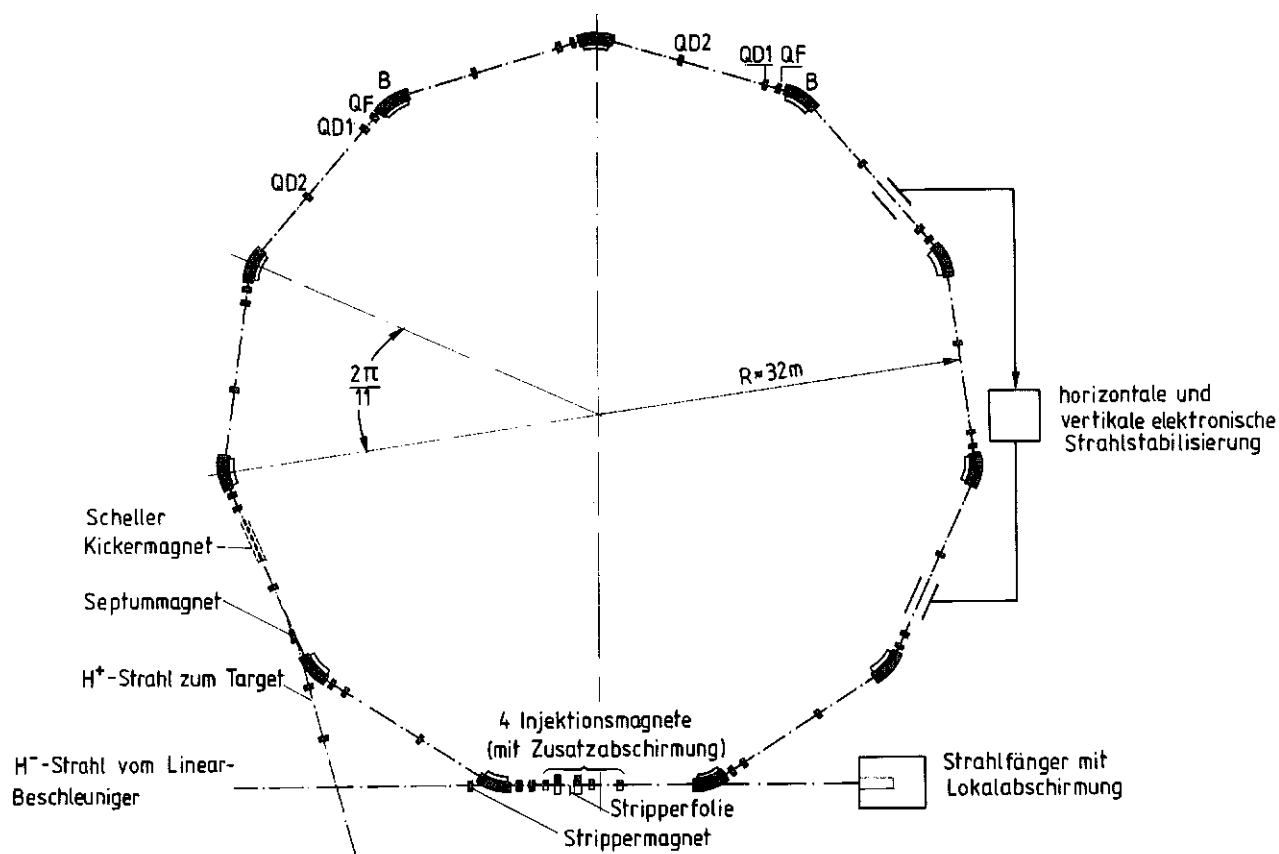


Abb. 6-9

Schematische Darstellung des IKOR-Konzepts mit Injektion durch Ladungswechsel von H^- zu H^+ über H^0 und Strahl- auslenkung mittels eines schnellen „Kicker“-Magnets, der während der Strahlücke erregt wird und den Strahl in den nachfolgenden Septummagneten lenkt. QD, QF und B bezeichnen defokussierende und fokussierende Quadrupol- und Biegemagnete.

durch den impulsbedingten Zuwachs des Bahnradius kompensiert wird („Übergangsenergie“). Sie benötigen daher auf den verschiedenen Bahnen im Ring für ihren Umlauf genau gleich lange, so daß die makroskopische Protonenverteilung im Ring erhalten bleibt.

Obwohl ein solcher Betrieb grundsätzlich von der Beschleunigung her gesehen instabil ist, ist er im Erfahrungsbereich der Zyklotronfachleute nichts Ungewöhnliches. Bei den dort in Betracht kommenden kurzen Beschleunigungszeiten, allenfalls von der Größenordnung $10 \mu\text{s}$, wirkt sich dieser grundsätzliche Mangel an Stabilität in der Praxis nicht aus. Im Gegensatz dazu verlangt das erfolgreiche Durchqueren des isochronen Bereiches bei der Beschleunigung in einem Synchrotron mit alternierendem Gradienten u.a. wegen der längeren Dauer relativ aufwendige Maßnahmen. Dies unter anderem, um die von der „negativen“ Masse oberhalb der Übergangsenergie verursachte Instabilität zu vermeiden. Wie durch Versuche am Protonensynchrotron des CERN bestätigt werden konnte [6-6], läßt sich jedoch im IKOR diese Schwierigkeit dadurch vermeiden, daß die Betriebsbedingungen für Protonen leicht unterhalb des strengen Isochronbetriebs gehalten werden. Dann schließt sich natürlich auch die Lücke im Strahl geringfügig, d.h. man muß bei Beginn des Füllens eine etwa 20 ns weitere Lücke vorsehen. Dadurch verringert sich die Zahl der akkumulierbaren Protonen um etwa 2 %, also einen durchaus vertretbaren Wert. Dafür hat das Arbeiten selbst nahe an der Übergangsenergie den zusätzlichen Vorteil, daß die Anstiegszeit der longitudinalen Instabilitäten stark anwächst (bei genau der Übergangsenergie auf unendlich).

Durch im Ring auftretende Raumladungskräfte und Spiegelfelder können sich die individuellen Betatronschwingungsfrequenzen in die gefährlichen Sperrbereiche, in denen Resonanzerscheinungen auftreten, verschieben. Daher wurde bei der Auslegung der Magnetstruktur großer Wert auf die Verengung dieser Sperrbereiche gelegt. Vor allem wurde durch die Wahl einer völlig symmetrischen Struktur mit elf praktisch identischen Segmenten erreicht, daß für die gewählten Werte der horizontalen und vertikalen Betatronschwingungen je Umlauf, $Q_H = 3,25$ und $Q_V = 4,4$, keine systematischen, d. h. strukturbedingten und deshalb verhältnismäßig breiten Sperrbereiche in das Arbeits-

gebiet im Q-Diagramm fallen, wie das aus Abb. 6-10 ersichtlich ist. Außerdem sollen die Spiegelfelder vor allem durch eine entsprechende Auslegung der Vakuumkammer verringert werden (Querschnittsform und Abstand vom Strahl).

Diese Wahl, zusammen mit der Optimierung der Strahlauslenkung und der Notwendigkeit, den Protonenstrom für die vorgegebene Zahl von $2,7 \cdot 10^{14}$ Protonen je Puls zwecks Verringerung der induzierten Spannungen möglichst klein zu halten, führten zur Festlegung des Ringdurchmessers auf rund 64 m. Damit ergibt sich eine Umlaufdauer von 760 ns, aus der die realisierbare Pulslänge von 680 ns folgt.

Eine weitere Verringerung der vom Strahlstrom in seiner Umgebung induzierten Spannungen kann dann nur noch durch Verringerung der Kopplungsimpedanzen erreicht werden (Näheres in Teil II, Kap.D 2). Dies ist ein weiterer Grund für das Bestreben, besonders die Spezialmagnete für Strahlein- und -auslenkung entsprechend auszulegen und ohne jegliches HF-System auszukommen, da derartige Systeme zwangsläufig relativ stark an den Strahl angekoppelt sind.

6.3.3 Einlenkung, Auslenkung und Transport des Strahls

Das Hauptproblem bei der Strahleinlenkung ist das schnelle, praktisch verlustfreie Füllen des Mindest-Phasenraumvolumens. Wie weiter oben erwähnt, soll der Beschleunigerstrahl am Ende der 658 Umläufe im Ring ein 300 mal größeres Phasenraumvolumen auffüllen. Seine mittlere Phasenraumdichte muß also um rund einen Faktor zwei zunehmen. Dies ist prinzipiell nur zu erreichen, wenn der Phasenraum neu gefüllt wird. Beim gegenwärtigen Stand der Beschleunigertechnik und den zur Verfügung stehenden Zeiten kommt dafür nur die Umladetechnik von H^- zu Protonen in Frage. Weiterhin sind die Strahlverluste in der (dünnen) Stripperfolie weitaus geringer als im Septum des bei Protoneninjektion unabdingbaren Einlenkmagneten. Nach den u. a. im Fermi National Accelerator Laboratory (FNAL), USA, vorliegenden Erfahrungen hat die H^- -Injek-

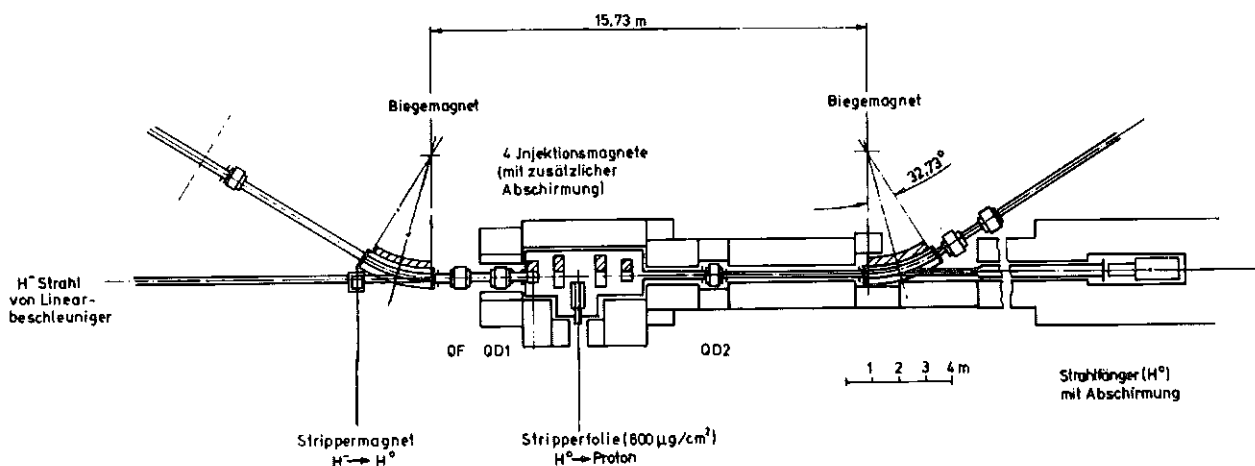


Abb. 6-11 Injektionszone des IKOR mit H^- -Stripper-Magnet, programmierten Strahlversatz-Magneten und Stripperfolie zur Erzeugung von H^+ aus H^0 .

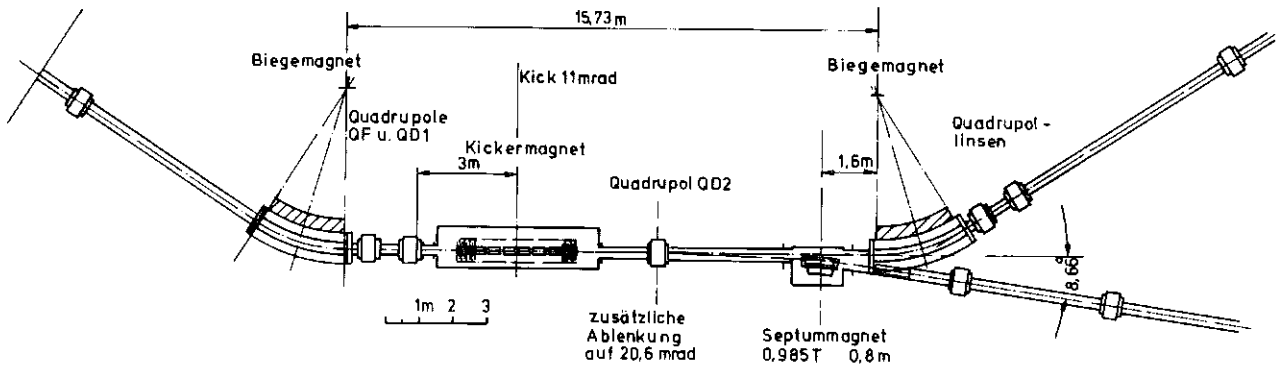


Abb. 6-12

Ejektionszone des IKOR mit schnellem Kickermagnet, der während der Strahlücke aktiviert wird und den Strahl zusammen mit dem folgenden defokussierenden Quadrupol durch eine Ablenkung um 20,6 mrad in einen Septummagneten lenkt, welcher seinerseits eine weitere Ablenkung um 131 mrad bewirkt.

tionstechnologie mittlerweile eine ausreichende Betriebssicherheit erreicht [6-7]. Wegen des geringeren Platzbedarfs im IKOR wird nach Abb. 6-11 ein zweistufiges System vorgeschlagen: Umwandlung von H^- in H^0 mittels eines Hochgradientmagneten vor der Einlenkung und Umwandlung von H^0 in Protonen mittels Stripperfolie im IKOR selbst.

Die Strahlejektion stellt insofern ungewöhnliche Ansprüche, als der auszulenkende Strahl praktisch die ganze Kammer füllt. (Bei Speicherringen, wo das auch der Fall ist, kommt allenfalls gelegentliches Auslenken in eine Strahlfalle als Notmaßnahme in Betracht; in Beschleunigern ist der Strahl-Querschnitt bei der Ejektion infolge der adiabatischen oder sonstigen Dämpfung weitaus kleiner als der Kammerquerschnitt.) Nach gründlichem Studium dieses Problems konnte eine Lösung gefunden werden (Abb. 6-12), die bei entsprechender Auslegung der Magnetstruktur und leichter Vergrößerung des Polabstandes der Quadrupollinsen ohne Speziallinsen oder -ablenkmagnete auskommt und mit 11 mrad schneller Ablenkung sowie 131 mrad Ablenkung im Septummagneten sehr vernünftige Parameter aufweist.

Der Strahltransport (Abb. 6-13) wurde nach den auf diesem Gebiet bewährten Techniken entworfen und ist in Teil II, Kap. D 2 näher beschrieben.

6.3.4 Auslegung der Ringstruktur

Die IKOR-Magnetstruktur geht aus Abb. 6-14 hervor. Die dritte Linse je Segment dient zum Einstellen des Abstandes vom strengen Isochronbetrieb. Die C-Magnete (vgl. Abb. 6-15) wurden gewählt, um die Strahlauslenkung zu erleichtern. Im Bereich dieser Magnete ist der Strahlquerschnitt etwa $30 \times 150 \text{ mm}^2$. Die Quadrupollinsen zur Strahlfokussierung benötigen nur eine mäßige elektrische Leistung, was eine relativ einfache Konstruktion gestattet.

Für die Stabilisierung der transversalen kohärenten Schwingungsmoden des Strahls mit niedriger Ordnungszahl ist ein Dämpfungs-Regelsystem über elektromagnetische Felder vorgesehen, für die Moden höherer Ordnungszahl Landaudämpfung mittels magnetischer Oktupol-Linsen.

Die zur Feinabstimmung erforderlichen Korrekturmagnete (Dipole, Sextupole und Oktupole) sind als konzentrische Ringe ausgebildet.

Die Biegemagnete werden von einer Gleichstromversorgung gespeist. Die Stärke der Quadrupollinsen wird während des Füllens verändert, um die Betriebsbedingungen bezüglich des Abstands vom strengen Isochronbetrieb sowie der Betatronfrequenzen optimal zu steuern.

6.3.5 Abschirmung, Strahlenschutz und Fernbedienung

Die Beurteilung der im Betrieb zu erwartenden Strahlverluste hat im Zusammenhang mit detaillierten Bahndynamik-Rechnungen zu erfolgen. Daher beruhen die vorläufigen Strahlenschutzüberlegungen zunächst auf einem als erreichbar angenommenen Verlust-Konzept.

In diesem Sinne wurden die Langzeitverluste auf maximal $1 \cdot 10^{14}$ Protonen/s, also ein halbes Prozent der Sollintensität von $2,7 \cdot 10^{16}$ Protonen/s, festgelegt. Dies entspricht einer maximalen Strahlverlustleistung von $\approx 25 \text{ kW}$.

Da dieser Verlust an jeder Stelle des Ringes auftreten kann, ist die erforderliche Abschirmung überall gleich dick, mit Ausnahme der Injektions- und Ejektionszone, wo Verstärkungen vorgesehen sind. Für einen Abstand von $> 10 \text{ m}$ von der Quelle ist für die gesetzlich vorgeschriebene maximale Dosisleistung von $0,5 \text{ mrem/h}$ eine Abschirmungsdicke für Beton oder Erde von 1600 g/cm^2 erforderlich. Die Optimierung der Auslegung dieser Abschirmung ist im Rahmen einer konstruktiven Durcharbeitung der Anlage durchzuführen; eine Möglichkeit wird in Teil II, Kap. D 2 behandelt.

Für den angenommenen Strahlverlust von 10^{14} Protonen/s muß davon ausgegangen werden, daß auch 24 Stunden nach dem Abschalten wegen der induzierten Radioaktivität der Ring noch nicht zu Wartungsarbeiten betretbar ist. Daher ist vorgesehen, alle Komponenten des Rings durch Fernbedienung auszuwechseln zu können. Die entsprechenden Einzelstudien sind noch durchzuführen; für die gegenwärtigen Vorstellungen sei auf Teil II, Kap. D 2 verwiesen.

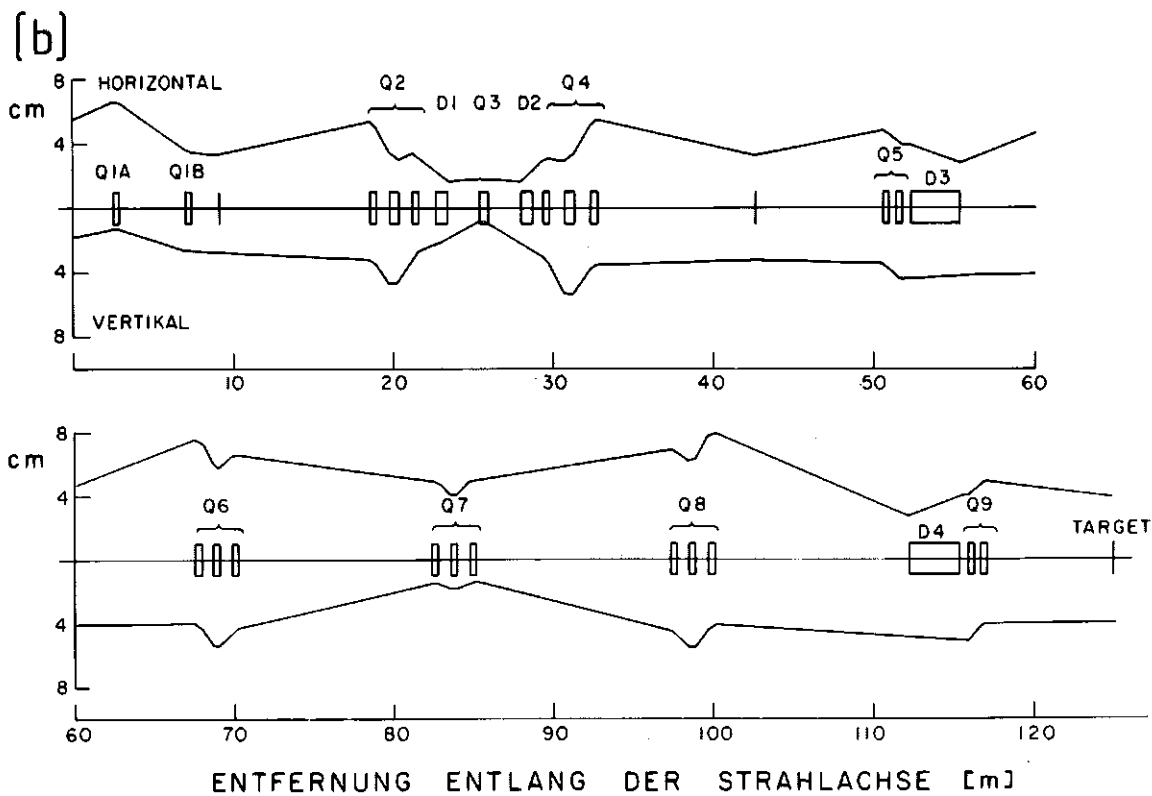
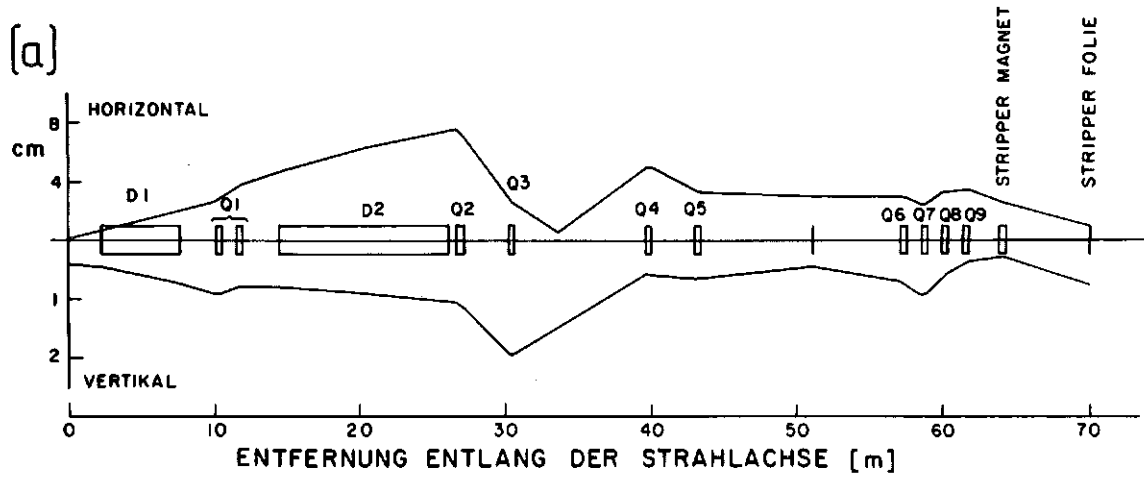


Abb. 6-13

Strahlführung im Bereich des IKOR. Q bezeichnet Quadrupol-, D Dipolmagnete

a) Strahlführung Linac-IKOR. Gezeigt sind die horizontale und vertikale Strahleinhüllende, die 95% des Strahls einschließen. Die horizontale und vertikale Emittanz ist mit $3,3 \pi$ mm mrad (Linac-Werte) angenommen.

b) Strahlführung IKOR-Target. Gezeigt sind wiederum die Strahleinhüllenden, die 95% der Strahlintensität einschließen. Die Emittanzen sind mit 150π mm mrad horizontal und 50π mm mrad vertikal wesentlich größer als vor dem Ring, was eine relativ aufwendige Strahlführung bedingt.

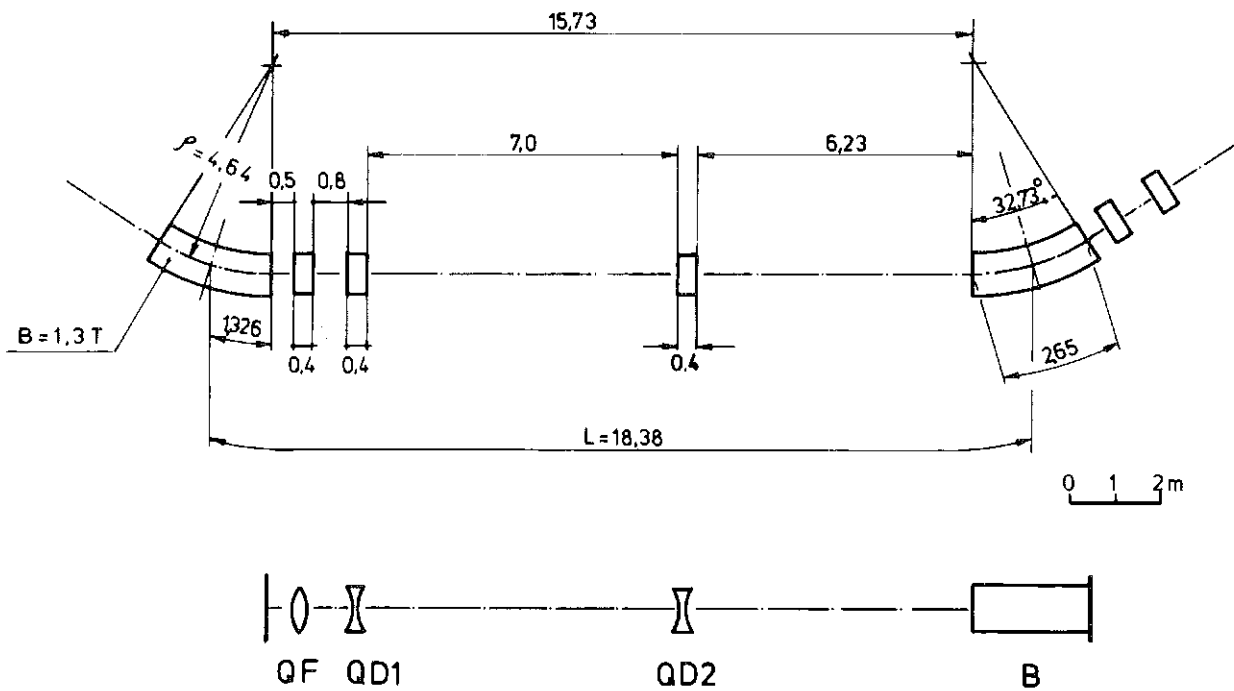


Abb. 6-14

Eine Zelle der 11-zelligen Magnetstruktur des Rings mit verteiltem Quadrupol-Triplett. B = Biegemagnet. Unterhalb der Magnetstruktur ist das optische Analogon dargestellt.

6.3.6 Betrieb des Linearbeschleunigers mit H^- -Ionen

Die Beschleunigung der für die Injektion in den IKOR erforderlichen H^- -Ionen stellt für einen Linearbeschleuniger kein grundsätzliches Problem dar. Sie wird auch bei dem Beschleuniger von LAMPF (Los Alamos) erfolgreich praktiziert, allerdings bei Intensitäten unter $100 \mu A$. Die schwache Bindung des zusätzlichen Elektrons an das Wasserstoffatom bedingt allerdings gewisse, an die Magnetfelder und das Vakuumssystem zu stellende Anforderungen, die über die bei der Protonenbeschleunigung hinausgehen, um übermäßige Aktivierung der Strukturen zu vermeiden. So muß z. B. der Restgasdruck im Beschleuniger von 10^{-6} auf $< 2 \cdot 10^{-8}$ mbar erniedrigt werden. Entsprechende zusätzliche Pumpenanschlüsse sind an den Beschleunigertanks vorgesehen, zunächst allerdings nicht bestückt. Auch bei der Herstellung der Tank-Innenflächen wird diese Forderung berücksichtigt. Desgleichen wurde bei der Dimensionierung der Magnetfelder darauf geachtet, daß keine Lorentz-Kräfte auftreten, die größer sind, als die Bindungskraft des zusätzlichen Elektrons.

Intensive Entwicklungsarbeit ist noch auf dem Gebiet geeigneter Ionenquellen zu leisten, um die Anforderungen bezüglich der Qualität des extrahierten Strahls und der Lebensdauer der Quelle zu erfüllen. In dieser Hinsicht erscheinen die in der Entwicklung befindlichen H^- -Multipolquellen [6-8] vielversprechend.

Weitere Anpassungsmaßnahmen, wie die Änderung der Polarität der Hochspannung in den Strahlführungssystemen sind leicht durchzuführen.

Die Möglichkeit der künftigen Beschleunigung von H^- -Strahlen hinreichender Intensität wird also positiv beurteilt. Die aus Gründen des Wirkungsgrads wünschenswerte simultane Beschleunigung intensiver Strahlen von Protonen

und H^- -Ionen in den beiden Halbwellen der Hochfrequenz ist im Augenblick jedoch noch nicht absehbar. (Allerdings ist die Mitbeschleunigung eines schwachen Stroms entgegengesetzter Polarität, wenngleich mit mäßiger Strahlqualität, durchaus möglich, wie das auch bei LAMPF in Los Alamos der Fall ist.)

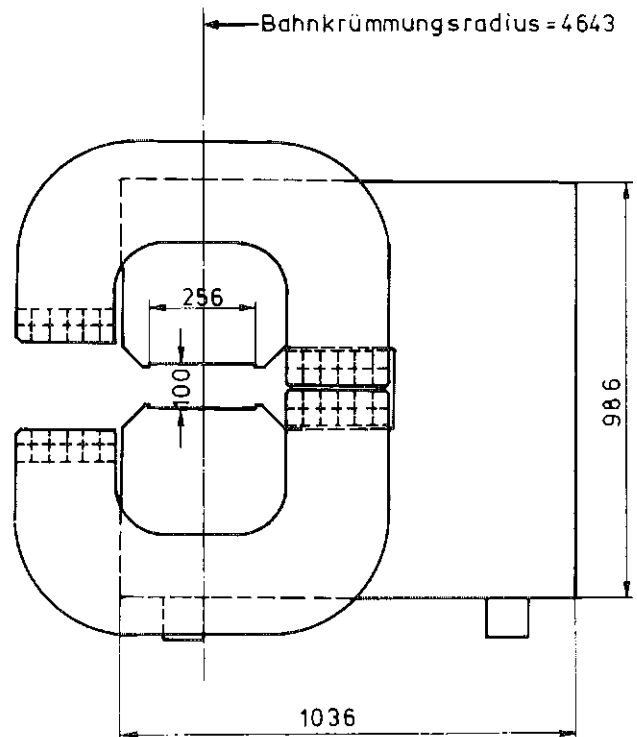


Abb. 6-15

Ansicht eines C-Biegemagneten des IKOR.

6.3.7 Betrieb der Targetstation DIANE mit Kompressorring

Die Anordnung des IKOR im Gesamt-Bebauungsplan (vgl. Abb. 6-2) ist so gewählt, daß außer in die im nächsten Abschnitt behandelte Targetstation einer gepulsten Neutronenquelle auch ein Einschub in die Targetstation des Basiskonzepts (DIANE) möglich ist. Damit kann nach Kap. 2.7.3 der thermische Spitzenfluß im H₂O-Moderator der DIANE etwa verdoppelt werden, wenn die Protonen-Pulsdauer verkürzt wird. Dies setzt zwar voraus, daß das Target nach den in Abschnitt 6.4 behandelten Kriterien ausgelegt ist, erfordert aber keine Änderung der Moderator-Reflektor-Konfiguration, wenn nicht gleichzeitig die Pulsdauer unter die natürliche Verweilzeit der Neutronen im Moderator (ca. 200 µs bei 25 meV) gesenkt werden soll. Bezüglich des Spitzenflusses wird damit im gesamten Energiebereich etwa der für die gepulste Neutronenquelle erwartete Gewinn (vgl. Abb. 6-21) erzielt oder sogar leicht überschritten werden, doch ist die Pulsbreite im allgemeinen nicht dazu geeignet, den Quellpuls als erstes Auflösungselement der Neutronenspektrometer zu nutzen. Der Einsatz von zur Quelle synchronen Choppern ist nach wie vor erforderlich, wenn die Spektrometer im Flugzeitbetrieb arbeiten. Solche Chopper stellen, wenn sie auch in den epithermischen Energiebereich hinein wirksam sein sollen, hohe technische Anforderungen, sind aber machbar. Diesbezügliche Entwicklungen sind am Argonne National Laboratory und am Rutherford-Appleton Laboratory im Gange. Drei Punkte sollten dabei aber nicht unerwähnt bleiben:

- Erstens können diese Chopper nicht ohne Weiteres nahe genug am Moderator installiert werden, um wirklich für den gesamten Energiebereich kurze Pulse zu liefern. Dies ist aus technischen Gründen (Raumbedarf, Strahlenbelastung) sehr schwierig. Sie wirken dadurch bis zu einem gewissen Grad monochromatisierend und schränken die Möglichkeiten der inversen Flugzeittechniken etwas ein. Wie gravierend dieses Problem ist, hängt von der Auslegung und Zielsetzung des jeweiligen Spektrometers ab.
- Zweitens muß, um die erwünschten kurzen Pulsbreiten bei guten Transmissionsfaktoren zu erzielen, die Drehzahl des Choppers wahrscheinlich höher sein, als die Pulsfrequenz der Quelle. Dies kann zu unerwünschten Zeitstrukturen im Untergrund führen. Mehrfach-Choppersysteme können dieses Problem beheben, sind aber aufwendig und wirken noch stärker monochromatisierend.
- Drittens ist die Pulsbreite eines Choppers nicht, wie die Pulsdauer im Moderator, umgekehrt proportional zur Neutronengeschwindigkeit. Der angenehme Vorteil einer gepulsten Neutronenquelle, daß im gesamten Abbremsbereich die Energieauflösung konstant ist, entfällt damit.

Mit gewissen, unschwer durchführbaren Umbaumaßnahmen am schnellen Moderator könnte sogar ein Teil der Strahlrohre mit hinreichend kurzen Neutronenpulsen beaufschlagt werden. Dies bedingt aber natürlich Kompromisse in der Nutzung der thermischen Neutronen.

Obgleich also ein Betrieb der DIANE mit den vom IKOR komprimierten Pulsen nicht die gepulste Neutronenquelle

ersetzen kann, bringt er doch deutliche Vorteile für alle Flugzeitspektrometer, auch, wenn wegen der um 13% kleineren Protonenzahl im Puls (vgl. Abschnitt 6.3.1) der mittlere Fluß entsprechend abnimmt.

Aus der Sicht der Neutrinophysik ist eine Pulskompression, wie in Kap. 1 dargestellt, dann interessant, wenn Pulse von weniger als 200 ns Dauer zur Verfügung gestellt werden, bei gegenseitigem Abstand von mindestens 10 µs. Zwar wurde der IKOR nicht für eine Speicherung über längere Zeit ausgelegt (vgl. Abschnitt 6.3.2), jedoch bedeutet das nicht unbedingt, daß es nicht möglich ist, statt einer Extraktionslücke drei vorzusehen und somit im Abstand von jeweils 10 µs drei Pulse von 150 ns Dauer zu extrahieren. Diese Frage ist noch im Rahmen einer Detailauslegung des IKOR zu klären. Die Moderatoren der DIANE würden diese Zeitstruktur ausgleichen, so daß nach wie vor eine 100 Hz-Sequenz an thermischen Neutronenpulsen zur Verfügung stünde, allerdings bei einer um 30% reduzierten mittleren Intensität, die in ihrem Spitzenwert aber immer noch über der ohne Kompressorring liegen würde. Als technisch noch einfachere Lösung kann natürlich auch nur ein 200 µs langer Puls im Ring akkumuliert werden.

6.4 Anschluß einer gepulsten Neutronenquelle (GINA)

Mit der Nutzung des Spallationsprozesses zum Bau von Neutronenquellen für die Forschung wurde in verschiedenen Ländern (USA, Japan, Großbritannien) ein Weg zur Erschließung neuer experimenteller Methoden und zur Erweiterung des dem Experiment zugänglichen Energiebereiches beschritten, indem diese Quellen als gepulste Quellen ausgelegt wurden [6-9]. Bei Einsatz von Flugzeittechniken und (z. T. noch zu entwickelnden) schnellen Multidetektoranlagen mit entsprechender Datenverarbeitungskapazität kann bei dieser Art von Quellen ein erheblich größerer Bruchteil der erzeugten Neutronen genutzt werden, als dies bei stationären oder quasi-stationären Methoden der Fall ist (vgl. z. B. [6-10] und [6-11]). Dies beruht darauf, daß der Quellpuls selbst bereits als erstes Auflösungselement genutzt werden kann, und somit mindestens ein intensitätsminderndes Selektionselement weniger nötig ist. Ein weiterer wichtiger Vorteil dieser Art von Neutronenquellen ist es, daß in dem praktisch nur durch Flugzeittechniken zugänglichen epithermischen Energiebereich die Auflösung der Spektrometer konstant ist, weil die Breite des Quellpulses umgekehrt proportional zur Neutronengeschwindigkeit abnimmt (vgl. unten). Diese erste Generation gepulster Quellen ist bereits in Betrieb oder wird demnächst in Betrieb gehen. Es ist zu erwarten, daß damit eine Entwicklung eingeleitet wird, die für die wissenschaftliche Forschung von wesentlicher Bedeutung ist. Das hier vorgelegte Gesamtkonzept ist daher so angelegt, daß es diesen Tatsachen Rechnung trägt, indem es die Möglichkeit offen hält, nach Vorliegen von Betriebserfahrungen der genannten Projekte, eine gepulste Quelle der zweiten Generation zu entwickeln, die in ihren Daten um mehr als eine Größenordnung über die im Bau befindliche Quelle des Rutherford-Appleton Laboratoriums hinausgeht.

Einige Überlegungen zur Auslegung dieser gepulsten intensiven Neutronen-Anlage (GINA) werden in den folgenden Abschnitten dargelegt.

6.4.1 Allgemeine Auslegungsgesichtspunkte

Neutronen mit Energien oberhalb einiger hundert meV entweichen in großer Zahl aus einem ausreichend kleinen Moderator während des Abbremsvorgangs. Die spektrale Dichte der Neutronen während des Abbremsvorgangs im Inneren eines Moderators ist umgekehrt proportional zur Neutronenenergie. Für den aus der Oberfläche eines kleinen Moderators in ein bestimmtes Raumwinkelelement Ω_0 austretenden Neutronenstrom $I(E)$ gilt etwa (vgl. [6-9] und [6-12]),

$$I(E) \sim E^{-(1-\alpha)}, \quad (6-1)$$

wobei α eine von der Entweich-Wahrscheinlichkeit abhängige kleine Konstante ist (vgl. unten). Damit ist die Größe $E \cdot I(E)$ in etwa konstant. Ihr Wert bei 1 eV wird, bezogen auf ein im Target produziertes schnelles Neutron (oder auch auf ein Strahlproton) als Kopplungseffizienz η bezeichnet. Bei niedrigeren Energien schließt sich an den I/E -Abfall des Spektrums das mit den Moderatoratomen im thermischen Gleichgewicht stehende Maxwell-Spektrum an. Es hat die Form

$$I(E) = I_{th} \cdot \frac{E}{E_{Th}^2} \exp(-E/E_{Th}) \quad (6-2)$$

wobei E_{Th} die effektive thermische Energie der Moderatoratome und I_{th} das über den thermischen Energiebereich erstreckte Integral über das Spektrum ist. Abb. 6-16 zeigt den gemessenen Verlauf eines solchen Spektrums, bei dem deutlich die Maxwell-Verteilung mit ihrem Maximum bei etwa 40 meV und ein sich oberhalb von 200 meV ($\approx 5 E_{Th}$) anschließender linearer Abfall erkennbar ist, aus dessen Steigung sich ein Wert von 0,16 für α ableiten läßt [6-12].

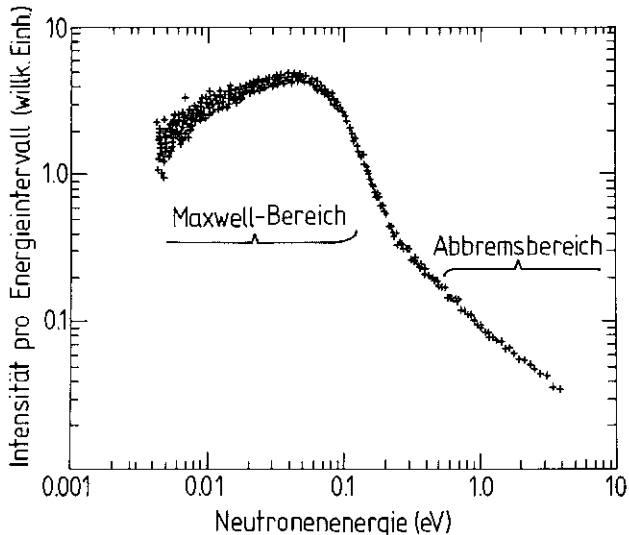


Abb. 6-16
Gemessene Intensitätsverteilung als Funktion der Neutronenenergie für einen kleinen Polyäthylenmoderator von $10 \times 10 \times 5 \text{ cm}^3$ (aus [6-12]).

Für die experimentelle Nutzung dieser epithermischen Neutronen ist es wichtig, eine hinreichend kurze Pulsdauer τ_n zur Verfügung zu haben, um eine genügend gute zeitliche Separation verschiedener Energien über aus Intensitätsgründen vertretbare Flugstrecken zu erreichen. Eine Monochromatisierung durch Kristalle wird mit zunehmender

der Neutronenenergie wegen der kleinen Ablenkungswinkel und der damit zunehmenden Energieunschärfe immer schwieriger. Als geeignete Qualitäts-Maßzahl unter Berücksichtigung der experimentellen Auflösung hat sich die Größe

$$M = \frac{\int_{\text{Puls}} I(E, t) dt}{\tau_n(E)^2} \quad (6-3)$$

erwiesen. Daraus geht hervor, daß es das Ziel bei der Auslegung einer gepulsten Neutronenquelle sein muß, eine möglichst kurze Pulsdauer zu erzielen. Diese ist wesentlich von der Bremskraft der Moderatorsubstanz abhängig, wobei sich eine hohe Wasserstoffdichte als besonders effektiv erweist. Der Zeitverlauf des Pulses kann für alle Energien des Abbremsbereichs durch eine gemeinsame Funktion wiedergegeben werden, wenn statt der Zeit das Produkt aus Neutronengeschwindigkeit und Zeit als Abszisse verwendet wird. Diese Kurve ist in Abb. 6-17 gezeigt.

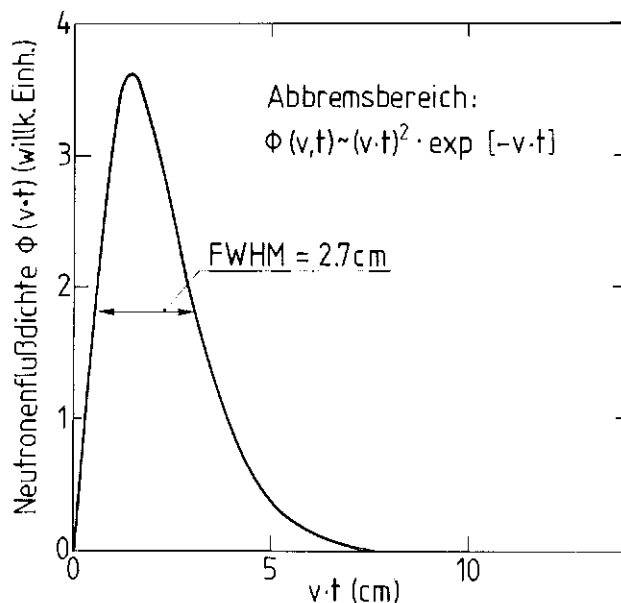


Abb. 6-17
Universelle Form der Zeitstruktur im Abbremsbereich, wenn statt der Zeit das Produkt von Zeit und Neutronengeschwindigkeit als unabhängige Variable verwendet wird (aus [6-12]).

Ihre Halbwertsbreite beträgt $2,7 \text{ cm}^1$, d. h. für Neutronen von 1 eV ($1,38 \cdot 10^6 \text{ cm/s}$) etwa $2 \mu\text{s}$. Im Maxwell-Bereich der Geschwindigkeitsverteilung, wo die Neutronen nicht mehr durch Abbremsung aus dem betrachteten Geschwindigkeitsintervall verschwinden, geht diese Pulsform auf die in Kap. 2 diskutierte Verteilung mit einer Zerfallskonstante über, die stark vom effektiven Moderatorvolumen abhängt. Deshalb wird, um die Pulsdauer auch in den thermischen Energiebereich hinein kurz zu halten, ein kleines Moderatorvolumen von etwa $10 \times 10 \times 5 \text{ cm}^3$ gewählt. Darüber hinaus kann das effektive Moderatorvolumen auch noch durch Einbringen eines starken Absorbers für thermische Neutronen in einer bestimmten Tiefe von der Oberfläche verkleinert werden (heterogene Vergiftung). Für derartige

¹⁾ Aus dieser Größe, die die Dimension einer Länge hat und daher für das Experiment als Flugstreckenunsicherheit angesehen werden kann, folgt die bereits erwähnte Tatsache, daß über den gesamten Abbremsbereich die Zeitauflösung eines Flugzeitspektrometers mit fester Flugstrecke konstant ist.

Moderatoren gefundene Pulsbreiten sind in Abb. 6-18 dargestellt. Daraus geht hervor, daß im wesentlichen die Vergiftungstiefe die Pulsbreite bestimmt, nicht die Moderator-dicke. Mit einer Verringerung der Vergiftungstiefe ist jedoch gleichzeitig eine Reduktion der thermischen Intensität, bezogen auf die Kopplungseffizienz verbunden, wie dies Abb. 6-19 zeigt, ohne daß sich dabei die effektive Moderator-temperatur wesentlich ändert.

Weiterhin ist es erforderlich, eine unerwünschte Verbreiterung der Pulse durch verzögert aus dem Reflektor in den Moderator zurückdiffundierende Neutronen zu verhindern. Aus diesem Grund wird der Moderator an allen nicht mit Strahlrohren beaufschlagten Seiten und entlang der Strahlkanäle mit einem Neutronenabsorber, dem so-

nannten Entkoppler umgeben, der nur Neutronen oberhalb einer gewissen Energie durchläßt. Diese Energie kann bei einem $1/v$ -Absorber, wie etwa Bor, durch Wahl der Entkopplerdicke beeinflusst werden. Aus den drei in Abb. 6-20 gezeigten Spektren ist der Einfluß von Entkoppler und heterogener Vergiftung auf die Pulsbreite offensichtlich, obgleich die Spektren nicht auf die Zeitauflösung der Meßapparatur korrigiert sind. Die mit Vergiftung scheinbar

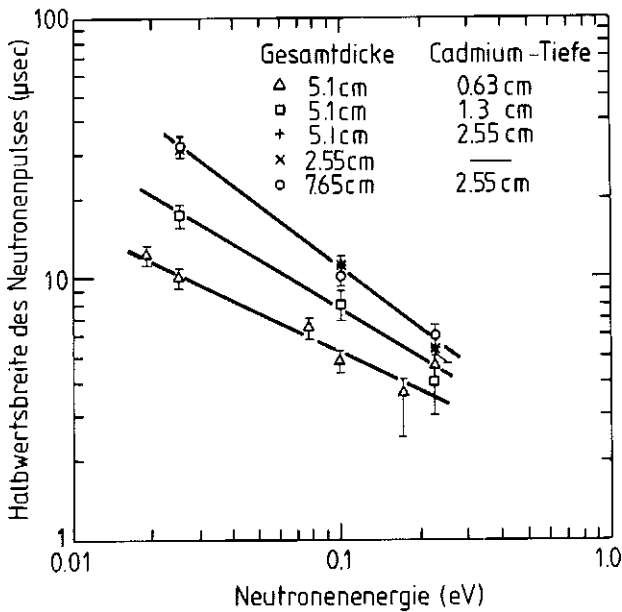


Abb. 6-18
Halbwertsbreite des Neutronenpulses als Funktion der Energie für Moderatoren aus Polyäthylen mit verschiedenen Dicken und heterogenen Vergiftungstiefen (aus [6-10]).

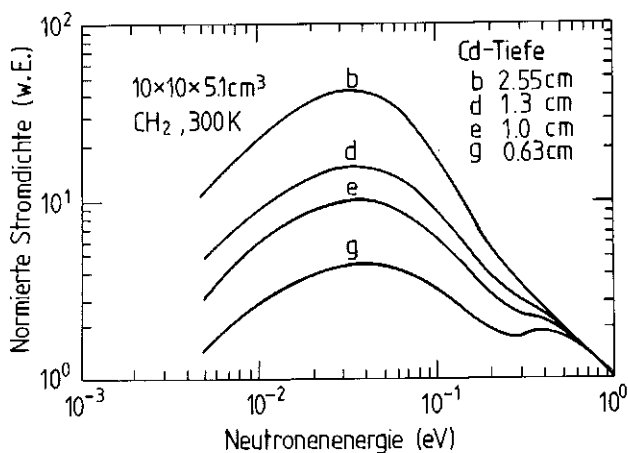


Abb. 6-19
Auf die Kopplungseffizienz normierte Ausflußspektren aus $10 \times 10 \times 5,1 \text{ cm}^3$ großen Polyäthylen-Moderatoren, die in verschiedener Tiefe mit Cd vergiftet sind (aus [6-10]).

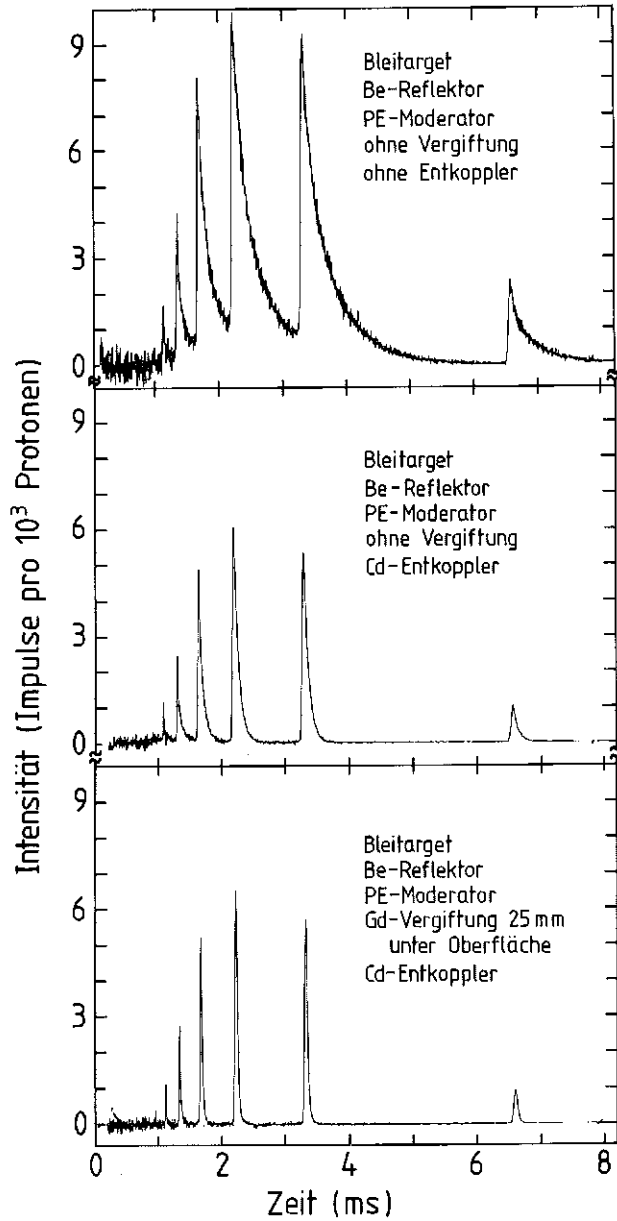


Abb. 6-20
Am CERN Booster-Synchrotron gemessener Zeitverlauf für die verschiedenen, von einem Graphit-Kristall an den Detektor übertragenen Neutronenenergien für einen Polyäthylen-Moderator von $10 \times 20 \times 7,5 \text{ cm}^3$ mit Beryllium Reflektor.

- a) ohne Entkoppler und ohne Vergiftung
- b) 10 mm B_4C -Plastik als Entkoppler (50% B_4C), ohne Vergiftung
- c) 10 mm B_4C -Plastik als Entkoppler und Cd-Vergiftung in 2,5 cm Tiefe.

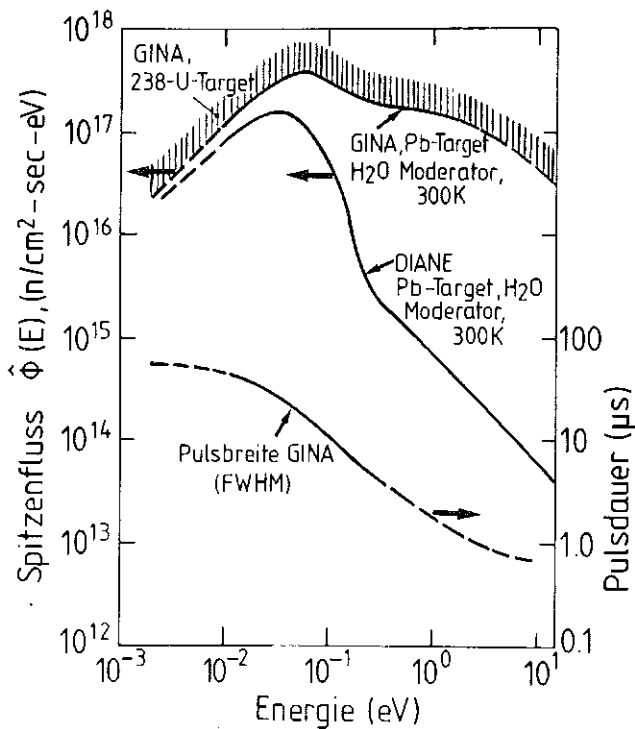


Abb. 6-21
Spitzenfluß pro Energieintervall für die Neutronenquelle GINA (aus IPNS-Angaben [6-10] umgerechnet, vgl. Text) im Vergleich zum Spitzenfluß bei der DIANE (aus Abb. 2-37). Außerdem ist die für die GINA erwartete Pulsdauer (unterer Bildteil) angegeben.

etwas höhere Maximalintensität im Vergleich zum unvergifteten Fall liegt innerhalb der statistischen Genauigkeit der Messungen. Der Verlust an Maximalintensität durch den B_4C -Entkoppler beträgt etwa 30 %.

In Abb. 6-21 wurde der für die IPNS II-Anlage in Argonne berechnete Spitzenfluß als Funktion der Neutronenenergie [6-10] auf die für die GINA erwarteten Verhältnisse unter der Annahme umgerechnet, daß ein Moderator mit ähnlicher Charakteristik ($10 \times 10 \times 5 \text{ cm}^3$ mit Cd-Vergiftung in 2,5 cm Tiefe) zum Einsatz kommt. Dabei wurden statt der dort verwendeten 26 Neutronen pro Proton 29,4 n/p für ein Bleitarget eingesetzt (vgl. Kap. 2.9.1) und die um einen Faktor 5 höhere Protonenzahl pro Puls berücksichtigt. Um den größeren technischen Anforderungen bei der Realisierung einer Hochstrom-Anlage Rechnung zu tragen, wurde ein Verlustfaktor von 0,7 angesetzt. Die Kurve zeigt, daß auch bereits ohne Verwendung eines Urantargets mit der gepulsten Quelle GINA im Vergleich zur DIANE im Spitzenfluß Gewinne von einem Faktor 100 und mehr bei Energien oberhalb 100 meV erzielt werden.

Entsprechend der Einstufung der GINA als spätere Ausbauphase wurden zu ihrer Auslegung nur einige grundsätzliche Überlegungen angestellt, die in den folgenden Abschnitten dargestellt sind.

6.4.2 Das Target

Für das Target der GINA wird grundsätzlich von dem gleichen Konzept ausgegangen wie bei der DIANE, doch sind die extrem kurze Dauer der Protonenpulse und die

Notwendigkeit, starke Neutronenabsorber (Entkoppler und Vergiftung der Moderatoren) in Targetnähe anzubringen, zusätzliche Erschwernisse, die zu berücksichtigen sind.

Die wesentlich kürzere Pulsdauer gegenüber der DIANE führt dazu, daß zusätzlich zu den durch Temperaturgradienten bedingten Spannungen noch mit Schockwellen in den Targetelementen zu rechnen ist, da die thermische Ausdehnung der Aufheizrate nicht mehr folgen kann. Ein Kriterium für das Auftreten solcher Schockwellen ist die Zeit $t_0 = \Delta l/c$ (c = Schallgeschwindigkeit), in der eine Schallwelle den vom Strahl aufgeheizten Bereich Δl durchlaufen kann. Ist diese Zeit länger als die Dauer des Wärmepulses, t_p , so werden die maximalen Spannungen, die sich bei behinderter Dehnung im Werkstoff ergeben, aufgebaut. Diese sind bei einer Temperaturerhöhung um ΔT_0 gegeben durch

$$\sigma_{\max} = E \cdot \alpha \cdot \Delta T_0, \quad (6-4)$$

wobei α der lineare Wärmedehnungskoeffizient und E der Elastizitätsmodul ist. Für $t_p > t_0$ ist immer

$$\sigma \cong E \cdot \alpha \cdot \Delta T_0 \cdot \frac{\Delta l}{c \cdot t_p} \quad (6-5)$$

Während sich dadurch für die bei DIANE herrschenden Bedingungen immer relativ kleine dynamische Spannungsbeiträge ergeben, sind diese für den Fall von GINA praktisch für alle in Frage kommenden Targetmaterialien durch Gl. 6-4 bestimmt und zum Teil höher als die quasi-statischen, aus den Temperaturverteilungen resultierenden Spannungen. Allerdings sind diese dynamischen Beiträge, die als Schockwelle durch die Targetelemente laufen, zunächst immer kompressiv und daher weniger gravierend für die Integrität des Targetmaterials (Dehnungsspannungen können nach der Reflexion am freien oberen Ende der Targetelemente entstehen, überlagern sich dann aber mit den vom unteren Ende reflektierten kompressiven Spannungen). Für Blei ergibt sich als obere Grenze der dynamischen Spannung ein Wert von etwa 14 N/mm^2 , der bereits über dem zulässigen Wert von 8 N/mm^2 liegt. Durch Zulegieren von Sb kann dieser Wert etwas erhöht werden. Wesentlich günstiger erscheinen die Verhältnisse bei Wolfram, das aus neutronischer Sicht für eine gepulste Quelle durchaus vielversprechend ist (vgl. Tab. 2-2 und Teil II, Kap. A 2.4). Dafür wird eine obere Grenze für den dynamischen Spannungsbeitrag von 90 N/mm^2 errechnet, während die zulässigen Spannungen für 10^8 Lastzyklen (entsprechend einer Betriebsdauer des Targets von 9 Jahren) etwa 250 N/mm^2 betragen. Hier dürfte außerdem wegen der guten Wärmeleitfähigkeit der quasi-statische Spannungsbeitrag sehr niedrig liegen, so daß Wolfram für das Target der GINA sicher verwendbar sein sollte. Dabei sollte es genügen, nur die äußere Hälfte des Targetrings mit Wolframelementen zu bestücken.

Für eine genauere Betrachtung sind sowohl die Verteilung der Wärmequellen im Targetelement als auch der zeitliche Verlauf der Wärmefreisetzung (ein Teil der Wärme wird erst beim Zerfall der radioaktiven Nuklide frei) zu berücksichtigen und Vergleichsspannungen aus den Einzelkomponenten zu berechnen. Bis zu einem gewissen Grad besteht natürlich auch noch die Möglichkeit, durch horizontale Defokussierung des Protonenstrahls die Targetaufheizung während eines Pulses zu reduzieren. Dabei ist jedoch der Einfluß auf die Ankopplung der Moderatoren zu berücksichtigen. Entsprechende Rechnungen sind mit dem verfügbaren Programmsystem möglich.

6.4.3 Moderatoren und Entkoppler

Raumtemperatur-Moderatoren

Die kleinen Abmessungen der für die GINA erforderlichen Moderatoren machen es möglich, jeweils 2 tangential beaufschlagte Moderatoren auf der Ober- und Unterseite des Targets anzuordnen. Diese können bezüglich ihres Zeitverhaltens unterschiedlich ausgelegt sein. Aus Gründen der einfacheren Austauschbarkeit sollten sie alle (mit der möglichen Ausnahme eines kalten Moderators, vgl. unten) auf dem Targetwagen montiert sein. Eine nahe-

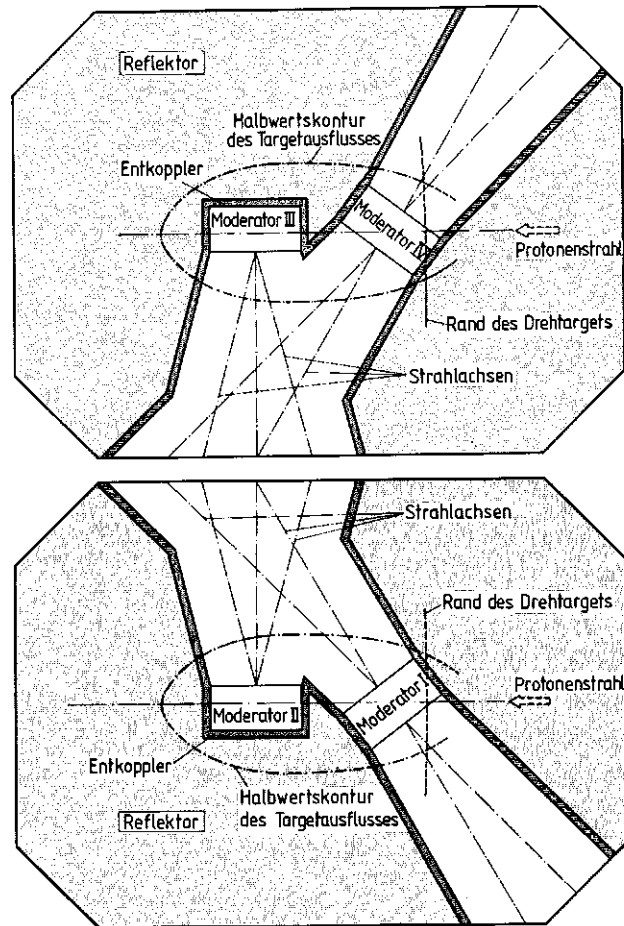


Abb. 6-22

Anordnung der Moderatoren für eine gepulste Neutronenquelle. Die Außenkante des Drehtargets und die Halbwertskontur des Ausflusses schneller Neutronen aus dem Target sind gestrichelt angedeutet. Vergiftungstiefe und Entkopplungsenergien können für die einzelnen Moderatoren unterschiedlich sein.

- Moderatoren oberhalb des Targets (Draufsicht)
- Moderatoren unterhalb des Targets (Draufsicht)

liegende Anordnung (ähnlich der für SNS vorgeschlagenen) zeigt Abb. 6-22, wobei jeweils 2 Moderatoren einseitig und zwei zweiseitig mit Strahlrohren beaufschlagt werden. Da die Verkürzung der Pulsbreite durch eine heterogene Vergiftung in geringer Tiefe auch einen Intensitätsverlust bedeutet, sollte z. B. einer der doppelseitig beaufschlagten Moderatoren asymmetrisch heterogen vergiftet werden, um auf einer Seite kurze Pulse und auf der anderen hohe

Intensitäten zu liefern. Einer der einseitig beaufschlagten Moderatoren sollte möglicherweise sogar ganz ohne Entkoppler und Vergiftung vorgesehen werden, um thermische Neutronenpulse höchster Intensität zu erhalten, die ggf. in Verbindung mit einem Chopper genutzt werden. Nach Abschnitt 6.4.1 ist dabei gegenüber einem entkoppeltem System ein Gewinn bis zu einem Faktor 1,5 zu erwarten. Gegenüber der DIANE beträgt der Gewinn maximal 2,5 im thermischen Energiebereich (Kap. 2.7.3).

Das als Entkopplermaterial wegen des $1/v$ -Verlaufs seines Neutronenwirkungsquerschnitts gut geeignete ^{10}B ist zu 20% im natürlichen Bor vorhanden. Es setzt nach Neutronenabsorption ein α -Teilchen und 2,78 MeV Energie frei, die wegen der kurzen Reichweite des α -Teilchens praktisch vollständig im Entkoppler deponiert wird. In einer Studie für das SNS-Konzept [6-1] wird für die höchstbelastete Stelle des 1 cm starken Entkopplers ein Wärmebeitrag von $6,6 \cdot 10^{-4} \text{ MeV/cm}^3$ pro im Target produziertem Neutron errechnet. Die $2,7 \cdot 10^{14}$ pro Puls aus dem Kompressorring kommenden Protonen setzen in einem Bleitarget rund $8 \cdot 10^{17}$ Neutronen pro Sekunde frei, was somit auf eine Leistungsdichte von 84 W/cm^3 im Entkoppler führt. Da dies der dem Target zugewandte Teil des Entkopplers ist, läßt sich bei dem rotierenden Target das Problem dadurch lösen, daß die gut gekühlte Targetoberfläche mit dem Entkoppler belegt wird und dadurch der mittlere Wärmeumsatz gleichzeitig um einen Faktor 200 reduziert wird. Etwas schwieriger wird das Problem bei den den Moderator zum Reflektor hin umgebenden stationären Entkopplerschichten. Dort werden bis zu $2/3$ des obigen Wärmeumsatzes erwartet. Da allerdings wegen des Wärmeumsatzes im thermischen Moderator selbst nur Wasser als Moderators substanz in Frage kommt, ist eine gute Kühlung der Entkoppler auch hier erreichbar.

Kalte Moderatoren

Der Übergang vom Abbremsbereich, in dem die Neutronenpulse von Natur aus kurz sind und die Energieauflösung der Spektrometer konstant ist (vgl. Abschnitt 6.4.1), zur Maxwellverteilung erfolgt bei einer Energie von etwa $5 \text{ kT}_{\text{eff}}$, wobei T_{eff} die effektive Moderatortemperatur ist. Wird also ein Moderator mit einer sehr niedrigen Temperatur eingesetzt, so kann der Abbremsbereich bis unter den thermischen Energiebereich reichen und es werden auch ohne Vergiftung kurze Pulse bei thermischen Energien möglich. Für einen solchen Moderator kommt praktisch nur flüssiger Wasserstoff in Frage. Da die reduzierte Pulsdauer, $v_n \cdot \Delta t$, der Wasserstoffdichte umgekehrt proportional ist, und flüssiger Wasserstoff nur 68% der Wasserstoffdichte von H_2O aufweist, sind die Pulse bei einer Wasserstoffquelle allerdings breiter als für einen Wassermoderator. Gleichzeitig ist aus dem gleichen Grund die Ankopplung des Moderators an das Target etwas schlechter.

Messungen an den kalten Neutronenquellen von ZING-P' und KENS ergaben, wenn die kalte Quelle direkt über dem Target angeordnet ist, einen Wärmeumsatz von $1 \text{ mW/cm}^3 \mu\text{A}$ bei 500 MeV Protonenenergie. Das würde bei GINA in einer Quelle von 1 l Inhalt etwa 8,5 kW bedeuten. Da die spezifische Wärmekapazität von flüssigem Wasserstoff $9,28 \text{ Ws/gK}$ beträgt, heizt sich damit das Volumen während eines Pulses um $1,2 \cdot 10^{-2} \text{ K}$ auf. Es ist also günstig, die Quelle im leicht unterkühlten Zustand zu betreiben. Bei Betrieb am Siedepunkt würden pro Sekunde 130 cm^3 Gas entstehen.

Es sind allerdings Maßnahmen denkbar (— die im einzelnen bezüglich ihrer Wirksamkeit und ihres Einflusses auf die Kopplungseffizienz genau zu prüfen sind —), um den Wärmeumsatz im Moderator noch zu reduzieren; wie aus Abb. 2-6 zu erkennen ist, bremst eine etwa 5 cm dicke zusätzliche Bleischicht aus dem Target austretende Protonen bis zu 200 MeV vollständig ab. Sie könnte bei geeigneter Aufteilung auch die in einem Wasser-Vormoderator entstehende γ -Strahlung wesentlich schwächen. Ein solcher Vormoderator mit einer effektiven Schichtdicke von etwa 30 bis 50 mm könnte den Energieumsatz durch schnelle Neutronen im kalten Moderator deutlich herabsetzen. So wurde z.B. in einer Studie für das SORA-Projekt [6-13] für ein System aus 50 mm H_2O und 20 mm Para-Wasserstoff eine Verteilung des durch schnelle Neutronen bedingten Wärmeumsatzes von 10 : 1 errechnet. Für eine Dauer des Quellpulses von 7 μs wurden dabei folgende Halbwertsbreiten des moderierten Pulses für drei verschiedene Energiebereiche errechnet: 80 μs für 1–3 meV, 66 μs für 3–10 meV und 12 μs für 100–230 meV. Eine solche Quelle könnte also bis in den subthermischen Energiebereich hinein Pulse liefern, für die sich der Einsatz eines Choppers für Flugzeitexperimente weitgehend

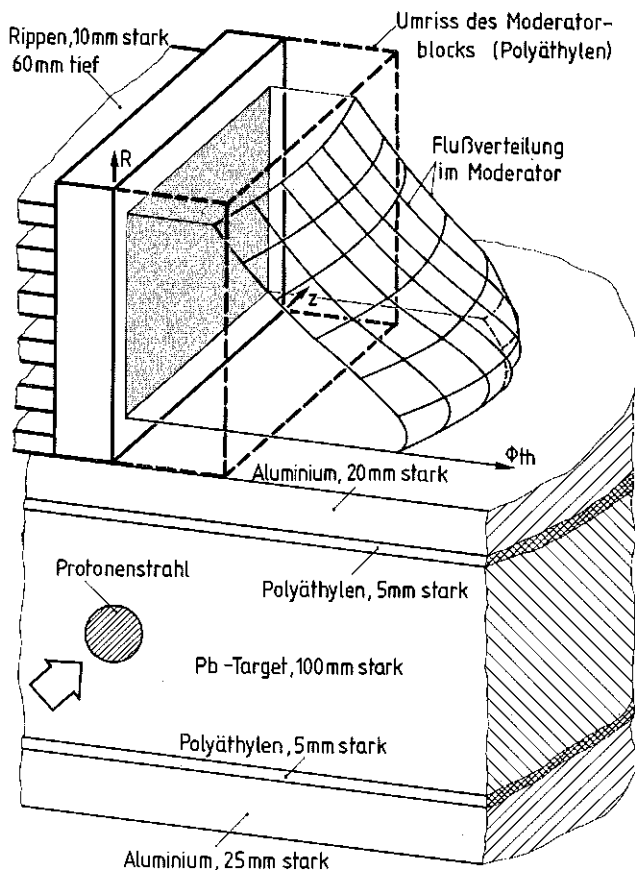


Abb. 6-23
Mit Dy-Aktivierung gemessene thermische Flußverteilung in einem einseitig mit Rippen versehenen Polyäthylen-moderator (mit Polyäthylen-Reflektor). Der Moderator war so ausgelegt, daß beiderseits der Meßebeine fast die gleiche Polyäthylenmenge angebracht war (50 mm massives PE zur einen Seite und 25 mm massives plus 60 mm tiefe Rippen mit einem Füllungsgrad von 0,5 zur anderen). Die Messung zeigt, daß der thermische Fluß hauptsächlich in der unteren Moderatorhälfte konzentriert ist.

erübrigt. Für eine Anordnung aus Vormoderator und kaltem Moderator ist die tangentielle Strahlrohranordnung zum Target allerdings ungünstig, weil sich eine stark anisotrope Flußverteilung ergibt (vgl. Abschnitt 6.4.4).

6.4.4 Alternative Moderator- und Strahlrohranordnungen

Ovale und rechteckige Strahlrohrquerschnitte

Durch den horizontalen Einschub des Protonenstrahls ergibt sich, wie in Abb. 6-22 angedeutet, eine Verteilung der schnellen Neutronen an der Targetoberfläche, die durchaus einen parallel zum Protonenstrahl stärker ausgedehnten Moderator zulassen würde. Zusammen mit der stark inhomogenen Flußverteilung in einem Wassermoderator, wie sie sich für einen tangential beaufschlagten Moderator ergibt (Abb. 6-23) und für einen kalten Moderator mit Vormoderator noch ausgeprägter erwartet wird, legt dies den Gedanken nahe, die Strahlrohrquerschnitte in der horizontalen Dimension größer zu machen, als in der vertikalen, um dadurch eine bessere Neutronennutzung zu erzielen. Dies ist in einer endgültigen Auslegung der Quelle (auch der DIANE) jederzeit möglich. Eine solche Option bietet sich besonders dann an, wenn in verstärktem Maße Neutronenspektrometer mit vertikaler Streuebene eingesetzt werden, da dann die horizontale Divergenz des Strahls nur in 2. Ordnung in die Auflösung der Messung eingeht. Die verstärkte Ausnutzung der vertikalen Streuebene ist bei der Spallations-Neutronenquelle ohnehin angezeigt, da der Abstand der Strahlrohre an der Außenwand der Abschirmung mit 1,5 m es andernfalls nicht erlauben würde, alle Strahlrohre optimal zu nutzen.

Radiale Strahlrohranordnung

Die Strahlrohranordnung, bei der die Strahlrohre über und unter das Target schauen (tangentielle Anordnung) und dabei verhindert wird, daß aus dem Target austretende schnelle Neutronen direkt in die Strahlrohre eintreten, wurde gewählt, um die Probleme des experimentellen Untergrundes und der Strahlenbelastung der Experimentatoren möglichst gering zu halten. Nach den im Rahmen der Studie durchgeführten Messungen läßt sich dadurch der Anteil hochenergetischer Neutronen ($E > 2$ MeV) im Strahl um nahezu drei Größenordnungen reduzieren (vgl. Teil II, Kap. D 3). Die Bedeutung dieser Reduktion ist für eine Quelle mit ausgeprägter Zeitstruktur allerdings weniger eindeutig, als für eine Quelle im kontinuierlichen Betrieb, weil

- der Beitrag zum Gesamtuntergrund der Messung nur schwierig abzuschätzen ist und von Instrument zu Instrument variieren kann,
- durch die Zeitstruktur der von schnellen Neutronen herrührende Untergrund für die Messung keine wesentliche Rolle spielt (vgl. Kap.2.2),
- durch geeignete Maßnahmen möglicherweise auch der Strahlenpegel in der Experimentierhalle auf strahlenschutztechnisch akzeptablem Niveau gehalten werden kann (vgl. unten und [6-14]).

Ogleich für eine radiale Strahlrohranordnung keine Optimierungsforschungen angestellt wurden, haben gelegentlich durchgeführte Experimente doch gezeigt (vgl. Teil II, Kap. A 2.4), daß dadurch ein Gewinn an thermischem

Neutronenfluß aus den Moderatoren erzielt werden kann. Ohne Reflektor macht dieser Gewinn etwa einen Faktor 2 aus; für eine gut reflektierte Anlage dürfte er etwas niedriger liegen. Der effektiv mögliche Vorteil wird noch größer durch die Tatsache, daß es entsprechend der in Abb. 6-22 gezeigten Halbwertskontur des Neutronenausflusses aus dem Target möglich wäre, nach außen verjüngte Strahlrohre mit großem "Boden" und somit großem verfügbarem Raumwinkel zu bauen.

Eine radiale Strahlrohranordnung würde, insbesondere für die GINA, auch deutliche technische Vorteile bringen. Als wesentlichster Faktor ist zu nennen, daß die Wassermoderatoren in das Targetrad (dessen Drehachse dann horizontal liegen müßte) integriert werden könnten. Wie in Abb. 6-24 dargestellt, könnte das Target-Kühlwasser direkt die

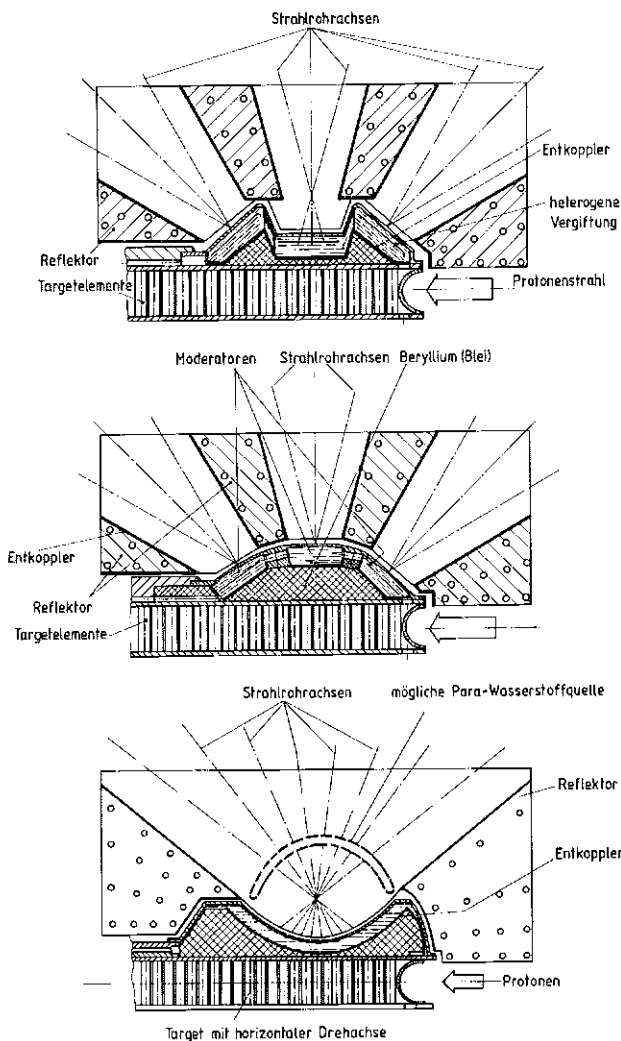


Abb. 6-24
Drei Möglichkeiten zur Ausbildung des Drehtargets mit integrierten Wassermoderatoren für radiale Strahlrohranordnung (Horizontalschnitt durch ein Drehtarget mit horizontaler Drehachse). Die oberste Variante ergibt eine besonders gute Ankopplung des mittleren Moderators, während die mittlere Variante ein weiches Quellneutronenspektrum durch Transport in der zusätzlichen Blei- oder Berylliumschicht ergibt. Die unterste Variante ist für eine Beaufschlagung mit nach außen verjüngten Strahlrohren geeignet.

Moderatorvolumina durchströmen. Es sind drei verschiedene Möglichkeiten der Wasserführung gezeigt, wobei eine Variante für breite Strahlrohre ausgelegt ist. Durch diesen Aufbau wird die Strahlenbelastung der Moderator-Strukturteile und die Wärmebelastung der Entkoppler wesentlich reduziert, da diese nunmehr mit dem Drehtarget rotieren. Die Moderatoren können auf unterschiedliche spektrale Eigenschaften getrimmt werden. Dabei kann einer auch als Vormoderator für einen Tieftemperaturmoderator (para-Wasserstoffmoderator) dienen, der stationär im Reflektor untergebracht würde. Für diesen Moderator wäre dann, wie in Abschnitt 6.4.3 diskutiert, ein Schichtaufbau aus Wasser und Blei bzw. Wismut von Vorteil, um die Wärmebelastung des Tieftemperaturmoderators möglichst gering zu halten.

Strahlrohrführung im Boden der Experimentierhalle

Ein wesentliches Problem beim Aufbau von Neutronenspektrometern ist immer die Monochromatorabschirmung, da diese im allgemeinen ganz wesentlich den Bewegungsraum des Spektrometers einschränkt. Gleichzeitig ist der Strahlfänger häufig eine Quelle erhöhten Strahlenpegels. In diesem Abschnitt wird kurz eine Möglichkeit erörtert, diese Schwierigkeiten zu mindern und dabei zusätzlich Raum für eine größere Zahl von Instrumenten zu schaffen. Diese besteht in der Verlegung der Strahlrohre in Kanälen im Fußboden, wobei sie sowohl nach oben, als auch nach unten mit beweglicher Abschirmung abgedeckt sind. Abb. 6-25 zeigt diesen Vorschlag für den Fall einer gepulsten Quelle mit radial auf das Drehtarget schauenden Strahlrohren. Das Strahlrohr ist auf seiner gesamten Länge abgeschirmt, ohne den Bewegungsraum der Instrumente an benachbarten Strahlrohren zu beengen. Der Strahlfänger ist nach außerhalb der Targethalle verlegt, um den Strahlenpegel möglichst niedrig zu halten und Rückströmung von Neutronen zu reduzieren (Raumwinkel!). Dies kann insbesondere auch dazu beitragen, den für Neutrinoexperimente störenden Untergrund an Neutronen zu reduzieren. Es sind zwei für eine gepulste Quelle typische Spektrometeraufbauten mit vertikaler Streuebene angedeutet, deren Analysatorteile in der oberen bzw. unteren Experimentierebene liegen. Selbstverständlich kann das Strahlrohr als Neutronenleiter ausgebildet sein.

Eine solche Strahlrohranordnung würde auch für die DIANE die Nutzungsmöglichkeiten verbessern, ohne daß dabei auf die horizontale Streuebene z. B. bei Dreiachsen-spektrometern verzichtet zu werden braucht, wenn ein vertikaler Doppelmonochromator verwendet wird. Der große Abstand zwischen den beiden Kristallen des Doppelmonochromators kann durch Krümmen der Kristalle kompensiert werden. Er ist für eine Kollimation und Abschirmung zwischen den Kristallen von Vorteil.

6.5 Schlußfolgerungen

Die im Rahmen der Studie durchgeführten Überlegungen ergaben keine Gesichtspunkte, die die betrachteten Optionen aus technischen oder physikalischen Gründen unrealistisch erscheinen ließen. Einzeln oder in Kombination miteinander realisiert, würden diese Erweiterungen dazu beitragen, die Spallations-Neutronenquelle zu einem in seiner Vielseitigkeit und seinem Nutzungswert einzigartigen Forschungsinstrument zu machen:

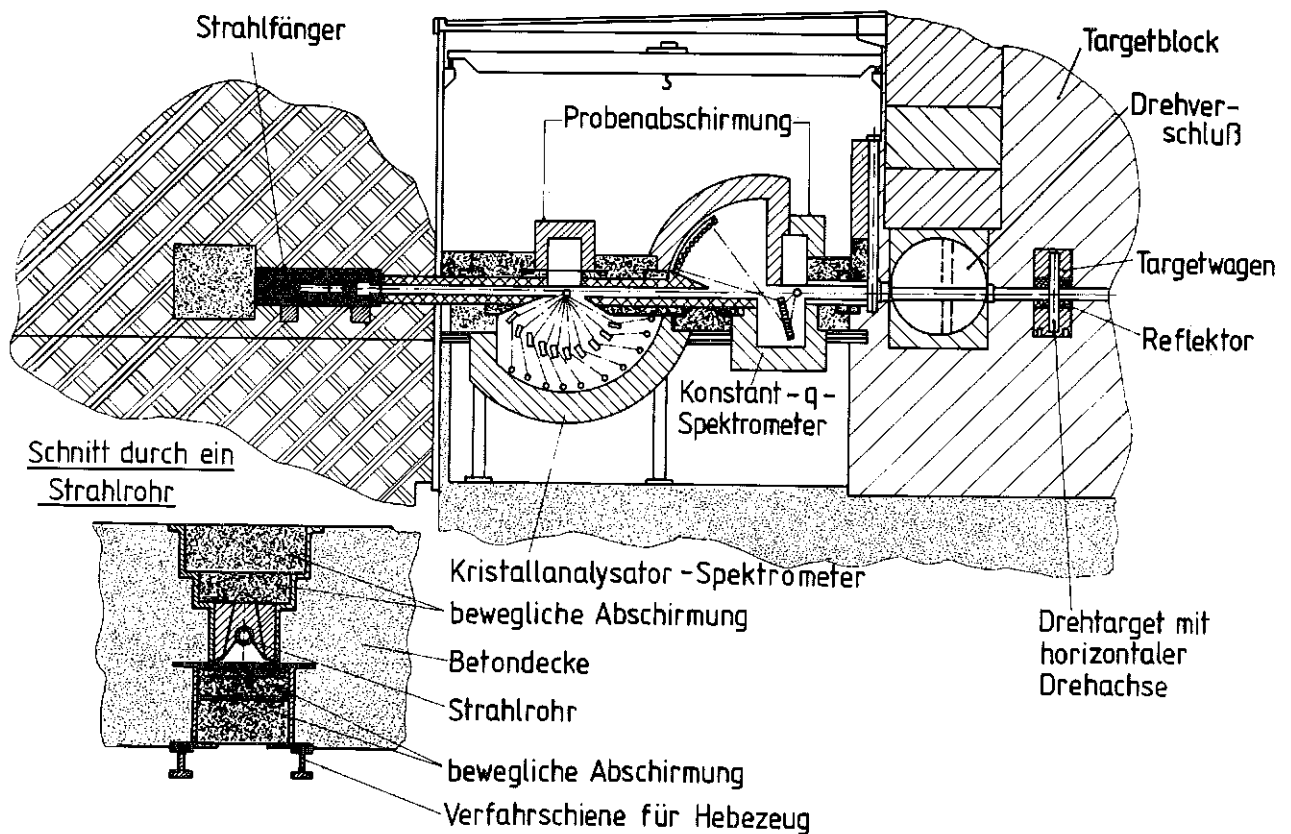


Abb. 6-25

Gepulste Neutronenquelle mit radialer Strahlrohrgeometrie und im Boden der Experimentierhalle verlegten Strahlrohren. Der Strahlfänger ist nach außerhalb der Targethalle verlegt. Instrumente mit vertikaler Streuebene können oberhalb und unterhalb des Strahlrohres angeordnet werden.

- Die Erhöhung der Einschaltdauer des Linearbeschleunigers auf 10 % erscheint technisch und strahlenschutzmäßig durchführbar und würde alle absehbaren Anforderungen an den Protonenstrahl befriedigen.
- Der Einsatz eines Uran-Targets würde den Nutzungswert des Basiskonzepts mehr als verdoppeln und erscheint aus technisch-physikalischer Sicht ohne große Nachrüstungsmaßnahmen realisierbar.
- Der Anschluß eines Protonen-Pulskompressors stellt für eine gepulste Neutronenquelle und zur Schaffung optimaler Bedingungen für die Neutrinoexperimente eine wesentliche Voraussetzung dar. Die Studiengruppe konnte keine Ansatzpunkte erkennen, die seine Realisierung unmöglich erscheinen ließen. Die noch zu leistende Entwicklungsarbeit auf dem Gebiet der H^- -Ionenquelle und bei den Auslegungsdetails des Kompressorringes ist von ihrem Umfang her so, daß sie bei entsprechendem Nachdruck innerhalb weniger Jahre abgeschlossen werden kann, soweit dies aus heutiger Sicht zu beurteilen ist.
- Die Realisierung einer gepulsten Neutronenquelle unter Einsatz von mehr als 4 mA mittlerem Strom erscheint möglich. Die für die Targetauslegung noch durchzuführenden Untersuchungen haben nicht den Charakter grundsätzlicher Machbarkeitsfragen, sondern sind Optimierungsprobleme bezüglich Lebensdauer und Nutzungswert. Ähnliches gilt für die noch zu klärenden Fragen der Moderator- und Strahlrohranordnung.

7. Untersuchte Alternative: Flüssigmetalltarget

7.1 Grundgedanken zum Flüssigmetalltarget

Das technische Konzept eines Hochleistungstargets muß folgenden Aspekten Rechnung tragen:

- Zuverlässiger Abtransport der im Target und in seiner Umgebung anfallenden Wärme
- möglichst geringe Beeinträchtigung der Neutronenausbeute durch Strukturmaterialien oder Kühlmittel und möglichst uneingeschränkter Zugang zu den experimentell nutzbaren Neutronen
- Beherrschung der sich aus Spannungs-, Korrosions- und Strahlenbelastung ergebenden Materialprobleme
- sicherer Einschluß der bei den nuklearen Prozessen erzeugten Reaktionsprodukte und Abschirmung der Umgebung gegen die radioaktive Strahlung.

Das primäre technische Problem der kontinuierlichen Wärmeabfuhr aus dem Target läßt sich nur lösen durch einen Abtransport des aufgeheizten Targetmaterials aus der Reaktionszone und seinen ständigen Ersatz durch kaltes Material. Bei der Referenzlösung dieser Projektstudie erfolgt dies durch die Anordnung von festem Targetmaterial in Form einer umlaufenden Radscheibe, deren jeweils dem Protonenstrahl ausgesetztes Segment das Target bildet. Die Wärmeabgabe an ein Kühlmittel im Verlauf der Raddrehung bedingt jedoch eine gewisse Verdünnung des Targetmaterials durch Kühlkanäle, wodurch die örtliche Konzentration der Neutronenerzeugung beeinträchtigt wird.

Diese Einschränkung entfällt bei der Verwendung von flüssigem Targetmaterial, das die Reaktionszone unverdünnt durchströmt und die mitgeführte Wärme an anderer Stelle über einen Wärmetauscher abgibt. Ein derartiges Flüssigmetalltarget hat den wesentlichen Vorteil, daß der Transport des Targetmaterials im Nahbereich der Neutronenquelle ohne mechanisch bewegte Teile erfolgt und die Fördereinrichtungen außerhalb des Abschirmblocks angeordnet werden können. Es hat ferner den Vorteil, daß damit grundsätzlich unterschiedliche, den physikalischen Forderungen angepaßte Targetgeometrien möglich sind, sofern dies die Strömungsführung erlaubt. Es läßt sich jedoch nur mit einem Targetmaterial realisieren, das sich bei technisch gut beherrschbaren Temperaturen im flüssigen Zustand befindet. Von den in Hinblick auf eine gute Neutronenausbeute in Frage kommenden Schwermetallen wird diese Bedingung nur von Blei (Pb) und Wismut (Bi) erfüllt, bzw. optimal von deren eutektischer Mischung (55 % Bi, 45 % Pb) mit einem Schmelzpunkt von 125°C.

Die freie Beweglichkeit des Targetmaterials erfordert dessen Einschluß in einen ortsfesten Behälter. Dieser ist zusätzlich zu seiner mechanischen und thermischen Beanspruchung auch dem korrosiven Angriff des Flüssigmetalls, vor allem aber einer sehr intensiven Strahlenbelastung ausgesetzt. Das wird insbesondere dort zu einem materialtechnisch nicht mehr ohne weiteres zu beherrschenden Problem, wo der auf das Target gerichtete Protonenstrahl die Behälterwand durchdringen muß. Die Bemühungen um eine technische Lösung des Flüssig-

metalltargets konzentrieren sich daher in erster Linie auf eine Anordnung, bei der an der Stelle des Protonenstrahleintritts („Fenster“) auf eine feste Materialwand verzichtet werden kann.

Die Strömung und das erhöhte Temperaturniveau des Flüssigmetalls begünstigen eine Verflüchtigung sowohl des Targetmaterials als auch der darin mitgeführten radioaktiven Reaktionsprodukte. Ein besonderes Augenmerk erfordert es daher, deren Ausbreitung durch das offene Protonenstrahlfenster, insbesondere in den Vakuumraum des Beschleunigers, zu verhindern.

7.2 Die vertikale Targetanordnung mit zylindrischem Target

Ein denkbare Konzept für ein Flüssigmetalltarget ist in der ING-Studie (1964–1967) der AECL [7–1] beschrieben, in der erstmals die Realisierbarkeit einer Spallationsneutronenquelle mit hoher Neutronenintensität und ihre Nutzbarkeit für Forschungszwecke untersucht werden.

Die Targetstation ist dort eine Experimentierhalle mit zentral angeordneter Neutronenquelle, die von allen Seiten gleichermaßen genutzt werden kann und ringsum Platz für Experimente bietet. Diese für Strahlrohr-Experimente optimale Anordnung war zunächst Grundlage für das von KfK verfolgte Targetkonzept bei der Flüssigmetalltarget-Entwicklung. Sie führt in Verbindung mit einem D₂O-Moderator zu einem größtmöglichen mittleren Angebot an thermischen Neutronen und bietet damit eine vorteilhafte Alternative zu einem Strahlrohrreaktor mit hohem stationären Fluß. Eine derartige Anordnung ist jedoch nur möglich, wenn der Protonenstrahl das Target von oben (oder unten) her erreicht und die Targetgeometrie eine rotationssymmetrische Anordnung der Strahlrohre erlaubt (Abb. 7–1). Der vertikale Einschub des Protonenstrahls bedingt dessen aufwendige Umlenkung aus dem horizontalen, ebenen Bahnverlauf im Liniarbeschleuniger über den Experimentierbereich zur Mitte der Targetstation und dort eine Richtungsänderung von 90° oder mehr in die Targetachse. Dazu ist über dem Targetblock ein gewaltiges System von Umlenk magneten erforderlich, das durch seine Ausmaße und die zusätzliche Abschirmung die Zugänglichkeit und Nutzung der Neutronenquelle von oben her beträchtlich einschränkt. Eine Vermeidung dieses Nachteils wäre jedoch denkbar bei schräg von oben her eingeführtem Protonenstrahl.

Die horizontalen Strahlrohre sind auf bzw. in den Moderator gerichtet, der in Richtung des maximalen Neutronenflusses, also senkrecht zur Protonenstrahlachse, an das Target anschließt. Eine gleichmäßige Ausnutzung der gesamten Ebene für die Strahlrohranordnung setzt ein nach allen Seiten gleiches Neutronenangebot voraus. Dieses erhält man bei einem zylindrischen Target, dessen Achse mit der Protonenstrahlachse zusammenfällt.

Zur technischen Verwirklichung eines derartigen vertikalen Zylindertargets als Flüssigmetalltarget ohne Behäl-

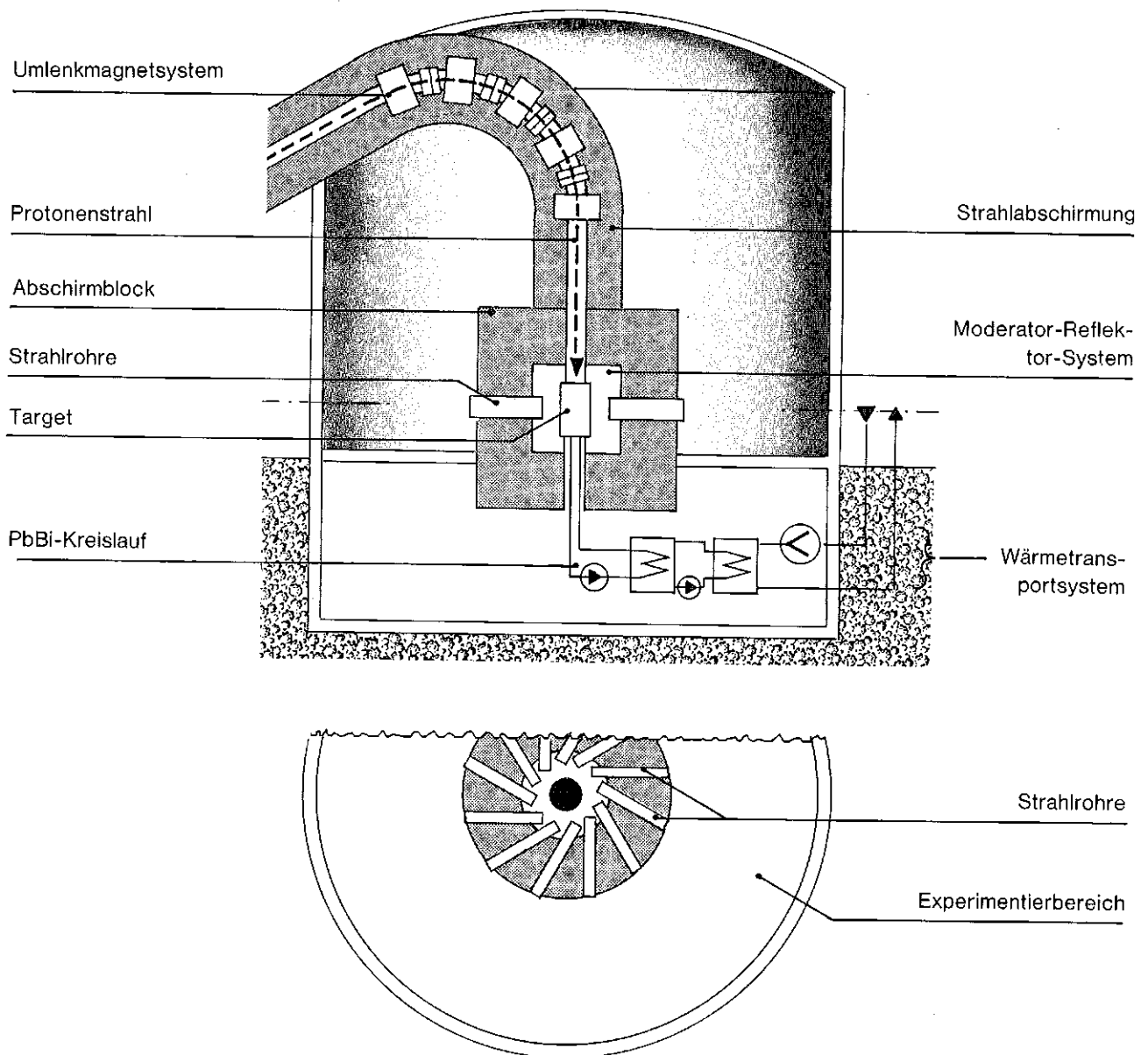


Abb. 7-1
Anordnung einer Targetstation
mit vertikalem Flüssigmetalltarget

terwand an der Stelle des Protonenstrahleintritts bedarf es einer Strömungsführung, bei der sich an der Zylinderoberseite eine freie Oberfläche ausbildet, zugleich aber eine zuverlässige Wärmeabfuhr ohne örtliche Überhitzung des Targetmaterials („hot spots“) gewährleistet ist. Dafür gibt es folgende Lösungsansätze (Abb. 7-2):

a) Rotierendes Filmtarget (ING-Studie)

Durch das Anstauen des Targetmaterials ist ein zuverlässiger Wärmeabtransport ohne örtliche Überhitzungen an der Targetoberfläche nicht gewährleistet.

b) Pilz-Target

ist nur bei geringen Strömungsgeschwindigkeiten ($> 1 \text{ m/s}$) brauchbar. Bei hoher Strömungsgeschwindigkeit ungeeignet wegen unkontrollierbarer Turbulenzen im Überlauf.

c) Trichter-Target

Gegenstand theoretischer und experimenteller Untersuchungen im KfK, die im Rahmen der Projektstudie zum Machbarkeitsnachweis in Form des Hohlstrahl-targets führten.

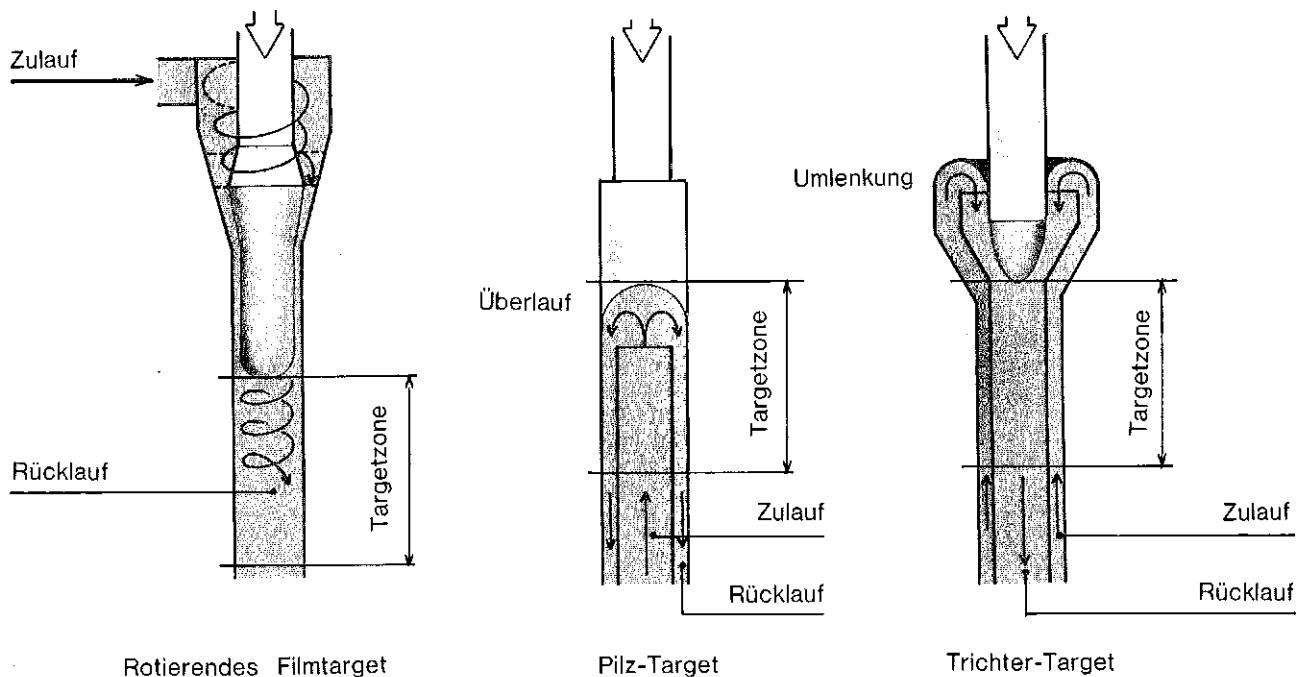


Abb. 7-2
Konzepte zur Strömungsführung bei einem vertikalen, zylindrischen Flüssigmetalltarget

7.3 Die strömungstechnische Realisierung des Targets mit Hilfe des Hohlstrahl-Prinzips

Für einen zuverlässigen Wärmeabtransport muß das Zylindertarget kontinuierlich in Achsrichtung durchströmt werden. Zu- und Abführung des Targetmaterials von bzw. nach unten erfordern auf der Gegenseite eine Umlenkung. Bei einer Strömungsführung in zwei konzentrischen Rohren mit Aufwärtsströmung im äußeren Ringraum ergibt sich dabei am oberen Ende des Innenrohrs ein konzentrischer Zulauf in das Innenrohr.

Grundsätzlich hat diese Art der Strömungsführung folgende Vorteile:

- Die Umlenkung des Targetmaterials findet außerhalb des Protonenstrahls statt, so daß dort durch Leitbleche eine Zwangsführung der Strömung auch unter höherem Druck möglich ist.
- Das Targetmaterial erreicht den Punkt der größten Wärmefreisetzung im Zentrum der Targetoberfläche vor dem Durchlaufen der eigentlichen Aufheizstrecke in relativ kaltem Zustand.

Bildet man das obere Ende des Innenrohrs als Ringdüse aus, so bildet das konzentrisch einströmende Targetmaterial zunächst einen Hohlstrahl, der sich infolge der Oberflächenspannung beim Abwärtsströmen zu einem Vollstrahl zusammenzieht. Die trichterförmige Innenseite des Hohlstrahls bildet dabei eine stabile, freie Oberfläche, die den Verzicht auf einen festen Einschluß des Targetmaterials im Bereich des Protonenstrahleintritts ermöglicht. Ihr tiefster Punkt ist der sogenannte Zusammenschlagpunkt. Dort trifft beim Betrieb der Spallationsneutronenquelle der Protonenstrahl auf das Targetmaterial, beginnt also die eigentliche Targetzone.

Diese wird in Form eines freifallenden Vollstrahls durchströmt, dessen Querschnitt sich infolge der Geschwindigkeitszunahme durch die Erdbeschleunigung nach unten allmählich verjüngt.

Maßgebend für einen zuverlässigen Betrieb einer derartigen Anordnung sind zwei Gesichtspunkte:

- Die Stabilität der Strömungsverhältnisse bei hohem Massendurchsatz,
- die sichere Vermeidung von Totzonen in der Strömung, insbesondere in Bereichen großer Wärmefreisetzung.

Sehr stabile Strömungsverhältnisse ergeben sich bei Erzeugung des im inneren Targetrohr frei nach unten fallenden Vollstrahls durch eine Hohlstrahldüse (Abb. 7-3):

Der Bewegungsablauf im Bereich des Hohlstrahls ist ein Ergebnis des Zusammenspiels der auf die Flüssigkeit einwirkenden Kräfte – Erdbeschleunigung, Oberflächenspannung, innere Schubspannungen und Außendruck-Verhältnisse. Bei ungestörten Anfangsbedingungen führt er zu einer glatten Strömungskontur und einem harmonischen Zusammenfließen im Zusammenschlagpunkt. Zulaufstörungen wirken sich dort allerdings sofort als Oberflächenturbulenzen aus. Störungen im Vollstrahl haben dagegen keine Rückwirkung. Änderungen der Zu- strömbedingungen oder der äußeren Druckverhältnisse führen zu einer Veränderung der Hohlstrahlkontur, die sich bemerkbar macht in einer Verlagerung des Zusammenschlagpunkts nach oben oder unten. Dies kommt einer Verschiebung der eigentlichen Targetzone gleich. Eine merkliche Stabilisierung der Strömungskontur ergibt sich bei einer Verlängerung der Einströmdüse entsprechend dem natürlichen Verlauf der Strahl-Außenkontur unter Berücksichtigung der dann zusätzlich auftretenden Wandreibung. Die Verlängerung kann fortgesetzt werden bis in den Bereich des Vollstrahls, wodurch

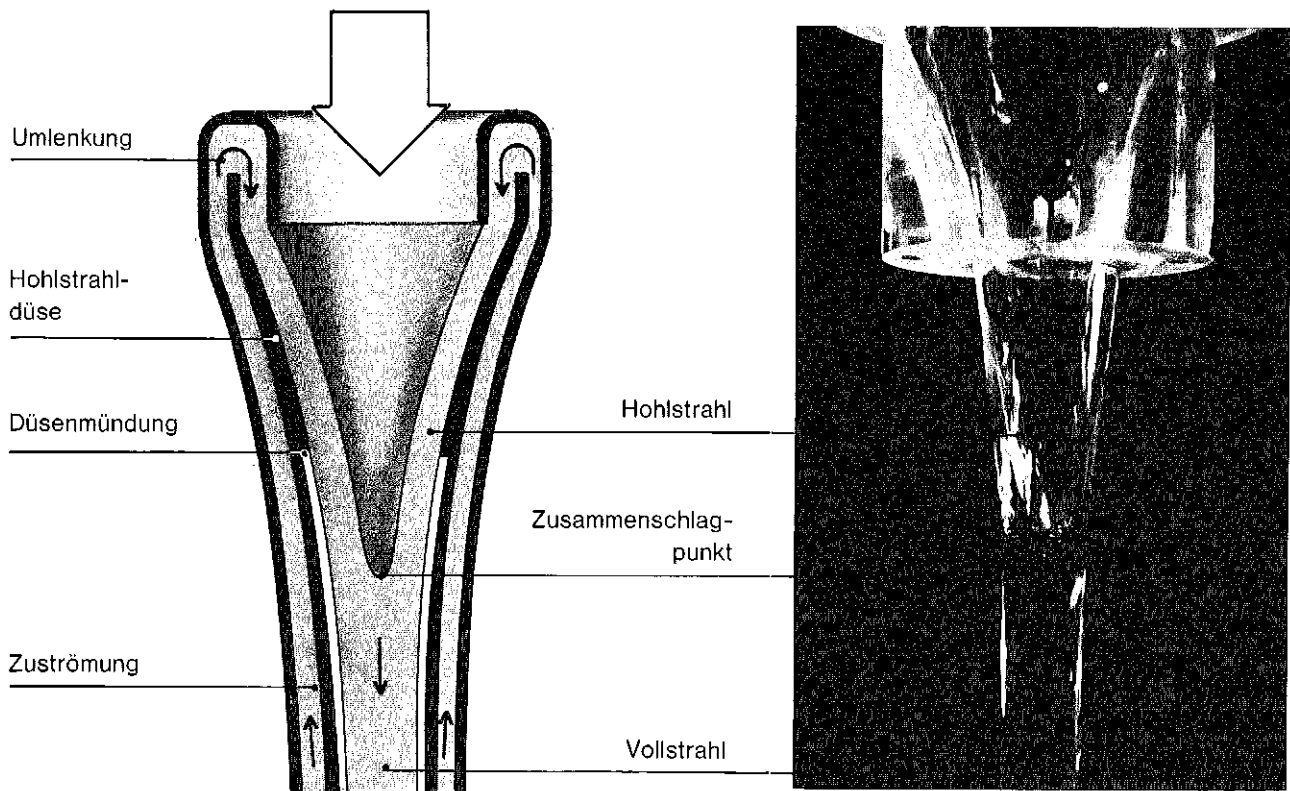


Abb. 7-3
Strömungsprinzip des Hohlstrahl-targets, Demonstration mit H_2O

sich eine in der gesamten Targetzone geführte, aber dem natürlichen Bewegungsablauf angepaßte Strömung ergibt.

Die durchgeführten Entwicklungsarbeiten beziehen sich auf eine bis in die Nähe des Zusammenschlagpunkts durch eine feste Düsenwand geführte Strömung. Für die

Ermittlung der Düsenkontur wurde aufgrund umfangreicher theoretischer Untersuchungen ein Rechenmodell entwickelt, dessen Aussagen bezüglich der zu erwartenden Strömungsverhältnisse durch Experimente mit H_2O und PbBi bestätigt werden (Abb. 7-4 bis 7-7). Die Ergebnisse lassen einen einwandfreien Wärmetransport erwarten.

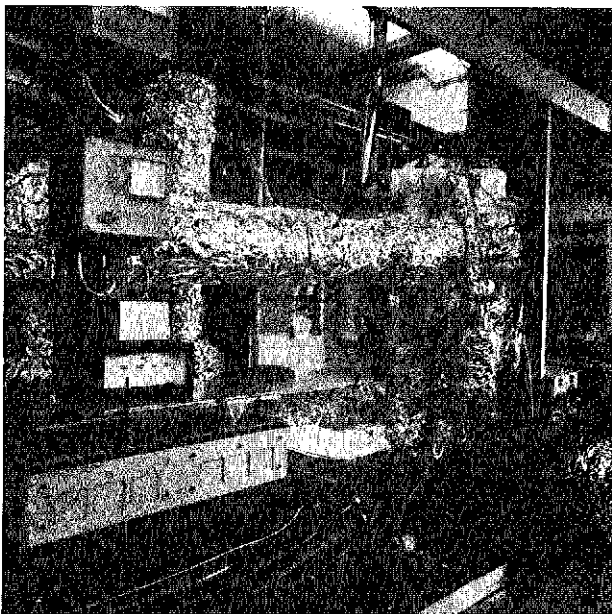


Abb. 7-4
Kleiner PbBi-Experimentierkreislauf (M 1:2,5)
im KfK-IRB

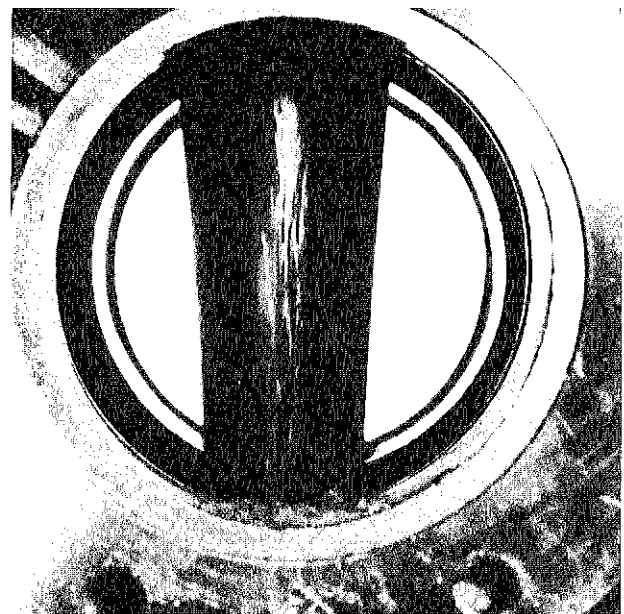


Abb. 7-5
PbBi-Strömung in der Targetzone
(Teststrecke kleiner PbBi-Kreislauf)

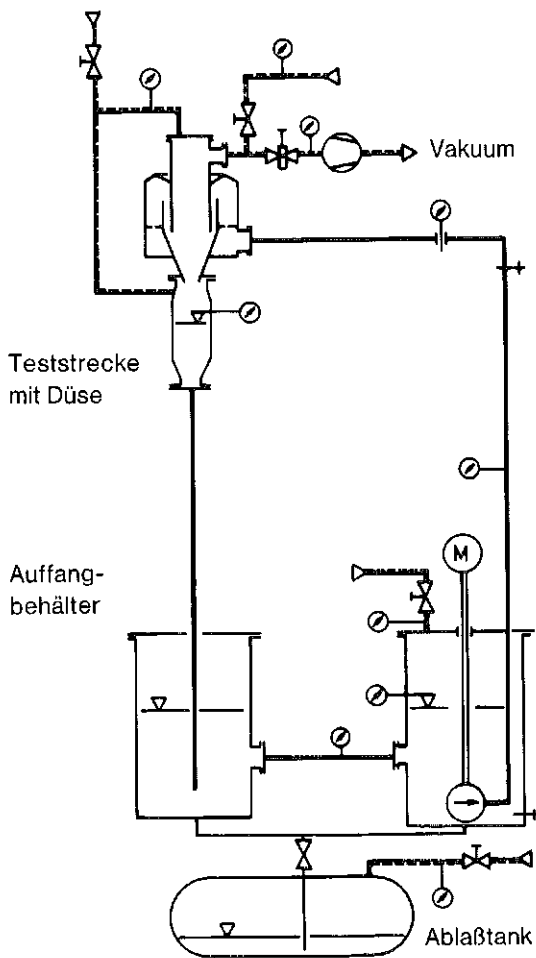


Abb. 7-6
Kreislaufkonzept für eine PbBi-Teststrecke
im Maßstab 1:1

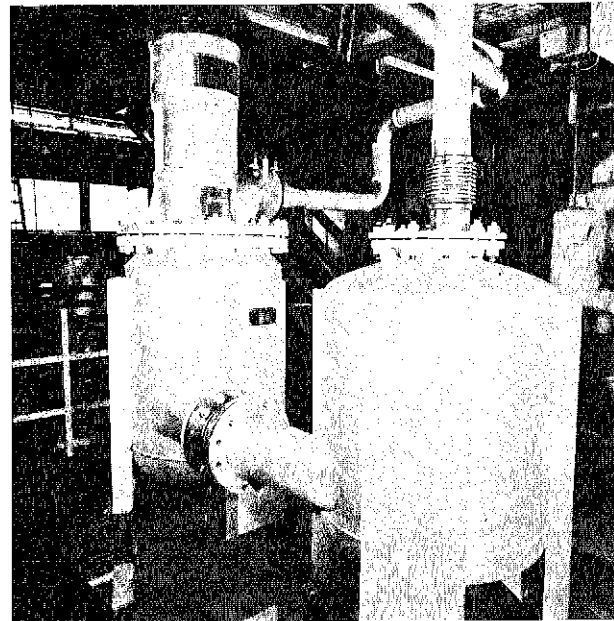
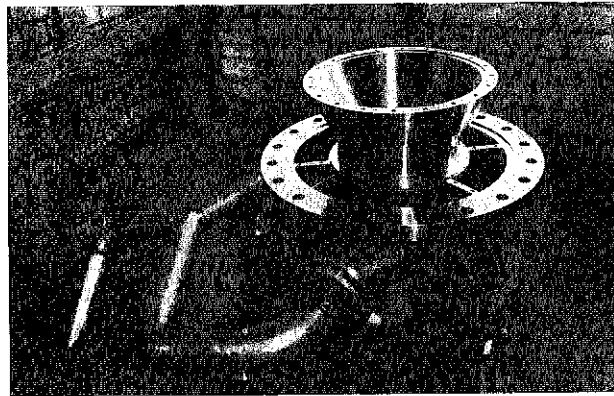


Abb. 7-7
Großer PbBi-Experimentierkreislauf (M 1:1) im KfK-IRB

Aus dem Target ist eine Wärmemenge von ca. 3,3 MW abzuführen. Dies führt bei einem Materialdurchsatz von 230 kg/s zu einer mittleren Aufheizung des Targetmaterials um etwa 125°C. Bei einer Zulufttemperatur von 200°C würde also die mittlere Austrittstemperatur 325°C nicht überschreiten. Trotzdem sind durch die örtlich unterschiedliche Wärmefreisetzung wesentlich höhere Temperaturen möglich, die u. U. zu lokalen Siedevorgängen führen könnten.

Die über den Querschnitt entsprechend der Protonenstrahldichte etwa gaußförmig verteilte, in Längsrichtung des Targets nach kurzem Ansteigen exponentiell abfallende Wärmefreisetzung (siehe Kap. 2.3) erreicht ihr Maximum dicht unterhalb des Zusammenschlagpunkts des Hohlstrahls. Je nach Aufweitung des Protonenstrahls beträgt dort die Wärmequellendichte bis zu 10 kW/cm³ (zeitlicher Mittelwert). Unterhalb des Zusammenschlagpunkts bildet sich in der Strömung eine Turbulenzzone. Durch die damit verbundene Quervermischung mit dem außenströmenden, weniger stark aufgeheizten Targetmaterial

sowie die überlagerte, allgemeine hohe Fallgeschwindigkeit des gesamten Strahls von ≥ 3 m/s läßt sich jedoch die Gefahr einer örtlichen Überhitzung durch unkontrollierte Strömungsverzögerungen an der Targetoberfläche mit großer Wahrscheinlichkeit ausschließen. Ein entsprechender Nachweis wird experimentell durch eine genaue Analyse der turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen mit Hilfe der Laser-Doppler-Anemometrie geführt. Im unteren Bereich der Targetströmung kann das Siedeproblem per Druckerhöhung mittels Anstauen des Flüssigkeitsstrahls im inneren, zylindrischen Targetrohr leicht beherrscht werden. Eine solche Maßnahme würde zu keiner prinzipiellen Änderung des Strömungsverlaufs führen. Der Zusammenschlagpunkt verlagert sich bei gleicher Düsenkontur nach oben. Der durch den Kontakt des Targetmaterials mit der Rohrwand zu erwartende Wärmeübergang auf das zuströmende Targetmaterial im äußeren Ringraum ist im Bereich des Targets vernachlässigbar, im unteren Teil des Targeteinsatzes durch eine entsprechende Isolierung zu vermeiden.

7.4 Physik der Neutronenquelle beim vertikalen Zylindertarget

Der Spallationsprozeß im Target führt zur Produktion überwiegend schneller Neutronen. Ihre Abbremsung auf thermische Energie erfolgt in einem Moderator, der sich an das Target anschließt. Geeignete Moderatormaterialien sind D_2O und H_2O . Ihre wesentlichen Unterscheidungsmerkmale sind die bei D_2O wesentlich größere Bremsweglänge und geringere Neutronenabsorption.

Die Anordnung von Target und Moderator orientiert sich an der Aufgabe, eine möglichst hohe Dichte thermischer Neutronen zu erzielen. Für den Targetradius spielen dabei folgende Gesichtspunkte eine Rolle:

- Die Neutronenausbeute aus dem kaskadenartig ablaufenden Spallationsprozeß soll möglichst gut sein. Dazu ist eine Mindestdicke an Targetmaterial nötig.
- Mit zunehmendem Abstand vom Quellzentrum verteilen sich die erzeugten Neutronen jedoch auf ein größeres Volumen; ihre Dichte wird dadurch geringer.
- Bei einer D_2O -moderierten Quelle, deren Effektivität in starkem Maße auf der geringen Absorptionswirkung des Moderators beruht, wirkt sich das Targetmaterial selbst als Neutronensenke für die thermalisierten Neutronen aus. In der Targetzone sollte sich daher nur möglichst wenig Targetmaterial befinden.

Unter Einbeziehung technischer Randbedingungen ergibt sich daraus ein geeigneter Targetdurchmesser von ca. 15 cm.

Das Zylindertarget kann als Linienquelle betrachtet werden, deren Intensität entsprechend der Protoneneindringtiefe zunächst ein Maximum nach ca. 7 cm erreicht und dann exponentiell abfällt (nach weiteren 30 cm auf ca. 10 % des Maximums).

Allgemeine Vorteile des vertikal angeordneten zylindrischen Targets sind:

- Langgezogenes Flußmaximum in vertikaler Richtung, das Strahlrohrquerschnitte mit großer Höhe (200 mm) erlaubt. Die große Bremsweglänge in einem D_2O -Moderator verstärkt diesen Effekt, so daß dort bei Bedarf auch zwei übereinanderliegende Strahlrohrebenen möglich wären.
- Vergleichsweise geringe Menge an Targetmaterial im Bereich der Neutronenquelle. Die Absorptionsverluste der thermischen Neutronen bleiben damit auf ein Minimum beschränkt.
- Die harte Strahlung hinter dem Target ist nach unten gerichtet und beeinträchtigt nicht den Experimentierbetrieb.

Eine prinzipielle Einschränkung ergibt sich aus der Position des Targets in der Strahlrohrebene: Die mögliche, geometrisch naheliegende radiale Anordnung der Strahlrohre würde mit der Flugrichtung der aus dem Target austretenden Neutronen zusammenfallen und praktisch den vollen Fluß der vom Moderator nicht abgebremsten schnellen und hochenergetischen Neutronen auf die Versuchsanordnung leiten. Sie ist daher trotz eines deutlich Intensitätsgewinns (insbesondere bei einem H_2O -Moderator) ungünstig für den Experimentierbetrieb. Der Austritt der harten Strahlung in die Strahlrohre wird bei einer zum Target tangentialen Strahlrohreanordnung stark reduziert.

Bei einem D_2O -Moderator führen die große Bremsweglänge und geringe Absorptionsverluste zu einer zeitlich wie räumlich relativ ausgeglichenen Neutronenflußverteilung in einem großen Moderatorvolumen (Abb. 7–8).

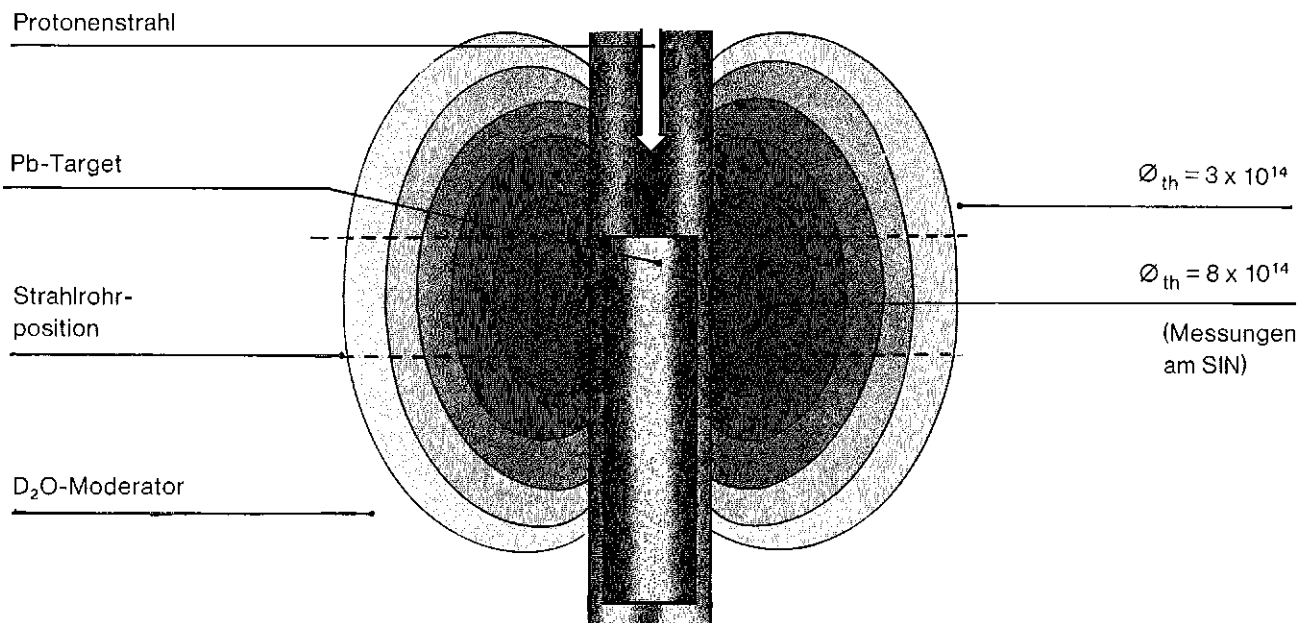


Abb. 7–8
Flußverteilung beim D_2O -moderierten Zylindertarget

Dies hat zur Folge:

- Angebot eines hohen mittleren Neutronenflusses von $> 8 \cdot 10^{14}$ n/cm²s in einem großen Volumen.
- Größtmögliche Flexibilität bei der räumlichen Anordnung der Strahlrohre und der Unterbringung zusätzlicher Bestrahlungs- und Experimentiereinrichtungen. Allerdings haben Einbauten jeder Art in den Tank nachteilige Auswirkungen auf den mittleren Neutronenfluß.
- Ausgeprägte ‚Verschmierung‘ der Pulsstruktur durch die große Lebensdauer der Neutronen (Zeitkonstante ca. 1,3 ms).
- Der Spitzenfluß liegt bei $6,2 \cdot 10^{15}$ n/cm²s, d.h. deutlich niedriger als der mit Leichtwassermoderatoren erreichbare.

Die Tatsache, daß eine Spallationsneutronenquelle, die von einem Linearbeschleuniger gespeist wird, bereits aus ökonomischen Gründen mit einem gepulsten Protonenstrahl arbeitet, legt es andererseits nahe, diese Zeitstruktur für Neutronenstreuexperimente optimal zu nutzen (siehe Kap. 2.2). Dadurch kommt dem Spitzenfluß und der Pulsbreite eine besondere Bedeutung zu. Dies erfordert die konzentrierte Thermalisierung der Neutronen in einem H₂O-Moderator, in dem die Verweildauer der Neutronen nur sehr kurz ist (Abb. 7–9).

Dazu ist es, anders als beim D₂O-Moderator, vorteilhafter, bereits die schnellen Neutronen möglichst auf einen einzigen Punkt des Moderators zu konzentrieren und diesen von allen Seiten mit Strahlrohren zu betrachten. Eine derartige intensive Ankoppelung des Moderators wird durch die konvexe Oberfläche des Zylindertargets nicht

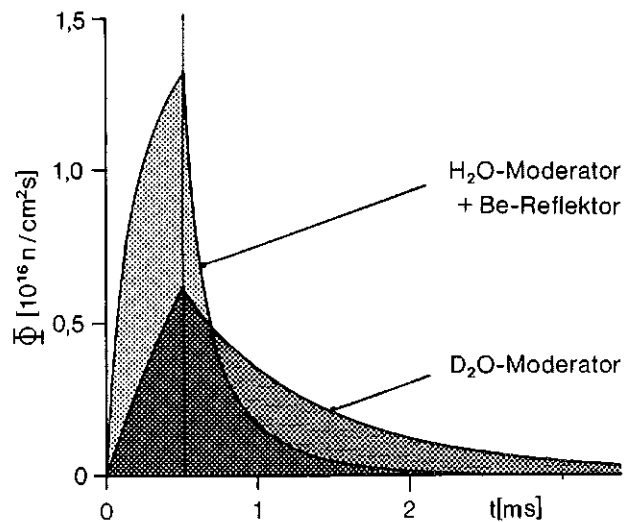


Abb. 7–9
Zeitverhalten des thermischen Neutronenflusses

begünstigt, die eine verstärkte Divergenz der austretenden Neutronen in radialer Richtung bewirkt. Ein das Target als Hohlzylinder ringförmig umgebender H₂O-Moderator darf wegen der Neutronenabsorption nur etwa 5 cm Wandstärke haben. Um eine tangentiale Strahlrohranordnung, bei der die gesamte Strahlrohrbreite auf die Moderatoroberfläche schaut, realisieren zu können, ist ein entsprechend großer Moderatordurchmesser erforderlich (Abb. 7–10).

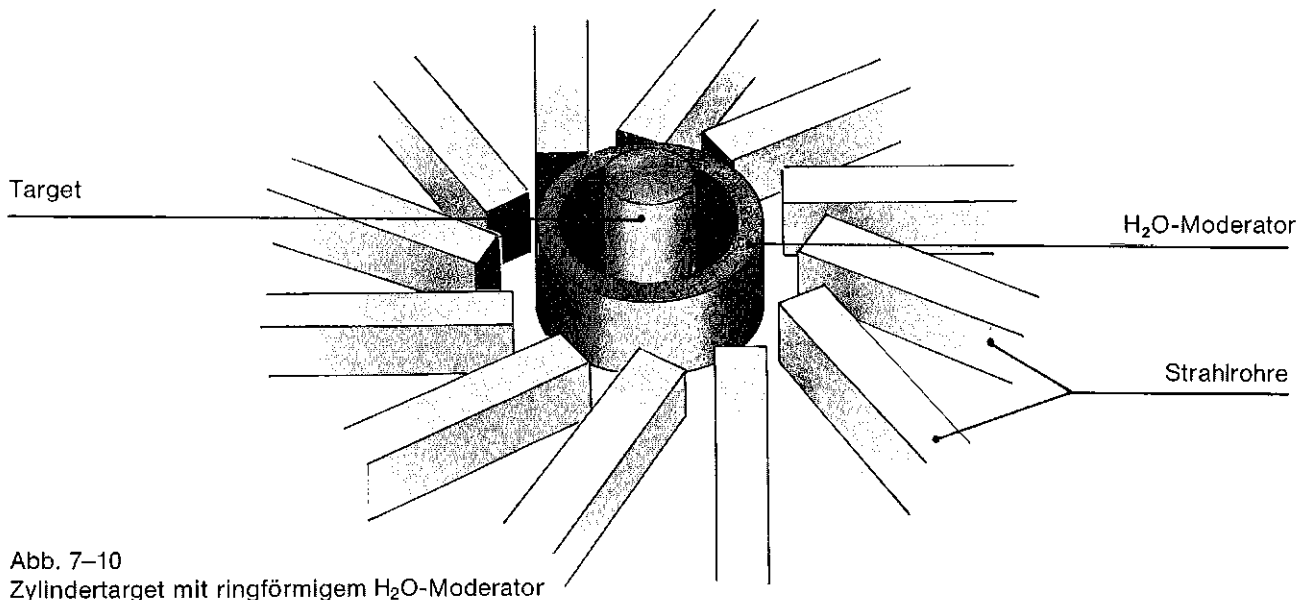


Abb. 7–10
Zylindertarget mit ringförmigem H₂O-Moderator

Mit zunehmendem Abstand vom Target verringert sich aber die Neutronendichte im Moderator. Dieses Problem wird bei einer Anordnung umgangen, bei der der H₂O-Moderator so strukturiert ist, daß um das Target eine Gruppierung von Einzelmoderatoren entsteht (Abb. 7–11). Sie ermöglicht die Extraktion der Neutronen in senkrechter Richtung zur Moderatoroberfläche ohne di-

rekte Blickrichtung auf das Target. Füllt man die Zwischenräume zwischen den Einzelmoderatoren aus mit H₂O-gefüllten Rippen, so entsteht eine Kollimator-Wirkung: Gestreute Neutronen werden reflektiert und können so teilweise zu einer Verstärkung des in Strahlrohr-Richtung austretenden Strahls beitragen (siehe Teil II, Kap. A 2.3 und A 2.4).

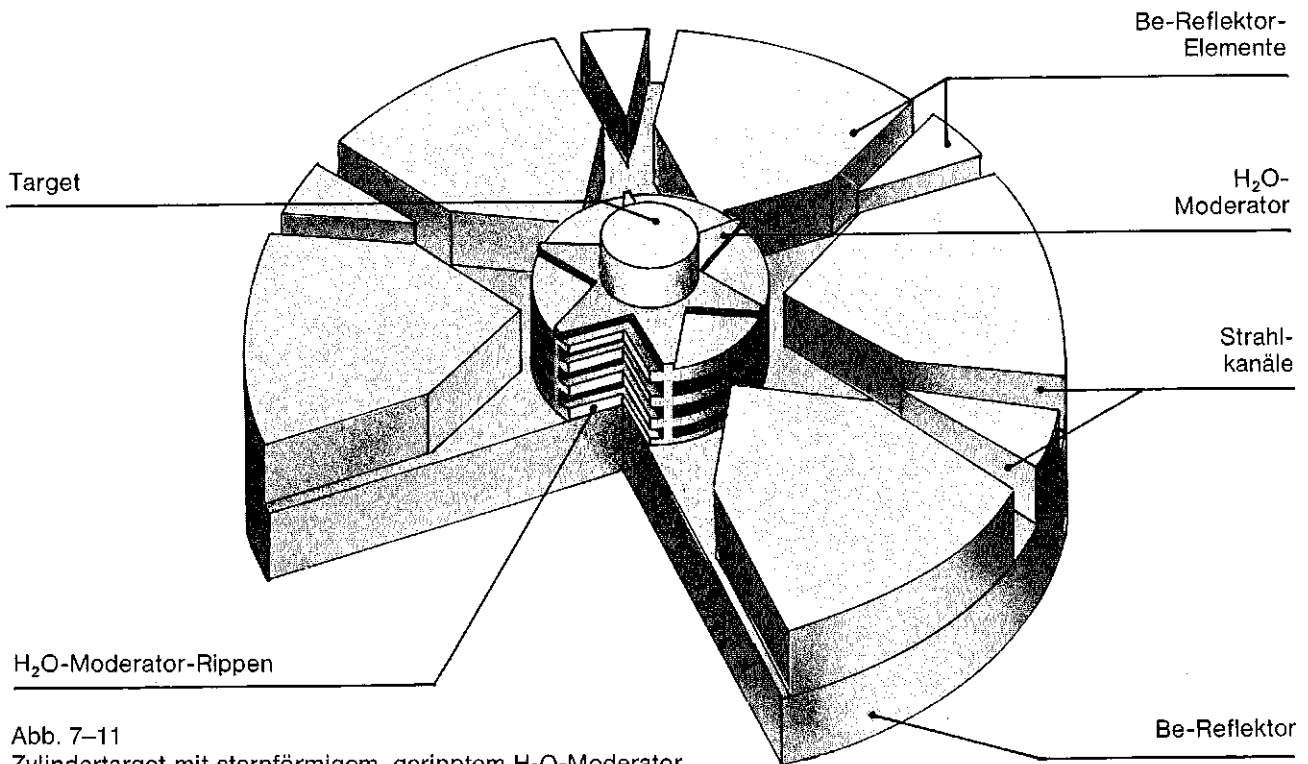


Abb. 7–11
Zylindertarget mit sternförmigem, geripptem H₂O-Moderator

7.5 Verhalten der Reaktionsprodukte

Als Folgeprodukte der nuklearen Vorgänge im Target bleiben radioaktive Nuklide zurück (siehe Kap. 2.9), deren sicherer Einschluß zu gewährleisten ist. Abgesehen von den Pb- und Bi-Isotopen weisen sie ein anderes physikalisches und chemisches Verhalten auf als das Targetmaterial. Für ein PbBi-Flüssigmetalltarget gelten drei spezielle Gesichtspunkte:

- Die Reaktionsprodukte sind innerhalb des flüssigen Targetmaterials frei verschieblich und werden über einen relativ großen räumlichen Bereich in einem Volumen von ca. 1 m³ umgewälzt. Es besteht die Möglichkeit einer laufenden Abtrennung von Aktivitäten.
- Oberhalb des Targets herrscht Vakuum. Reaktionsprodukte und Targetmaterial könnten durch die freie Oberfläche der Targetströmung ausdampfen.
- Zusätzlich zu den in etwa gleichem Umfang wie bei einem Pb-Target anfallenden Spallationsprodukten bildet sich aus Bi durch Neutroneneinfang der α -Strahler Po-210.

Die Aktivierung des Flüssigmetallsystems wird überwiegend bestimmt durch die unmittelbar aus dem Targetmaterial entstehenden schweren Nuklide Hg, Tl, Au, Pt, Ir, Po sowie Isotope von Pb und Bi. Sie ergeben im Gleichgewichtszustand ein Aktivitätsinventar von insgesamt $5 \cdot 10^6$ Ci (Vergleich mit dem Core eines 50 MW-Reaktors: ca. $2 \cdot 10^8$ Ci), das sich auf Flüssigmetallkreislauf, Vakuumraum und Reinigungseinrichtungen verteilt. Eine entscheidende Verringerung dieser Gesamtaktivität ist nicht möglich, da selbst eine ständige Abtrennung von Reaktionsprodukten die radioaktiven Isotope Pb und Bi ausschließt, die fast die Hälfte der angegebenen Aktivität bewirken.

Besondere Aufmerksamkeit gilt dem sehr radiotoxischen Po-210, das in einer Menge von 2 mg/h produziert wird und im Gleichgewichtszustand eine Aktivitätsmenge von $4,2 \cdot 10^4$ Ci ergibt. Es führt im gesamten Kreislaufsystem zu einer α -Kontamination, die infolge der Neigung des Po, sich aus dem Flüssigmetall abzuscheiden und in die Oberflächen des Strukturmaterials einzudiffundieren, schwer wieder zu entfernen ist. Po ist andererseits leicht flüchtig und neigt deshalb dazu, sich auch überall im Vakuumsystem zu verteilen.

Die freie Verschieblichkeit verhindert einen örtlichen Druckaufbau im Innern des Targets durch gasförmige oder verdampfende Reaktionsprodukte. Sie können an der freien Oberfläche in das Vakuum verdampfen, müssen dort aber an einer weiteren Ausbreitung in den Beschleuniger gehindert werden. Dafür in Frage kommende Maßnahmen sind Ausfrieren, Gettern, Absaugen sowie eine mechanische Barriere in Form eines Feststoffens (z. B. aus Graphit) im Protonenstrahlkanal – letzteres insbesondere im Hinblick auf die schwer zu bindenden Edelgase. Diese Maßnahmen können jedoch nicht verhindern, daß stets ein gewisser Anteil von Reaktionsprodukten in flüchtiger Form außerhalb der Targetflüssigkeit existiert und im Störfall zu einem Gefahrenmoment wird (siehe Abschnitt 7.7).

Ein Ausdampfen von Targetmaterial und darin enthaltenen Reaktionsprodukten durch die freie Strömungsoberfläche erfolgt, solange der Dampfdruck im Targetinnern größer ist als der über dem Target sich ausbildende Partialdruck des betreffenden Nuklids. Durch Absaugen und Rückkondensation an den Wänden kann sich jedoch über dem Target praktisch kein Druck aufbauen. Dadurch ist die Verflüchtigung der Spallationsprodukte ein anhaltender Vorgang, dessen Intensität außer vom Druckgefälle abhängig ist von der Größe der Targetober-

fläche. Er führt ohne Reinigung des Targetmaterials bei 325°C Oberflächentemperatur zu einer konstanten Aktivität im Vakuumsystem von $8 \cdot 10^5$ Ci (d.h. 16 % der Gesamtaktivität).

Der Dampfdruck im Target ist für die einzelnen Reaktionsprodukte verschieden und abhängig von ihrer Konzentration und der Targettemperatur. Durch deren Herabsetzung kann man die Verdampfungsrate und damit auch die Gleichgewichtsaktivität im Vakuumsystem wesentlich verringern.

Sieht man von den gasförmigen Spallationsprodukten ab, so verdampft von den im Targetmaterial erzeugten Reaktionsprodukten in nennenswertem Umfang nur das Hg. Es fällt in vergleichsweise großen Mengen an, nämlich ca. 60 mg/h. Davon sind etwa 40 % instabil. Es verdampft nahezu vollständig und ergibt mit seinen Folgeprodukten Au, Pt und Ir fast die gesamte Aktivität des Vakuumraumes. Das gefährliche Po verdampft infolge seiner wesentlich geringeren Konzentration im Flüssigmetall höchstens mit ca. 10^{-3} mg/h; das entspricht einer Sättigungsaktivität im Vakuumsystem von etwa 23 Ci.

Bei einer Absenkung der Targettemperatur um 125°C kann die Po-Verdampfung an der Targetoberfläche um einen Faktor > 1000 verringert werden. Für Hg wirkt sich die Temperaturabsenkung dagegen nicht derart gravie-

rend aus. Eine weitere Reduzierung der Po- und Hg-Verdampfungsraten ist durch die Herabsetzung der Konzentrationen im Flüssigmetallkreislauf durch dessen gezielte kontinuierliche Reinigung möglich. So läßt sich die Sättigungsaktivität im Vakuumsystem durch den Betrieb des Targets bei 200°C Eintrittstemperatur und durch kontinuierliche Abtrennung von Hg mit Destillationseinrichtungen auf knapp 400 Ci verringern.

7.6 Konzeptspezifische Ingenieurtechnik

Entsprechend der Einstufung des vertikalen, zylindrischen Flüssigmetalltargets als ‚back-up‘-Lösung zum Referenzkonzept beschränkte sich die ingenieurtechnische Bearbeitung des Gesamtkonzepts auf die Anordnung des Targetblocks und einige konzeptspezifische Probleme, wie Kreislaufauslegung, Handhabung, Rückhaltung flüchtiger Reaktionsprodukte, auf die in Teil II, Kap. E ausführlicher eingegangen wird. Ungenügend geklärt sind insbesondere Material- und Festigkeitsprobleme, die für die Realisierbarkeit dieses Targetkonzepts von entscheidender Bedeutung sind, sowie Fragen der Verfahrenstechnik.

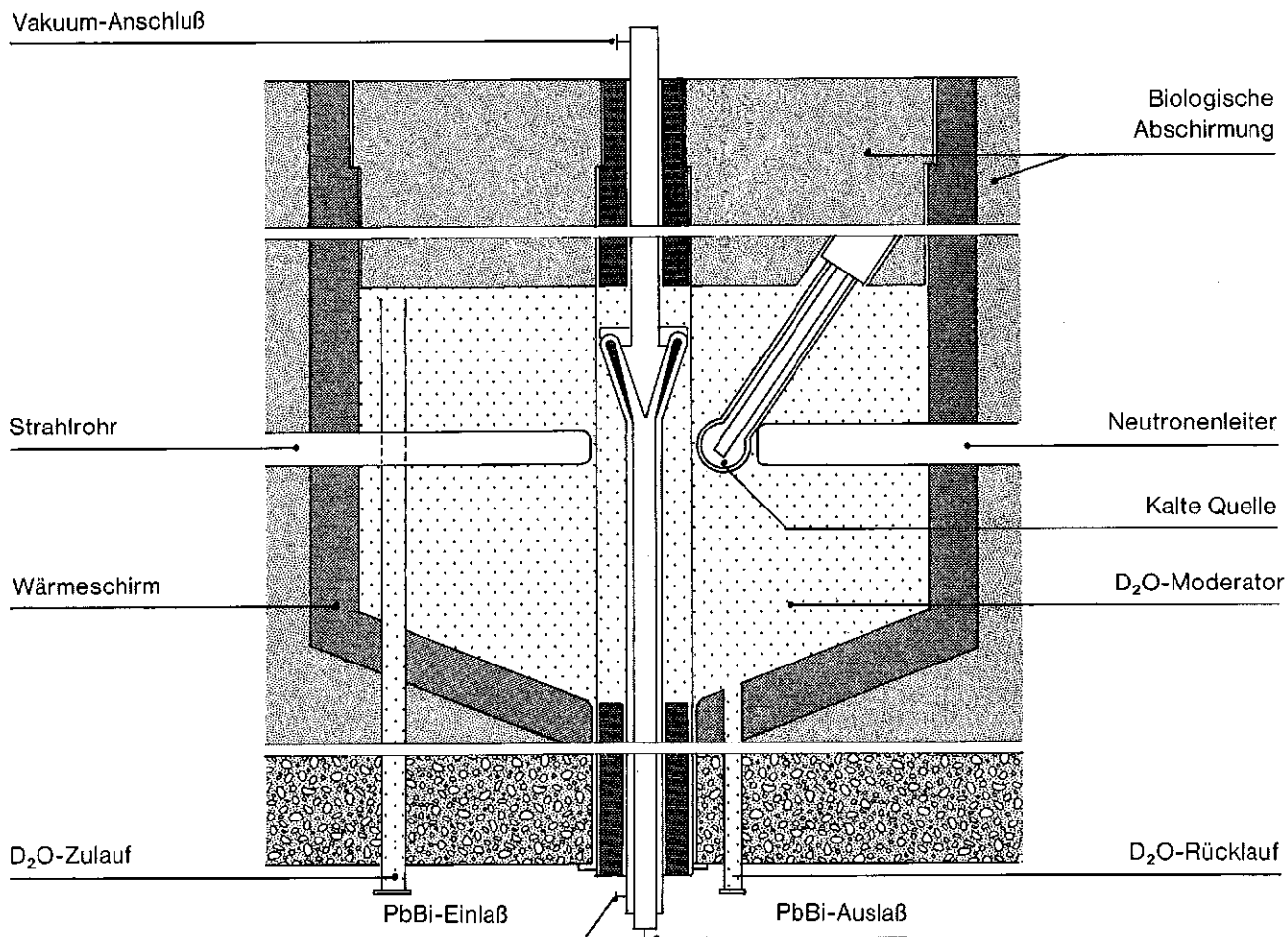


Abb. 7-12
Targetblock mit D₂O-Moderator (Vertikalschnitt)

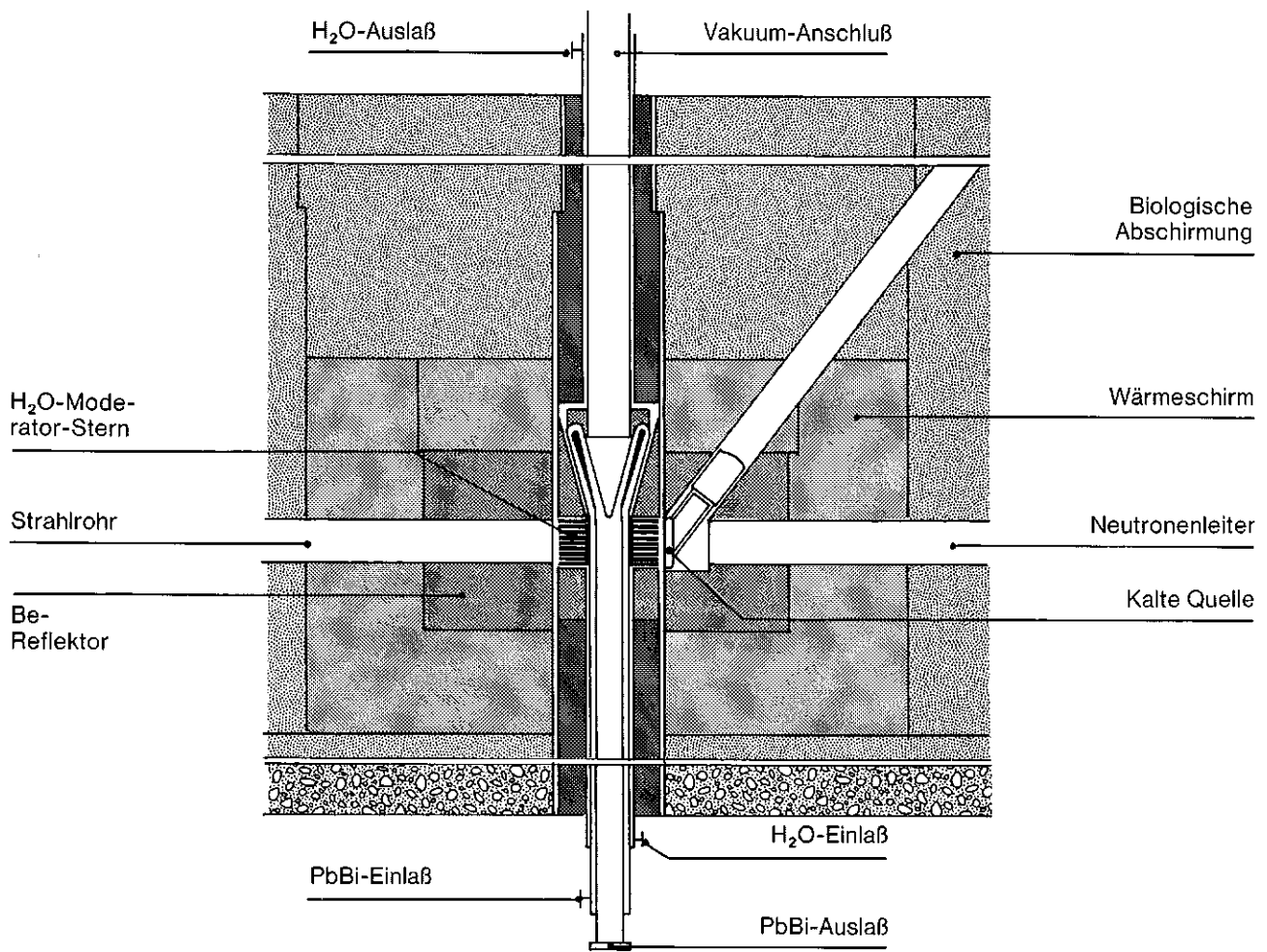


Abb. 7-13
Targetblock mit H₂O-Moderator (Vertikalschnitt)

Die Targetanordnung (Abb. 7-12 und 7-13) sitzt im Zentrum eines zylinderförmigen Abschirmblocks, der in gleichmäßigen Abständen zwölf horizontale Strahlrohrdurchbrüche tangential zum Target aufweist. Das Flüssigmetalltarget wie auch gegebenenfalls der ring- oder sternförmige H₂O-Moderator sind Teile eines durchgehenden, vertikalen, nach unten auswechselbaren Einschubs mit ca. 40 cm Durchmesser. Er enthält im unteren Teil die Flüssigmetallzu- und -rückleitung, im oberen Teil die Verlängerung des evakuierten Protonenstrahlkanals, der hier als Kondensations- und Getterstrecke für flüchtiges Po und Hg ausgebildet ist. In der Targetzone ist der Einschub umgeben von einem D₂O-Moderatortank bzw. bei einer H₂O-moderierten Anordnung von einem wassergekühlten Be-Reflektor, der nach oben ausbaubar ist. Einsätze für die Kalte Quelle und zusätzliche Bestrahlungseinrichtungen sollen von oben her eingebaut werden, doch sind hier durch den Umlenkmagneten und dessen voluminöse Abschirmung deutliche Grenzen für technisch vertretbare Lösungen gesetzt.

Eine H₂O-moderierte Targetanordnung würde eine sehr kompakte Kalte Quelle erfordern, die als H₂-Quelle unmittelbar an den H₂O-Moderator des Targets anschließt. Die Zahl der thermischen Strahlrohre wird dadurch auf

zehn reduziert zugunsten zweier auf die Kalte Quelle gerichteter Neutronenleiterbündel. Bei einer D₂O-moderierten Anordnung wäre dagegen eine großvolumige kalte D₂-Quelle möglich.

Die im Target erzeugte Wärme wird über Wärmetauscher aus dem PbBi-Kreislauf an einen NaK-Kreislauf, von dort an Luft abgeführt. Die gegenüber bekannten Systemen neuartige PbBi-Kreislauftechnologie wurde im Rahmen der Projektstudie erfolgreich erprobt.

Für die Rückhaltung flüchtiger Reaktionsprodukte gibt es dagegen nur konzeptionelle Vorstellungen: Ein großer Teil des verdampften Materials kondensiert an den gekühlten Wänden des Protonenstrahlführungsrohrs und in einer Kaltfalle oberhalb des Targetblocks oder wird durch Vakuumpumpen abgesaugt. Eine Cu-Auskleidung der Rohrwände und eingesetzte Pa-Ringe sollen zusätzlich eine Getterung von Po und Hg bewirken. Eine mechanische Dampfsperre in Form einer dünnen Graphitscheibe im Protonenstrahlkanal erscheint in diesem Zusammenhang nicht mehr notwendig, aber prinzipiell machbar. Über die Standzeit eines solchen, durch den Protonenstrahl extrem beanspruchten Fensters können jedoch bisher keine konkreten Aussagen gemacht werden.

7.7 Sicherheitsbetrachtung

Der zugängliche Bereich der Targetstation ist im Normalbetrieb vor Kontamination und radioaktiver Strahlung geschützt durch den Abschirmblock, das Containment um die Targetzone und das Rückhaltesystem für die gasförmigen Reaktionsprodukte. Bei einer Störung des Normalbetriebs kann eine Gefährdung verhindert werden mit Hilfe folgender Maßnahmen:

- Reduzierung des frei beweglichen Aktivitätsinventars durch ständiges Abscheiden der Reaktionsprodukte im laufenden Betrieb.
- Sofortige Beendigung der Erzeugung weiterer Aktivitäten und der Wärmeproduktion durch Abschaltung des Protonenstrahls.
- Verhinderung der unkontrollierten Ausbreitung radioaktiver Stoffe durch Ablassen des Targetmaterials und Schließen des Schnellschlußschiebers oberhalb des Targeteinsatzes.

Den Möglichkeiten zur Reduzierung des Aktivitätsinventars sind enge Grenzen gesetzt (siehe Kap. 7.5). Die Abschaltung des Protonenstrahls kann nahezu verzögerungsfrei, spätestens bis zum nächsten Beschleunigerpuls, erfolgen. Das Ablassen des Targetmaterials in einen geschlossenen Auffangbehälter dauert weniger als eine Minute. Voraussetzungen sind:

- Ingenieurtechnisch zuverlässige, redundante Lösungen für das Funktionieren der Störfallmaßnahmen.
- Eindeutige, schnelle Detektion von Abweichungen im Betriebsverhalten der Anlage.

Der sichere Einschluß der gasförmigen Aktivitäten auch bei Ausfall des Gasrückhaltesystems oder bei Undichtigkeiten im Containment ist durch das über dem Target aufrecht erhaltene Vakuum gewährleistet und kontrollierbar. Undichtheiten des PbBi-Kreislaufs können im Bereich des Targeteinsatzes durch Überwachung der He- bzw. H₂O-Strömung in den umgebenden Ringspalten, außerhalb des Targetblocks durch Strahlenmonitore erkannt werden. Ausgelaufenes PbBi erstarrt innerhalb weniger Minuten, so daß das Ausdampfen von Spallationsprodukten rasch endet.

Die kontrollierte Umsetzung der Protonenenergie im Target setzt die stabile Einhaltung der Target- und Strahlgeometrie voraus. Abweichungen führen zu einer unzulässigen Beanspruchung des von Protonen getroffenen Strukturmaterials und einer entsprechenden Strahlenbelastung der angrenzenden Umgebung. Sie machen die starke Abschirmung des Protonenstrahlführungsrohrs auch außerhalb des Targetblocks und eine sehr sensible strahlenresistente Überwachung von Target und Protonenstrahl erforderlich. Dazu dienen Ionisationskammern in den Strahlrohren und im Umlenkmagneten, sowie Strahldiagnosegeräte (Sekundär-Elektronen-Monitore) oberhalb des Targetblocks.

7.8 Konzept eines horizontalen Flüssigmetall-targets

Die Untersuchungen zum Flüssigmetalltarget orientieren sich zunächst weitgehend an dem durch die ING-Studie vorgezeichneten Konzept einer überwiegend stationär

genutzten Spallationsneutronenquelle mit einem zentral angeordneten, vertikal beaufschlagten Zylindertarget (vergl. Kap. 7.2). Das auf dem Targetrad basierende Referenzkonzept sieht dagegen als optimale Lösung für eine impulsmodulierte Spallationsneutronenquelle mit eingebauter Kalter Quelle eine hybride Moderatoranordnung vor mit einer scheibenförmigen Targetgeometrie und horizontal auftreffendem Protonenstrahl. Die grundsätzliche geometrische Flexibilität der Flüssigmetallströmung erlaubt die Realisierung einer solchen Targetgeometrie auch als Flüssigmetalltarget, erfordert jedoch eine andere Art der Strömungsführung, wenn an der Stelle des Protonenstrahleintritts auf ein Feststofffenster verzichtet werden soll.

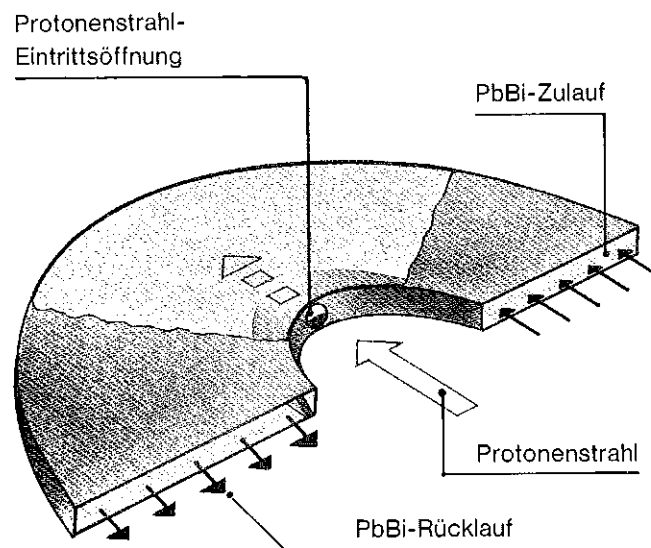


Abb. 7–14
Prinzip eines horizontal angeordneten Flüssigmetall-targets (Rechteckkanaltarget)

Ein entsprechender Vorschlag sieht ein Target in Form einer horizontalen Strömungsschleife mit innenliegendem Fenster vor (Abb. 7–14). Das flüssige Targetmaterial wird dabei parallel zum Protonenstrahl in einer geschlossenen Rohrleitung zugeführt. Diese erweitert sich im Targetbereich zu einem kastenförmigen, stark gekrümmten Rechteckkanal, in dem die Strömung in die Gegenrichtung umgelenkt wird. Durch die dabei im Targetmaterial wirksam werdenden Fliehkräfte bildet sich am Innenradius der Strömung eine freie, stabile Oberfläche aus, die ein Austreten von Targetmaterial durch das offene Fenster verhindert. Beim An- und Abfahren muß das Fenster entweder abgeschiebert werden oder ausgelaufenes PbBi über eine vor dem Fenster befindliche Auffangrinne an die Kreislaufpumpe zurückgeleitet werden.

Die bisher gewonnenen Ergebnisse zum Wärmeabtransport bestätigen die prinzipielle Eignung eines derartigen Konzepts bei folgenden Betriebsbedingungen:

Strömungsgeschwindigkeit im Targetbereich	≥ 2,5 m/s
Durchsatz Targetmaterial	≈ 1200 kg/s
Mittlere Aufheizung	< 25°C
Maximale örtliche Aufheizung	< 160°C

Als Hauptproblem erscheint das störungsfreie Wiedereintauchen der Targetströmung in den geschlossenen Rücklaufkanal und die Umsetzung der Strömungsenergie in den für den Rücktransport erforderlichen statischen Flüssigkeitsdruck. Letzteres setzt die allmähliche Erweiterung des Strömungsquerschnitts in Form eines Diffusors voraus. Die Fragen zum Strömungsverhalten im Targetbereich erfordern experimentelle Untersuchungen analog zu den für das Hohlstrahltarget durchgeführten.

Die Realisierung des Rechteckkanaltargets würde eine Kombination des relativ unkomplizierten, leistungsfähigen Flüssigmetallprinzips mit der für eine impulsmodulierte Quelle optimalen Moderatoranordnung entsprechend der Referenzlösung ermöglichen. Die neben der richtigen Strömungsführung entscheidenden Machbar-

keitsprobleme sind dieselben wie bei jeder anderen Flüssigmetalltargetversion, nämlich die Rückhaltung von Spallationsprodukten und die Strahlenbeständigkeit des in der Targetzone eingesetzten Strukturmaterials. Falls sich diese befriedigend lösen lassen, hätte das Konzept des Rechteckkanaltargets folgende Vorzüge:

- Beibehaltung der dem Referenzkonzept zugrunde liegenden Gesamtanordnung der Targetstation und des Targetblocks.
- Vergleichbare neutronenphysikalische Eigenschaften wie beim Targetrad, sofern dort nicht Uran als Targetmaterial eingesetzt wird.
- Keine mechanisch bewegten Teile im Bereich intensiver Strahlenbelastung.

8. Optimierungs- und Prototypenprogramm

8.1. Voraussetzungen

Das Optimierungs- und Prototypenprogramm führt die Arbeiten der Projektstudie fort und schafft die Voraussetzungen für die Durchführung des in Kap. 5 behandelten Bauprogramms. Die Ziele sind:

1. Aufstellung eines wissenschaftlichen Programms für die SNQ soweit für die endgültige Auslegung der Anlagenbereiche, Gebäude und Experimentiereinrichtungen erforderlich.
2. Optimierung der physikalischen und technischen Parameter einschließlich Leistungsnachweis durch Prototypversuch.
3. Planung der Inbetriebnahmen mit und ohne Protonenstrahl, Optimierung der Betriebsvorgänge.
4. Entwicklungsarbeiten zum Ausbau der Anlage.

Parallel zu diesem Programm sind die personellen und organisatorischen Voraussetzungen für die Bauphase zu schaffen, ein Arbeitsablaufplan (Netzplan) für den Projektablauf zu erstellen und die Rahmenbedingungen für die vertragliche und finanzielle Abwicklung festzulegen.

Arbeitsgruppen mit besonderen Fachkenntnissen (insbesondere Beschleunigerentwicklung, Neutronik, Heiße-Zellen-Techniken) müssen eingesetzt werden, um Koordinierungs- und F+E-Aufgaben zu übernehmen.

Umfang und enger Zusammenhang des Optimierungs- und Prototypenprogramms mit dem Ablauf des Baus (Zeitplan Abb. 5-1) erfordern frühzeitige und weitgehende Industriebeteiligung. Erste Schritte dazu wurden durch die Mitarbeit von Firmen an dieser Projektstudie getan.

Komponenten, an die besondere Anforderungen gestellt werden oder für deren Serienproduktion Baumuster vorhanden sein müssen, werden als Prototypen untersucht. Wenn dieses Programm unmittelbar an die SNQ Studie angeschlossen werden kann, stehen die Erfahrungen der Prototypenherstellung beim im Zeitplan definierten „Baubeginn“, d. h. im zweiten Jahr nach Bauentscheidung für die Ausschreibungen zur Verfügung. Sofern größere Anlagenteile mit Gebäuden und Hilfseinrichtungen errichtet werden müssen (Injektion, Alvarez-tank, Klystronteststand) sollten diese in den Bau der Anlage einbezogen werden können, d. h. am vorgesehenen Standort errichtet werden.

8.2 Optimierungsprogramm

Die Parameter für die SNQ-Auslegung bedürfen der Optimierung. Hierzu sind Experimente und Rechnungen, teilweise mit mehr Detaillierung und höherer Genauigkeit erforderlich. Baubegleitende Entwicklungsarbeiten sind nötig, um Inbetriebnahme und Betrieb von Anlage und Experimenten zu optimieren.

Für einige dieser Arbeiten, bei denen große Rechenprogrammsysteme eingesetzt sind, muß das „Handwerks-

zeug“ weiter entwickelt werden. Die Schwerpunkte des Optimierungsprogramms sind:

8.2.1 Linearbeschleuniger

- Optimierung der Ionenquellenparameter im Hinblick auf hohe Protonenausbeute, gute Strahlqualität und hohe Lebensdauer, Berechnung des Strahltransportes unter Raumladungseinfluß im gesamten Injektionsbereich mit experimentell ermittelten Eingangsdaten.
- Berechnung der Strahldynamik im Injektionsbereich (0,45 bis ~ 15 MeV) mit verbesserten Vielteilchenrechnungen.
- Optimierungsrechnungen für die Strahldynamik im gesamten Beschleuniger unter Anwendung von Vielteilchenprogrammen. Untersuchungen der Ursachen von Emittanzvergrößerungen und Überprüfung von Methoden zur Reduzierung des Strahlhalos.
- Strahltransportrechnungen im Hochenergiestrahlführungsbereich.
- Modellmessungen und Feldrechnungen zur detaillierten Festlegung der Zellengeometrie, der Orte für Einkopplung der Hochfrequenzleistung und Frequenzkorrektur für die Disk-and-Washer-Strukturen, Präzisierung der Toleranzanforderungen.
- Rechnersimulation der adaptiven Störaufschaltung zur Optimierung des Füllvorgangs der Resonatoren und zur Kompensation der Laständerung durch den Teilchenstrahl. Verifizierung im Experiment.

8.2.2 Neutronentarget

- Ausbau der Rechenprogramme zur Behandlung der Spallation und der Hochenergie-Spaltung und Anpassung an experimentelle Befunde. Hierzu ist auch die Durchführung von Vergleichsexperimenten nötig.
- Parameterstudien (Rechnungen und Experimente) zur günstigsten Dimensionierung der Targetdicke, der Moderator- und Reflektorabmessungen.
- Bestrahlungsexperimente zur Beurteilung und Optimierung der Standzeit von Targetelementen mit verschiedenen Hüllwerkstoffen sowie von Materialien für Lagerung und Gleichringdichtung.
- Untersuchung von Alternativlösungen für Lagerung und Antrieb des Drehtargets (permanentmagnetische Lagerung).
- Störfalluntersuchungen: Korrosionsexperimente an Targetelementen unter thermischer und mechanischer Wechsellast. Untersuchung des Transports von aus den Hüllen freigesetzten und im Kühlwasser produzierten Spallationsprodukten. Versuche zum Verhalten von Targetschmelzen.

8.3 Prototypenprogramm

In einigen Bereichen der SNQ sind Prototypenarbeiten erforderlich. Die Notwendigkeit hierfür ist gegeben, wenn entweder eine hohe Anzahl von Komponenten gefertigt werden muß und damit hohe Investitionen verbunden sind (Linearbeschleuniger) oder wenn wegen ungewöhnlicher Anforderungen Neuentwicklungen gemacht werden müssen.

8.3.1 Prototypen für Linearbeschleuniger und Strahlführungskomponenten

- Die gesamte Injektion mit Ionenquelle, Vorbeschleunigung, Strahlanpassung, Bunching und Dunkelastung sollte prototypisch aufgebaut werden. Die Einrichtungen können für die Ausrüstung der SNQ verwendet werden, sie sollten möglichst als vorgezogenes Bauprogramm behandelt und am vorgesehenen Standort errichtet werden. Vorentwicklungen für die Ionenquelle und Strahlextraktion wurden bereits im Rahmen dieser Studie durchgeführt.
- Im Anschluß an die Injektion sollte der erste Tank des Alvarezbeschleunigers, in dem die Strahleigenschaften wesentlich bestimmt werden, aufgebaut werden (12 m Baulänge, 15 MeV Endenergie). Mit Hilfe der auch für die Inbetriebnahme des gesamten Alvarezbeschleunigers notwendigen Strahldiagnostik ist eine Beurteilung der Strahlqualität und eine genauere Prognose von Strahlverlustquellen bis in den Hochenergiebeschleuniger möglich.
- Die Hochfrequenzspeisung für diesen Tank (108 MHz Tetrodenverstärker mit $2 \cdot 1,5$ MW Leistung) ist prototypisch für die übrigen Baueinheiten.
- Für die Quadrupole, die in den Strahltransportstrecken und zwischen den DAW-Tanks plaziert sind, und die strahlungsresistent ausgelegt werden müssen, sind Prototypen zu erstellen; die Komponenten selbst werden erst im 4. Baujahr benötigt.
- Von den insgesamt 89 Beschleunigungssektionen des DAW-Beschleunigers sollte ein Einzeltank und, anschließend, ein Doppeltank als Prototyp gebaut werden. Von besonderer Wichtigkeit ist ein Hochfeld-Test zu einem möglichst frühen Zeitpunkt, um Feldbegrenzungen zu erkennen und die Auslegung der Kühlung der Resonatorwände zu überprüfen.

Die Prototypsektionen des DAW-Beschleunigers können im Hf-Test- und Montagegebäude für die Klystronverstärker Platz finden, das möglichst frühzeitig erstellt werden sollte und im späteren Betrieb als Instandhaltungswerkstatt und „Einbrennplatz“ für weitere Klystrons benötigt wird. Während die Entwicklung der Klystrons selbst der Industrie überlassen wird – Studien hierzu sind bereits durchgeführt – sollte der Betrieb mit den erforderlichen Regelungseinrichtungen und der Beschleunigungsstruktur als Last am vorgesehenen Standort erfolgen.

- Kicker und Septum für die Strahlaufteilung müssen zusammen mit ihren Speiseeinrichtungen frühzeitig gebaut und betrieben werden, sie sind später als Bausteine für die Anlage verwendbar.

- Die zwischen den DAW-Tanks und in den Hochenergiestrahlführungsbereichen befindlichen Diagnostikboxen sind ebenfalls als Baumuster herzustellen und sollten gemeinsam mit der zugehörigen Elektronik, experimentell überprüft werden. Dies kann an Protonenzyklotrons bei reduzierter Intensität erfolgen.
- Die beschriebenen Prototypeneinrichtungen sollten frühzeitig mit Rechnerunterstützung versehen werden, um die erforderliche Hard- und Softwareentwicklung voranzutreiben.

8.3.2 Prototypen für Komponenten der Targetstation

Die Entwicklung von Prototypen für Targetkomponenten dient der Erprobung von Fertigungsverfahren und der Qualitätssicherung. Das Programm sieht vor:

- Aufbau der Targetlagerung mit Antrieb und Gleitringdichtung zum Test von Betriebs- und Notlaufverhalten, Drehzahleinstellung und -überwachung, und zur Messung von Kühlmittleckagen. Dieses Experiment befindet sich in Vorbereitung.
- Aufbau eines Targetradprototyps mit innerer Struktur zur Erprobung von Fertigungsverfahren, zur Überprüfung von Verformungen und zur Untersuchung des Kühlmitteldurchsatzes.
- Entwicklung von Verfahren zur Betriebsüberwachung des Targets und der Strahleigenschaften in der Reaktionszone und Eignungstest bei äquivalenten Bestrahlungsbedingungen.
- Entwicklung und prototypischer Funktionsnachweis für ein Protonenstrahlfenster als Barriere zwischen Target- und Strahlvolumina sowie Demonstration des Auswechselns eines derartigen Fensters unter Fernbedienung.

8.4 F+E-Arbeiten für Alternativen und Optionen

Die Untersuchung von alternativen Lösungen sollte fortgesetzt werden, bis eine Demonstration der Leistungsdaten der für die Auslegung gewählten Komponenten erfolgt ist. Back-up Lösungen sind für die Injektion im Beschleuniger („RFQ“-Struktur) und für das Neutronentarget (Flüssigmetalltarget) betrachtet worden.

8.4.1 Flüssigmetalltarget

Die Weiterführung der in der Studie begonnenen Untersuchung von Flüssigmetalltargets umfaßt folgende Arbeiten:

- Untersuchung des Betriebsverhaltens des Hohlstrahl-targets im Kreislaufexperiment.
- Detaillierte Berechnung der Hydromechanik und Thermohydraulik für ein horizontales Flüssigmetalltarget, sowie Demonstration der Strömungsverhältnisse im Experiment mit Wasser und Pb, bzw. Pb-Bi.

- Konstruktive Bearbeitung des Horizontaltargets zur Anpassung an das SNQ-Targetkonzept.
- Entwicklung von Methoden zur Rückhaltung ausdampfender Spallationsprodukte.
- Auswahl und Test von korrosions- und bestrahlungsbeständigen Strukturmaterialien.

8.4.2 Option Urantarget

Die Entwicklungsarbeiten umfassen:

- Detaillierte Untersuchungen zur Verteilung der Nuklide und zum Wärmeumsatz im Urantarget.
- Entwicklung eines Targetelements mit gutem Wärmekontakt zwischen Targetmaterial und Hülle.
- Prüfung der Möglichkeiten, durch multiplizierende Anordnungen, bei gleichbleibender Wärmebelastung der Hüllen, eine optimale Neutronenproduktion zu erreichen.
- Untersuchung der Nachwärmeproduktion und Störfallanalysen.

8.4.3 Option Kompressorring

In Fortsetzung der vorliegenden Studien sollen folgende Arbeitsschwerpunkte verfolgt werden:

- Optimierung des Ejektionssystems unter Berücksichtigung der Rückwirkung der Kickermagnete auf die Strahlstabilität während des Füllvorgangs; technische Fragen der Auslegung des Septummagneten; ferner Modifikationen für die eventuelle Doppelpuls-Ejektion bei Neutrinoexperimenten.
- Untersuchungen bezüglich der Lebensdauer und Herstellungsprobleme der zur Injektion vorgesehenen Stripperfolien.
- Technische Fragen der gepulsten Magnetstromversorgung (Quadrupolfelder im Ring, Dipolfelder der Injektionsmagnete).
- Detailstudien zum fernbedienten Ein- und Ausbau von Ringkomponenten.
- Technische Auslegung des Gegenkopplungssystems zur Dämpfung kohärenter transversaler Strahlschwingungen.
- Studium neuer Prinzipien der Pulskompression.

8.4.4 Option Targetstation für kurze Pulse

Hier sollten folgende Probleme näher untersucht werden:

- Belastung des Targets durch Schockwellen.
- Zusammenhang zwischen Strahlenschäden und dynamischen Spannungen.

Literatur

- [1.2-1] P. Coppens et al.
Acta Cryst. B 25 (1969) 2451
- [1.2-2] W. Press et al.,
unveröffentlicht
- [1.2-3] One-Dimensional Conductors
Edited by H. G. Schuster
Lecture Notes in Physics 34
Springer-Verlag Berlin, Heidelberg,
New York 1975
- [1.2-4] M. Nielson, W. D. Ellenson,
Annual Report Physics Dept., A.E.K., Riso.
Rep. No. 334, p.44, 1975
- [1.2-5] G. Neilson, J. Enderby,
J. Phys. C 11 (1978) L 625
- [1.2-6] P. Hilton et al.
J. Phys. C 13 (1980) L 295
- [1.2-7] E. Seitz
KFA Rep. JÜL-1173
- [1.2-8] M. Bonnet et al.
J. Phys. Chem. Solids 40 (1979) 863
- [1.2-9] Y. Ishikawa,
J. Magn. & Magn. Mat. 14 (1979) 123
- [1.2-10] J.G. Houmann et al.
Phys. Rev. Lett. 34 (1975) 587
- [1.2-11] F. Mezei, A. Murani
J. Magn. & Magn. Mat. 14 (1979) 211
- [1.2-12] B. Dorner, R. Comes
in: Dynamics of Solids and Liquids by Neutron
Scattering, ed. S.W. Lovesey and T. Springer
Springer-Verlag Berlin, Heidelberg,
New York 1977
- [1.2-13] W. Press et al.
Phys. Rev. Lett. 32 (1974) 1354
- [1.2-14] D. E. Moncton et al.
J. Magn. & Magn. Mat. 14 (1979) 172
- [1.2-15] J. Withe
in: Neutron Inelastic Scattering, IAEA 1972,
Seite 315
- [1.2-16] D. Richter, J. Töpler, T. Springer
J. Phys. F 6 (1976) L 93
- [1.2-17] J. Schelten, W.A. Kruse, R.G. Kirste
Colloid and Polymer Sci 251 (1974) 919
- [1.2-18] R. Duplessix, J. P. Cotton, H. Benoit, C. Picot
Polymer 20 (1979) 1181
- [1.2-19] D. Richter, B. Ewen and J. B. Hayter
Phys. Rev. Letters (1981)
- [1.2-20] J. F. Cooke et al.
Phys. Rev. B 21 (1980) 4118
- [1.3-1] W. Mansel, J. Marangos, G. Vogl
Proc. V. Int. Conf. on Hyperfine Interactions,
Berlin 1980
- [1.3-2] Blin-Stoyle
Fundamental Interactions and the Nucleus,
North-Holland 1973
und
Kropf und Paul
Z. Physik 267 (1974) 129
- [1.3-3] Kügler, Paul und Trinks
Phys. Lett. 72 B (1978) 422
- [1.3-4] Jewell, Heckel, Ageron, Golub, Mampe
(wird veröffentlicht)
- [1.3-5] Golub
Phys., Lett. 72A (1979) 387
- [1.3-6] B. Desplanques
Parity-non-conserving Nuclear Forces.
Proceedings of the Eighth International Conference
on High Energy Physics and Nuclear
Structure, Vancouver 1979, S. 147-167
- [1.3-7] V.A. Vesna, E.A. Kolomensky,
V. B. Kopeliovich, V. M. Lobashev, V.A. Naza-
renko, A.N. Pirozhkov, E.V. Shulgina,
Nuclear Physics A 352 (1981) 181
- [1.3-8] Neutron Capture Gamma-ray Spectroscopy
Edited by R. E. Chrien and W. R. Kane
Plenum Publishing Corporation (1979)
- [1.3-9] R. Moreh
Studies in Nuclear Spectroscopy using the
(γ, γ') and the (γ, n) Reactions
Proc. Int. Workshop on the Application of
intense Capture Gamma-ray Sources;
Nucl. Instr. Meth. 166 (1979) 69
- [1.4-1] S. Bilenky, B. Pontecorvo
Phys. Reports 41 (1978) 225
- [1.4-2] H. Chen, F. Reines
A Study of Neutrino Electron Elastic
Scattering at LAMPF
Status Report UCI-Neutrino No. 39, UCLA,
Irvine (April 1980)
- [1.4-3] Proc. Intermediate Energy Physics at LAMPF,
Neutrino-Induced Interactions, Panel-discus-
sion P-3, Los Alamos Publ. LA-8335-C, Vol. 1-3
(1979)
- [1.4-4] T.W. Donnelly, R. D. Peccei
Neutral Current Effects in Nuclei
Phys. Reports 50 (1979)
- [1.4-5] H. Faissner
Proc. Neutrino „80“, Erice (in press)
- [1.4-6] C. J. Batty, K. Green
Some Additional and Alternative Uses of the
Spallation Neutron Source
Report Rutherford Lab. RL-78-018/A (1978)
und
T. Bowles, T. Dombeck, R. Burman
A Search for Oscillations using Muon-
Neutrinos,
LAMPF-Proposal (1980), unpublished
und
T.Y. Ling et al.
A Search for Neutrino-Oscillations at LAMPF
Report of the Ohio State University and
LASL (1980), unpublished
und
H. H. Chen
Use of the UCI/LASL Detector to Search for
Neutrino Oscillations
Report UCLA Irvine UCI-Neutrino No. 44 (1980)

- [1.5-1] S.A. Edgington
Polarization Effects in Medium Energy
Nucleon-Nucleon Physics
Proceedings of the 5th Int. Conf. on Polarization
Phenomena in Nuclear Physics, Santa Fé
(1980)
- [1.5-2] H.W. Fearing
NN and NN Interactions
Proceedings of the 9th Int. Conf. on the Few
Body Problem, Eugene (1980); Nucl. Phys.
A 353 (1981) 17c
- [1.5-3] J. P. Schiffer
Pion Reaction Modes on Nuclei
Proceedings of the 8th International Conference
on High Energy Physics and Nuclear
Structure, Vancouver (1979) S. 339–353
- [1.5-4] I. M. Cameron
Proton Nucleus Interactions
Proceedings of the 8th International Conference
on High Energy Physics and Nuclear
Structure, Vancouver (1979) S. 453–462
- [1.5-5] Comptes rendus d'activité
CEA-N-2070 (1978) S. 129
- [1.5-6] L. H. Gray, A. D. Conger, M. Ebert,
S. Hornsey, O.C.A. Scott
The concentration of oxygen dissolved in tissues
at the time of irradiation as a factor in
radiotherapy
Brit. J. Radiol. 26 (1953) 638
- [1.5-7] G. H. Harrison
Neutron Beam Dosimetry at the University of
Maryland Cyclotron Technical Report Number
75-022 (1974)
- [1.5-8] Strahlentherapie und Diagnostik mit
Ionen und π^- -Mesonen
Eine Projektstudie im Auftrag des BMFT,
Heidelberg (1977)
- [1.5-9] C.A. Tobias, J.T. Lyman, J. H. Lawrence
Some considerations of physical and biological
factors in radiotherapy with high-LET radiations
including heavy particles, pi-mesons, and
fast neutrons. Lawrence Berkeley Laboratory,
University of California, Berkeley, UCRL-20802,
June 1971
- [2-1] W. Kley
Design Criteria for Moderators and Beam Tubes
for Spallation Neutron Sources
report EUR 6202 EN (1978)
- [2-2] R. Serber
Nuclear Reactions at High Energies
Phys. Rev. 72 (1947) 1114
- [2-3] HETC
RSIC Computer Code Collection No. CCC178
- [2-4] T.W. Armstrong, K.C. Chandler
HETC – A High Energy Transport Code
report ORNL 4744 (1972)
- [2-5] M. B. Emmett
MORSE-CG, The Monte Carlo Radiation Transport
Code System
report ORNL-4972 (1975)
- [2-6] W.A. Coleman
Thermal-Neutron Flux Generation by High
Energy Protons
report ORNL-TM-2206 (1968)
und
W.A. Coleman, R.G. Alsmiller Jr.
Thermal-Neutron Flux Generation by High
Energy Protons
Nucl. Sci. Eng. 34 (1968) 104–113
- [2-7] R. R. Fullwood, J. D. Cramer, R.A. Hermann,
R. R. Forrest Jr., R.G. Schrandt
Neutron Production by Medium-Energy Protons
on Heavy Metal Targets
report LA-4789 (1972)
- [2-8] J. S. Fraser, R. E. Green, J.W. Hilborn,
J.C. D. Milton, W.A. Gibson, E. E. Gross,
A. Zucker
Neutron Production in Thick Targets
Bombarded by High Energy Protons
Phys. in Canada 21 (1965) 17–18
- [2-9] J. M. Carpenter
Pulsed Spallation Neutron Sources for Slow
Neutron Scattering
Nucl. Inst. Meth. 145 (1977) 91–113
- [2-10] G.A. Bartholomew, P. R. Tunnicliffe (eds.)
The AECL Study for an Intense Neutron-
Generation
report AECL-2600 (1966)
- [2-11] P. M. Garvey
Neutron Production by Spallation in Heavy
Metal Targets
in: Proc. Meeting on Targets for Neutron Beam
Spallation Sources (Hrsg. G. S. Bauer);
Jül-Conf-34 (1980) ISSN 0344-5798
- [2-12] J. F. Ziegler, ed.
The Stopping Power and Ranges of Ions in
Matter
Vol. 3, H. H. Andersen and J. F. Ziegler
„Hydrogen Stopping Power and Ranges in
All Elements“,
Pergamon Press (1977)
- [2-13] W. Schimmerling, T.T. Delvin, W. Johnson,
K. G. Vosburgh, R. E. Mischke
Neutron-Nucleus Total Cross Sections from
900 to 2600 MeV/c
Phys. Lett. 37B (1971) 177
- [2-14] J.C.D. Milton, J. S. Fraser
A Monte Carlo Calculation of Neutron Production
in Heavy Element Targets in the Range of
0.3-1 BeV
report AECL-2259 (1965)
- [2-15] J. M. Carpenter, D. L. Price, N. J. Swanson
IPNS – A National Facility for Condensed Matter
Research
report ANL 78-88 (1978)
- [2-16] F. Atchison
private communication
- [2-17] H. Takahashi, Y. Nakahara
Bull. of American Phys. Soc. 24 (1979) 874
und
H. Takahashi
Fission Reaction in High Energy Proton Cascade
in: Proc. Symp. Neutron Cross Sections from

- 10 to 50 MeV, M.R. Bhat and S. Pearlstein, eds. BNL-NCS-5 1245 Vol. I, p. 133 (1980)
- [2-18] G. J. Russell, P. A. Seeger, R. G. Fluharty
Parametric Studies of Target/Moderator Configurations for the Weapons Neutron Research (WNR) Facility
report LA-6020 (1977)
- [2-19] G. J. Russell, M. M. Meier, J. S. Gilmore, R. E. Prael, H. Robinson, A. D. Taylor
Measurements of Spallation Target-Moderator-Reflector Neutronics at the Weapons Neutron Research Facility
in: Proc. ICANS-IV meeting at KEK, Tsukuba, Japan; report KENS-2 (1981)
- [2-20] V. S. Barashenkow, V. D. Toneev, S.E. Chigrinow
Interaction of High-Energy Deuteron Beams in Matter
Atomnaya Energiya 37 (1974) 480–483
engl. Übersetzung: Sov. J. Atomic Energy 37, 1256
- [4-1] W. Kley
private Mitteilung, Dez. 1980
- [4-2] W. S. Howells
report RL-80-054
- [4-3] H. Friedrich, K. Guckelsberger, R. Scherm, A. Hüller
Bericht der Phys. Techn. Bundesanstalt Braunschweig, Phys. Abstr. 61.50
- [4-4] T. Springer
Vortrag anlässlich einer Informationstagung über die SNQ in Braunschweig, Dez. 1979
- [4-5] H. Maier-Leibnitz
Sonderdruck 16 aus den Sitzungsberichten der Bayr. Akademie der Wiss., München, 1966
- [4-6] H. Maier-Leibnitz
Nukleonik 8 (1966) 61
- [4-7] W. Reichardt
Studies of Cold Sources for Spallation Targets
in: Proc. ICANS-IV meeting at KEK, Tsukuba, Japan; KENS-2 (1981)
- [4-8] B. Zeitnitz
Neutrino Physics at the Spallation Neutron Source
KfK 3155 (1981)
und
T.A. Gabriel, R.A. Lillie,
B. L. Bishop, J. Wilczynski,
B. Zeitnitz
Neutrino Physics of an Intense Spallation Neutron Source II
KfK 3174 (1981), in preparation
- [6-1] F. Atchison
Spallation und Fission in Heavy Metal Nuclei under Medium Energy Proton Bombardement
in: Proc. Meeting on Targets for Neutron Beam Spallation Sources (Hrsg. G. S. Bauer), Jül-Conf-34 (1980) p. 17–45 ISSN 0345-5798
- [6-2] F. Atchison
Some General Results from a Calculation of a TRAM Assembly
in: Proc. IV th ICANS-meeting at Tsukuba, Japan; report KENS-2 (1981)
- [6-3] F. Atchison
private communication
- [6-4] vgl. z.B. Jahresberichte des CERN für 1978, 1979 u. 1980
- [6-5] G. P. Lawrence et al.
LASL High-current proton storage ring
in: Proc. XI Int. Acc. Conf., CERN Geneva (1981) p. 103–109
- [6-6] R. Cappi, J. P. Delahaye, K. H. Reich
PS beam measurements at flat-top fields near transition energy
in: Proc. Washington Particle Acc. Conf., IEEE Trans. Nucl. Sci. 28, No. 3 (1981)
- [6-7] C. Ankenbrandt et al.
H- charge exchange injection systems
in: Proc. XI Int. Acc. Conf., CERN Geneva (1980)
- [6-8] K.W. Ehlers et al.
Rev. Sci. Instr. 51, No. 6 (1980) p. 721–727
- [6-9] J. M. Carpenter
Pulsed Spallation Neutron Sources for Slow Neutron Scattering
Nucl. Inst. Met. 145 (1977) 91–113
- [6-10] J. M. Carpenter, D. L. Price, N.J. Swanson
IPNS – A National Facility for Condensed Matter Research
report ANL 78–88 (1978)
- [6-11] J. M. Carpenter, S.A. Werner
Uses of Advanced Pulsed Neutron Sources
report ANL-76–10 (1976)
- [6-12] A. D. Taylor
Neutron Transport from Targets to Moderators
in: Proc. Meeting on Targets for Neutron Beam Spallation Sources (Hrsg. G. S. Bauer), Jül-Conf-34 (1980) p. 47–76 ISSN 0344-5798
- [6-13] T. Asaoka, H. Rief
The Thermal and Epithermal Sources in SORA
in: Pulsed Neutron and their Utilization, EUR 4954e (1973) p. 453–480
- [6-14] W. Kley
Remarks concerning the signal and signal to background-ratio at pulsed spallation neutron sources and their respective optimum target-moderator-geometry Euratom, Ispra (1980), to be published
- [7-1] T.G. Church
The AECL Study for an Intense Neutron Generator (ING-Status Report)
AECL-2750 (1967)

Anhang

Organisation der Studie

Lenkungsausschuß

Vorsitz: Prof. Dr. G. zu Putlitz, GSI
Prof. Dr. K. H. Beckurts, KFA (bis Mai 1980)
Prof. Dr. J. P. Blaser, SIN
Prof. Dr. A. Citron, KfK
Dr. P. Engelmann, KFA (ab Mai 1980)
Prof. Dr. W. Gläser, TU München
Dr. H. H. Hennies, KfK
Prof. Dr. W. Klose, KfK
Prof. Dr. R. Scherm, PTB
Prof. Dr. H. H. Stiller, KFA
Dr. R. Theenhaus, KFA

Wissenschaftlicher Ausschuß

Vorsitz: Prof. Dr. R. Scherm, PTB
Prof. Dr. H. Dachs, HMI
Prof. Dr. W. Gläser, TU München
Prof. Dr. J. Kalus, Uni Bayreuth
Prof. Dr. P. Kienle, TU München
Prof. Dr. W. Schmatz, KfK
Prof. Dr. U. Schmidt-Rohr, MPI Heidelberg
Prof. Dr. H. Schmitt, Uni Freiburg
Dr. K. Schnabel, DKFZ
Prof. Dr. H. G. von Schnering, MPI Stuttgart
Prof. Dr. T. Springer, ILL

Projektleitung

H. H. Hennies, KfK
H. H. Stiller, KFA

Beschleunigerentwicklung: J.-E. Vetter, KfK
Targetentwicklung: G. S. Bauer, KFA
Kompressorringstudie: H. A. Willax, KFA/SIN †
Anlagenplanung: H. Sebening, KfK
Planungsgruppe KFA: G. S. Bauer, B. Alefeld,
D. Filges, H. Stechemesser
Planungsgruppe KfK (PSQ): J.-E. Vetter, H. Borrmann,
L. Hellwig, N. Nücker,
G. F. Rump, H. Sebening

Mitarbeiter

Linearbeschleuniger

G. Böhme (KfK)	R. Hietschold (KfK)	G. Redemann (KfK)
E. Boltezar (CERN)	M. Hochstrate (KfK)	D. Sanitz (KfK)
K. Bongardt (Univ. Karlsruhe)	G. Hochschild (KfK)	G. Schaffer (KfK)
H. Budig (KfK)	A. Hornung (Univ. Karlsruhe)	P. Schlick (KfK)
A. Citron (KfK)	W. Kneis (KfK)	S. O. Schriber (CRNL)
K. Crandall (LANL)	W. Kühn (KfK)	D. Schulze (KfK)
G. Dammertz (KfK)	R. Lehmann (KfK)	H. Schweickert (KfK)
W. Eyrich (KfK)	K. Mittag (KfK)	H. Sebening (KfK)
K. Goebel (CERN)	K. R. Müller (KfK)	M. Selig (KfK)
S. Göring (KfK)	N. Münch (KfK)	M. Shubaly (CRNL)
P. Grundel (KfK)	H. Oppermann (KfK)	J.-E. Vetter (KfK)
B. Haferkamp (KfK)	M. Pabst (Univ. Karlsruhe)	D. Warner (CERN)
H. G. Hereward	B. Piosczyk (KfK)	M. Weiss (CERN)

Target

A. Adamietz (KFA)	S. Cierjacks (KfK)	J. Gelissen (KFA)
T.W. Armstrong (KFA)	P. Cloth (KFA)	B. Glaser (KfK)
E. Baumgärtner (KfK)	W. Comper (KfK)	F. Gompf (KfK)
K. Baumgärtner (KfK)	H. Conrad (KFA)	E. Graf (KfK)
G. S. Bauer (KFA)	K. Delis (KFA)	E. Graudus (KFA)
U. Berndt (KfK)	M. Dick (KFA)	H. B. Greiß (KFA)
W. Bertram (KFA)	V. Drüke (KFA)	K. Grünhagen (KFA)
J. Beuth (KFA)	W. Eyrich (KfK)	Cl. Günther (KfK)
K. Boden (KFA)	K. O. Felsch (Univ. Karlsruhe)	H. Haas (KFA)
H. U. Borgstedt (KfK)	H. Feuerstein (KfK)	K. Hain (KfK)
H. J. Bormann (KFA)	D. Filges (KFA)	L. Hellwig (KfK)
H. Borrmann (KfK)	J. K. Fremerey (KFA)	Y. Hino, (KfK)
L. Buth (KfK)	M. Galka (KFA)	H. Hoffmann (KfK)
B. Cernicky (KFA)	M. Gegenheimer (KfK)	S. Howe (KfK)

P. E. Huber (KfK)
P. Jansen (KFA)
H. Kapulla (KfK)
E. Karb (KfK)
C. Kemmerling (KFA)
M. Kloda (KFA)
M. KÜchle (KfK)
R. KÜpper (KFA)
Th. Liesen (KFA)
R. Lison (KFA)
W. Litzow (KFA)
W. Lohmann (KFA)
K. Mack (KfK)
K. Marten (KfK)
Th. Matzerath (KFA)
D. Mihelcic (KFA)
K. Mika (KFA)
G. Möbert (KFA)
R. D. Neef (KFA)

R. Müller (KFA)
U. Müller (KfK)
R. D. Neef (KFA)
N. Nücker (KfK)
G. Otzen (KFA)
N. Paul (KFA)
M. Piesche (Univ. Karlsruhe)
C. Politis (KfK)
F. Raupp (KfK)
M. T. Rainbow (KfK)
W. Reichardt (KfK)
W. Reinold (KFA)
A. Samh (KfK)
W. Scharenberg (KFA)
H. P. Schiffer (KFA)
T. Schmidt (KfK)
Ch. Schröck-Pauli (KFA)
J. Schüle (KFA)
L. Seitz (KFA)

A. Sievers (KFA)
E. Sigismund (KFA)
K. Sonnenberg (KFA)
H. Spitzer (KFA)
H. Stechemesser (KFA)
F. Stelzer (KFA)
G. Sterzenbach (KFA)
M. T. Swinhoe (KfK)
U. Tamm (KfK)
H. Ullmaier (KFA)
W. Veith (Univ. Karlsruhe)
J.-E. Vetter (KfK)
A. Viehöfer (KFA)
F. Wassenhoven (KFA)
H. Wehrle (KfK)
R. Welzel (KFA)
E. Wild (KfK)
H. Wleklinski (KfK)

Experimentiereinrichtungen

B. Alefeld (KFA)
G. S. Bauer (KFA)
K. Böning (TU München)
H. Borrmann (KfK)
R. Golub (TU München)

K. Hain (KfK)
E. Karb (KfK)
M. KÜchle (KfK)
W. Leiling (KfK)
R. Maschuw (KfK)

N. Nücker (KfK)
W. Reichardt (KfK)
U. Schmidt-Rohr (MPI Heidelberg)
H. Weber (TU München)
B. Zeitnitz (KfK)

Kompressorring

J. Ahlbäck (Scanditronix)
W. Busse (HMI; z.Zt. CERN)
R. Cappi (CERN)
C.J.A. Corsten (TH Eindhoven)
H. S. Colonias (LBL; z.Zt. Scanditronix)
W. Davies (CRNL; z.Zt. Scanditronix)
J. P. Delahaye (CERN)
H. Fischer
K. Goebel (CERN)
H. L. Hagedoorn (TH Eindhoven)
M. Höfert (CERN)

W. van Kampen (Univ. Delft)
H. Lindqvist (Scanditronix)
P. F. Meads (z.Zt. Scanditronix)
L. Palumbo (Univ. Neapel; z.Zt. Scanditronix)
K.H. Reich (CERN)
G. Schaffer (KfK)
V. Vaccaro (Univ. Neapel; z.Zt. Scanditronix)
H. Willax (KFA/SIN) †
R. Wolgast (LBL; z.Zt. Scanditronix)
G. Wüstefeld (KFA)

Anlagenplanung

H. Barthel (KfK)
F. Bass (Interatom)
G. S. Bauer (KFA)
F. Beck (CERN)
J. Bernert (KfK)
W. Bertram (KFA)
R. Biedermann (Interatom)
H. Bohlen (Valvo)
G. Böhme (KfK)
E. Boltezar (CERN)
K. Borcharding (KfK)
W. Busse (HMI)
H. Conrad (KFA)
C. Dammertz (KfK)
W. Demant (KfK)
E. Demmel (Valvo)
H. J. Didier (Interatom)
E. Dörner (Interatom)
Ch. Flothow (Interatom)
K. Goebel (CERN)
K. Grünhagen (KFA)
W. Haase-Wessel (ISA-Technik)
B. Haferkamp (KfK)
E. Hanning (KFA)

A. Hellwig (Interatom)
W. Hennhöfer (KfK)
W. Hörl (KfK)
J. Hunter (Interatom)
K. Ide (Interatom)
W. Karbstein (KfK)
C. Kemmerling (KFA)
U. Kirchhof (KfK)
A. Klos (Interatom)
K. H. Knobbe (Herfurth)
J. Koenen (Interatom)
W. Köhler (KfK)
R. Kratzenberg (Interatom)
F. Krauß (Interatom)
W. Kühn (KfK)
F. Laubenthal (ISA-Technik)
K. Läufer (Valvo)
R. Lennartz (KFA)
Th. Liesen (KFA)
N. Manderla (Interatom)
Th. Matzerath (KFA)
W. Monse (Interatom)
H. Müller (Interatom) †
G. Otzen (KFA)

L. Neumann (Valvo)
H. Nöldge (Herfurth)
H. Pieper (KFA)
B. Piosczyk (KfK)
F. Ötzi (Valvo)
F. Rohloff (KFA)
G. Rump (KAPLAN)
M. Salaske (KfK)
G. Schaffer (KfK)
H. Schlange (Valvo)
W. Schmidt (Valvo)
H. Schweickert (KfK)
H. Sebening (KfK)
W. Seither (KfK)
M. Selig (KfK)
D. Simonsen (Interatom)
H. Stechemesser (KFA)
W. Steiger (KfK)
J. Vagner (KfK)
R. Vester (KFA)
J.-E. Vetter (KfK)
F. Wassenhoven (KFA)
H. Weitzenkamp (Interatom)
H. Wrobel (Valvo)

Gliederung der Realisierungsstudie zur Spallations-Neutronenquelle

Teil I **Wissenschaftliche Motivation und Beschreibung der Anlage**

Teil II **Technisch-wissenschaftliche Beschreibung**

Teil III **Originalberichte**

Annex A Grundlagen

Band 1: Beschleuniger

Band 2: Targetstation

Annex B Technische Beschreibung der Anlage

Band 1: Maschinenbau

Band 2: Hochfrequenzerzeugung

Band 3: Leittechnik und Rechnerkontrollsystem

Band 4: Bauten und Versorgungseinrichtungen

Band 5: Sicherheit und Genehmigung

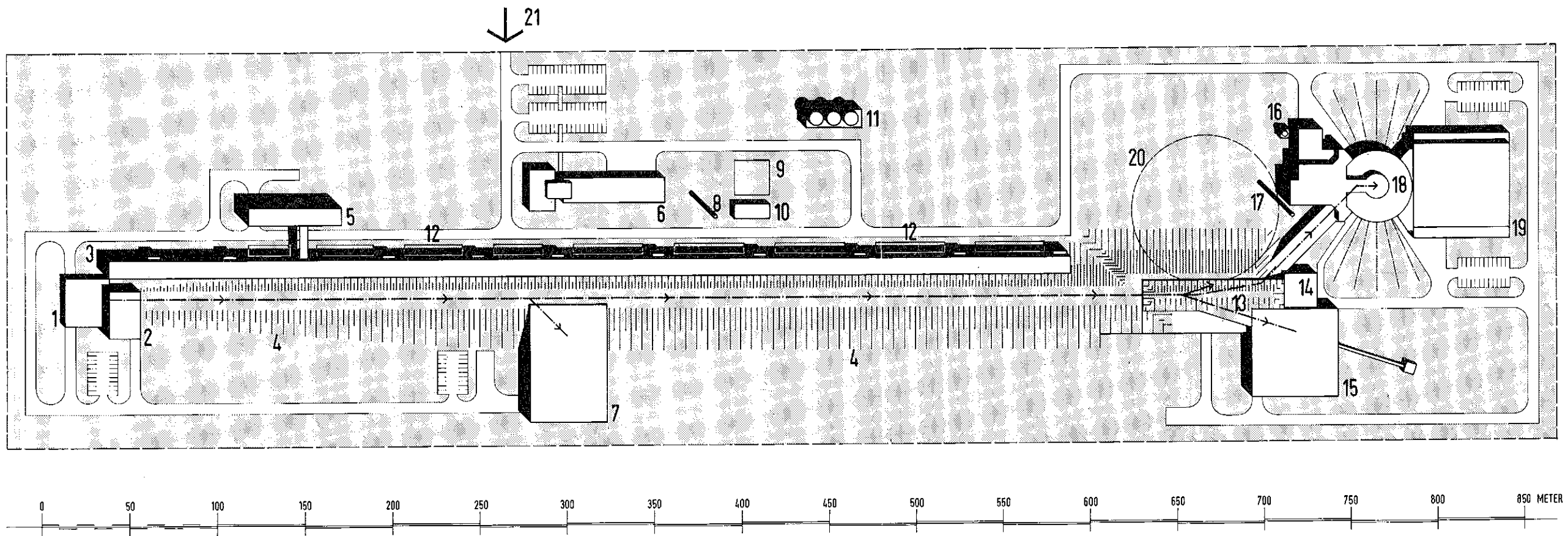
Band 6: Betrieb und Kosten

Annex C Experimentiereinrichtungen

Annex D Optionen

Annex E Untersuchte Alternative: Flüssigmetalltarget

Annex F Beiträge zur wissenschaftlichen Motivation



1 INJEKTIONSGEBÄUDE
 2 MONTAGESCHLEUSE
 3 HOCHFREQUENZGALERIE
 4 ERDWALL (ABSCHIRMTUNNEL)
 5 TEST- UND MONTAGEGEBÄUDE
 6 BETRIEBSGEBÄUDE
 7 350 MeV-EXPERIMENTIERHALLE

8 FORTLUFTKAMIN
 9 FREILUFTSCHALTANLAGE
 10 20 KV-ELEKTROVERTEILUNG
 11 NASSKÜHLTÜRME
 12 HOCHFREQUENZ-ENERGIEVERSORGUNG
 13 HOCHENERGIE-VERTEILUNGSTUNNEL
 14 MONTAGESCHLEUSE

15 1100 MeV-EXPERIMENTIERHALLE
 16 TROCKENKÜHLTURM
 17 FORTLUFTKAMIN
 18 TARGETGEBÄUDE
 19 NEUTRONENLEITERHALLE
 20 KOMPRESSORRING
 21 EINGANG

BEBAUUNGSPLAN REFERENZKONZEPT

SNQ

ARBEITSGEMEINSCHAFT SPALLATIONS-NEUTRONENQUELLE

Abb. 3-2
 Bebauungsplan Referenzkonzept

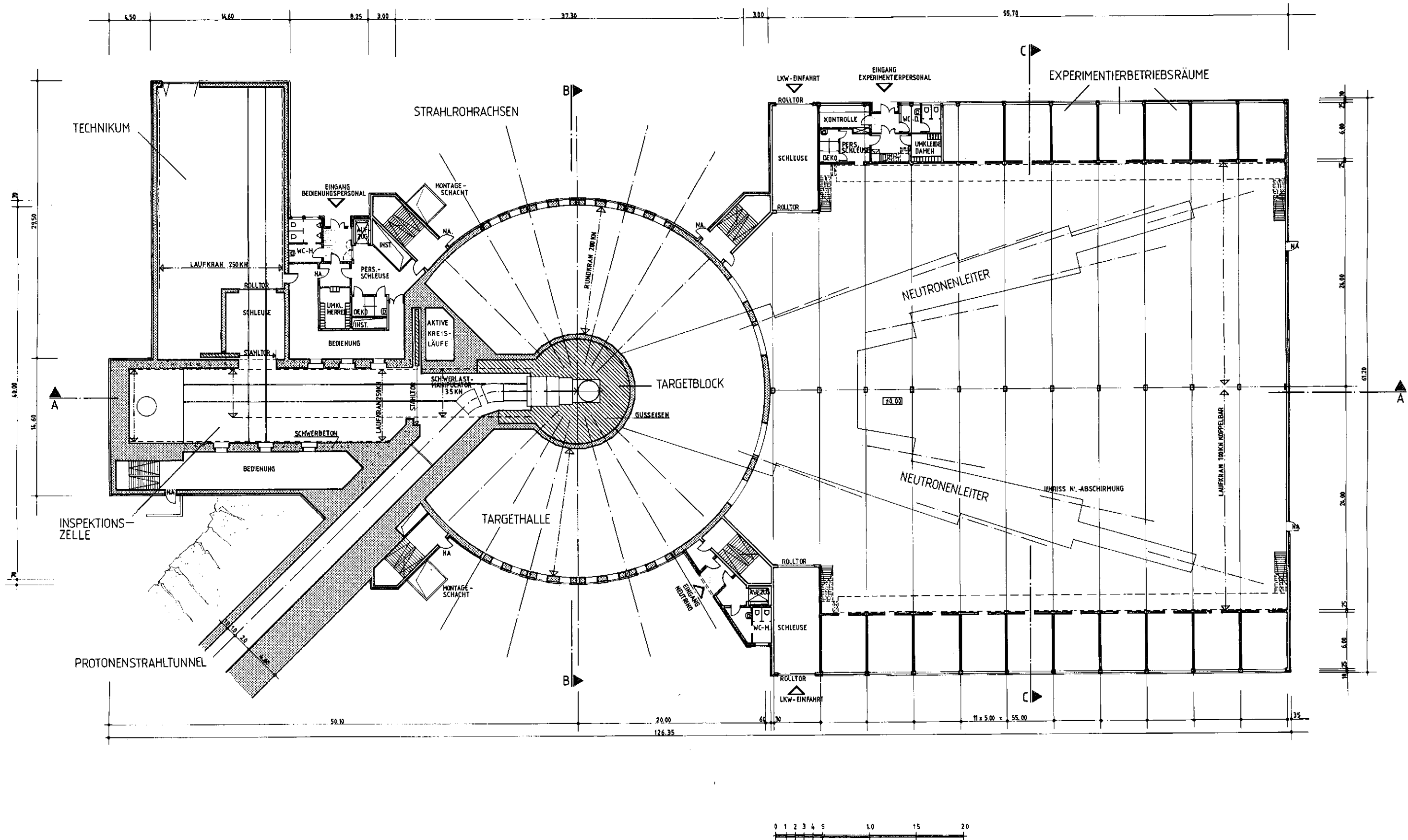


Abb. 3-4
Ziethalle und Neutronenleiterhalle (Erdgeschoss)

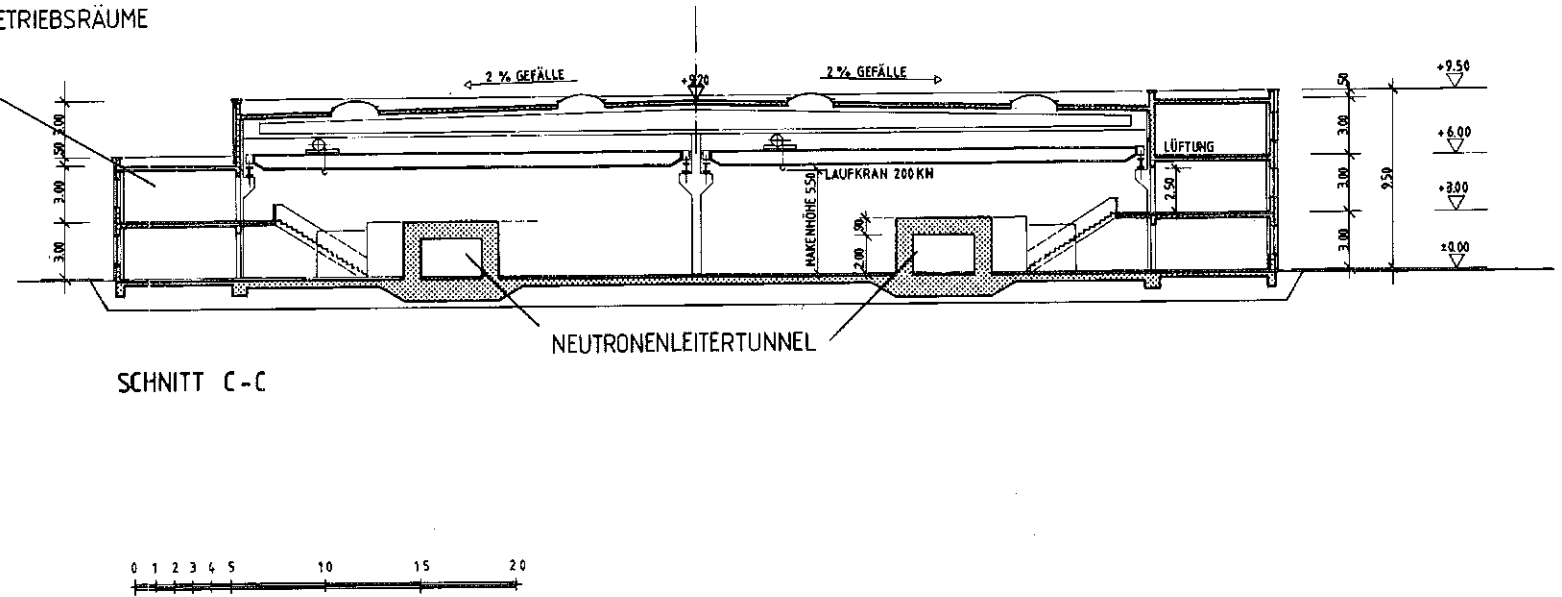
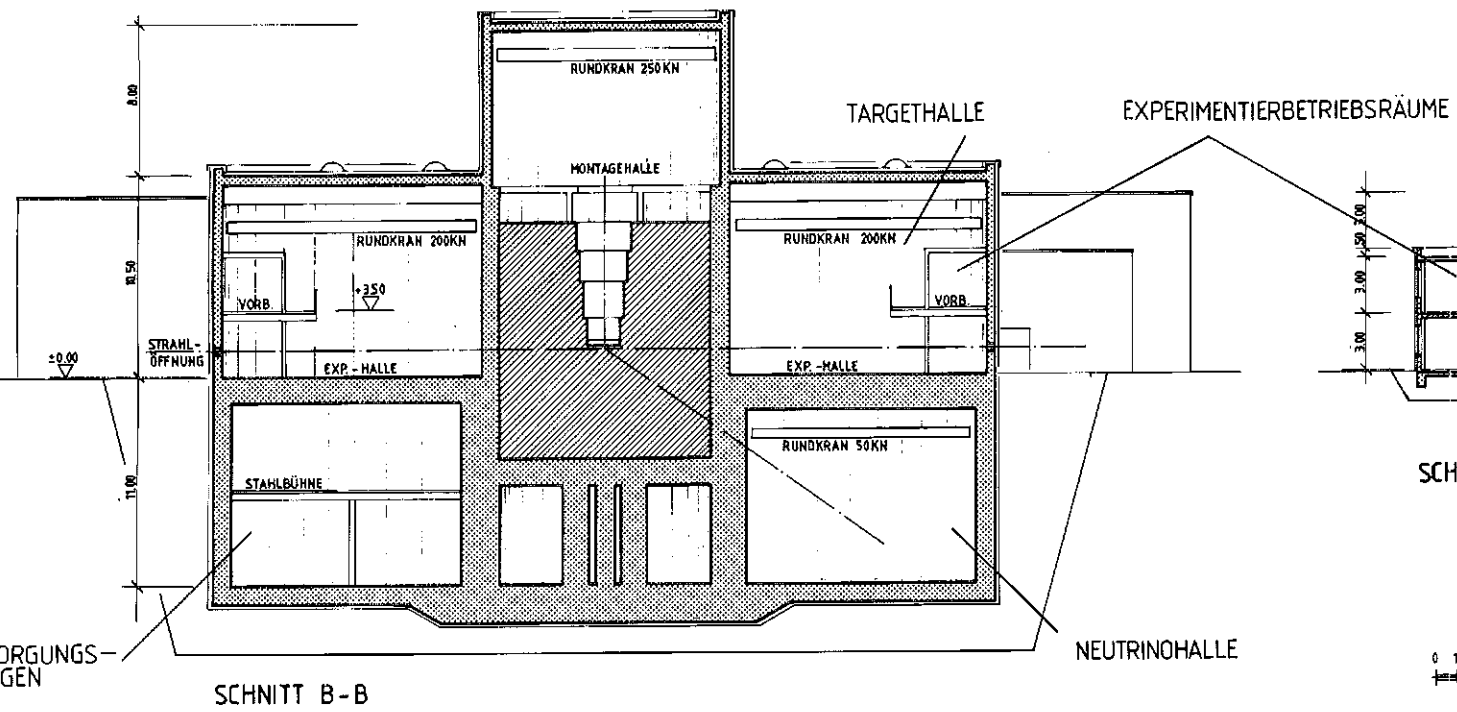
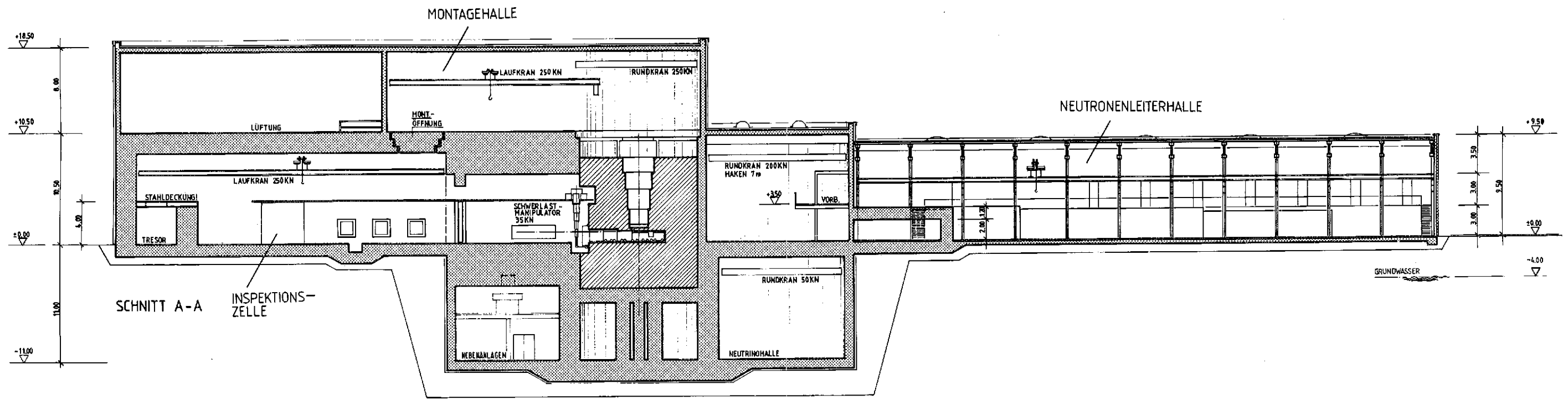
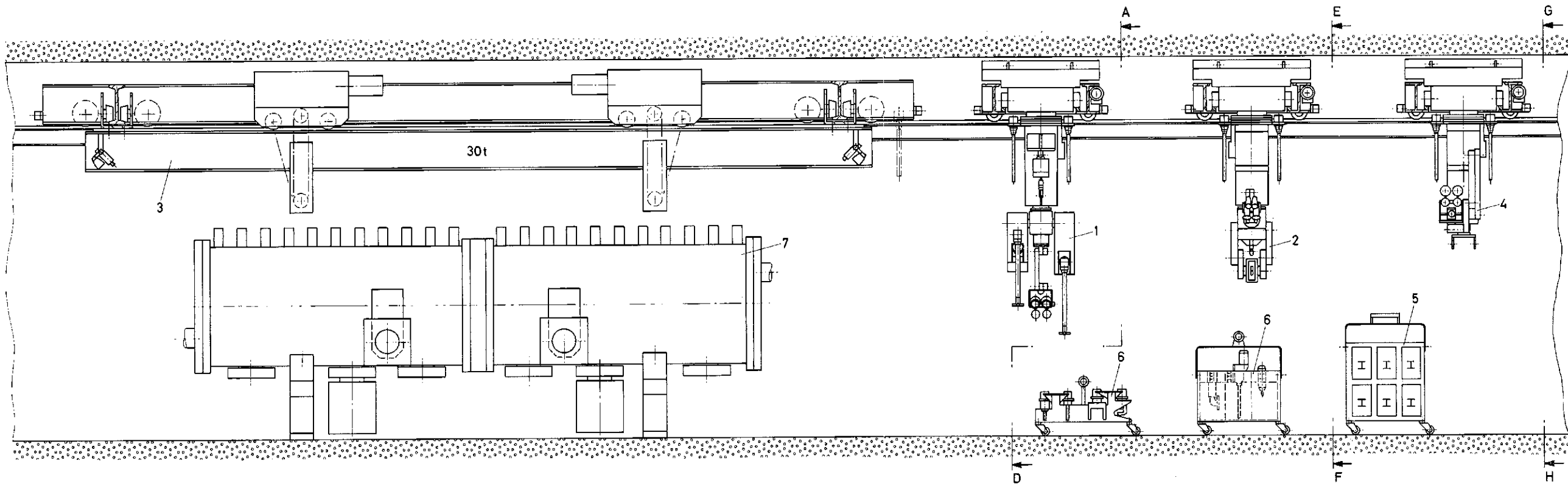


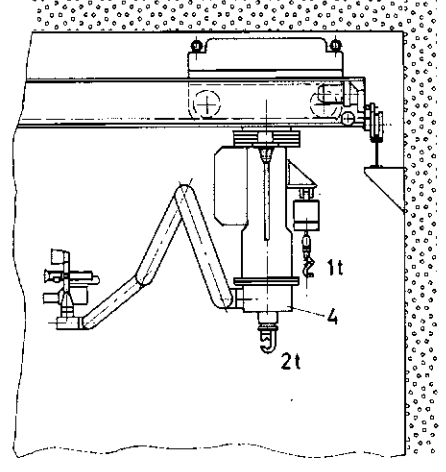
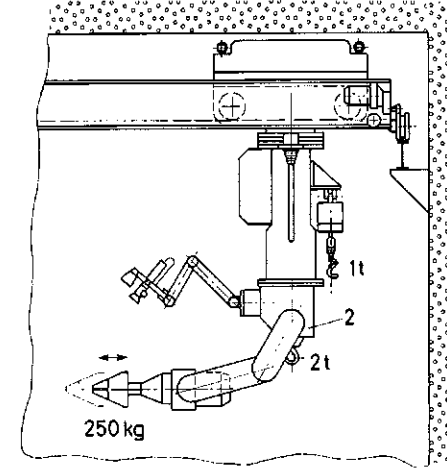
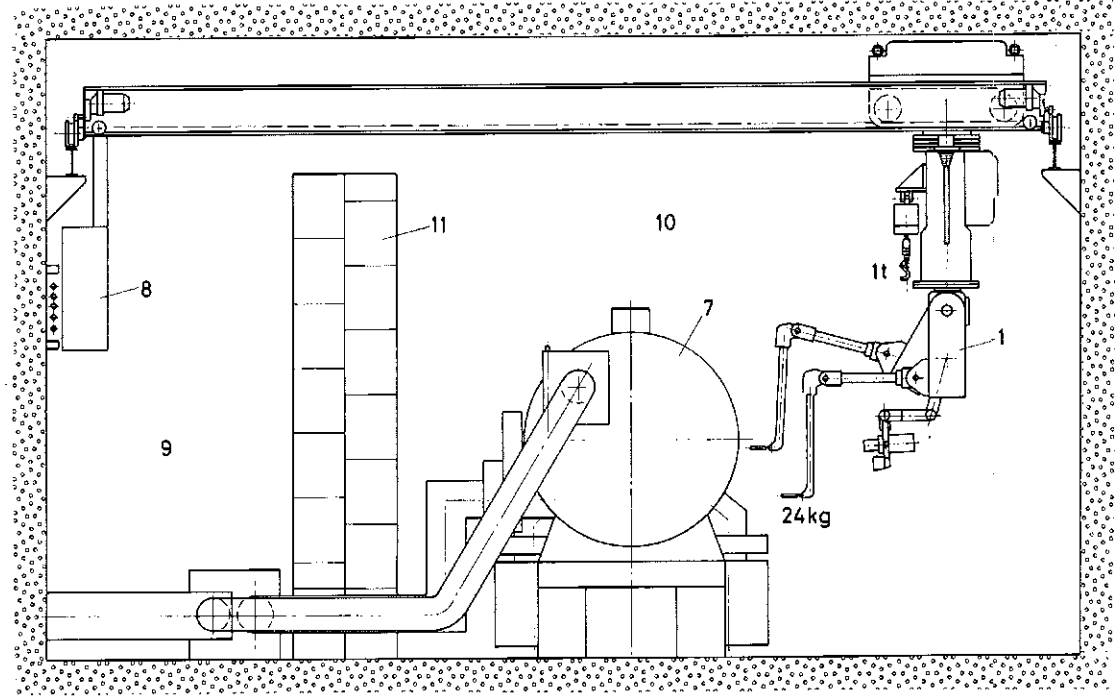
Abb. 3-5
Targetgebäude und Neutronenleiterhalle (Schnitte)



Schnitt A - D

Schnitt E - F

Schnitt G - H



- 1 Elektrischer Master-Slave-Manipulator (EMSM)
- 2 Kraft-Manipulator (KM)
- 3 Tank-Kran
- 4 Fernsehkamera - Einheit
- 5 Werkzeug-Magazine für EMSM
- 6 Bereithalte- und Wechsel-Vorrichtungen für Spezial-Zangen und Werkzeuge für KM
- 7 Disk- and washer-Doppeltank
- 8 Schaltkasten
- 9 Bedienungstunnel
- 10 Strahlentunnel
- 11 Setzstein-Abschirmwand

Abb. 3-16 Handhabungssystem für Beschleuniger

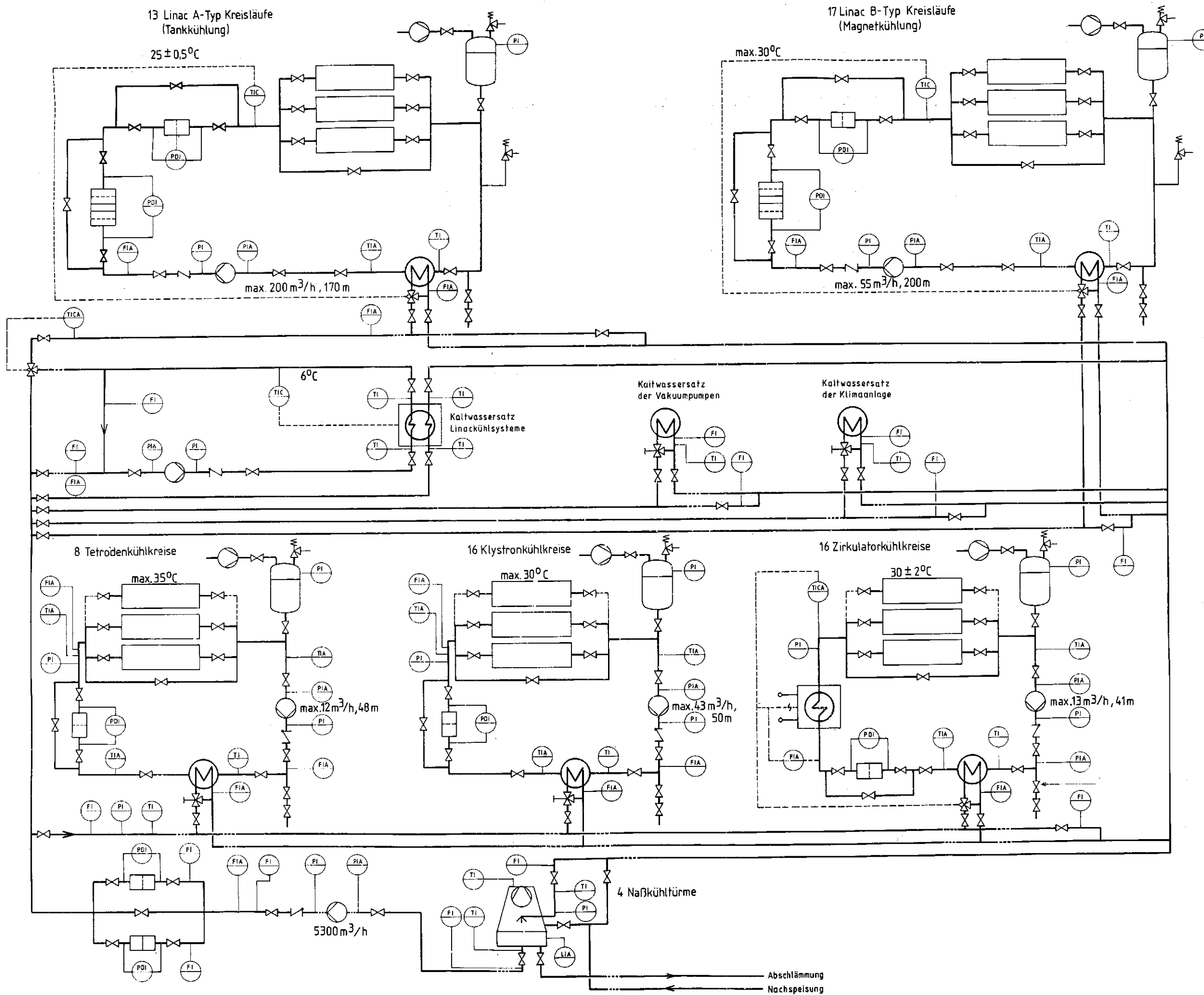


Abb. 3-18
Linearbeschleuniger-Kühlsysteme (Prinzipschaltbild)

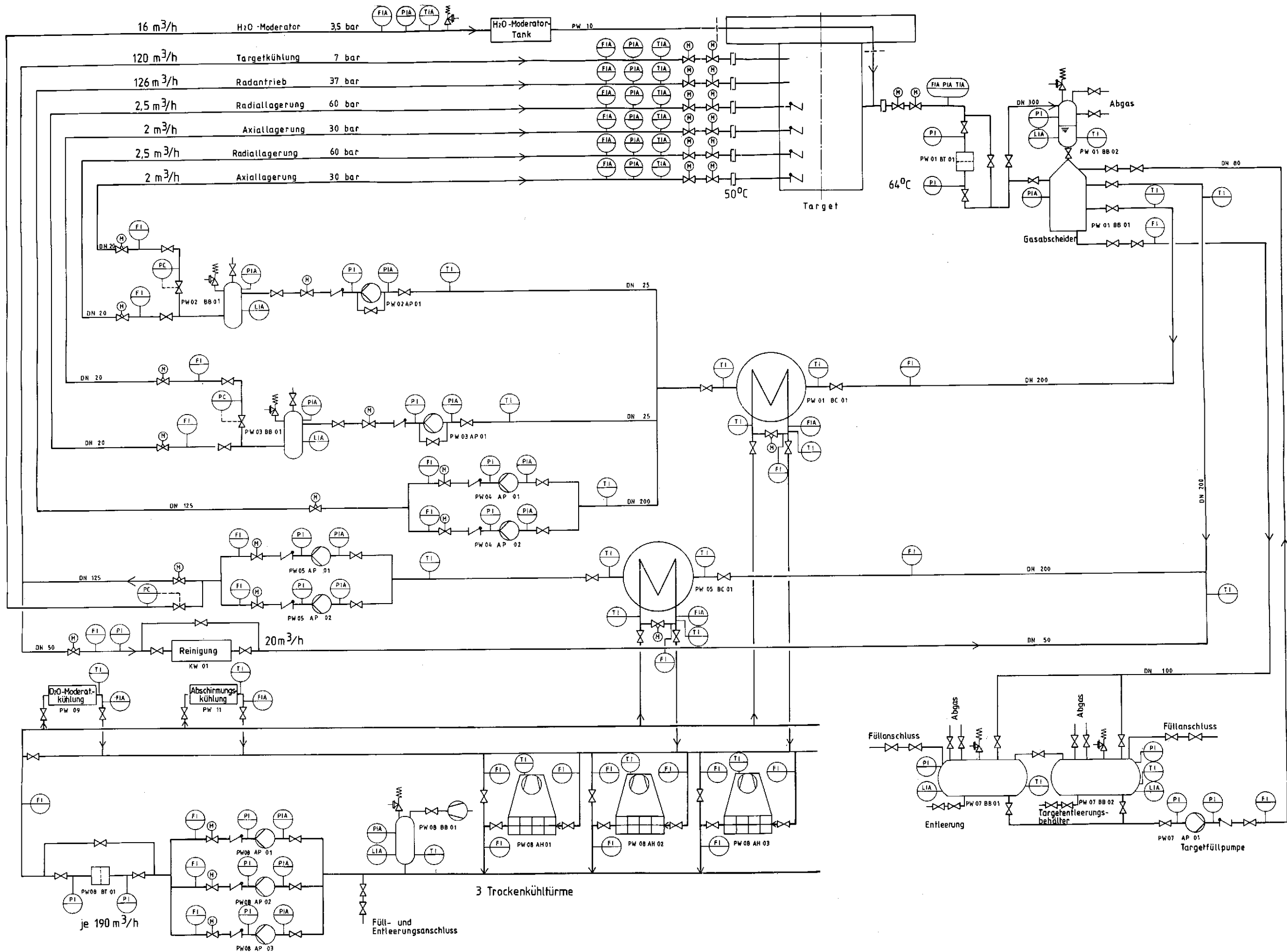


Abb. 3-19
Target-Kühl- und Versorgungskreisläufe (Prinzipschaltbild)