



KfK 4673
Juni 1990

Experimente zur Elektronenkühlung am Niederenergie-Antiprotonen- Speicherring (LEAR)

W. Schwab
Institut für Kernphysik

Kernforschungszentrum Karlsruhe

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE
Institut für Kernphysik

KfK 4673

EXPERIMENTE ZUR ELEKTRONENKÜHLUNG
AM NIEDERENERGIE-ANTIPROTONEN-
SPEICHERRING (LEAR)

von

W. Schwab

von der Fakultät für Physik der Universität
Karlsruhe genehmigte Dissertation

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

Als Manuskript gedruckt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 7500 Karlsruhe 1

ISSN 0303-4003

Kurzfassung

Elektronenkühlung ist eine Methode zur Reduktion des Phasenraums, d.h. der Emittanz und der Impulsbreite, eines Ionenstrahls in einem Speicherring. In einer geraden Sektion des Rings wird dem heißen Ionenstrahl ein dichter, kalter Elektronenstrahl derselben Geschwindigkeit überlagert, welcher in einer Elektronenkanone erzeugt und in einem longitudinalen Magnetfeld (Solenoid) geführt wird. Durch vielfache Coulombstöße zwischen Elektronen und Ionen kommt es zu einem Temperatenausgleich, so daß (unter idealen Bedingungen) der Ionenstrahl die niedrige Temperatur des Elektronenstrahls annimmt. Wie Pionierexperimente Mitte der siebziger bis Anfang der achtziger Jahre an Speicherringen in Novosibirsk, am Fermilab und am CERN gezeigt haben, kann nach kurzer Kühlzeit eine kleine Strahlemittanz und eine sehr geringe Impulsbreite erreicht werden, wie sie für viele Experimente der Kern- und Mittelenergiephysik erforderlich sind. Elektronenkühlung ist ferner der gegenläufige Prozess zur strahlinternen Streuung und zur Vielfachstreuung an Atomen des Restgases oder eines eventuell vorhandenen internen Targets, so daß mit ihr längere Strahllebensdauern und höhere Targetdicken ermöglicht werden. Daher wurde schon bei der Planung des Niederenergie-Antiprotonen-Speicherrings (LEAR) die Entwicklung und der Einsatz eines Elektronenkühlers vorgesehen. Nach einer längeren Entwicklungsphase wurde dieser erste Kühler, der für einen routinemäßigen Betrieb in einem Speicherring vorgesehen war, 1987 in LEAR eingebaut. Danach wurden die ersten Kühlexperimente mit Protonen, und später (1989) mit Antiprotonen, der Energie 6, 10, 21 und 50 MeV erfolgreich durchgeführt; die Anzahl der gespeicherten Ionen war typisch einige 10^7 bis 5×10^9 . In dieser Arbeit werden nun die Ergebnisse aller Kühlexperimente zusammenfassend dargestellt.

Dazu wird zunächst die Theorie der Elektronenkühlung beschrieben, wobei unter anderem die Erhöhung der Kühlkraft durch den Einfluß des Solenoidfeldes dargestellt wird und wobei auf einen eventuell vorhandenen Unterschied in der Kühlkraft für Protonen und Antiprotonen eingegangen wird. Dann folgt eine Beschreibung des LEAR-Kühlers, insbesondere dessen Steuerung samt dem Kontrollprogramm, wie es bei den Experimenten zum Einsatz kam. Danach werden die Möglichkeiten der Strahlkontrolle und der Diagnose zusammengefaßt, welche bei den Kühlexperimenten zur Verfügung standen, um den Strahl gezielt zu präparieren beziehungsweise um dessen Eigenschaften und die Kühlkraft zu bestimmen. Insbesondere wird etwas näher auf die Analyse der Schottky-Signale eingegangen, die im Fall eines kalten Strahls eine ungewöhnliche Struktur zeigten. Nach einer Beschreibung der Optimierung der Kühlung folgt dann die Darstellung der Ergebnisse aller Kühlexperimente.

Von Anfang an wurde eine sehr schnelle Kühlung (im Bereich von sec) und das Erreichen eines tiefen Gleichgewichtszustandes beobachtet. Es wurden longitudinale Kühlzeiten in Abhängigkeit von der Impulsbreite gemessen; die kürzeste Kühlzeit betrug dabei weniger als 100 ms. Es wurden Gleichgewichtsemittanzen und -impulsbreiten von kleiner 1π mm mrad beziehungsweise 10^{-5} bestimmt. Für die Impulsbreiten wurde deren Abhängigkeit von der Teilchenzahl analysiert und deren Verbreiterung mit ansteigender stochastischer Heizleistung untersucht. Die Messung der longitudinalen Kühlkraft als Funktion der Relativgeschwindigkeit zwischen Elektronen und Ionen erfolgte auf zwei Weisen, durch einen Sprung in der Hochspannung und durch Analyse der Gleichgewichtsverteilung, die sich bei konstanter stochastischer Heizung einstellt. Mit der letzteren Methode, die erst während der letzten Experimente entwickelt und getestet wurde, konnte die Kühlkraft bei sehr kleinen Relativgeschwindigkeiten gemessen werden. Die longitudinale Kühlkraft wurde für 10^3 bis 5×10^5 m/s bestimmt, eine maximale Kühlkraft von ungefähr 500 keV/s wurde bei 10^4 m/s für 50 MeV p gemessen. Die exakten Werte hängen von der erreichten Optimierung der Kühlung ab. Der Einfluß des Solenoidfeldes des Kühlers (magnetische Kühlkraft) und der transversalen Ionengeschwindigkeit (Strahlemittanz) wurde bestätigt. Ein Ergebnis bezüglich des Unterschieds in der Kühlkraft für Protonen und Antiprotonen konnte bei diesen Experimenten noch nicht gewonnen werden, jedoch wird gezeigt, daß die neue Methode der Kühlkraftmessung gut geeignet ist, ihn nachzuweisen. Neben diesen Messungen mit einem kontinuierlichen Strahl wurde auch die Kühlung eines gebündelten Strahls untersucht; die kürzeste Bunchlänge betrug 2.5 m. Viele experimentelle Ergebnisse dieser Kühlexperimente werden ferner mit den Resultaten eines Simulationsprogramms für Elektronenkühlung (SPEC) verglichen. Der Verlauf der Kühlung und die erreichbaren Gleichgewichte werden dabei gut von der Simulation wiedergegeben, einige Meßergebnisse sind auch mit Hilfe der Simulation besser verständlich.

Electron cooling experiments at LEAR

ABSTRACT

Electron cooling is a method to reduce the phase space, i.e. the emittance and momentum spread of an ion beam circulating in a storage ring. In one straight section of the ring the hot ion beam is merged with a dense, cold electron beam of same velocity, which is generated in an electron gun and guided in a longitudinal magnetic field (solenoid). Multiple Coulomb-scattering between the electrons and the ions leads to temperature relaxation and the ion beam achieves (under ideal conditions) the low temperature of the electron beam. Pioneering experiments performed at Novosibirsk, Fermilab and at CERN from the middle of the seventies till the beginning of the eighties have shown that small beam emittances and very low momentum spreads as necessary for many experiments in nuclear and medium energy physics can be reached after a short cooling time. Furtheron electron cooling counteracts intra-beam scattering and multiple scattering at atoms of the residual gas or of an internal target, thus the beam lifetime is enlarged and targets of a higher thickness can be used. Therefore, when planning the Low-Energy-Antiproton-Ring (LEAR), the development and operation of an electron cooler was already foreseen. In 1987, after a longer phase of development this first cooler to be used in routine operation in a storage ring was built into LEAR. Thereafter cooling experiments with 6, 10, 21 and 50 MeV protons, and later on (1989) also with antiprotons, were successfully performed; the number of stored ions was some 10^7 to 5×10^9 , typically. In this paper the performance of the experiments is described and the results of all cooling experiments are summarized.

First of all the theory of electron cooling is described, whereby, amongst other things, the enhancement of the friction (cooling) force due to the solenoidal magnetic field is explained and whereby a possible difference in the friction force for protons and antiprotons is discussed. Thereafter a description of the LEAR cooler follows, especially of its electronic control system, together with the computer code, as it was used during the experiments. Then the beam control and diagnostic equipment is summarized, which could be used during the cooling experiments to prepare the ion beam and to determine its equilibrium properties and the friction force, respectively. Especially the analysis of the Schottky signals which showed an unusual behaviour in the case of a cold beam is explained in more detail. After describing the optimization of the cooling the presentation of the results of all cooling experiments follows.

From the beginning on a very fast cooling (in the range of seconds) and the achievement of a low equilibrium state was observed. Longitudinal cooling times were measured in dependence of the momentum spread; the shortest cooling time was less than 100 ms. Equilibrium emittances and momentum spreads lower than 1π mm mrad and 10^{-5} , respectively, were determined. For the momentum spread its dependence on the number of particles was analysed and its increase with the heating power was examined with the help of stochastic heating. The measurement of the longitudinal friction force as a function of the relative velocity between the electrons and the ions was done in two different ways, by high voltage steps and by analysing the equilibrium distribution, which is reached in the presence of a constant stochastic heating. The latter method which was developed and firstly tested during the last experiments is well suited to measure the friction force at very low relative velocities. The longitudinal friction force was determined in the velocity range of 10^3 to 5×10^5 m/s showing a maximum of about 500 keV/s (for 50 MeV p) at 10^4 m/s. The exact values depend on the achieved optimization of the cooling. The influence of the solenoidal field of the cooler (magnetic friction force) and of the transverse ion velocity (beam emittance) was confirmed. A result concerning the difference in the friction force for protons and antiprotons couldn't be received yet from these measurements, it is shown, however, that the new method of friction force measurement is well suited to find out such a difference. Besides these measurements which were done with a continuous beam the cooling of bunched beams was demonstrated, too; the shortest bunch length which could be achieved was 2.5 m. Furtheron many experimental results are compared with the outcome of a simulation program for electron cooling (SPEC). The temporal development of the cooling and the achieved equilibrium properties are well reproduced by the simulation, also some experimental results can be better understood with the help of the simulation.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1: Einleitung	1
Kapitel 2: Theorie der Elektronenkühlung	4
2.1 Das Prinzip der Elektronenkühlung	4
2.2 Kühlkraftberechnungen	6
2.2.1 Das binäre Stoßmodell	7
2.2.2 Einfluß des Solenoidfeldes	9
2.2.3 Das Plasmamodell	11
2.2.4 Der Einfluß des Ladungsvorzeichens des Ions	14
2.3 Kühlzeiten und Gleichgewichte	15
Kapitel 3: Der LEAR-Elektronenkühler: Aufbau und Steuerung	17
3.1 Strahlerzeugung und Beschleunigung	17
3.1.1 Aufbau der Elektronenkanone und Perveanz	17
3.1.2 Fokussierung während der Beschleunigung	18
3.1.3 Temperatur des Elektronenstrahls	19
3.2 Strahleigenschaften und -führung in der Driftstrecke	20
3.2.1 Raumladungseffekte	20
3.2.2 Anforderungen an die magnetischen Führungsfelder	22
3.3 Strahlrückgewinnung im Kollektor	23
3.3.1 Prinzipielle Anforderungen an einen Kollektor	23
3.3.2 Der LEAR-Kollektor	24
3.4 Elektrische Schaltung, Vakuum und Elektronenstrahlidiagnose	25
3.4.1 Elektrische Schaltung und Hochspannungsversorgung	25
3.4.2 Anforderungen an das Vakuum	26
3.4.3 Diagnose am Elektronenstrahl	26
3.5 Steuerung des LEAR-Kühlers	28
3.5.1 Hardware und Räumlichkeiten	28
3.5.2 Optimierung der Kühlerparameter und Skalierungseigenschaften	30
3.6 Die Kontrollprogramme	31
3.6.1 Anforderungen und allgemeiner Aufbau	31
3.6.2 Die Database-Datei	33
3.6.3 Beschreibung von KEY	34
3.6.4 Datentransfer und Kommunikation zwischen KEY und CMD	36
3.6.5 Beispiele der Steuerung des Kühlers	37
Kapitel 4: Gespeicherte Ionenstrahlen	39
4.1 Der Phasenraum des Ionenstrahls	39
4.1.1 Magnetische Struktur und Bewegungsgleichung	39
4.1.2 Betatron-Schwingungen	40
4.1.3 Resonanzen und Arbeitspunkt	42
4.1.4 Dispersion und Chromatizität	43
4.1.5 Longitudinal gebündelte Ionenstrahlen	43
4.1.6 Instabilitäten	45
4.2 Streuprozesse im Ionenstrahl	47
4.2.1 Streuung am Restgas (am internen Target)	47
4.2.2 Strahlinterne Streuung	48
Kapitel 5: Durchführung der Kühlexperimente und Strahlidiagnose	51
5.1 Der Niederenergie-Antiprotonen-Ring (LEAR)	51
5.1.1 Antiprotonenerzeugung und Akkumulation am CERN	51
5.1.2 Beschreibung des LEAR-Rings	51
5.2 Arten des Strahlbetriebs und deren Einstellung	53

5.3 Strahlmanipulation vor und während der Kühlexperimente	56
5.4 Strahl diagnose	58
5.4.1 Diagnose mit Elementen des LEAR-Rings	58
5.4.2 Strahl diagnose mit rekombinierten Protonen	60
5.5 Analyse von Schottky-Spektren	64
5.5.1 Schottky-Spektren warmer Ionenstrahlen	64
5.5.2 Frequenzspektrum dichter Strahlen und longitudinale Stabilität	66
Kapitel 6 : Ergebnisse der Kühlexperimente	71
6.1 Optimierung der Kühlung und Elektronenstrahleigenschaften	73
6.1.1 Neutralenrate und Elektronenstrahltemperatur	73
6.1.2 Messung der Umlauffrequenz	77
6.2 Messung von Kühlzeiten und deren Interpretation	79
6.2.1 Simulationsprogramm für Elektronenkühlung (SPEC)	79
6.2.2 Messung von Kühlzeiten	80
6.3 Messung des Gleichgewichtszustands	86
6.3.1 Gleichgewichtsemittanzen	86
6.3.2 Gleichgewichtsimpulsbreiten	88
6.3.3 Gleichgewichte bei gleichzeitigem Heizen	94
6.4 Kühlkraftmessungen	97
6.4.1 Änderung des Strahlimpulses nach einem Sprung der Kathodenspannung	97
6.4.2 Impulsverteilung im Gleichgewicht mit stochastischem Heizen	101
6.5 Messungen mit longitudinal gebündelten Strahlen	107
Kapitel 7: Zusammenfassung und Ausblick	112
7.1 Zusammenfassung der wichtigsten Ergebnisse	112
7.2 Ausblick: Kristalline Ionenstrahlen	113
Literaturliste	116
Anhang: Häufig benutzte Symbole und Konstanten	120

Kapitel 1: Einleitung

Die Qualität eines gespeicherten Ionenstrahls wird unter anderem an seiner Energiebreite, Strahlgröße und Strahldivergenz beurteilt, durch welche auch die Strahltemperatur bestimmt ist. Diese Größen legen auch den Bereich des Phasenraums fest, den der Ionenstrahl einnimmt, und zusammen mit der Teilchenzahl die Phasenraumdicke. Viele Experimente der Atom- und Mittelenergiephysik benutzen inzwischen Ionen, die in einem geschlossenen Ring gespeichert werden. Diese Ionen können dann für externe Experimente wieder extrahiert werden oder für Experimente mit einem internen Target benutzt werden. Da für diese Experimente Ionenstrahlen hoher Dichte erforderlich sind, wie sie bei Injektion in den Speicherring nicht vorliegen, muß deren Energiebreite und Strahlgröße bei konstanter Teilchenzahl verringert werden. Im Falle eines internen Targets muß ferner der Strahlaufweitung entgegengewirkt werden. Die fokussierenden Felder des Speicherrings verändern aber nur die Art der Phasenraumbesetzung, nicht jedoch die Dichte der Ionen im Phasenraum; aufgrund des Theorems von Liouville ist dies nicht möglich ohne eine dissipative Kraft (*Kühlkraft*). Diese Reduktion von Energiebreite und Divergenz wird als Strahlkühlung bezeichnet. Im Falle von Elektronenstrahlen hoher Energie erfolgt die Strahlkühlung durch Aussenden von Synchrotronstrahlung, wegen der größeren Masse der Ionen ist dieser Effekt dort jedoch ohne Bedeutung, so daß früh andere Wege gesucht wurden. Der Ausgangspunkt dieser Entwicklungen war genau genommen die Akkumulation von Antiprotonen, die durch inelastische Streuung von Protonen hoher Energie erzeugt werden und die das Target dann mit großer Energie- und Winkelstreuung verlassen. Die Antiprotonen müssen daher zuerst gesammelt und gekühlt werden, bevor sie für Experimente verwendet werden können. Dazu wurden in den siebziger Jahren zwei verschiedene Wege eingeschlagen und weiterentwickelt.

Schon früh wurde für die Strahlkühlung die Ausnutzung der Wechselwirkung der Ionen mit Elektronen in Betracht gezogen. Der Energieverlust durch Ionisation an leichten Gastargets hat jedoch longitudinal wegen der hohen Relativgeschwindigkeit nur einen kleinen Kühleffekt zur Folge und führt vor allem zur Abbremsung der Ionen. Aufgrund von Vielfachstreuung und Diffusion kommt es ferner zu einem transversalen Aufblasen des Strahls. Budker [1] hat stattdessen die Verwendung eines Elektronengases in einer spezifischen Methode vorgeschlagen, woraus sich die Elektronenkühlung [2], [3] entwickelt hat. Dazu wird ein intensiver, kalter Elektronenstrahl so dem Ionenstrahl überlagert, daß beide Strahlen parallel mit der gleichen mittleren Geschwindigkeit verlaufen. Der Elektronenstrahl wird dazu in einer Kathode ständig neu erzeugt und nach dem Überlapp in einem Kollektor aufgefangen; auf seinem ganzen Weg befindet sich der Elektronenstrahl, unter anderem wegen der Fokussierung, in einem longitudinalen Magnetfeld, das von Solenoid- und Toroidmagneten erzeugt wird. Durch Coulombstöße zwischen den Ionen und den Elektronen wird im Ruhesystem des Strahls die Geschwindigkeit der Ionen vermindert, bis sich ein Gleichgewicht in der Nähe der Elektronentemperatur eingestellt hat. Daneben wurde als weitere Kühlmethode die stochastische Kühlung [4] entwickelt, bei der eine direkte Korrektur der Ionenbewegung im Strahl über einen elektronischen Regelkreislauf erfolgt. Die stochastische Kühlung hat vor allem Vorzüge bei heißen Ionenstrahlen hoher Energie, während mit der Elektronenkühlung eine höhere Phasenraumdicke in einer deutlich kürzeren Kühlzeit erreicht werden kann.

Erste Testexperimente mit der Elektronenkühlung, die vor allem Untersuchungen zur Dynamik des Kühlprozesses und Messungen der Kühlkraft beinhalteten, wurden Mitte der siebziger Jahre am NAP-M-Ring in Novosibirsk mit Protonen durchgeführt [5]. Die grundlegende Theorie der Elektronenkühlung wurde bestätigt und konnte aufgrund der Experimente weiter verfeinert werden. Diese Experimente und weitere, die daraufhin ebenfalls mit Protonen am CERN [6] und am Fermilab [7] durchgeführt wurden, zeigten klar die Durchführbarkeit und Effektivität dieser Kühlmethode. Zur Durchführung dieser Experimente war jeweils ein kleiner Speicherring gebaut worden (am CERN: *ICE, Initial Cooling Experiment*). Alle diese Experimente hatten gezeigt, daß Protonenstrahlen schnell zu einer hohen Phasenraumdicke gekühlt werden können. Dies motivierte, den routinemäßigen Einsatz von Elektronenkühlung bei der Planung eines Speicherrings für niederenergetische Antiprotonen (LEAR) [8] einzubeziehen, denn Elektronenkühlung wurde als vielversprechendes Hilfsmittel angesehen, mit der viele geplante Ziele des LEAR leichter oder überhaupt erst erreicht werden können. Die Entwicklung des Elektronenkühlers für LEAR mußte dabei erstmals den routinemäßigen Betrieb in einem Speicherring berücksichtigen und die entsprechenden Vakuumanforderungen erfüllen, bevor der Kühler in den Ring

eingebaut wurde und die Experimente beginnen konnten. Inzwischen ist der Einsatz von Elektronenkühlung für mehrere Ionenspeicherringe geplant und entwickelt worden, am Testspeicherring (TSR) in Heidelberg [9] und am Kühler-Speicherring der Universität von Indiana [10] wurden auch schon Kühlexperimente mit leichten Ionen durchgeführt beziehungsweise der gleichzeitige Einsatz eines internen Targets untersucht.

Nachdem 1977 die Idee eines Speicherrings für niederenergetische Antiprotonen geboren war, kam es 1979 zu einer konzeptuellen Studie, die im Mai 1980 vom CERN Research Board genehmigt wurde. Nach einem Testbetrieb mit Protonen begann Ende 1983 der routinemäßige experimentelle Betrieb mit Antiprotonen. LEAR [11] ermöglichte seitdem vielseitige Experimente im Bereich der Mittelenergie-Teilchenphysik mit gespeicherten Antiprotonen. Dies waren Streu- und Stopexperimente in H_2 -Targets und schweren Kernen, die von der um viele Größenordnungen angestiegenen Intensität von \bar{p} bei kleinen und mittleren Energien (Impulse bis 2 GeV/c), dem erstmals zugänglichen Energiebereich unter 0.3 GeV/c und der verbesserten Strahlqualität und Reinheit bei diesen kleinen Energien profitierten. Schwerpunkte der ersten experimentellen Periode waren Untersuchungen der Dynamik der starken Wechselwirkung im nicht-perturbativen Bereich der Quantenchromodynamik (QCD) bei kleinen Energien, der Annihilationsprozesse im $p\bar{p}$ -System und in schweren Kernen, weiterhin Untersuchungen der exotischen Atome und des Protoniums, die Suche nach gluonischen Zuständen, und schließlich die Produktion von Strangeness-Teilchen [12]. Als weitere Verbesserungen und Ergänzungen waren von Anfang an die Elektronenkühlung, ein internes Target, ko-rotierende \bar{p} und H^- -Strahlen, der $p\bar{p}$ -Collider Mode, höhere Strahlintensitäten bis zu 10^{11} \bar{p} und sehr niedrige Energien bis unter 20 MeV/c vorgesehen und bei der Planung von LEAR berücksichtigt worden. Folgende Zielvorstellungen für LEAR, von denen einige nur mit der Elektronenkühlung erreichbar sind, waren unter anderem aufgestellt worden:

- Injektion von Antiprotonen bei 600 MeV/c und (zu Testzwecken) Betrieb mit Protonen des Linac bei 300 MeV/c.
- Abbremsung der Antiprotonen auf Impulse unter 100 MeV/c (5.3 MeV kinetischer Energie), später bis unter 20 MeV/c (0.2 MeV).
- Lange Speicherzeiten (einige Stunden) auch bei den niedrigsten Energien, was sowohl ein sehr gutes Vakuum als auch eine effiziente und schnelle Strahlkühlung erfordert.
- Hohe Anzahl gespeicherter Antiprotonen (typisch 3×10^9 , später evtl. bis zu einigen 10^{11})
- Hohe Strahlintensität, das heißt hohe Teilchenzahlen bei kleiner Emittanz und geringer Impulsbreite, auch bei kleinsten Energien. Dies ist ohne Elektronenkühlung nicht erreichbar.
- Gleichsinnig laufende Strahlen von \bar{p} und H^- zur Spektroskopie von Protonium im Flug [13].
- Kollidierende Strahlen von p und \bar{p} , vor allem bei den höheren Energien bis zu 2 GeV/c (unter anderem für Präzisionsexperimente in der Charmonium-Region).
- Einsatzmöglichkeit eines internen, eventuell polarisierten Gastargets [14]. Dem Anwachsen der Emittanz durch Streuung im Target muß durch Strahlkühlung entgegengewirkt werden, die Elektronenkühlung erlaubt dabei höhere Targetdichten.
- Ultra-langsame Extraktion des Antiprotonenstrahls (typisch 10^6 \bar{p}/s) über einen Zeitraum von 10^3 s [15].
- Schnelle Extraktion mit anschließender weiterer Abbremsung der Antiprotonen auf thermische Energien (Einfang von Antiprotonen in elektromagnetische Fallen).
- Einsatz von stochastischer Kühlung, unter anderem zur Vorkühlung nach der Injektion von Antiprotonen bei 600 MeV/c vor einem weiteren Abbremsen und zur ultra-langsamem Extraktion.
- Erweiterung durch Elektronenkühlung, deren Aufgabe vor allem die Kühlung bei den kleineren Energien unter 50 MeV ist. Damit sollen unter anderem längere Strahllebensdauern für $p\bar{p}$ Kollisionen und ko-rotierende \bar{p} und H^- -Strahlen erreicht und die Luminosität bei Einsatz eines internen Targets erhöht werden.

Wegen der ebenfalls vorhandenen stochastischen Kühlung bei höheren Energien wurde der LEAR-Kühler zunächst für die niedrigeren Energien bis 50 MeV geplant. Die Entwicklung des Kühlers [16], die ab 1981 in einer Kollaboration zwischen dem KfK und dem CERN durchgeführt wurde, profitierte dabei von den Erfahrungen mit dem ICE-Kühler, von dem außerdem die Kanone, der Kollektor, der Solenoidmagnet und Teile des Vakuumsystems übernommen werden konnten. Schwerpunkte der Entwicklung waren dann die Anpassung des Kühlers an die Vakuumanforderungen des LEAR [17], ein verbesserter Einfang des Elektronenstrahls im Kollektor, die Entwicklung einer einfachen, computerge-

steuerten Kontrolle des Kühlers und eine sorgfältige Vermessung und Korrektur des Solenoidfeldes [18]. Dazu wurde zunächst eine lineare Anordnung aufgebaut [19], mit der diese Verbesserungen getestet und entwickelt wurden. Nach Fertigstellung der noch erforderlichen neuen Vakuumteile erfolgte 1984/85 der endgültige Zusammenbau des Kühlers und dessen Inbetriebnahme außerhalb des LEAR-Rings.

Da ein Einbau in den Ring nicht sofort möglich war, wurde die Zeit genutzt, Diagnosemöglichkeiten für den Elektronenstrahl zu entwickeln und zu testen. Eine Methode basiert auf dem Nachweis von Mikrowellenstrahlung, die von den Elektronen emittiert wird, während sie um die Magnetfeldlinien spiralisieren [20]. Aus der Intensität der emittierten Strahlung konnte auf die transversale Temperatur des Elektronenstrahls geschlossen werden. Eine weitere Diagnose gelang mit Hilfe von Laserlicht, das axial entgegengesetzt zu den Elektronen eingestrahlt wurde [21]. Der Nachweis von rückgestreuten Photonen erlaubte damit einen Rückschluß auf die longitudinale Strahltemperatur. Ferner wurde die Emission von Röntgenlicht durch Verlustelektronen untersucht [22]. 1987 wurde der Kühler schließlich in den LEAR-Ring eingebaut und die Kühlexperimente konnten beginnen. Nachdem zunächst Experimente mit Protonen im Oktober 1987 und im März 1988 den erfolgreichen Betrieb der Elektronenkühlung zeigten, wurden im April 1989 noch Kühlexperimente mit Antiprotonen durchgeführt [23]. Die Durchführung und Auswertung dieser Experimente und die daraus gewonnenen Erkenntnisse werden in dieser Arbeit ausführlich beschrieben.

Im nächsten Kapitel folgt zunächst eine ausführliche Beschreibung der Theorie der Elektronenkühlung, wobei unter anderem die Erhöhung der Kühlkraft durch den Einfluß des Solenoidfeldes dargestellt wird und wobei auf einen eventuell vorhandenen Unterschied in der Kühlkraft für Protonen und Antiprotonen eingegangen wird. Im dritten Kapitel wird der LEAR-Kühler mit seinen Komponenten und den daraus folgenden Eigenschaften des Elektronenstrahls beschrieben, ein weiterer Schwerpunkt ist die Beschreibung der Steuerung und der Kontrolle des Kühlers. Kapitel 4 beinhaltet eine zusammenfassende Darstellung der Physik gespeicherter Ionenstrahlen, wie es zum Verständnis dieser Arbeit notwendig ist. Darunter fallen auch die Streuprozesse des Ionenstrahls, durch welche im allgemeinen die erreichbare Emittanz und Impulsbreite begrenzt werden. Bevor die Ergebnisse der Kühlexperimente im sechsten Kapitel dargelegt werden, wird noch in Kapitel 5 beschrieben, wie diese Experimente durchgeführt worden sind und welche Elemente zur Diagnose des Ionenstrahls eingesetzt wurden.

Kapitel 2: Theorie der Elektronenkühlung

2.1 Das Prinzip der Elektronenkühlung

Das Prinzip dieser Methode basiert auf Erkenntnissen der Plasmaphysik und deren Anwendung auf einen zirkulierenden Ionenstrahl. Ein zweikomponentiges Plasma mit den Temperaturen T_1 und T_2 strebt durch Vielfachstöße einem Gleichgewicht entgegen. Die durch $dT_1/dt = -(T_1 - T_2)/\tau$ definierte Energieausgleichszeit (*Relaxationszeit*) τ hängt vor allem von der Dichte des Plasmas und den anfänglichen Temperaturen ab. Für ein Plasma aus Ionen und Elektronen, die jeweils einer Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung mit den Temperaturen T_i und T_e gehorchen, erhält man für die Relaxationszeit τ eines Ions der Ladungszahl Z [24]:

$$\tau = \frac{3 m_i/m_e}{8 (2\pi)^{1/2} Z^2 r_e^2 c L_C} \frac{1}{n_e} \left(\frac{kT_i}{m_i c^2} + \frac{kT_e}{m_e c^2} \right)^{3/2} \quad (2.1)$$

L_C ist dabei der Coulomblogarithmus (siehe Gl. 2.11), $r_e = e^2/(4\pi\epsilon_0 m_e c^2)$ der klassische Elektronenradius, n_e die Dichte des Elektronenplasmas und m_i (m_e) die Masse des Ions (Elektrons). Man kann also kurze Relaxationszeiten (*Kühlzeiten*) für einen gespeicherten Ionenstrahl, der im Ruhesystem einem Plasmaschlauch entspricht, erhalten, wenn man diesem ein dichtes und kaltes Elektronenplasma überlagert. Dies entspricht im Laborsystem einem intensiven Elektronenstrahl, der die gleiche mittlere Geschwindigkeit hat wie der Ionenstrahl. Die Temperatur des Ionenstrahls parallel und senkrecht zur Strahlrichtung \vec{s} ist dabei durch dessen Impulsunschärfe σ_p/p beziehungsweise durch dessen horizontale und vertikale Strahldivergenz $\theta_{H,V}(s)$ gegeben (siehe Gl. 4.12):

$$kT_{i,\parallel} = 1/2 m_i c^2 \beta^2 (\sigma_p/p)^2, \quad kT_{i,\perp} = 1/2 m_i c^2 \beta^2 \gamma^2 \theta_{\perp}^2(s), \quad (2.2)$$

$$\text{mit } \theta_{\perp}^2(s) = \theta_H^2(s) + \theta_V^2(s) = \langle v_{\perp}^2 \rangle / (\beta \gamma c)^2 \quad (2.2a)$$

(β , γ : relativistische Faktoren, c : Lichtgeschwindigkeit). Für die Temperatur des Elektronenstrahls gelten entsprechende Gleichungen. Gln. 2.1 und 2.2 erlauben eine erste Abschätzung der longitudinalen und transversalen Kühlzeit (im Laborsystem) für heiße Ionenstrahlen ($T_e \ll T_i$). Daraus kann dann der hauptsächliche und effektivste Einsatzbereich für die Elektronenkühlung abgelesen werden (Faktor γ^2 von der Lorentz-Transformation der Zeit und der Elektronendichte, A ist die Atommasse der Ionen):

$$\begin{aligned} \tau_{\parallel} &\sim \gamma^2 \beta^3 (\sigma_p/p)^3, & \tau_{\perp} &\sim \gamma^5 \beta^3 \Theta_{\perp}^3(s) & (n_e = \text{const}) \\ \tau &\sim A/Z^2, & \tau &\sim 1/n_e. \end{aligned} \quad (2.3)$$

Zu diesen Skalierungen ist einmal anzumerken, daß der Energiebereich, in dem die Elektronenkühlung praktisch eingesetzt wird, bei $\beta = 0.1 \dots 0.5$ liegt; die γ -Skalierung hat damit wegen $\gamma \approx 1$ keine große Bedeutung. Außerdem ist eine konstante, energieunabhängige Elektronendichte bei der praktischen Realisierung eines Elektronenkühlers meist nicht gegeben (siehe Kap. 3), vielmehr eher eine Skalierung mit β^2 (siehe Gl. 3.7), wodurch die Energieabhängigkeit der Kühlzeit stark abgeschwächt wird. [Die transversale Kühlzeit hängt ferner von der Strahldivergenz am Ort des Kühlers ab, sie kann folglich über die Strahlfokussierung beeinflußt werden (siehe Abschnitt 4.1.2).] Kurze Kühlzeiten sind gemäß diesen Skalierungen vor allem für hochgeladene Ionen kleiner bis mittlerer Energie zu erwarten. Die Kühlzeit sinkt deutlich bei Verringerung der Impulsbreite und der Divergenz des Ionenstrahls, so daß nicht zu heiße Ionenstrahlen schneller gekühlt werden. Die Kühlzeit hängt jedoch nicht von der Zahl der gespeicherten Ionen ab, weswegen auch Ionenstrahlen mit hoher Teilchenzahl schnell gekühlt werden (im Gegensatz zur stochastischen Kühlung). Typische Kühlzeiten liegen zwischen 0.1 und 10 s.

Der grundlegende Prozess bei der Elektronenkühlung kann durch Betrachtung der Coulombstöße zwischen Ionen und Elektronen im Ruhesystem des Strahls verdeutlicht werden. Ionen mit hoher Ge-

schwindigkeit stoßen mit langsameren Elektronen, bei jedem Stoß findet ein kleiner Impulsübertrag vom schnelleren Ion auf das Elektron statt. Durch diese Reibungskraft wird die Relativgeschwindigkeit zwischen Ion und Elektron verringert. Wenn die Elektronen ständig erneuert werden, also immer ein kalter Elektronenstrahl zur Verfügung steht, paßt sich die Ionengeschwindigkeit nach vielen Stößen der kleineren Geschwindigkeit der Elektronen an. Der Ionenstrahl wird somit gekühlt und nimmt dieselbe mittlere Geschwindigkeit (im Laborsystem) an wie der Elektronenstrahl. Die statistische Natur dieser vielen Stöße hat ferner einen Diffusionsterm zur Folge, welcher der Kühlung letztendlich eine Grenze setzt. Ein der Elektronenkühlung analoger Prozess ist der Durchgang geladener Teilchen durch Materie. Die Reibungskraft (Kühlkraft) entspricht dabei dem differentiellen Energieverlust dE/dx und der Diffusionsterm äußert sich in der Energie- und Winkelstreuung. Der Diffusionsterm hat in der Regel bei der Elektronenkühlung nur deswegen keine so große Bedeutung, weil er wegen des Masseverhältnisses m_i/m_e klein ist und daher andere Streuprozesse im Ionenstrahl die Kühlung begrenzen.

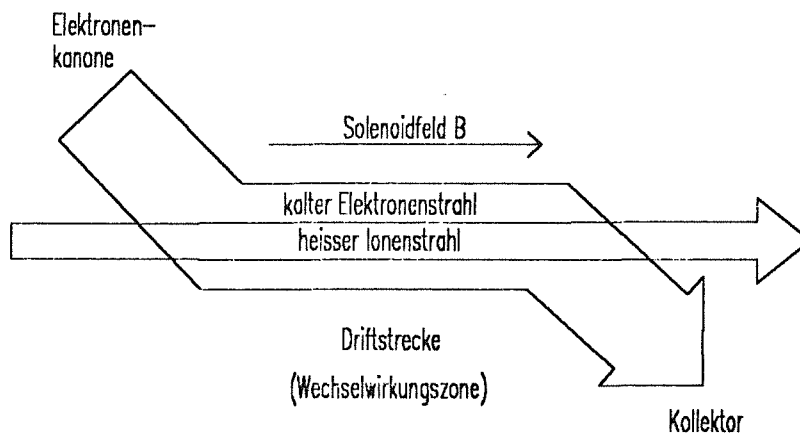


Abb. 1. Prinzipielle Anordnung der Elektronenkühlung

Die Erzeugung eines dichten und kalten Elektronenstrahls (kleine Impulsunschärfe und kleine Strahldivergenzen) variabler Energie ist also die Voraussetzung für die praktische Anwendung der Elektronenkühlung. Die Art und Weise dieser Realisierung (siehe Kap. 3) hat dann einige Besonderheiten des Elektronenstrahlplasmas zur Folge, die zusammen mit den Eigenschaften des gespeicherten Ionenstrahls bei einer genaueren Berechnung der Kühlkraft (und der daraus folgenden Kühlzeit, siehe Gl. 2.41) berücksichtigt werden müssen:

- Der Elektronenstrahl zur Kühlung von Ionen kleiner und mittlerer Energie wird sinnvollerweise ständig in einer *Elektronenkanone* neu erzeugt und dem Ionenstrahl in der Driftstrecke überlagert (Abb. 1). Danach wird der Elektronenstrahl im *Kollektor* abgebremst und aufgefangen. Daher steht den Ionen immer ein Elektronenstrahl zur Verfügung, dessen Temperatur (bei optimaler Strahlführung) nur durch die Kathodentemperatur bestimmt ist.
- Die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen ist bei der Berechnung der Kühlkraft einzubeziehen. Dabei ist zu beachten, daß die Beschleunigung der an der Kathode emittierten Elektronen zu einer Verringerung der longitudinalen Temperatur führt (*flache Verteilung*, siehe Gl. 3.5).
- Der intensive Elektronenstrahl hat aus zwei Gründen die Tendenz, sich transversal zu vergrößern, das eigene Raumladungsfeld und die transversale Energie der Elektronen. Eine möglichst lange Strecke des Überlapps beider Strahlen, auf der eine effektive Kühlung stattfindet (*Kühlstrecke, effektive Kühlerlänge*), ist ohne transversale Aufweitung daher nur durch eine Fokussierung des Elektronenstrahls zu erreichen. Dieser wird dazu von der Kanone bis zum Kollektor in einem *longitudinalen Magnetfeld* geführt, das von Solenoid- und Toroidmagneten erzeugt wird. Die Elektronen sind dann durch Zyklotronspiralen an deren Feldlinien gebunden und können nicht mehr als ganz frei angesehen werden. Diese Einschränkung des transversalen Freiheitsgrades erhöht die Kühlkraft für langsame Stöße (siehe Abschnitt 2.2.2).

- Das Raumladungsfeld hat weiterhin zur Folge, daß sich ein radiales, quadratisches *Geschwindigkeitsprofil im Elektronenstrahl* ausbildet; die Verteilungsfunktion der Elektronen wird ortsabhängig.
- *Kühlerlänge*: Der Kühler nimmt nur einen Bruchteil η_c des Speicherringumfangs ein, die Kühlzeit wird dadurch um den Faktor $1/\eta_c$ länger.
- Die *Gleichgewichtstemperatur des Ionenstrahls* ist wegen der Einwirkung von Diffusionsprozessen, die eine Aufheizung des Strahls bewirken, im allgemeinen nicht gleich der Elektronentemperatur. Neben der schon erwähnten Diffusion aufgrund der statistischen Natur der Wechselwirkung mit dem Elektronenstrahl sind dies vor allem die Streuung am Restgas und die strahlinterne Streuung (Abschnitt 4.2). Bei dichten Ionenstrahlen kommt noch das Auftreten von Instabilitäten hinzu.

Bevor ich näher auf die Berechnung der Kühlkraft eingehe, soll kurz dargestellt werden, wie der Einfluß der Elektronenkühlung (allgemein von Streuprozessen statistischer Natur) auf den Ionenstrahl beschrieben wird. Da die Impulsänderung eines Ions aufgrund eines Stoßes nur gering ist, führen erst sehr viele Stöße, statistisch aufaddiert, zu einer makroskopischen Änderung der Ionengeschwindigkeit. Dies rechtfertigt die Anwendung der Diffusionsnäherung. Dazu wird der Ionenstrahl durch eine Verteilungsfunktion $f(\vec{r}_i, \vec{v}_i, t)$ beschrieben (die Abhängigkeit von \vec{r}_i wird im allgemeinen außer acht gelassen), deren zeitliche Entwicklung aufgrund der Elektronenkühlung und weiterer Streuprozesse dann aus der *Fokker-Planck-Gleichung* folgt (n, m bezeichnen hier die Komponenten der Geschwindigkeit) [25]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \sum_{m,n} \frac{\partial}{\partial v_n} \left[-f \frac{F}{m_i} + \frac{\partial}{\partial v_m} (f D_{nm}) \right], \quad (2.4)$$

$$\text{mit } F = \frac{m_i \langle \Delta v \rangle}{\Delta t} \quad \text{und} \quad D_{nm} = \frac{\langle \Delta v_n \Delta v_m \rangle}{\Delta t}. \quad (2.4a)$$

Die Kühlkraft F resultiert dabei aus der mittleren Impulsänderung und der Diffusionstensor D_{nm} aus der mittleren Impulsstreuung pro Zeiteinheit. Eine bekannte Analogie zur Elektronenkühlung ist daher der Durchgang von geladenen Teilchen durch Materie. Deren Abbremsung entspricht der Kühlkraft, während der Diffusionstensor sein Analogon in der Energie- und Winkelstreuung hat. Die Wechselwirkung der Ionen mit dem Elektronenstrahl äußert sich also in zwei entgegengesetzten Prozessen, von denen der eine (F) die Kühlrate und der andere (D) den erreichbaren Gleichgewichtszustand bestimmt (siehe Abschnitt 2.3). Zuerst soll jetzt etwas genauer auf die Berechnung der Kühlkraft eingegangen werden.

2.2 Kühlkraftberechnungen

Zur Berechnung der Kühlkraft werden zwei sich ergänzende Modelle benutzt, um die Wechselwirkung zwischen dem Ionenstrahl und dem Elektronenstrahl zu beschreiben. Das eine Modell ist eine Kontinuumsbeschreibung und behandelt die Kühlung als Wechselwirkung eines Ions mit dem gesamten Elektronenplasma [25], in dem anderen Modell (*binäres Stoßmodell*), wird der Kühlprozess in eine Serie von vielen Zweierstößen zwischen einem Ion und einem Elektron zerlegt [26]. Während das binäre Stoßmodell den Vorzug der Anschaulichkeit hat, löst es die Schwierigkeiten, die bei Einbeziehung des longitudinalen Magnetfeldes hinzukommen, nur unbefriedigend. Ferner vernachlässigt dieses Modell jegliche kollektiven Effekte, weswegen es unter anderem keinen modellinhärenten Abschneidestoßparameter gibt, dieser vielmehr aus der plasmaphysikalischen Betrachtung übernommen werden muß. Andererseits führt das Plasmamodell bei exakter Einbeziehung des Magnetfeldes zu einer länglichen numerischen Berechnung. Schon früh wurde daher zur praktischen Berechnung der Kühlkraft eine Kompromißlösung vorgeschlagen, die beide Modelle berücksichtigt. Eine weitere Frage betrifft das Vorzeichen der Ionenladung. Für negativ geladene Ionen wurde im Rahmen des binären Stoßmodells eine Erhöhung der longitudinalen Kühlkraft bei Anwesenheit eines sehr starken Magnetfeldes vorhergesagt [27]. Als Erklärung wird die Reflektion von Elektronen an den negativen Ionen herangezogen. Diese Rückstreuung kann, im Gegensatz zu positiven Ionen, bei sehr kleinen Relativgeschwindigkeiten und sehr kleinen Stoßparametern auftreten. In den folgenden Abschnitten werden beide Modelle genauer vorgestellt und deren Ergebnisse präsentiert.

2.2.1 Das binäre Stoßmodell

In diesem Modell wird die Wechselwirkung der Elektronenkühlung durch die Summe der Impulsüberträge $\Delta\vec{p}$ vieler einzelner unabhängiger Zweierstöße zwischen einem Ion der Ladungszahl Z und einem Elektron beschrieben. Zunächst wird der Einfluß des Solenoidfeldes B , das zur Bündelung des Elektronenstrahls nötig ist, bei der Betrachtung der Zweierstöße außer acht gelassen. Im Ruhesystem des Elektronenstrahls werden nun Stöße betrachtet, bei denen ein Ion mit dem Stoßparameter b (transversaler Abstand für $t \rightarrow -\infty$) an einem Elektron des homogenen Elektronengases der Dichte n_e gestreut wird. Diese Streuung wird in der *Stoßnäherung* behandelt, das heißt, die Änderung der Ionenbahn wird vernachlässigt. Der Impulsübertrag $\Delta\vec{p}$ bei einer bestimmten Relativgeschwindigkeit $\vec{u} = \vec{v}_i - \vec{v}_e$ folgt dann aus dem Integral über die Coulomb-Kraft $F_C = Ze^2 / [4\pi\epsilon_0 (x^2 + b^2)]$ längs des Weges des Ions (x -Richtung), wobei aus Symmetriegründen nur deren transversale Komponente $F_{C,\perp} = F_C b / \sqrt{x^2 + b^2}$ beiträgt [28]:

$$\Delta\vec{p} = \int_{-\infty}^{\infty} \vec{F}_{C,\perp} dt = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\vec{b} dx}{u (x^2 + b^2)^{3/2}} = \frac{2Ze^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{bu} \frac{\vec{b}}{b} \quad (2.5)$$

Die mittlere Kühlkraft ist aus Symmetriegründen ($\vec{B} = 0$) der Relativgeschwindigkeit \vec{u} entgegengesetzt und wird aus dem Energieverlust $\Delta E = (\Delta\vec{p})^2 / 2m_e$ bestimmt, den das Ion an den Elektronen des Volumenelementes $2\pi b db dx$ des Elektronenstrahls mit der Dichte n_e während des Zeitintervalls $\Delta t = dx/u$ erfährt:

$$\vec{F}(b,u) \cdot \vec{u} = - \int \frac{\Delta E}{\Delta t} n_e 2\pi b db dx = -F_0 c^2 \int \frac{db}{u b} \quad (2.6)$$

$$\text{mit } F_0 = \frac{Z^2 e^4 n_e}{4\pi\epsilon_0^2 m_e c^2} = 4\pi Z^2 r_e^2 m_e c^2 n_e = 0.51 \times 10^{-10} \frac{\text{eV}}{\text{cm}} Z^2 n_e [10^8 \text{cm}^{-3}] \quad (2.7)$$

Die so erhaltene Kühlkraft divergiert logarithmisch in b für zu große oder kleine Stoßparameter, die Integration über b muß daher bei physikalisch gegebenen Grenzen b_{\min} und b_{\max} abgeschnitten werden. Um die Kühlkraft $\vec{F}(\vec{v}_i)$ als Funktion der Ionengeschwindigkeit \vec{v}_i im Ruhesystem des Elektronenstrahls zu erhalten, ist dann noch über die gegebene Geschwindigkeitsverteilung $f(\vec{v}_e)$ im Elektronenstrahl zu mitteln:

$$\vec{F}(\vec{v}_i) = -F_0 c^2 \int \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} d^3\vec{v}_e \frac{db}{b} f(\vec{v}_e) \frac{\vec{v}_i - \vec{v}_e}{|\vec{v}_i - \vec{v}_e|^3} \quad (2.8)$$

Der minimale Stoßparameter ist dabei durch den maximalen Impulsübertrag im zentralen Stoß gegeben:

$$|\Delta\vec{p}_{\max}| = \frac{2Ze^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{b_{\min} u} \equiv 2m_e u \rightarrow b_{\min} = Z r_e (u/c)^{-2} \quad (2.9)$$

Die obere Grenze des Stoßparameterbereiches ist durch die gegenseitige Abschirmung der Elektronen gegeben und wird von der plasmatheoretischen Behandlung übernommen. Danach findet kein Impulsübertrag mehr statt, wenn die Wechselwirkungszeit b/u größer ist als die reziproke Plasmafrequenz ω_{pl}^{-1} (*adiabatische Abschirmung*), welche die charakteristische Zeit für die Reaktion eines Plasmas auf eine äußere Störung ist. Damit ist der maximale Stoßparameter durch die adiabatische Abschirmlänge λ_a gegeben:

$$b_{\max} \equiv \lambda_a = \frac{u}{\omega_{pl}} \quad , \quad \text{mit } \omega_{pl} = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e}} = \sqrt{4\pi r_e c^2 n_e} \quad (2.10)$$

Die Integration über den Stoßparameter b kann nun durchgeführt werden. Deren Ergebnis wird üblicherweise als *Coulomblogarithmus* $L_C(u)$ bezeichnet:

$$L_C(u) = \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} \frac{db}{b} = \ln \frac{b_{\max}}{b_{\min}} = \ln \left(\frac{u}{\omega_{pl}} \frac{(u/c)^2}{Zr_e} \right) . \quad (2.11)$$

Das scharfe Abschneiden des Stoßparameterbereich führt zu einer relativen Ungenauigkeit von $1/L_C$ für die Kühllkraft. Aufgrund der schwachen logarithmischen Abhängigkeit von L_C von der Relativgeschwindigkeit u kann dieser in 1. Näherung vor das Integral gezogen werden. Für die Kühllkraft ergibt sich dann (\bar{u} ist eine mittlere Relativgeschwindigkeit):

$$\vec{F}(\vec{v}_i) = -F_0 c^2 L_C(\bar{u}) \int d^3 \vec{v}_e f(\vec{v}_e) \frac{\vec{v}_i - \vec{v}_e}{|\vec{v}_i - \vec{v}_e|^3} = -F_0 c^2 L_C(\bar{u}) \vec{\nabla}_{v_i} \Phi(\vec{v}_i, \vec{v}_e) , \quad (2.12)$$

mit $\Phi(\vec{v}_i, \vec{v}_e) = \int d^3 \vec{v}_e \frac{f(\vec{v}_e)}{|\vec{v}_i - \vec{v}_e|} ,$

worin eine Analogie zur Berechnung von elektrostatischen Potentialen erkennbar wird. In vielen Fällen ermöglicht dies eine relativ einfache Bestimmung der Kühllkraft. Für eine isotrope Maxwellverteilung mit der thermischen Geschwindigkeit Δ_e

$$f(\vec{v}_e) = \{(2\pi)^{3/2} \Delta_e^3\}^{-1} \exp(-v_e^2/2\Delta_e^2) \quad (2.13)$$

erhält man [29]

$$\vec{F}(\vec{v}_i) = -F_0 c^2 L_C(\Delta_e) \frac{\partial}{\partial v_i} \left(\frac{\text{erf}(v_i/\Delta_e)}{v_i} \right) \frac{\vec{v}_i}{v_i} , \quad (2.13a)$$

wobei erf die Fehlerfunktion $\text{erf}(x) = (2/\sqrt{\pi}) \int_0^x e^{-t^2} dt$ ist. Der Verlauf der Kühllkraft hat Ähnlichkeit mit einer Dispersionskurve und kann näherungsweise durch

$$\vec{F}(\vec{v}_i) = -0.43 F_0 c^2 L_C(\Delta_e) \frac{3 \vec{v}_i}{|\vec{v}_i|^3 + 2\Delta_e^3} \quad (2.14)$$

beschrieben werden (Abb. 2).

Experimentell ist aber aufgrund der Beschleunigung der Elektronen eine abgeflachte Geschwindigkeitsverteilung mit $\Delta_{\parallel} \ll \Delta_{\perp}$ gegeben (siehe Abschnitt 3.1.3). Mit der realistischeren Verteilungsfunktion

$$f(\vec{v}_e) = \{(2\pi)^{3/2} \Delta_{\parallel} \Delta_{\perp}^2\}^{-1} \exp(-v_{e\perp}^2/2\Delta_{\perp}^2 - v_{e\parallel}^2/2\Delta_{\parallel}^2) \quad (2.15)$$

erhielten Derbenev und Skrinisky im Bereich $v_i < \Delta_{\perp}$ eine Erhöhung der longitudinalen Kühllkraft [26]:

$$F_{\parallel}(v_i) = -\frac{F_0 c^2}{\Delta_{\perp}^2} \begin{cases} L_C(v_{i,\parallel}) - \frac{v_{i,\parallel}}{\Delta_{\perp}} \sqrt{\frac{\pi}{2}} L_C(\Delta_{\perp}) & , v_{i,\parallel} > \Delta_{\parallel} \\ \frac{v_{i,\parallel}}{\Delta_{\parallel}} \sqrt{\frac{2}{\pi}} L_C(\Delta_{\parallel}) & , v_{i,\parallel} < \Delta_{\parallel} \end{cases} \quad (2.16)$$

Der Verlauf der longitudinalen Kühllkraft ist in Abb. 3 für eine Abflachung von $\Delta_{\parallel}/\Delta_{\perp} = 1/20$ gestrichelt eingezeichnet. Die Kühllkraft ist dabei auf $F_0 c^2/\Delta_{\perp}^2$ und die Geschwindigkeit auf Δ_{\perp} normiert worden. Im Gegensatz zur isotropen Verteilung (punktierte Linie) bleibt die Kühllkraft nun bis Δ_{\parallel} auf dem Niveau des Maximums und fällt danach erst auf Null ab. Die longitudinale Kühllkraft wurde für eine konstante transversale Ionengeschwindigkeit von $v_{i,\perp} = \Delta_{\perp}/10$ berechnet, also für einen transversal recht kalten Strahl (für die Kühllkraft der isotropen Maxwellverteilung hat dies eine konstante Kraft für $v_{i,\parallel} < v_{i,\perp}$ zur Folge).

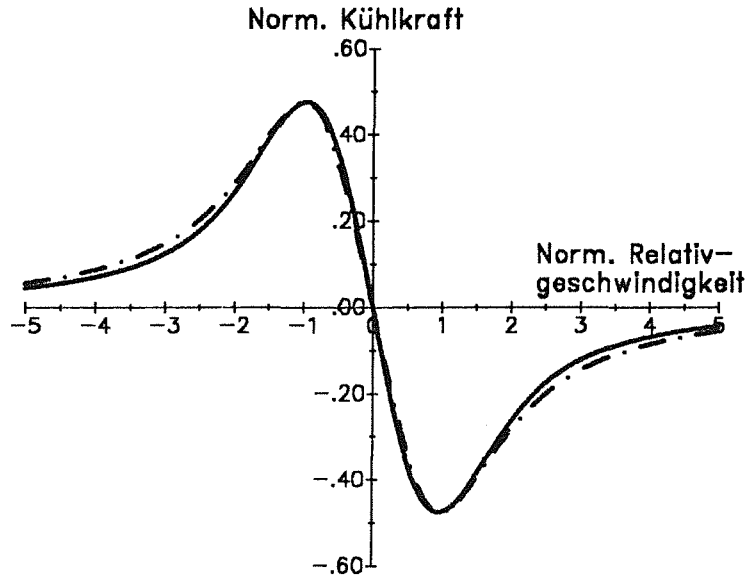


Abb. 2. Verlauf der Kühlkraft: Die Kühlkraft für eine isotrope Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung nach Gl. 2.13 (punktierte Linie) ist mit der Näherungsformel nach Gl. 2.14 (durchgezogene Linie) verglichen.

2.2.2 Einfluß des Solenoidfeldes

Bis jetzt wurde die Existenz des Solenoidfeldes \vec{B} vernachlässigt. Die Elektronen sind dadurch jedoch an die Magnetfeldlinien gebunden und bewegen sich in Zyklotronbahnen mit dem Radius $r_c = v_{e,\perp}/\omega_c$ entlang der Feldlinien, wobei $\omega_c = eB/\gamma m_e$ die Zyklotronfrequenz ist. Dies zerstört die Symmetrie der Impulsüberträge um die Richtung der Relativgeschwindigkeit \vec{u} und führt stattdessen auf eine Zylindersymmetrie um die Richtung von \vec{B} . Die Kühlkraft ist deshalb nicht mehr der Relativgeschwindigkeit entgegengesetzt, sondern sie muß in Anteile senkrecht und parallel zu den Magnetfeldlinien aufgespalten werden, die nicht mehr aus dem Energieverlust ΔE berechnet werden können.

Eine komplette Behandlung der Stöße ist für ein endliches Magnetfeld bisher nicht durchgeführt worden. Man hat die Kühlkraft nur für die zwei Bereiche des Stoßparameters berechnet, für die man das Magnetfeld entweder vernachlässigen kann, oder aber ein unendlich großes Magnetfeld angenommen werden kann. Oberhalb einer minimalen Relativgeschwindigkeit ist für ein endliches Magnetfeld die Kühlkraft in erster Näherung dann die Summe beider Anteile:

$$\vec{F} = \vec{F}^o + \vec{F}^a \quad (2.17)$$

Die Grenzziehung erfolgt durch Vergleich der Wechselwirkungszeit b/u mit der Zyklotronperiode. Für $b/u \gg \omega_c^{-1}$ liegt der Fall adiabatischer Stoßprozesse vor, bei denen während eines Stoßes das Elektron mehrere Zyklotronradien beschreibt. Die Relativgeschwindigkeit der adiabatischen Stöße ist deswegen durch

$$\vec{u}_a = \vec{v}_i - \vec{v}_{e,\parallel} = \vec{v}_{i,\perp} + \vec{u}_{\parallel} \quad (2.18)$$

gegeben. Die adiabatischen Stöße sind also die langsamen Stöße mit einem Stoßparameter

$$b \gg b_a = \frac{u_a}{\omega_c} \quad (2.19)$$

Falls der Stoßparameter auch noch größer als der mittlere Zyklotronradius $r_c = \Delta_{\perp}/\omega_c$ ist, kann man den Stoß als eine Streuung an *Zyklotronscheiben* auffassen. Die transversale Bewegung der Elektronen hat dann keinen Einfluß mehr auf den Impulsübertrag, der transversale Freiheitsgrad der Elektronen ist sozusagen eingefroren (*magnetisierte Elektronen*). Für ein unendlich großes Solenoidfeld gilt dies für alle adiabatischen Stöße, bei einem endlichen Magnetfeld dominiert dieser Anteil nur, solange der Zyklotronradius r_c deutlich kleiner als die adiabatische Abschirmlänge λ_a (Gl. 2.10) ist, das heißt für Stöße mit einer Relativgeschwindigkeit

$$u_a > u_{a,\min} = \frac{\Delta_{\perp} \omega_{pl}}{\omega_c} \quad (2.20)$$

Unter diesen Bedingungen konnte die adiabatische Kühlkraft \vec{F}^a von Derbenev und Skrinsky angegeben werden (siehe unten). Für den Stoßparameterbereich $b_a < b < r_c$ gibt es bisher keine Berechnung.

Den anderen Grenzfall bilden die schnellen, nicht-adiabatischen Stöße mit $b \ll b_a$. In diesem Fall legt das Elektron während des Stoßes nur ein kurzes Stück auf dem Zyklotronkreis zurück. In 1. Näherung kann der Einfluß des Magnetfeldes daher vernachlässigt werden und ihr Anteil an der Kühlkraft F^0 kann wie im vorigen Abschnitt berechnet werden, nur daß im Coulomblogarithmus $L_c(u)$ (Gl. 2.11) die obere Grenze λ_a durch b_a zu ersetzen ist.

Zur Berechnung des adiabatischen Anteils \vec{F}^a kann nicht mehr auf den Energieverlust zurückgegriffen werden. Stattdessen kann ein Ausdruck für \vec{F}^a hergeleitet werden, der eine Folge von Belyaev's allgemeiner Beziehung für kinetische Impulse ist [30]. Unter Beachtung der abgeflachten Geschwindigkeitsverteilung gilt:

$$\vec{F}^a = \frac{1}{2m_e} \cdot \frac{\partial}{\partial v_{\parallel}} \left(\frac{d}{dt} \langle \Delta \vec{p} \Delta p_{\parallel} \rangle \right)^a \quad (2.21)$$

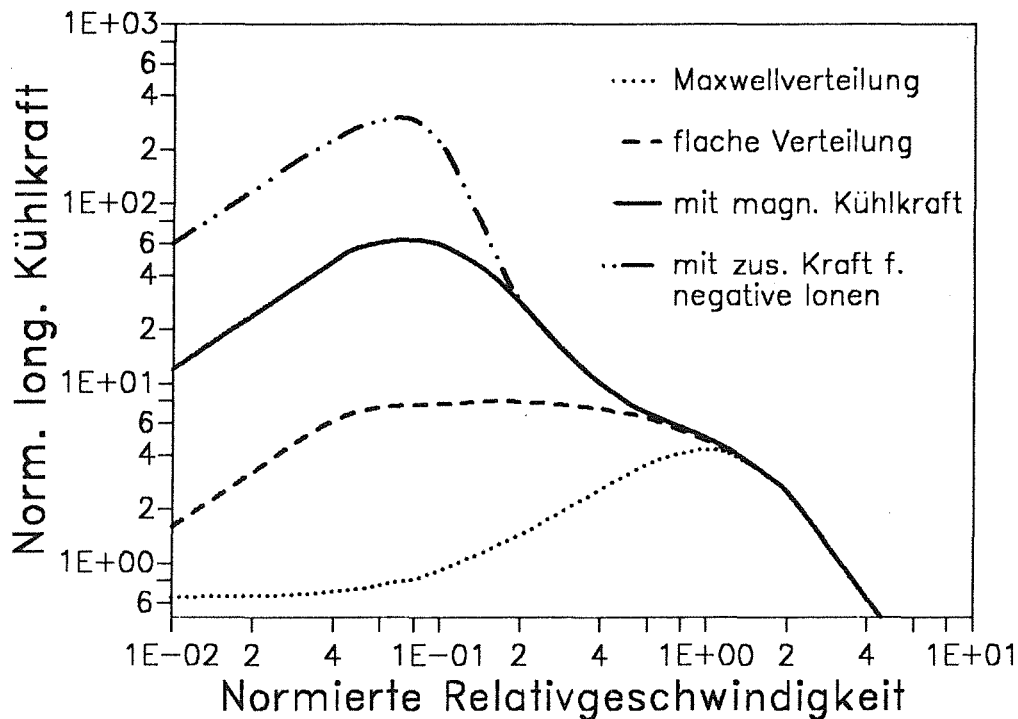


Abb. 3. Verlauf der longitudinalen Kühlkraft: Die auf $F_{oe}^2/\Delta_{\perp}^2$ normierte Kühlkraft ist als Funktion von $v_{i,\parallel}/\Delta_{\perp}$ gezeigt. Die Erhöhung der Kühlkraft infolge einer verbesserten Theorie ist deutlich zu erkennen (Berechnung nach Gln. 2.14, 2.16, 2.23 und 2.37 mit den Parametern $\Delta_{\parallel} = \Delta_{\perp}/20$, $v_{i,\perp} = \Delta_{\perp}/10$ und $u_{\min} = \Delta_{\parallel}/3$).

Mit $\vec{\Delta}_p$ und Δ_p , entsprechend Gl. 2.5 liefert analoges Vorgehen wie im vorigen Abschnitt die longitudinale und transversale Komponente der adiabatischen Kühlkraft:

$$\vec{F}^a(\vec{v}_i) = -\frac{1}{2} F_0 c^2 L_C^a(\bar{u}) \int d^3 \vec{v}_e f(\vec{v}_e) \frac{\partial}{\partial u_{\parallel}} \left(\frac{-u_{\perp}^2 / u_a^3}{u_{\parallel} \bar{u}_{\perp} / u_a^3} \right), \quad (2.22)$$

$$\text{mit } L_C^a(\bar{u}) = L_C(\lambda_a / r_c). \quad (2.22a)$$

Für den Fall $u_a > \Delta_{\parallel}$ führt eine abgeflachte Geschwindigkeitsverteilung mit verschwindender longitudinaler Breite zu [26]

$$\vec{F}^a(\vec{v}_i) = -\frac{1}{2} F_0 c^2 L_C^a(\bar{u}) \begin{pmatrix} 3 \frac{v_{i,\perp}^2}{v_i^2} \frac{v_{i,\parallel}}{v_i^3} \\ \frac{v_{i,\perp}^2 - 2v_{i,\parallel}^2}{v_i^2} \frac{\vec{v}_{\perp}}{v_i^3} \end{pmatrix}. \quad (2.23)$$

Für den Fall $u_a < \Delta_{\parallel}$ muß die longitudinale Breite Δ_{\parallel} miteinbezogen werden. Mit einer Verteilungsfunktion gemäß Gl. 2.15 erhält man

$$\vec{F}^a(\vec{v}_i) = -\frac{F_0 c^2}{\sqrt{2\pi} \Delta_{\parallel}^3} \begin{pmatrix} L_C^a(v_{\perp}) v_{i,\parallel} \\ L_C^a(\Delta_{\parallel}) \ln\left(\frac{\Delta_{\parallel}}{v_{i,\perp}}\right) \vec{v}_{\perp} \end{pmatrix}. \quad (2.24)$$

Die durchgezogene Linie in Abb. 3 zeigt die Summe beider Anteile der Kühlkraft, wobei der adiabatische Anteil nach Gl. 2.23 für $v_{i,\perp} = \Delta_{\perp} / 10$ berechnet wurde. Die Magnetisierung der Elektronen durch das Solenoidfeld hat einen weiteren Anstieg der Kühlkraft bei Verringerung der Relativgeschwindigkeit zur Folge (*fast cooling*), wobei das Ausmaß der Erhöhung von der Abflachung und der transversalen Ionengeschwindigkeit (Strahltemperatur) abhängt. Eine Erhöhung der Kühlkraft bis zu einem Faktor 100 ist leicht möglich. Diese Verbesserung hat vor allem Auswirkungen auf die Lage der Gleichgewichtsimpulsbreite, da diese durch die Kühlkraft bei kleinen Geschwindigkeiten bestimmt ist.

2.2.3 Das Plasmamodell

Das bisher behandelte binäre Stoßmodell konnte den Einfluß des Solenoidfeldes nur in Grenzfällen einbeziehen und die Abschirmung λ_a bei großen Stoßparametern (Gl. 2.10) mußte durch plasmatheoretische Betrachtungen eingeführt werden. Da die Anzahl der Elektronen im Volumen der Abschirmkugel $n_e \lambda_a^3 \gg 1$ ist, ist eine kollektive Behandlung der binären von Anfang an vorzuziehen. Sørensen und Bonderup haben daher ein Modell entwickelt, daß den Elektronenstrahl als ein Elektronenplasma behandelt [25].

Das hindurchdringende Ion polarisiert dabei das ungestörte Plasma der Ladungsdichte ρ_0 und induziert dadurch eine zusätzliche Ladungsdichte ρ_{ind} . Durch die Rückwirkung des von ρ_{ind} erzeugten Polarisationsfeldes \vec{E}_{ind} wird eine Kraft auf das Ion längs seiner Bahn $\vec{r}_i(t) = \vec{v}_i t$ ausgeübt (das totale elektrische Feld \vec{E}_{tot} ist die Summe des Ionenfeldes \vec{E}_0 und des induzierten Feldes \vec{E}_{ind} , entsprechendes gilt für die Potentiale):

$$\vec{F}(\vec{r}_i(t)) = Ze \vec{E}_{ind}(\vec{r}_i(t)) = Ze [\vec{E}_{tot} - \vec{E}_0]. \quad (2.25)$$

Wegen der Zeitabhängigkeit der Felder wird zur Berechnung der Kühlkraft sinnvollerweise eine Fouriertransformation der Zeit und des Ortes durchgeführt. Dazu wird noch das induzierte Potential über die dielektrische Funktion ϵ des Elektronenplasmas mit dem ungestörten Potential in Beziehung gesetzt (k : Wellenzahlvektor):

$$\varepsilon(\vec{k}, \omega) V_{\text{tot}}(\vec{k}, \omega) = \varepsilon(\vec{k}, \omega) [V_o(\vec{k}, \omega) + V_{\text{ind}}(\vec{k}, \omega)] = V_o(\vec{k}, \omega) . \quad (2.26)$$

Für das Potential einer Punktladung $q_o(\vec{r}_i(t)) = Zc\delta(\vec{r} - \vec{v}_i t)$ erhält man mit der Poisson-Gleichung $\Delta V_o = -q_o/\varepsilon_o$:

$$V_o(\vec{k}, \omega) = (\varepsilon_o k^2)^{-1} q_o(\vec{k}, \omega) = (2\pi Zc/\varepsilon_o k^2) \delta(\vec{k}\vec{v}_i + \omega) . \quad (2.27)$$

Mit diesen Beziehungen folgt, daß die Kühllkraft durch eine Integration im k-Raum über den Imaginärteil von $1/\varepsilon$ gegeben ist:

$$\vec{F}(\vec{v}_i) = -\frac{Z^2 e^2}{8\pi^3 \varepsilon_o} \int d^3\vec{k} \frac{\vec{k}}{k^2} \text{Im} \frac{1}{\varepsilon(\vec{k}, -\vec{k}\vec{v}_i)} . \quad (2.28)$$

An diesem Ergebnis sieht man, daß die Kühllkraft im kollektiven Modell durch das Aussenden von Plasmawellen verursacht wird. Die Eigenschaften des Elektronenplasmas, einschließlich der Abschirmlänge und des Einflusses des Solenoidfeldes, sind dabei in der dielektrischen Funktion ε enthalten. Diese kann aus der Verteilungsfunktion $\rho(\vec{r}, \vec{v}_e, t)$ des Elektronengases mit Hilfe der stoßfreien Boltzmann-Gleichung gewonnen werden. Mit $\rho = \rho_o + \rho_{\text{ind}}$ und einer homogenen und stationären Verteilung $\rho_o = n_e f_o(\vec{v}_e)$ lautet diese in der Näherung $\rho \simeq \rho_o$ im Term mit der Ableitung nach \vec{v}_e :

$$\frac{\partial \rho_{\text{ind}}}{\partial t} + \vec{v}_e \frac{\partial \rho_{\text{ind}}}{\partial \vec{r}} + \frac{e}{m} \frac{\partial V_{\text{tot}}}{\partial \vec{r}} \frac{\partial \rho_o}{\partial \vec{v}_e} = 0 . \quad (2.29)$$

In dieser Näherung kann die Integration längs der ungestörten Bahn durchgeführt werden. Ohne Magnetfeld ist diese eine gerade Linie, mit Magnetfeld wird längs der Zyklotronspiralen integriert. Für $B=0$ erhält man nach einer Fouriertransformation mit Hilfe der Poisson-Gleichung für das induzierte Potential, $\Delta V_{\text{tot}}(1 - \varepsilon) = 4\pi\rho_{\text{ind}}$, für $\varepsilon(\vec{k}, \omega)$:

$$\varepsilon(\vec{k}, \omega) = 1 - \lim_{\tau \rightarrow \infty} \frac{\omega_{\text{pl}}^2}{k^2} \int d^3\vec{v}_e \frac{ik \partial f_o / \partial u}{i(ku + \omega) + 1/\tau} . \quad (2.30)$$

Der Stoßterm $1/\tau$ wurde hinzugenommen, damit durch eine kleine Dämpfung der Wert von $1/\varepsilon$ bei ω_{pl} endlich bleibt. Für ein kaltes Elektronenplasma [$f_o(\vec{v}_e) = \delta(\vec{v}_e)$] vereinfacht sich dies zu

$$\varepsilon(\vec{k}, \omega) = 1 - \lim_{\tau \rightarrow \infty} \frac{\omega_{\text{pl}}^2}{(\omega - i/\tau)^2} . \quad (2.31)$$

Für die Kraftkomponente in Richtung von \vec{v}_i kann die Integration über $\text{Im} \varepsilon^{-1}$ nach Gl. 2.28 vereinfacht werden. Mit $d^3\vec{k} = d\phi d \cos \theta k^2 dk$, $-\vec{k}\vec{v}_i = -k v_i \cos \theta = \omega$ und $d \cos \theta = -d\omega/kv_i$ ist

$$\vec{F}(\vec{v}_i) = -\frac{F_o c^2}{v_i^2} \int \vec{I}(\vec{k}, \omega) \frac{d\vec{k}}{k} , \quad (2.32)$$

$$\text{mit} \quad \vec{I}(\vec{k}, \omega) = \frac{1}{2\pi^2 \omega_{\text{pl}}^2} \int \frac{d\phi \omega d\omega}{\text{Im} \varepsilon(\vec{k}, \omega)} . \quad (2.32a)$$

Mit Gl. 2.31 folgt für das kalte Plasma (Elektronen in Ruhe) $I = 1$. Mit den entsprechenden Grenzen für k erhält man dann dieselbe Kühllkraft wie mit dem binären Modell. Eine Übereinstimmung kann auch unter Berücksichtigung einer flachen Verteilung für $f_o(\vec{v}_e)$ und für ein unendliches Magnetfeld erhalten werden. Im letzteren Fall kann statt Gl. 2.29 eine eindimensionale Boltzmann-Gleichung benutzt werden, für die dielektrische Funktion erhält man dann eine Lösung analog Gl. 2.30, im Integral ist nur k durch k_{\parallel} und u durch $v_{e,\parallel}$ zu ersetzen. Sphrensen und Bonderup haben aber $\varepsilon(\vec{k}, \omega)$ auch für ein endliches Ma-

gnetfeld berechnet, wo eine Integration längs der Zyklotronspiralen durchzuführen ist. Für eine flache Verteilung mit verschwindender longitudinaler Breite erhalten sie [25]

$$\begin{aligned} \vec{\epsilon}(\vec{k}, \omega) = 1 + \lim_{\tau \rightarrow \infty} \frac{\omega_{pl}^2}{k^2} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{k_{\perp} v}{\omega_c} \right)^2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n \left(\frac{1}{2} \left(\frac{k_{\perp} v}{\omega_c} \right)^2 \right) \\ \times \left[\frac{2n\omega_c/v^2}{\omega + n\omega_c - i/\tau} - \frac{k_z^2}{(\omega + n\omega_c - i/\tau)^2} \right], \end{aligned} \quad (2.33)$$

wobei J_n die modifizierten Besselfunktionen der Ordnung n sind. Mit Gl. 2.32 kann dann die Kühllkraft berechnet werden. Dabei zeigt sich, daß die Abschirmung bei λ_a schon im Modell enthalten ist (siehe Abb. 4) und nur die Divergenz bei großen k bei $k_{max} = b_{min}^{-1}$ abgeschnitten werden muß. Mit den entsprechenden Näherungen für die Verteilungsfunktion f_0 und das Solenoidfeld B können wieder die Ergebnisse des binären Stoßmodells reproduziert werden.

An Gl. 2.32a sieht man, daß bei der innersten Integration im k -Raum vor allem die Pole von $\text{Im } \epsilon^{-1}$ den Betrag der Kühllkraft bestimmen. Diese Pole liegen bei endlichem Magnetfeld bei ω_{pl} und bei $\pm n\omega_c$ und spiegeln das resonante Verhalten des Elektronengases wieder. Nach Integration über die Raumwinkel des k -Raumes läßt sich die Kühllkraft als Integral über die Funktionen I_{\perp} und I_{\parallel} schreiben:

$$F_{\perp, \parallel}(\vec{v}_i) = -\frac{F_0 c^2}{v_i^2} \int_{-\infty}^{\kappa_{max}} I_{\perp, \parallel}(\kappa, \vec{v}_i) \frac{d\kappa}{\kappa}, \quad \kappa = \begin{cases} kb_a & , v_i = v_{i, \perp} \\ k_{\perp} b_a & , v_i = v_{i, \parallel} \end{cases} \quad (2.34)$$

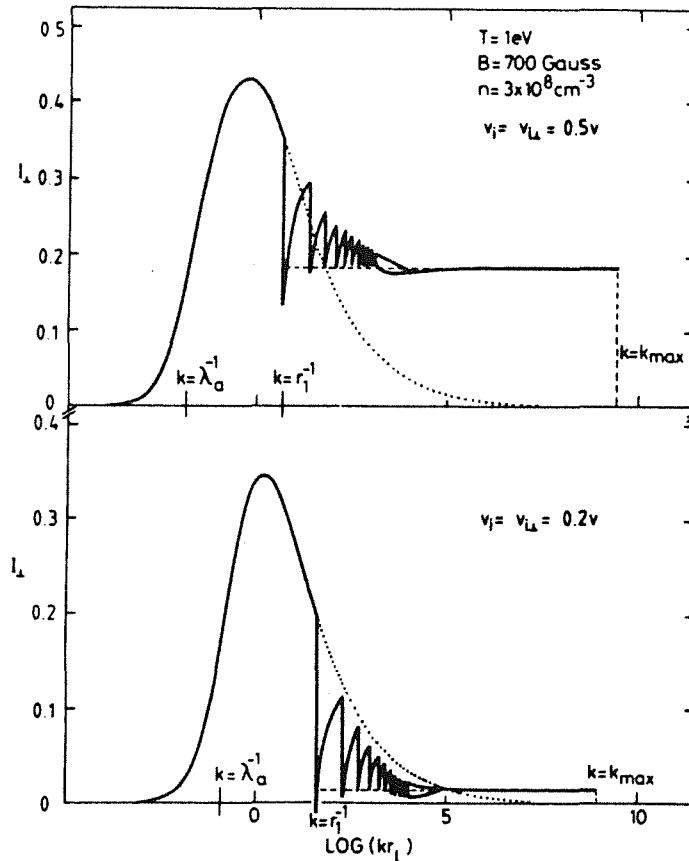


Abb. 4. Berechnung der Kühllkraft im Plasmamodell: Die Funktion I_{\perp} (Gl. 2.32) für ein Elektronenplasma in einem longitudinalen Magnetfeld hat Beiträge durch den Plasmapol bei ω_{pl} (gepunktet für $k > b_a^{-1}$) und durch Pole bei $n\omega_c$ (oben für $v_{i, \perp} = \Delta_{\perp}/2$, unten für $v_{i, \perp} = \Delta_{\perp}/5$, es entspricht $r_{\perp} \equiv b_a$ und $r_{\parallel} \equiv r_c$). Durch Integration von I_{\perp} über k erhält man $F_{\perp}(v_{i, \perp})$.

Ein Beispiel für die Funktionen $I_{\perp, \parallel}$ ist in Abb. 4 zu sehen. Sørensen und Bonderup haben den Einfluß der Polstellen analysiert und gefunden, daß vor allem der *Plasmapol* bei $\vec{v}_i k = \omega_{pi}$ den zusätzlichen Beitrag der adiabatischen Stöße wiedergibt. Die Beiträge der anderen Polstellen bei $\pm n\omega_c$, die mit $k > b_a^{-1}$ den schnellen, nicht-adiabatischen Stößen entsprechen, führen zu starken Oszillationen in der Funktion I_{\perp} . Diese streben aber schnell gegen denselben konstanten Wert, der im binären Stoßmodell erhalten wird. Die gesamte Kühlkraft kann somit näherungsweise durch die Summe aus dem Plasmapolterm und dem Beitrag F^o der schnellen Stöße berechnet werden:

$$\vec{F}(\vec{v}_i) = -\frac{F_o c^2}{v_i^2} \int_{-\infty}^{b_a^{-1}} \vec{I}_{\omega_{pi}}(\kappa, \vec{v}_i) \frac{d\kappa}{\kappa} + \vec{F}^o(\vec{v}_i) \quad (2.35)$$

2.2.4 Der Einfluß des Ladungsvorzeichens des Ions

Bisher wurden Stöße mit einem Stoßparameter kleiner als b_{min} bei der Berechnung der Kühlkraft nicht berücksichtigt, da sie Impulsüberträge größer als Δp_{max} zur Folge hätten (siehe Gl. 2.9). Diese Vernachlässigung ist aber nicht mehr gerechtfertigt, wenn in Gegenwart eines sehr starken Solenoidfeldes ($r_c \ll n^{-1/3}$) ein magnetisiertes Elektron, das nur noch den longitudinalen Freiheitsgrad hat, mit einem negativen Ion stößt. Wie in [27] gezeigt, führen gerade diese Stöße zu einer deutlichen Erhöhung der longitudinalen Kühlkraft. Er argumentiert, daß alle Elektronen mit einer kinetischen Energie $m_2 u^2/2 \leq Ze^2/(4\pi\epsilon_0 b_{min}(u))$ an der Potentialbarriere des negativen Ions reflektiert werden. Da diese Reflexionen für positive Ionen nicht auftreten, vielmehr die Impulsüberträge vor und nach der größten Annäherung sich in erster Näherung aufheben, führt dies zu einem Unterschied in der Kühlkraft für negative und positive Ionen. Um dies zu untersuchen, war die Energieänderung von H⁻-Ionen und Protonen nach einem einmaligen Durchgang durch einen Elektronenkühler in einer linearen Testanordnung gemessen worden [31]. Dabei wurde eine deutlich höhere maximale Kühlkraft für H⁻-Ionen beobachtet, wobei die Erhöhung mit der Magnetfeldstärke anstieg. Bei diesem Vergleich ist aber nicht auszuschließen, daß die Molekülstruktur des H⁻ eine Rolle spielt. Ein eindeutiger Nachweis dieses zusätzlichen Anteils an der longitudinalen Kühlkraft ist hingegen durch vergleichende Messungen an Protonen und Antiprotonen möglich. Eine genaue Messung der Kühlkraft für p und \bar{p} unter vergleichbaren Bedingungen war daher eines der Hauptziele der Kühlexperimente am LEAR.

Die Erhöhung der Kühlkraft für negative Ionen tritt aber nur bei sehr kleinen Relativgeschwindigkeiten u auf, wenn der Anteil der Kühlkraft, der durch Reflexion von Elektronen verursacht wird, groß wird. Die zusätzliche Kraft $\Delta F_{\parallel}^{(-)}$ kann aus der Änderung des Ionenimpulses $\Delta p_{\parallel}/\Delta t$ durch Stöße mit Elektronen des Stoßparameterbereichs $b < b_{min}(u)$ berechnet werden, wobei alle Stöße dieselbe Impulsänderung $-2m_e u$ bewirken. Eine Mittelung über die longitudinale Geschwindigkeitsverteilung $f(v_e)$ ergibt dann [27]

$$\Delta F_{\parallel}^{(-)}(v_i) = -F_o c^2 \int_{u_{min}}^{\infty} \frac{du}{u^2} [f(v_i - u) - f(v_i + u)] \quad (2.36)$$

$$\text{mit } u_{min} = (2r_e c^2 \omega_{pi})^{1/3} \quad (2.36a)$$

wobei u_{min} durch die Beschränkung des Stoßparameters $b_{min}(u)$ durch λ_a gegeben ist (Gln. 2.9 und 2.10). Für eine Gaußverteilung $f(v_e)$ mit der Breite Δ_{\parallel} erhält man im Fall $u_{min} \ll \Delta_{\parallel}$:

$$\Delta F_{\parallel}^{(-)}(v_i) = -\frac{F_o c^2}{\sqrt{2\pi}} \frac{v_i}{\Delta_{\parallel}^3} \begin{cases} \ln\left(\frac{2\Delta_{\parallel}^2}{u_{min}^2}\right) + \frac{u_{min}^2}{\Delta_{\parallel}^2} - 0.577 & , v_i \ll \Delta_{\parallel} \\ e^{-v_i^2/2\Delta_{\parallel}^2} \ln\left(\frac{v_i^2}{u_{min}^2}\right) & , v_i \gg \Delta_{\parallel} \end{cases} \quad (2.37)$$

Die Erhöhung der Kühlkraft für negative Ionen gemäß dieser Gleichung ist in Abb. 3 eingezeichnet (strich-punktierte Linie). Dabei wurde entsprechend der Elektronendichte des IFAR-Kühlers für die minimale Geschwindigkeit $u_{\min} = \Delta_{\parallel}/3$ genommen, wobei die Abflachung wieder $\Delta_{\parallel}/\Delta_{\perp} = 1/20$ ist. Man erkennt, daß für $v_i \gg \Delta_{\parallel}$ dieser zusätzliche Betrag vernachlässigbar gering ist und schnell verschwindet, während eine deutliche höhere Kühlkraft für $v_i \ll \Delta_{\parallel}$ erreicht wird. Das Ausmaß dieser Erhöhung hängt von den oben angegebenen Parametern ab; die Messungen mit H⁻-Ionen ergaben eine bis zu dreifach höhere Kühlkraft, abhängig von der Magnetfeldstärke [31].

2.3 Kühlzeiten und Gleichgewichte

Zu deren Berechnung muß die Fokker-Planck-Gl. 2.4 herangezogen werden, wobei für F und D_{nm} die den Kühlprozess beschreibenden Ausdrücke eingesetzt werden müssen. Diese ist dann im allgemeinen nur numerisch lösbar. Eine Näherung kann jedoch in der Nähe des Gleichgewichts angewandt werden. Dort ist wegen $v_i < \Delta_e$ die Kühlkraft proportional zur Ionengeschwindigkeit (siehe Gln. 2.14, 2.16 und 2.24) und die Diffusionskonstante näherungsweise konstant. Gl. 2.4 kann dann für jede Komponente (longitudinal, horizontal oder vertikal) getrennt gelöst werden, wobei für $f(v_i)$ eine Gaußverteilung mit der zeitlich variablen Breite $\sigma_i(t)$ angenommen wird (C ist die Proportionalitätskonstante der Kühlkraft, $F = -C v_i$):

$$\frac{\partial f}{\partial \sigma_i} \frac{\partial \sigma_i}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial v_i} \left[-f(v_i) \frac{-C v_i}{m_i} + D \frac{\partial f}{\partial v_i} \right] \quad (2.38)$$

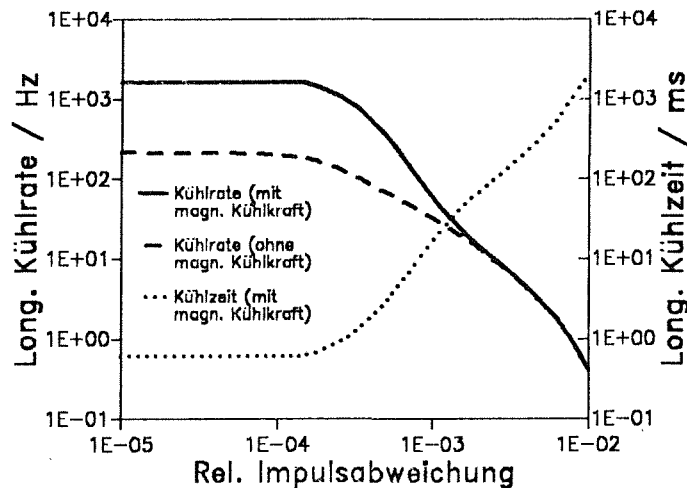
Nach Einsetzen der Gaußverteilung f erhält man eine Differentialgleichung für das Quadrat der Breite, $\partial \sigma_i^2 / \partial t = -(2C/m_i) \sigma_i^2 + 4D$, deren Lösung durch einen exponentiellen Abfall der Breite $\sigma_i(t)$ mit dem Dekrement λ_c und durch eine Gleichgewichtsbreite $\sigma_{i,\infty}$ gegeben ist:

$$\lambda_c = C / m_i, \quad \sigma_{i,\infty}^2 = 2D / \lambda_c \quad (2.39)$$

Eine schnelle Kühlung (λ_c groß) und eine kleine Gleichgewichtsbreite des Ionenstrahls werden somit für Elektronenstrahlen mit kleinem Δ_e und großem F_0 (Gl. 2.7) erreicht. Die Diffusionskonstante kann analog wie die Kühlkraft im Rahmen des binären Stoßmodells berechnet werden (mit Hilfe von Gln. 2.4 und 2.5). Damit läßt sich die Gleichgewichtstemperatur des Ionenstrahls (ohne Berücksichtigung des Magnetfelds) angeben [25]:

$$\begin{aligned} T_i &= T_e \quad (\text{sphärische Verteilung}), \\ T_{i,\parallel} &= (\lambda_{\perp}/\lambda_{\parallel}) T_{e,\perp}, \quad T_{i,\perp} = 1/2 T_{e,\perp} \quad (\text{flache Verteilung}). \end{aligned} \quad (2.40)$$

Abb. 5. Longitudinale Kühlrate und Kühlzeit: Für 50 MeV p, $n_e = 8.3 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$ und $\Delta_{\perp} = 3 \times 10^5 \text{ m/s}$ mit Gl. 2.41 aus der nicht-magnetischen (gestrichelte Linie) und der magnetischen Kühlkraft (durchgezogene Linie) von Abb. 3 folgende Kühlrate und Kühlzeit (gepunktete Linie).



Diese Temperaturen werden nur erreicht, wenn die weiteren Diffusionsprozesse wie Restgasstreuung und strahlinterne Streuung vernachlässigt werden können, also bei sehr gutem Vakuum und bei nicht zu dichten Ionenstrahlen. Diese Prozesse und die durch sie bestimmten Gleichgewichte werden im Abschnitt 4.2 genauer behandelt.

Eine Verallgemeinerung von Gl. 2.39 erlaubt eine Definition der Kühlzeit, die nun im allgemeinen von der Ionengeschwindigkeit (beziehungsweise deren Temperatur) abhängt:

$$\tau_{\parallel, \perp}(v_i) = \lambda_{\parallel, \perp}^{-1}(v_i) = \frac{m_i v_i}{F_{\parallel, \perp}(v_i)} \quad (2.41)$$

In Abb. 5 ist die longitudinale Kühlrate und Kühlzeit für 50 MeV p gegen die relative Impulsabweichung $\Delta p/p = v_i/\beta c$ aufgetragen, die Elektronendichte beträgt $8.3 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$ und die transversale Elektronentemperatur 0.25 eV. Die Kühlkraft wurde dazu von Abb. 3 übernommen (gestrichelte Linie: abgeflachte Verteilung ohne Magnetfeld, durchgezogene Linie: mit Magnetfeld; beidesmal ein transversal kalter Strahl: $v_{i, \perp} = \Delta_{\perp}/10$). In diesem Fall sind Kühlzeiten von einigen ms zu erwarten. Ein transversal ungekühlter Strahl zeigt nur eine schwache Erhöhung der Kühlkraft durch das Solenoidfeld des Kühlers, die Kühlrate folgt daher eher der gestrichelten Linie. Erst bei $\Delta p/p < \Delta_{\parallel}/\beta c$, was in der Regel nahe des Gleichgewichts ist, wird τ_{\parallel} konstant und die Breite des Ionenstrahls verringert sich rein exponentiell, ansonsten wächst die Kühlrate noch mit fortschreitender Kühlung. Aus einer Messung der Kühlzeit kann somit auch die longitudinale Geschwindigkeitsbreite des Elektronenstrahls bestimmt werden.

Kapitel 3: Der LEAR-Elektronenkühler: Aufbau und Steuerung

Wie im Abschnitt 2.1 beschrieben, besteht der typische Aufbau eines Elektronenkühlers aus vier wesentlichen Elementen: aus Elektronenkanone, Driftstrecke, Kollektor und Magneten. Ein homogenes, axiales Magnetfeld, erzeugt durch 3 Solenoidmagnete und 2 Toroidmagnete, führt dabei den Elektronenstrahl von der Kathode bis zum Kollektor. Abb. 6 zeigt den schematischen Aufbau des LEAR-Kühlers. Die Elektronenkanone dient der Erzeugung und Beschleunigung eines intensiven und kalten Elektronenstrahls. Sie besteht aus einer thermischen Kathode und vier ringförmigen Anoden und wurde, wie die Magnete und große Teile des Kollektors, vom ICF-Kühler übernommen. Die Driftstrecke enthält die eigentliche Kühlstrecke (oder Wechselwirkungszone), die durch zwei Toroide begrenzt ist. Der erste Toroid lenkt den Elektronenstrahl in die gerade Sektion des Speicherringes und bringt ihn somit zum parallelen Überlapp mit dem Ionenstrahl, während der zweite Toroid den Elektronenstrahl nach der Kühlstrecke vom Ionenstrahl trennt. Der Kollektor dient der möglichst verlustfreien Zurückgewinnung des Elektronenstromes bei niedriger Energie, um die Leistung im Kollektor gering zu halten.

In den folgenden Abschnitten werden die einzelnen Komponenten des LEAR-Elektronenkühlers genauer beschrieben, insbesondere soll auf die Eigenschaften des Elektronenstrahls eingegangen werden. Danach wird die Elektronik und die Software zur Steuerung des Kühlers dargestellt. Die wichtigsten Parameter des LEAR-Kühlers sind in Tabelle 1 gelistet.

3.1 Strahlerzeugung und Beschleunigung

3.1.1 Aufbau der Elektronenkanone und Perveanz

Das Schema der LEAR-Elektronenkanone ist in Abb. 7 gezeigt. Die Elektronen werden mit einer *thermischen Kathode* erzeugt, die bei typischerweise 1300 K betrieben wird. Diese Temperatur wird durch ohmsche Heizung erreicht, wobei ein Wechselstrom von ca. 10 A und 20 V ausreicht. Durch die Heizung werden Elektronen aus der Oberfläche der Kathode emittiert und bilden eine Raumladungswolke direkt vor der Kathode. Der Emissionsstrom ist dabei durch die Kathodentemperatur und die Austrittsarbeit der Elektronen (Materialkonstante) bestimmt. Die LEAR Kathode ist eine Dispenserkathode auf Wolframbasis, die mit BaO beschichtet ist, um die Austrittsarbeit zu verringern [32].

Die Elektronen in der Raumladungswolke haben aufgrund der Kathodentemperatur T_K eine symmetrische Maxwellverteilung mit Energien zwischen 0 und 0.12 eV. Deren *Beschleunigung* ist nun so durchzuführen, daß ein paralleler Elektronenstrahl mit nicht viel höherer Temperatur für eine optimale Kühlung zur Verfügung steht. Die Kanone wird dazu üblicherweise in raumladungsbegrenzter Emission betrieben, das heißt, das Anodenpotential ist klein genug, sodaß das elektrische Feld an der Kathodenoberfläche aufgrund der Abschirmung durch die Raumladungswolke verschwindet. Die Stromdichte ist dann nicht durch die Kathodenheizung, sondern durch das Anodenpotential bestimmt. Unter dieser Bedingung führt die Lösung der Poissongleichung für einen laminaren Strom senkrecht zur Kathode, $j_z = \rho v_z(z) = \rho \sqrt{2e\phi(z)/m}$, zu folgender Beziehung zwischen dem Elektronenstrom I_e und dem Anodenpotential ϕ_A (Gesetz von Child) [33]:

$$I_e = P_o (r_K/z_A)^2 (\phi_A - \phi_K)^{3/2} = P_K (\phi_A - \phi_K)^{3/2} . \quad (3.1)$$

$$\text{mit } P_o = 4\pi\epsilon_o/9 \sqrt{2e/m_e} = 7.3 \mu P . \quad (3.1a)$$

Der Proportionalitätsfaktor P_K wird als *Perveanz* der Kanone bezeichnet (gebräuchliche Einheit: $1 \mu P = 10^{-6} \text{ A V}^{-3/2}$) und ist nur durch die Geometrie bestimmt, dem Verhältnis von Kathodenradius r_K zum Abstand der Anode z_A von der Kathode. Das Potential steigt dabei gemäß $z^{4/3}$ bis zur Anode an. Ein direkter Übergang zur Driftstrecke ($\phi = \text{const.}$) würde wegen der abrupten Änderung des elektrischen

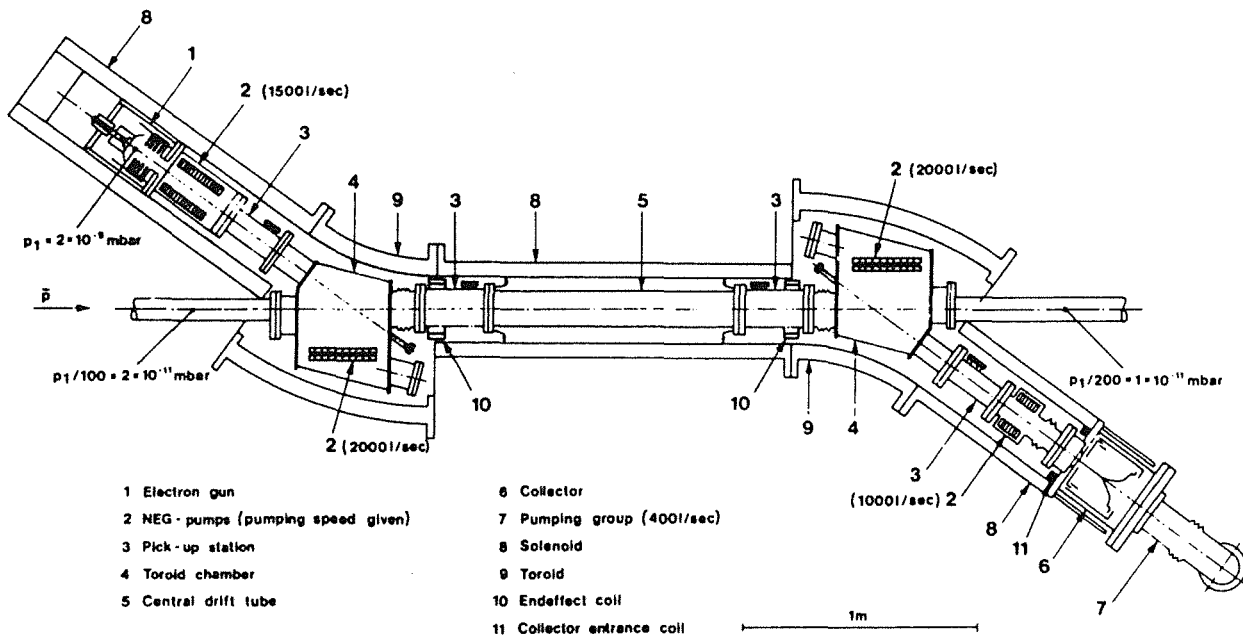


Abb. 6. Der LEAR-Elektronenkühler: 1 Elektronenkanone, 2 NEG-Pumpen, 3 Pick-up-Station, 4 Toroidkammer, 5 zentrales Driftrohr, 6 Kollektor, 7 Pumpeinheit, 8 Solenoid, 9 Toroid, 10 Endeffektspule, 11 Kollektoreingangsspule

Feldes zu einer Aufweitung des Elektronenstrahls führen. Der Übergang wird deshalb durch die Verwendung mehrerer Anoden geglättet. Das gesamte Beschleunigungspotential $U_K = \phi_D - \phi_K$ [ϕ_D ist das Potential der Driftstrecke] wird dann so auf diese Anoden aufgeteilt, daß das elektrische Feld zwischen den Anoden immer kleiner wird und der Feldgradient am Übergang zur Driftstrecke minimal ist.

Um den geforderten laminaren, parallelen Strom mit kleiner Transversaltemperatur zu erhalten, muß dafür gesorgt werden, daß transversale elektrische Felder minimal gehalten werden, das heißt, die Äquipotentialflächen sollten für den ganzen Strahlquerschnitt immer senkrecht zur Strahlachse verlaufen. Für die Beschleunigungsstrecke kann ein Optimum durch Formgebung und geometrische Anordnung der Anoden gefunden werden. Am Ort der Kathode wird dies dagegen durch Anbringen eines sogenannten *Pierce-Schildes*, einer kegelförmigen Elektrode im Winkel von 67.5° zur Kathode, erreicht [34].

Bei der LEAR-Kanone sind die Verhältnisse zwischen den Anodenpotentialen über einen Spannungsteiler fest eingestellt. Dann kann in Gl. 3.1 $\phi_A - \phi_K$ durch U_K ersetzt werden. Die Energie des Elektronenstrahls ist dann allein durch den Parameter U_K bestimmt (genauer siehe Gl. 3.11), während die Perveanz mit dem Spannungsteiler durch Wahl des ersten Anodenpotentials eingestellt wird. Für den Betrieb des LEAR-Kühlers sind folgende drei Perveanzen, 0.56, 0.29 und 0.13 μP , von den Experimenten mit dem ICE-Kühler [6] übernommen worden; die genauen Potentialverhältnisse wurden bei der Entwicklung des Kühlers jedoch nochmals optimiert.

3.1.2 Fokussierung während der Beschleunigung

Wie schon erwähnt, befindet sich der Elektronenstrahl von der Kathode an in einem *Solenoidfeld*, einmal um die Transversalenergie der Elektronen in einer Zyklotronbewegung einzufrieren, zum anderen, um der Raumladung des Elektronenstrahls durch magnetische Fokussierung entgegenzuwirken (siehe Gl. 3.10). Das Magnetfeld kann aber zusätzlich dazu benutzt werden, die transversale Aufheizung des Strahls durch unvermeidliche transversale elektrische Felder weiter zu minimieren. Denn der Einfluß einer

Störung, hier $E_r(z)$, verschwindet, wenn deren Dauer, hier die Zeit t_{acc} zur Beschleunigung der Elektronen längs der Strecke ℓ_{acc} , genau ein Vielfaches der Zyklotronperiode ist (*resonante Fokussierung*) [35]:

$$t_{acc} = \frac{\ell_{acc}}{\beta c} = n_c \frac{2\pi}{\omega_c} \Rightarrow \ell_{acc} = n_c \lambda_c = n_c \frac{2\pi \bar{\beta} c}{\omega_c} \quad (3.2)$$

Dabei ist λ_c die Zyklotron-Spirallänge und $\bar{\beta} c$ die mittlere Geschwindigkeit der Elektronen. Damit ist dann über die Zyklotronfrequenz ω_c die erforderliche resonante Magnetfeldstärke $B_{res,n}$ gegeben. Diese skaliert bei Energievariation des Elektronenstrahls mit dem Impuls der Elektronen (beziehungsweise der Ionen):

$$B_{res,n} = \frac{2\pi n_c}{e \ell_{acc}} \gamma m_e \bar{\beta} c \sim p \sim \sqrt{U_K} \quad (3.3)$$

Für einen weniger kompakten Aufbau oder falls stärkere Magnetfelder gewünscht sind, kann auch die *adiabatische Fokussierung* gewählt werden. Wenn die Änderung des elektrischen Feldes langsam gegenüber der Zyklotronbewegung ist, der Anodenabstand $L_A = z(\Lambda_i) - z(\Lambda_{i-1})$ also groß gegen λ_c ist, wird der Strahl weder aufgeweitet noch aufgeheizt, da die Elektronen dann den magnetischen Feldlinien folgen. Für die Magnetfeldstärke gilt dann aber $B \gg (\ell_{acc}/L_A) B_{res,n}$. Für die LEAR-Kanone wurde die kompaktere resonante Fokussierung gewählt.

3.1.3 Temperatur des Elektronenstrahls

Diese Bedingungen für eine minimale transversale Aufheizung des Elektronenstrahles können nicht für Elektronen mit verschiedenem radialem Abstand von der Strahlachse gleich gut erfüllt werden. Die Optimierung wird vielmehr für Elektronen auf der Strahlachse durchgeführt, deren *transversale Temperatur* aufgrund nicht zu vermeidender transversaler Felder um T_0 über die Kathodentemperatur T_K erhöht ist. Alle anderen Elektronen zeigen eine höhere, mit dem Radius ansteigende Temperatur, deren genauer Wert nur numerisch mit einem Trajektorienprogramm [36] berechnet werden kann. Dieses ermittelt aus

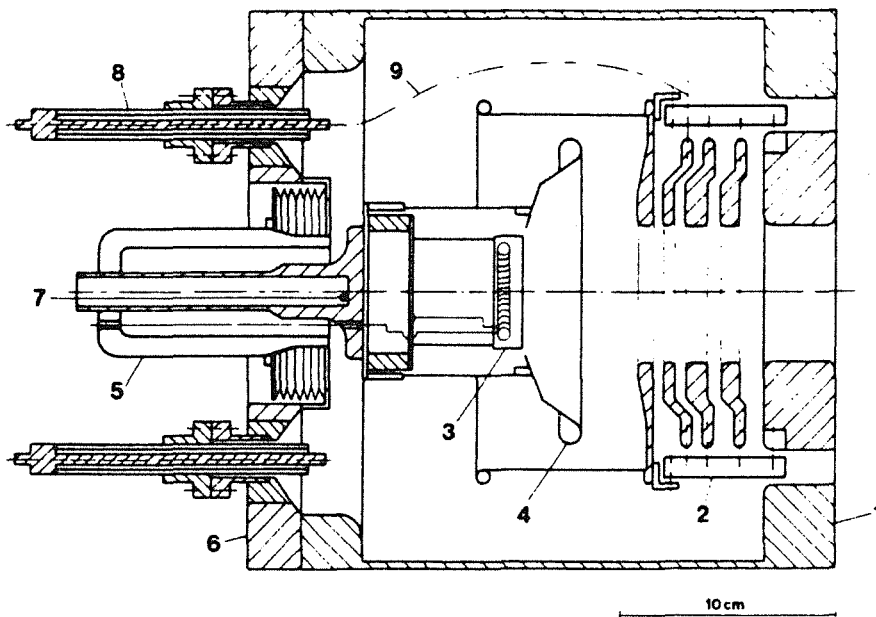


Abb. 7. Die Elektronenkanone des LEAR-Küblers: 1 Flansch, 2 Keramikrohr, 3 Kathode, 4 Pierce-Schild, 5 Keramikdurchführung, 6 Abschlußflansch, 7 Hochspannungsdurchführung für die Kathode und Kühlung deren Halterung, 8 Hochspannungsdurchführungen für die vier Anoden

der geometrischen Anordnung aller Anoden und Magnetfeldspulen und deren Setzwerte für die Potentiale und die Ströme den genauen Feldverlauf und berechnet daraus die genaue Bahn für Elektronen, die bei der Kathode mit einer Geschwindigkeit gemäß deren Temperatur gestartet werden. Die obigen Überlegungen ermöglichen aber einen ersten Ansatz für eine optimale Konstruktion der Kanone, welcher durch numerische Rechnungen verbessert werden muß. Der radiale Anstieg der transversalen Strahltemperatur kann nach diesen Rechnungen durch eine quadratische Abhängigkeit (mit der Konstanten \tilde{T}_1) angenähert werden [19]:

$$T_{e,\perp} = T_K + \tilde{T}_0 + \tilde{T}_1 r^2 \quad (3.4)$$

Die *longitudinale Temperatur* wird dagegen durch die Beschleunigung der Elektronen auf die Energie $E_0 \simeq eU_K$ (genauer siehe Gl. 3.12) verringert, wie man folgenderweise sieht. Die Breite der Energieverteilung der Elektronen ist gegeben durch $\sigma_E = kT_K + e\tilde{U}$, wobei durch den zweiten Term der Beitrag durch das Hochspannungsrauschen \tilde{U} mitberücksichtigt wird. Diese Energieunschärfe ändert sich bei der Beschleunigung nicht, die Energie der Elektronen ist aber nach der Beschleunigung um E_0 verteilt. Mit $\sigma_E/E_0 = 2\Delta_{\parallel}/\beta_0 c$ erhält man deshalb in nicht-relativistischer Näherung für die longitudinale Elektronentemperatur $kT_{e,\parallel} = 1/2 m_e \Delta_{\parallel}^2$ im mitbewegten System:

$$kT_{e,\parallel} = \frac{(kT_K + e\tilde{U})^2}{4E_0} = \begin{cases} (kT_K)^2/4E_0 & , kT_K \gg e\tilde{U} \\ E_0/4 (\tilde{U}/U_K)^2 & , kT_K \ll e\tilde{U} \end{cases} \quad (3.5)$$

Dies hat eine abgeflachte Geschwindigkeitsverteilung zur Folge, welche für Elektronen auf der Strahlachse ($T_K \simeq T_{\perp}$) durch einen Abflachungsfaktor k_{\parallel} beschrieben wird:

$$k_{\parallel} = \frac{\Delta_{\parallel}}{\Delta_{\perp}} = \left(1 + \frac{e\tilde{U}}{kT_{\perp}}\right) \frac{\Delta_{\perp}}{2\beta_0 c} \quad (3.6)$$

Um die hohe magnetische Kühlkraft voll ausschöpfen zu können, ist eine starke Abflachung notwendig. Dies macht es erforderlich, das Hochspannungsrauschen auf ein extrem niedriges Niveau von 10^{-5} bis 10^{-4} zu verringern [37]. Dies ist jedoch nur möglich, wenn die Leistung der Hochspannungsversorgung gering gehalten wird, was die elektrische Schaltung des Kühlers und die Konstruktion des Kollektors beeinflusst (siehe Abschnitte 3.3.1 und 3.4.1).

3.2 Strahleigenschaften und -führung in der Driftstrecke

3.2.1 Raumladungseffekte

Nach der Beschleunigung steht ein nahezu homogener, zylindrischer Elektronenstrahl mit der Geschwindigkeit $\beta_0 c$ zur Kühlung bereit. Die Elektronendichte n_e ist dabei mit dem Strahlstrom I_e und dem Strahlradius r_s über

$$n_e = I_e / \pi r_s^2 e \beta_0 c = P_K U_K^{3/2} / \pi r_s^2 \beta_0 c \sim \beta_0^2 \quad (3.7)$$

verknüpft (für $eU_K \simeq E_0$). Da zur Kühlung Elektronenstrahlen mit hoher Dichte verwendet werden, müssen auch Effekte der eigenen Raumladung berücksichtigt werden, da sie für die Kühlung relevante Eigenschaften des Elektronenstrahls, wie dessen Geschwindigkeit und deren radiales Profil, beeinflussen. Das radiale Raumladungsfeld $E_{r1}(r)$ des Elektronenstrahls ergibt sich nach dem Gauß'schen Gesetz zu

$$E_{r1}(r) = \frac{en_e}{2\epsilon_0} \begin{cases} r & , r \leq r_s \\ r_s^2/r & , r > r_s \end{cases} \quad (3.8)$$

Strahlenergie, eU_K	3 ... 40 keV
(Anti)protonenimpuls, p	100 ... 600 MeV/c
Strahlperveanzen, P_K (P/4, P/2 und P/1)	0.13, 0.29 und 0.56 μP
Strahlstrom, I_e	0.1 ... 4.5 A
Strahlradius, r_s	2.54 cm
Effektive Kühlänge, $\ell = \eta_e C_o$	1.5 m = 0.019 \times LEAR-Umfang
Kathodenheizung, I_K, U_{heat}	≈ 10 A, ≈ 20 V
Kathodentemperatur, T_K	≈ 1300 K (0.12 eV)
Hochspannungsstabilität, \tilde{U}/U_K	5×10^{-5}
Radialer Divergenzanstieg, $\theta_{e,\perp}/r$ (Rechnungen für 26 kV; P/4, P/2 und P/1)	0.66, 0.35 und 0.075 mrad/mm
Typische transv. Temperatur, $T_o, T_{1r_s^2}$	0.01 eV, 0.5 eV
Skalierung des Hauptmagnetfeldes, B_{sol}	8.7 mT $\times (U_K/kV)^{1/2}$
Richtungsgenauigkeit, $\langle \theta_B(z) \rangle$	± 0.2 mrad
Magnete: Max. Feld, Strom und Leistung	
Hauptmagnete (Solenoid + Toroide)	150 mT, 1000 A, 90 kW
Dipol-Steuerspulen (12x)	0.23 mT, 7 A, 0.05 kW
Kollektoreingangsspule	57 mT, 300 A, 2.5 kW
Kollektor-Korrekturspulen (5x)	5 mT, 7 A, 0.3 kW
Kollektorspannung, U_{coll}	< 3 kV
Mesh-Spannung, U_{Mesh}	600 V
Verlustquotient, I_{loss}/I_e	1 ... 3 %
Typisches Vakuum mit Strahl (am Toroiden auf der Kollektorseite)	ca. $10^{-11} - 10^{-10}$ Torr (Meßwert des Ionisationsmanometers)

Tab. 1. Einige Parameter des LEAR-Kühlers.

Dieses Raumladungsfeld hat mehrere Folgen:

1. Einmal führt es zu einer Aufweitung des Elektronenstrahls gemäß

$$\frac{\partial^2 r_s}{\partial z^2} = \frac{e}{\gamma m_e v_z^2} E_{r1}(r_s), \quad (3.9)$$

welcher jedoch durch die magnetische Fokussierung mit dem Solenoidfeld entgegengewirkt werden kann. Für die Stärke des Magnetfeldes gilt dabei die Abschätzung [38]

$$B_{sol}[\text{mT}] \gg 40 \sqrt{P_K[\mu P]} \beta_o / r_s[\text{cm}], \quad (3.10)$$

was normalerweise (auch für den LEAR Kühler) eine schwächere Anforderung an B_z ist als die resonante Fokussierung (Gl. 3.3).

2. Das Raumladungsfeld führt zu einem quadratischen Anstieg des Beschleunigungspotentials mit dem Radius und damit zu einem parabelförmigen Verlauf der Elektronenenergie in der Driftstrecke:

$$E_e(r) = E_o + \frac{e^2 n_e}{4\epsilon_o} r^2 = E_o + e \phi' \left(\frac{r}{r_s} \right)^2, \quad (3.11)$$

$$\text{mit } e\phi' = e^2 n_e r_s^2 / 4\epsilon_o = (c/4\pi\epsilon_o c) I_e / \beta_o \simeq (P_K/9P_o) eU_K, \quad (3.11a)$$

wobei für die letzte Umformung Gl. 3.1 und $\beta_o \simeq \sqrt{2eU_K/m_e c^2}$ benutzt wurde. Für den Raum zwischen Strahlrand und Driftrohre steigt das Potential nur noch logarithmisch bis zum Potential der Driftrohre an: $\phi_D = \phi(r_d) = \phi(r_s) + 2\phi' \ln(r_d/r_s)$. Für den Zusammenhang zwischen der Beschleunigungsspannung $U_K = \phi_D - \phi_K$ und der Elektronenenergie auf der Strahlachse $E_o = e(\phi_o - \phi_K)$ erhält man dann

$$eU_K = E_o + e\phi' [1 + 2 \ln(r_d/r_s)] \quad (3.12)$$

Mit $E_0 = m_e c^2 (\gamma - 1)$ erhält man für den relativen Energieunterschied:

$$\Delta E/E_0 = 0.0214 P_K [\mu P] \gamma / (\gamma + 1) \quad (3.13)$$

3. Die gekreuzten elektrischen und magnetischen Felder E_{r1} und B_{sol} führen über die $E \times B$ -Drift zu einer azimuthalen Drehung der Elektronenspiralen:

$$\omega_{az} = \frac{v_D}{r} = \frac{E_{r1}/B_{sol}}{r} = \frac{2\pi r_e c^2 n_e}{\gamma^2 \omega_c} \quad (3.14)$$

Der Einfluß der Raumladung kann vermindert werden, falls durch Ionisation des Restgases gebildete positive Ionen im Elektronenstrahl eingefangen werden. Durch den Grad ζ dieser *Raumladungskompensation* wird die wirksame Ladungsdichte auf den Bruchteil $1 - \zeta$ verringert, das heißt, in den obigen Formeln 3.8 bis 3.14 ist n_e durch $n_e(1 - \zeta)$ zu ersetzen. Das Auftreten einer Raumladungskompensation kann unter bestimmten Bedingungen für die Kühlung eines ausgedehnten Ionenstrahles (große Emittanz) nach der Injektion erwünscht sein, da ansonsten das Geschwindigkeitsprofil des Elektronenstrahls (Gl. 3.11) einen heißen Strahl für die äußeren Ionen darstellt. Ein Durchfahren der Elektronenenergie über die Breite der anfänglichen Energieverteilung der Ionen, wodurch ein Aufsammeln der Ionen stattfindet, kann jedoch eine schnellere Kühlung bewirken.

3.2.2 Anforderungen an die magnetischen Führungsfelder

Neben der schon erwähnten Bedingung für die resonante Magnetfeldstärke (Gl. 3.3) und abgesehen von der Adiabasie aller Feldstärkeänderungen werden an das *Hauptmagnetfeld*, bestehend aus den Solenoiden und den Toroiden, vor allem noch Anforderungen hinsichtlich der mittleren Abweichung $\langle \theta_B(z) \rangle$ der Magnetfeldrichtung von der Strahlachse gestellt. Damit die Kühlkraft nicht durch eine zusätzliche transversale Relativgeschwindigkeit verringert wird, folgt für $\langle \theta_B(z) \rangle$:

$$\langle \theta_B(z) \rangle \ll \theta_{\perp} = \Delta_{\perp} / \beta_0 c \simeq 6 \times 10^{-4} / \beta_0 \quad (3.15)$$

Das Magnetfeld der Solenoide und Toroide wurde vor dem Einbau mit einer Hall-Sonde genau vermessen [18]. Größere Transversalkomponenten der Feldstärke wurden danach durch zusätzliche Windungen ausgeglichen, deren Form der räumlichen Verteilung der Richtungsabweichung angepaßt ist. Damit wurde erreicht, daß die Richtungsabweichung 2×10^{-4} nicht überschreitet. Weiterhin wurde der Feldabfall an den Übergängen zwischen den Solenoiden und den Toroiden durch sogenannte *Endeffektspulen* korrigiert. Alle diese Korrekturspulen des Hauptmagneten werden mit derselben Stromversorgung betrieben wie die Hauptmagnete.

An die *Toroidmagnete* wird noch die Bedingung gestellt, daß die Umlenkung des Elektronenstrahls adiabatisch erfolgen soll, damit die Elektronen den magnetischen Feldlinien ohne transversale Aufheizung folgen können. Für den Radius der Toroide R_{tor} folgt damit $\lambda_c \ll 2\pi R_{tor}$. Die aus der Umlenkung folgende Zentrifugalkraft muß dann noch durch ein zusätzliches Dipolfeld B_d ausgeglichen werden. Auch die Stärke dieses Feldes skaliert mit dem Impuls beziehungsweise mit dem Hauptmagnetfeld B_{sol} :

$$B_d = \frac{\gamma m_e \beta c}{c R_{tor}} \sim p \sim B_{sol} \quad (3.16)$$

Mit obiger Adiabasie-Bedingung gilt dann $B_d \ll B_{sol}$. Diese Dipolmagnete sind gleichzeitig Teil eines Satzes von 12 *Steuerspulen*, die sich innerhalb der Solenoide und Toroide zwischen Kanone und Kollektor befinden. Deren Dipolfelder werden durch 6 horizontale und 6 vertikale Paare von Helmholtz-Spulen erzeugt, welche eine Feinjustierung des Elektronenstrahls (oder eine gezielte Verschlechterung der Kühlung) ermöglichen. Sie haben eine eigene Stromversorgung (bis ± 7 A), welche eine Verstellung des Winkels zwischen Elektronenstrahl und Magnetfeldachse von bis zu 5 mrad und einen lateralen Versatz des Strahls bis zu ± 1 cm erlauben.

3.3 Strahlrückgewinnung im Kollektor

3.3.1 Prinzipielle Anforderungen an einen Kollektor

Der Kollektor eines Elektronenkühlers hat mehrere wichtige Aufgaben, deren Bewältigung indirekt über die Leistungsfähigkeit und Einsatzmöglichkeit eines Elektronenkühlers entscheidet [39]. Dies sind:

- Abbremsung des Elektronenstrahls auf möglichst geringe kinetische Energie, gegeben durch die Kollektorspannung $U_{\text{coll}} = \phi_{\text{coll}} - \phi_K$. Der größte Teil der hohen Leistung $U_K I_e$ im Elektronenstrahl wird damit zurückgewonnen, als Leistungsverluste bleiben nur $U_{\text{coll}} I_e$ und $U_K I_{\text{loss}}$, die von der Spannungsversorgung des Kollektors beziehungsweise der Kathode aufzubringen sind.
- Kompletter Einfang des primären Elektronenstrahls im Kollektor. Eine Reflexion eines Teils oder gar des ganzen Primärstrahls aufgrund zu starker Abbremsung ist dabei zu verhindern (wegen des Geschwindigkeitsprofils beginnt dies in der Strahlmitte).
- Radiale Aufweitung des Elektronenstrahls bis zum Kollektor, um die thermische Belastung der Kollektoroberfläche großflächig zu verteilen. Dies erleichtert die Kühlung des Kollektors.
- Verhinderung der Rückstreuung von Sekundärelektronen aus dem Kollektor.

Im Spektrum der Sekundärelektronen unterscheidet man nach deren Entstehung drei Anteile [40]. Der Hauptanteil besteht aus den wirklichen Sekundärelektronen, die durch Ionisation der Atome der Kollektoroberfläche entstehen und die eine Energie kleiner als 50 eV haben. Den zweiten Beitrag bilden die durch Vielfachstreuung rückdiffundierten Elektronen mit Energien größer als 50 eV und den geringsten Anteil haben elastisch zurückgestreute Elektronen mit einer Energie entsprechend dem Kollektorpotential. Die Summe aller Sekundärelektronen hängt vom Kollektormaterial ab und liegt für typische Metalle in der Größenordnung der Primärelektronen. Die Rückstreuung der Sekundärelektronen kann mit drei Methoden verhindert werden:

- durch einen geometrischen Effekt: für einen Kollektor vom Typ eines Faraday-Cups bedeutet dies, daß Länge und Durchmesser des Kollektors groß sind gegen den Durchmesser seiner Eingangsöffnung;
- durch Ausbildung eines elektrostatischen Potentialminimums von einigen 100 V vor der Kollektoroberfläche, um die langsamen Sekundärelektronen zurückzuhalten;
- durch einen magnetischen Einschluß der schnellen Sekundärelektronen mit hoher Transversalgeschwindigkeit mittels eines hohen Feldgradienten dB/dz (*magnetische Flasche*).

Die Qualität eines Kollektors läßt sich demnach durch zwei zu optimierende Parameter beschreiben: eine minimale Kollektorspannung $U_{\text{coll,min}}$ (beziehungsweise eine maximale Kollektorperveanz $P_{\text{coll,max}}$, siehe Gl. 3.17) und einen minimalen Verlustquotienten I_{loss}/I_e . Je kleiner der Verluststrom, desto geringer sind die Anforderungen an die Leistung $U_K I_{\text{loss}}$ der Hochspannungsversorgung. Dies ist entscheidend für die geforderte hohe Spannungsstabilität (geringes Rauschen) von $U/U_K < 10^{-4}$ (siehe Abschnitt 3.1.3). Ein kleinerer Verluststrom verringert auch die Belastung des UHV-Vakuums durch Desorption von Gasmolekülen von der Driftröhre und der Vakuumwand.

Eine niedrige Kollektorspannung U_{coll} dagegen verringert, neben der besseren Aufweitung des Strahls, die thermische Belastung des Kollektors (einfachere Kollektorkühlung) und führt infolge einer geringeren Gasdesorption zu einem kleineren Gasfluß aus dem Kollektor. Unter der Bedingung eines laminaren und konstanten Stromes (keine Strahlauflaufweitung!) während der Abbremsung auf $\beta_{\text{min}} = \sqrt{2eU_{\text{coll,min}}/m_e c^2}$ kann die maximale Kollektorperveanz abgeschätzt werden. Die minimale Kollektorspannung ist dabei durch die Bedingung, keine Reflexion zu bekommen, durch die Potentialdifferenz zwischen Driftröhre und Strahlmitte gegeben (siehe Gl. 3.12): $U_{\text{coll,min}} = \phi'(1 + 2 \ln r_d/r_s)$. Zusammenfassend erhält man für $P_{\text{coll,max}} = I_e(\beta_{\text{min}})/U_{\text{coll,min}}^3$ mit Gl. 3.11a [3]

$$P_{\text{coll,max}} = \frac{4\pi\epsilon_0 \sqrt{2e/m_e}}{(1-\zeta)(1+2\ln r_d/r_s)} \quad , \quad (3.17)$$

was ohne Raumladungskompensation ($\zeta = 0$) und für $r_d/r_s = 2$ einer Perveanz von $39 \mu\text{P}$ entspricht. Eine Operation des Kollektors bei maximaler Perveanz beziehungsweise minimaler Spannung (aus Sicher-

heitsgründen ca. 50-100 V darüber) führt zu einer Skalierung der Kollektorspannung proportional zur Beschleunigungsspannung:

$$U_{\text{coll}} = (P_K/P_{\text{coll}})^{2/3} U_K \sim U_K \quad (3.18)$$

Die Kollektorspannung beträgt danach typischerweise 5-10% der Beschleunigungsspannung. Höhere Kollektorperveanzen [38] können nur durch eine radiale Aufweitung des Elektronenstrahls während der Abbremsung (oder sogar einer Umformung des Strahls) erreicht werden, oder falls die radiale Potentialdifferenz im Elektronenstrahl durch Raumladungskompensation verkleinert wird.

3.3.2 Der LEAR-Kollektor

Wie alle oben betrachteten Prinzipien beim LEAR-Kollektor realisiert wurden, ist in Abb. 8 gezeigt. Das Solenoidfeld endet vor dem Kollektor, danach divergiert das magnetische Feld, noch verstärkt durch einen magnetischen Shunt. Dieser Feldverlauf führt zum geforderten hohen Feldgradienten dB/dz und zur Strahlaufweitung, welche durch die Spike-Elektrode (auf Kathodenpotential) noch unterstützt wird. Die Repeller-Elektrode (meist auf Kollektorpotential gesetzt) bremst den Elektronenstrahl innerhalb von 4 cm auf β_{min} ab. Die elektrostatische Potentialbarriere für die Sekundärelektronen wird durch eine ringförmige Gitteranode, dem Mesh, gebildet, das sich auf einem Potential zwischen ϕ_{coll} und ϕ_K befindet. Messungen haben gezeigt [19], daß das Mesh den Verlustquotienten I_{loss}/I_e deutlich vom Prozentbereich in den Promillebereich erniedrigt, aber eine Erhöhung der Kollektorspannung erforderlich macht. Für einen einfachen Betriebsmode kann die Meshspannung konstant auf den empirischen Wert von 600 V gehalten werden.

Um die transversale Aufheizung des Elektronenstrahles während des Abbremsens gering zu halten (sonst erfolgt eventuell eine teilweise Reflexion von Elektronen oder die Kollektorspannung muß erhöht werden), muß der Verlauf der magnetischen Feldlinien dem Potentialverlauf angepaßt werden, vor allem in der Abbremsregion des Kollektoreingangsbereiches. Zu diesem Zweck sind um den Kollektor 5

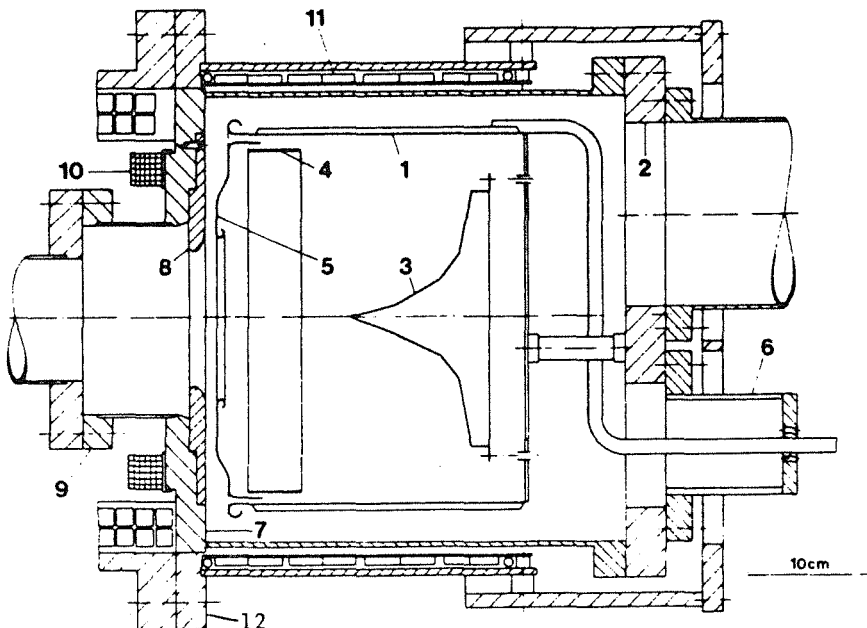


Abb. 8. Der LEAR-Kollektor: 1 Kollektor, 2 Abschlußflansch, 3 Spike, 4 Mesh, 5 Repeller, 6 Hochspannungsdurchführung, 7 Vakuumkammer aus Weicheisen (magn. Shunt), 8 geerdete Eingangselektrode, 9 Anschlußflansch an die Driftstrecke, 10 Kollektoreingangsspule, 11 Kollektorhilfsspulen, 12 Weicheisenflansch

Hilfsspulen angebracht, die axiale Felder erzeugen. Deren Stromstärken können empirisch durch Minimieren des Verluststromes gefunden werden. Eine einmal gefundene optimale Potential- und Magnetfeldkonfiguration kann beibehalten werden, wenn die Ströme der Hilfsspulen linear mit dem Elektronenimpuls beziehungsweise dem Hauptmagnetfeld skaliert werden. Als letztes wurde noch am Kollektoreingang eine zusätzliche Spule angebracht, um dort das Magnetfeld zu verstärken, weil sich gezeigt hatte, daß Elektronen den Repeller und den magnetischen Shunt streiften. Dadurch wurde auch die magnetische Reflexion von Sekundärelektronen erhöht. Der Verlustquotient lag danach zwischen 1 und 3%.

3.4 Elektrische Schaltung, Vakuum und Elektronenstrahldiagnose

3.4.1 Elektrische Schaltung und Hochspannungsversorgung

Prinzipiell sind zwei Schaltungen möglich, entweder ist die Kathode und der Kollektor auf hohem negativem Potential oder die Driftstrecke. Beide Schaltungen haben ihre Vorteile, aber auch Nachteile [41]. Beim LEAR-Kühler wird die zur Beschleunigung nötige Potentialdifferenz U_K so angelegt, daß die Kathode und der Kollektor sich auf hohem negativem Potential befinden und die Driftröhre geerdet ist. Dies hat zur Folge, daß die Kathodenheizung und die Spannungsversorgungen für die Kollektorelektroden auf hohem Potential betrieben werden müssen. Vor allem der Hauptstromkreis über die Kollektorspannungsversorgung, der den Elektronenstrom zur Kathode zurückführt, befindet sich vollständig auf diesem hohen Potential. Weiterhin muß die ganze Steuerung und Kontrolle aller Potentiale und der Kathodenheizung und die Wasserkühlung des Kollektors auf hohem Potential durchgeführt werden. Dies alles erfordert den Bau einer Hochspannungsplattform (Faraday-Käfig), die einige Netzgeräte und einen Teil der Elektronik beherbergt. Der Faradaykäfig wird durch eine Hochspannungsversorgung auf Kathodenpotential gelegt und steht auf Keramikfüße, die ihn gegen die Erde isolieren.

Abb. 9 zeigt das Schaltbild für den LEAR-Elektronenkühler. Die gestrichelte Linie zeigt dabei an, was sich im Faradaykäfig befindet. Der Kollektor ist gegen die Kathodenspannung geschaltet und Mesh

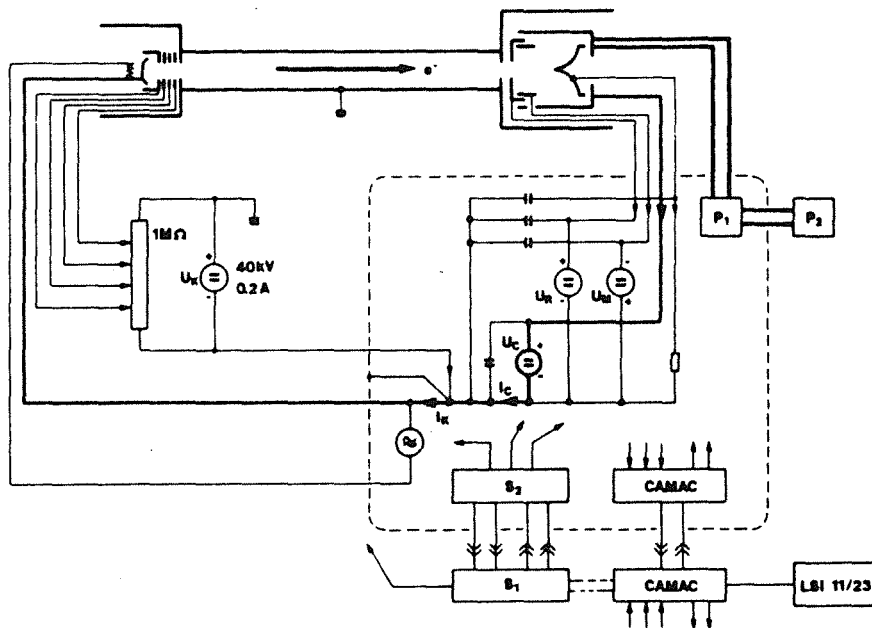


Abb. 9. Elektrische Schaltung des LEAR-Elektronenkühlers: U_K : Hochspannungsversorgung, U_C : Kollektorspannung, U_R : Repellerspannung, U_M : Meshspannung, P_1 , P_2 : Kühlung des Kollektors, S_1 , S_2 : Interlock-System, die gestrichelte Linie deutet die Hochspannungsplattform an. Beschreibung im Text.

und Repeller wiederum gegen den Kollektor. Die Anodenspannungen werden über einem 1 M Ω Spannungsteiler (*Bleeder*) für die einzelnen Perveanzen fest eingestellt. Der Bleeder besteht aus einer Serie von genormten ohm'schen Widerständen, die in einem Ölbad temperaturstabilisiert sind. An die Spannungsversorgung der Kathode, die die Elektronenenergie in der Driftstrecke bestimmt, werden die höchsten Ansprüche an Langzeitstabilität und geringes Rauschen (im kHz-Bereich) gestellt. Die angestrebte Genauigkeit liegt im Bereich der thermischen Energie der Elektronen (siehe Gl. 3.5). Neben der Temperaturstabilisierung des Hochspannungstransformators wird noch eine aktive Regelung durchgeführt. Dazu wird die gesetzte Referenzspannung mit der über einen stabilen, externen Widerstand gemessenen Kathodenspannung verglichen und stabilisiert, bevor sie dem Transformator zugeführt wird. Der Referenzspannung kann noch eine Modulationsspannung überlagert werden, deren Form durch einen Pulsgenerator erzeugt wird. Dadurch kann die Hochspannung auf einfache Weise schnell und mit einer großen Amplitude moduliert werden, was bei den Kühlexperimenten ausgenutzt wurde (siehe Abschnitt 6.3.3).

Die Kontrolle des Kühlers erfolgt über Standard NIM- und CAMAC-Elektronik (siehe Abschnitt 3.5), wobei die Kontrolle der Spannungsversorgungen und der Kathodenheizung auf der Hochspannungsplattform eine eigene Elektronik benötigen, die über eine Lichtfaseroptik-Verbindung mit der Elektronik auf Erdpotential und dem Computer, einer LSI 11/23, verbunden ist. Daneben ist noch ein Interlock-System vorhanden, das die wichtigsten Geräte gegen den Ausfall der Kühlsysteme, des Magnetfeldes oder der Kollektorspannung absichert.

3.4.2 Anforderungen an das Vakuum

Voraussetzung für den Einbau des Elektronenkühlers in den LEAR-Ring war, daß das Ultra-Hoch-Vakuum (UHV) von 3×10^{-12} Torr (N_2 -Äquivalent) durch die Ausgasungsquellen des Kühlers, vor allem aus der Kathode und aus dem Kollektor, nicht merklich verschlechtert wird. Neben der Ausheizbarkeit aller Vakuumteile mußte auf möglichst geringe Ausgasraten der heißen Kathode, aus dem Kollektor und durch Verlustströme in der Driftstrecke geachtet werden. Um die Ausgasrate der Kathode (hauptsächlich CO) zu minimieren, wird diese am Anfang konditioniert. Dazu wird bei einem Druck kleiner 10^{-6} Torr die Heizleistung der Kathode langsam auf die volle Leistung erhöht. Die Ausgasrate beträgt anfangs typisch 10^{-6} , später dann 10^{-7} Torr l/s [19].

Die anderen Gasquellen steigen proportional mit der Leistung des Elektronenstrahls. In der Einlaufphase wurde daher die Hochspannung langsam erhöht und die optimalen Setzwerte für die Kollektorelektroden und die Magnetfeldstärken gesucht (minimaler Verluststrom!). Nach einer Betriebsdauer von 60 h bei 28 kV war ein Druck von 10^{-10} Torr erreicht (Meßwert des Ionisationsmanometers in der Toroidvakuumkammer auf der Kollektorseite, wie alle weiteren Druckangaben). Für niedrigere Energien sank der Druck auf einige 10^{-11} Torr (siehe Abb. 10). Mit diesen Werten beträgt der mittlere Druck im LEAR-Ring höchstens 4×10^{-12} bis 2×10^{-11} Torr, was niedrig genug ist, um eine Einfachstreuungs-Lebensdauer von einigen Stunden für Ionenimpulse > 100 MeV/c zu garantieren (siehe Gl. 4.32).

Dieses Vakuum konnte nur durch den zusätzlichen Einbau von NEG-(Non-Evaporable Getter)-Pumpen in den Toroidkammern und in den Driftstrecken vor der Kanone und dem Kollektor (siehe Abb. 6) erreicht werden [17]. Weiterhin ist noch eine Pumpeinheit, bestehend aus Vorpumpe, Turbomolekularpumpe und Ionengetterpumpe, hinter dem Kollektor angebracht, die nur während des Ausheizens aktiviert wird. Mit einem ebenfalls am Kollektor angeschlossenen Massenspektrometer konnte auch die Gaszusammensetzung bei Elektronenstrahlbetrieb gemessen werden (Abb. 10). Eine genaue Analyse dieser Spektren zeigte, daß das Restgas neben H_2 hauptsächlich aus CO und CH_4 besteht, wobei vor allem der CO-Anteil bei Energien über 15 keV deutlich ansteigt [16].

3.4.3 Diagnose am Elektronenstrahl

Bevor der Elektronenkühler in den LEAR-Ring eingebaut wurde und damit für Experimente eingesetzt werden konnte, sollten die für die Kühlung relevanten Eigenschaften des Elektronenstrahls bekannt

und optimiert worden sein. Dies erfordert Diagnosemöglichkeiten am nicht eingebauten Kühler für folgende Parameter (im Ring sind manche der folgenden Parameter einfacher über die Wechselwirkung mit dem Ionenstrahl zu bestimmen, siehe Abschnitt 6.1):

- *Strahlstrom*: Bei kleinen Verlustströmen ist I_e durch den Strom I_{coil} gegeben, den die Kollektor-Spannungsversorgung aufzubringen hat (siehe Abschnitt 3.4.1).
- *Verlustströme*: Diese treten einmal bei den Anoden der Kanone und den Kollektorelektroden auf und können aus den Strömen der Spannungsversorgungen bestimmt werden. Man erhält dadurch Hinweise über den Verlauf des Elektronenstrahls und kann diesen optimieren. Weitere Verluste treten in der Driftstrecke auf, können aber nicht direkt bestimmt werden. Die Summe aller Verlustströme muß durch die Hochspannungsversorgung aufgebracht werden und ist damit äquivalent zu I_{HT} .
- *Strahlenergie* (auf Achse): Bei bekannter Raumladungskompensation ζ kann E_0 aus der mit einem stabilisierten Spannungsteiler gemessenen Kathodenspannung U_K nach Gl. 3.12 berechnet werden. (Im Ring kann E_0 genauer aus der Umlauffrequenz bestimmt werden.)
- *Verlauf des Elektronenstrahls in der Driftstrecke*: An 4 Positionen längs der Driftstrecke (Position 3 in Abb. 6) sind Positions-Pick-up-Elektroden angebracht, mit denen die horizontale und vertikale Position der Elektronenstrahlachse auf ± 1 mm bestimmt werden kann. Zur Pick-up-Messung ist eine Dichtemodulation des Elektronenstrahls nötig, welche bei konstanter Perveanz der Kanone einfach durch Modulation der Hochspannung erzeugt wird. Die zwei Pick-up-Stationen in der Kühlstrecke erlauben auch eine genaue Positionsbestimmung des Ionenstrahls im Kühler.
- *Strahlradius und -dichte*: Der Strahlradius r_s ist bei exakter Justierung der Kathode und genügend hohem Magnetfeld (Gl. 3.10) identisch mit dem Kathodenradius r_K . Aus dem Strahlstrom I_e und dem Radius r_s erhält man nach Gl. 3.7 die Elektronenstrahldichte n_e .
- *Kathodentemperatur*: Diese wird einmal pyrometrisch bestimmt und gegen die Heizleistung geeicht.
- *transversale Temperatur*: Als Diagnose bietet sich die Analyse der Mikrowellenstrahlung an, die durch die spiralisierenden Elektronen (im GHz-Bereich) abgestrahlt wird. Die Driftröhre bildet eine zylindrische Kavität, die nur die Abstrahlung eines diskreten Spektrums erlaubt, welches am Ende der Kavität mit einer Antenne gemessen werden kann. Für den LEAR-Elektronenkühler wurde diese Messung vor dem Einbau in den Ring durchgeführt [20]. Eine Analyse mit Hilfe eines theoretischen Modells ergab für einen optimierten Elektronenstrahl eine transversale Temperatur von

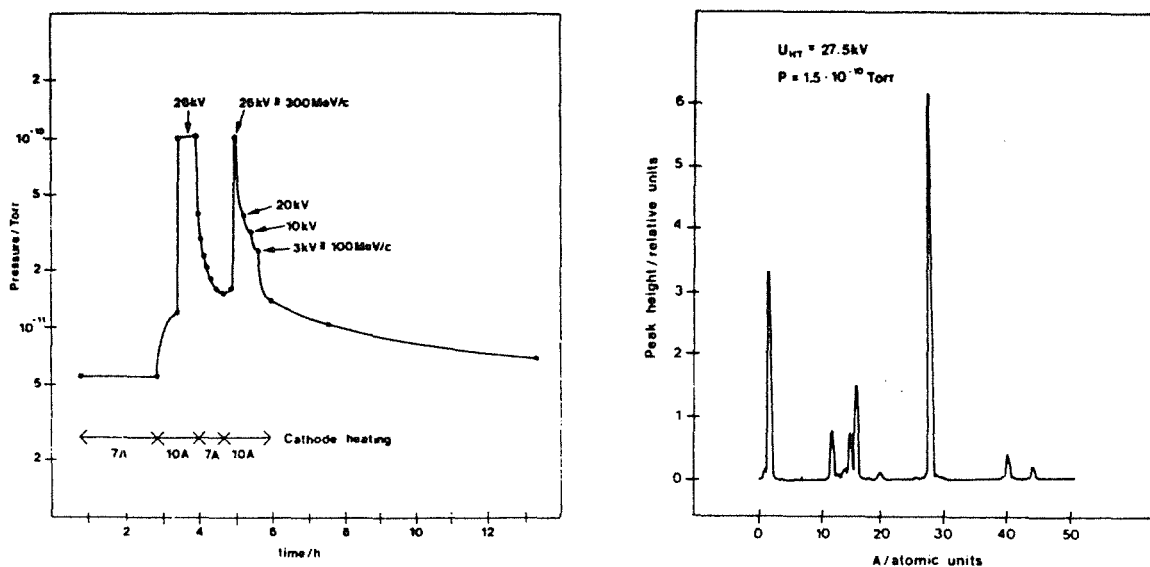


Abb. 10. Vakuummessungen und Restgaszusammensetzung im LEAR-Kühler: a) Verlauf des Druckes bei verschiedenen Kathodenheizungen und Strahlenergien [42]; b) Zusammensetzung des Restgases mit einem 27.5 keV Elektronenstrahl: Beiträge zu den Massenzahlen 1 + 2: H_2 , 12-16: CH_4 , 12,16 + 28: CO , 40: Ar und 12,28 + 44: CO_2 .

(0.58 ± 0.2 eV), gemittelt über den ganzen Strahlquerschnitt und die Länge der Kühlstrecke. In der Strahlmitte kann eine wesentlich kleinere Temperatur erwartet werden (siehe Gl. 3.4). (Durch Messung der Umladungsrate der Ionen im Kühler kann die transversale Temperatur während der Kühlexperimente einfacher und genauer bestimmt werden (siehe Abschnitt 6.1).)

- *longitudinale Temperatur, Geschwindigkeitsprofil und Raumladungskompensation:* Eine aus der Plasmaphysik bekannte Diagnose, die Messung des durch Thomson-Streuung reflektierten Laserlichts, erlaubt die Bestimmung dieser Parameter auch an einem Elektronenstrahl. Dies wurde erstmals am LEAR-Elektronenkühler gezeigt [21]. Gepulstes Laserlicht eines Farbstofflasers variabler Wellenlänge (bei 410 nm, 20 ns Pulsdauer, 15 Hz Wiederholungsrate, 20 mJ mittlere Energie und 3 mm Strahldurchmesser) konnte bei beliebiger radialer Position gegen die Richtung des Elektronenstrahls in diesen eingestrahlt werden. Das Doppler-verschobene, zurückgestreute Licht (bei 256 nm für Messungen bei 28 keV Elektronenenergie) wurde mit einem Fabry-Perot-Interferometer analysiert. Aus der Lage des Maximums und der Breite des zurückgestreuten Lichts für verschiedene radiale Positionen konnte eine longitudinale Temperatur von 10^{-3} eV, das heißt ein Abflachungsfaktor $k_{\eta} > 15$, bestimmt werden. Ferner konnte auf eine verschwindende Raumladungskompensation ζ geschlossen werden.

3.5 Steuerung des LEAR-Kühlers

3.5.1 Hardware und Räumlichkeiten

An das Kontrollsystem für den Elektronenkühler wurde die Anforderung gestellt, daß sowohl eine eigenständige, vom LEAR-Kontrollsystem unabhängige Bedienung des Elektronenkühlers gegeben ist, andererseits sollte es so kompatibel sein, daß eine Integration jederzeit möglich ist. Da die Steuerung des

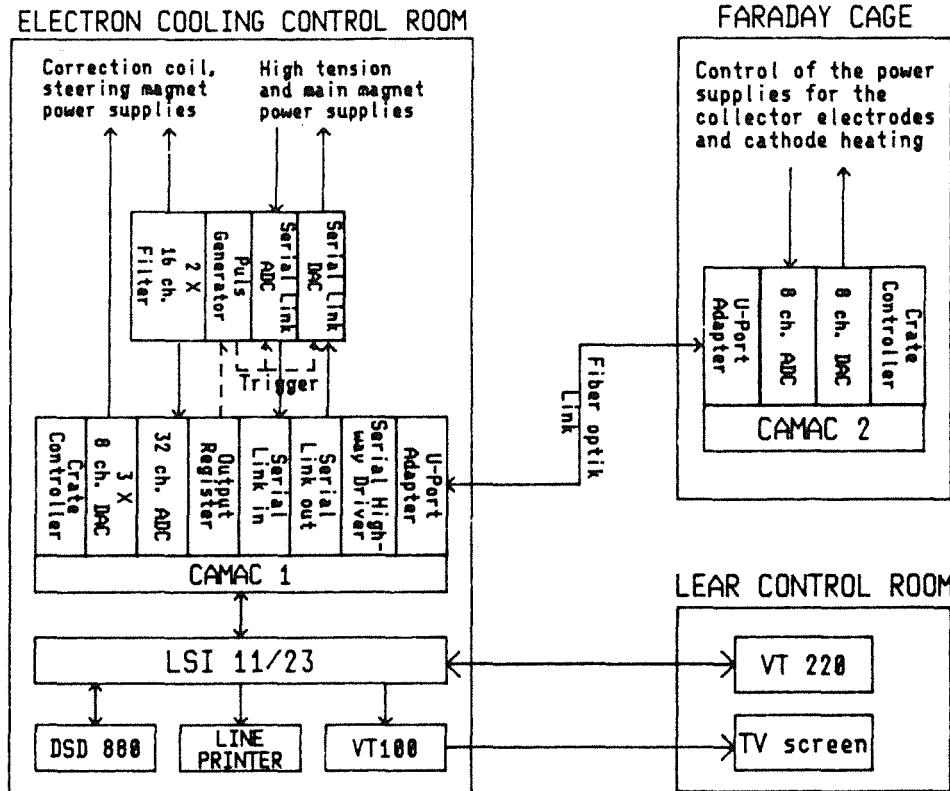


Abb. 11. Schaltbild der elektronischen Steuerung: Beschreibung im Text.

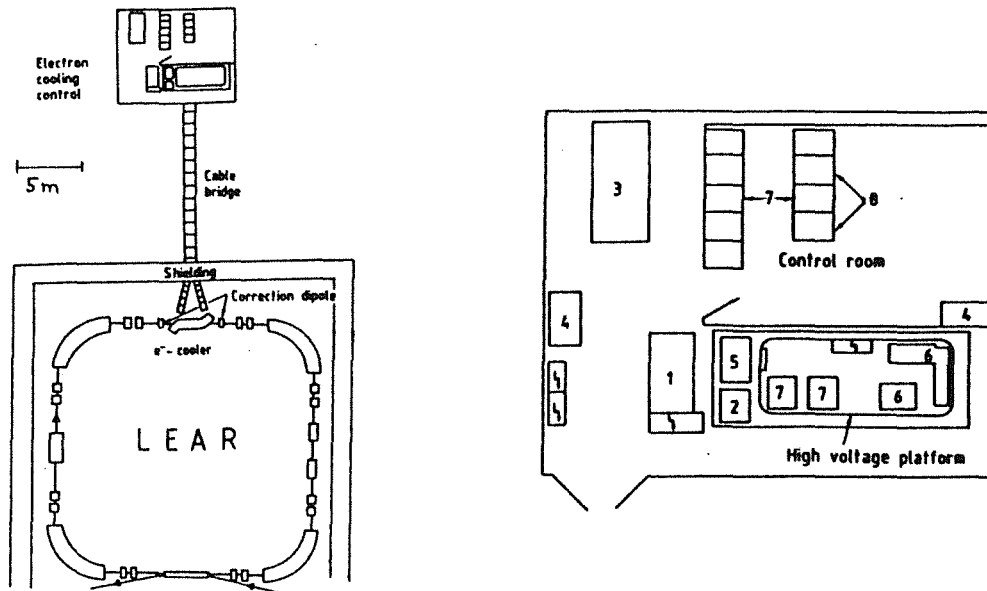


Abb. 12. Kontrollgebäude für die Elektronenkühlung: links: Lage des Kühler-Kontrollgebäudes; rechts: Einzelheiten: 1 Hochspannungsversorgung (Bruker), 2 Bleeder, 3 Stromversorgung des Hauptmagneten, 4 Klimaanlage, 5 Isolationstransformator, 6 Kollektorspannungsversorgung, 7 Stromversorgungen für die weiteren Magnete, die Pick-up-Elektronik, das Interlock-System und die Kathodenheizung, 8 Computer und CAMAC-Elektronik

LEAR ursprünglich durch einen LSI-Rechner (inzwischen eine VAX) und CAMAC-Elektronik durchgeführt wurde, führten diese Anforderungen zur Wahl einer LSI 11/23 als zentrale Recheneinheit, an der ein Festplatten- und Floppy-Laufwerk (DSD 880), ein CAMAC-Crate, ein Zeilendrucker und mehrere Terminals angeschlossen werden können. Die zur Steuerung des Kühlers nötige Elektronik (Abb. 11) besteht aus handelsüblichen NIM- und CAMAC-Einschüben. Wie schon in Abschnitt 3.4.1 gesagt, erfordert die Hochspannungsschaltung (Kathode und Kollektor auf hohem Potential) ein zweites CAMAC-Crate auf der Hochspannungsplattform (Faraday-Käfig). Die Datenübertragung zum CAMAC-Crate auf Erdpotential erfolgt über zwei U-Port-Adapter und zwei Glasfaserkabel.

Besondere Anforderungen wurden an die Kontrolle der Hochspannung und des Hauptmagnetfeldes gestellt. Um die korrelierten Werte von Hochspannung und Magnetfeld gleichzeitig setzen und lesen zu können (resonante Fokussierung und Umlenkung im Toroid!), wird ein Triggersignal über ein Output-Register durch einen Pulsgenerator erzeugt, welches den entsprechenden Serial Link ADC/DAC startet. Durch die Verwendung eines 16 Bit ADC/DAC's konnte für die Hochspannung eine Auflösung von 0.6 V erreicht werden. Zum Lesen der Hochspannung wurde als Eingangssignal des ADC nicht das interne Signal der Hochspannungsversorgung selbst, sondern das externe Signal eines präzisen und stabilen Spannungsteilers verwendet. Dieses Signal wurde außerdem auf ein Digitalvoltmeter und ein Differentialvoltmeter gegeben. Mit diesem Voltmeter wurde vor allem die Langzeitstabilität und das hochfrequente (im kHz-Bereich) Rauschen der Hochspannung gemessen, indem dessen analoges Ausgangssignal auf einen x-t-Schreiber gegeben und aufgezeichnet wurde. Die Hochspannungsquelle selbst wurde vor den Experimenten nochmals mit einer genormten 1 kV Spannungsquelle geeicht und der Umrechnungsfaktor zwischen Setzwert und gemessenem Wert des Spannungsteilers bestimmt. Für die Experimente mit 10 MeV Protonen wurde eine 6 kV Spannungsversorgung benutzt, die ein geringeres Rauschen zeigte.

Da für den Faradaykäfig, die Magnetstrom- und die Hochspannungsversorgungen direkt beim Kühler im LEAR-Ring nicht mehr genügend Raum vorhanden war, wurde für die Elektronenkühlung ein eigenes Kontrollgebäude erstellt (Abb. 12). Um die Länge der Hochspannungskabel kurz zu halten, wurden diese über eine Kabelbrücke zum Kühler verlegt. Während der Kühlexperimente war es wegen der Ionenstrahl Diagnostik vorteilhafter, den Kühler vom LEAR-Kontrollraum aus zu steuern. Dazu wurde ein Terminal (VT220), mit dem die Kontrolle des Kühlers durchgeführt wurde, direkt mit der LSI im Küh-

ler-Kontrollraum verbunden. Weiterhin wurden das Videoausgangssignal eines VT100-Terminals, auf dem die momentan ausgelesenen Werte für alle Kühlerparameter angezeigt wurden, aus dem Kühler-Kontrollraum und die Kameraaufnahme der direkten Anzeige von Kathodenheizung und Kollektorspannung aus dem Faradaykäfig auf einen Bildschirm im LEAR-Kontrollraum übertragen.

3.5.2 Optimierung der Kühlerparameter und Skalierungseigenschaften

Nach dem endgültigen Zusammenbau des Kühlers und vor dessen Einbau in den LEAR-Ring wurde (neben den Vakuumuntersuchungen) nochmals überprüft, ob die durch Optimierung gefundenen Setzwerte für die Parameter des Kühlers (siehe Tabelle 2) die theoretischen Skalierungseigenschaften zeigen (siehe Gln. 3.3, 3.16, 3.18 und Abschnitt 3.3.2). Diese Skalierungen haben Einfluß auf die Struktur der Steuerung des Kühlers. Die Skalierungen wurden bestätigt, wie in Abb. 13 für einige Parameter zu sehen ist. Dadurch ist ein einfacher Betriebs- und Kontrollmodus möglich, sobald eine optimale Führung des Elektronenstrahles bei der Endenergie gefunden ist. Es wird dann nur noch die Hochspannung direkt geändert, während alle anderen relevanten Parameter automatisch nachgefahren werden. Es hat sich gezeigt, daß für das schnelle Hochfahren des Kühlers auf die Endenergie (*Ramping*, typische Geschwindigkeit: einige kV/s, später auch schneller, ein sofortiges Setzen des Endwertes erlaubt die Hochspannungsversorgung nicht) die Anzahl der notwendigen Skalierungen reduziert werden konnte, ohne daß der Verluststrom so groß wurde, daß sich die Hochspannung wegen Leistungsüberlastung abschaltete. Dazu genügte, die Magnetfelder längs der Driftstrecke synchron mitzufahren, alle anderen Parameter konnten konstant auf dem bei der Endenergie optimalen Wert gelassen werden. Wie sich während der Kühlexperimente gezeigt hat, konnte bei ganz schnellem Hochfahren der Hochspannung (< 1 sec) auf jegliche Magnetfeldskalierung verzichtet werden. Dies erleichtert die Steuerung des Kühlers bei gleichzeitig gespeichertem Ionenstrahl, denn eine Änderung des Solenoidfeldes würde den Betatron-Tune des gespeicherten Strahls verschieben und zu einem Strahlverlust führen. Dieser Strahlverlust konnte somit beim Wiederhochfahren der Hochspannung nach einem Ausfall vermieden werden. Auch die Steuerung des Kühlers im integrierten Beschleunigungs- und Abbremsbetrieb des LEAR-Rings wurde dadurch sehr vereinfacht (siehe Abschnitt 5.2 c).

READ/WRITE	Skalierung (oder Setzwert)	READ ONLY
U_{HT}	→ Energie E_0	I_{HT}
U_{coll}	$\sim U_{HT}$, konst. bei Ramping	$I_{coll} = I_e$
U_{rep}	konst., = U_{coll}	I_{rep}
U_{mesh}	konst., ≈ 600 V	I_{mesh}
U_{spike}	konst., 0 V	I_{spike}
I_{heat}	konst., entspr. 1300 K	$I_{cage} = I_{loss}$
I_{sol}	$\sim \sqrt{U_{HT}}$	U_{heat}
$I_{corr. coil} (2x)$	$\sim I_{sol}$	$P_{toroid} (2x)$
$I_{dipol} (10x)$	$\sim I_{sol}$	$P_K = I_c (U_{HT})^{-3/2}$
I_{CE}	konst., 300 A	$I_{loss} = I_{cage}/I_e$
$I_{CC} (5x)$	$\sim I_{sol}$, konst. bei Ramping	$T_K \sim U_{heat} I_{heat}$

Tab. 2. Skalierung der Kontrollparameter des LEAR-Kühlers: Die Parameter sind in steuerbare (READ WRITE) und nicht steuerbare (READ ONLY) Parameter unterteilbar. CE: Kollektoreingangsspule, CC: Kollektorkorrekturspulen.

Nach dem Einbau des Kühlers in den Ring erfolgte zuerst das Ausheizen der Vakuumteile. Kurz vor Ende des Ausheizens wurde schon mit der Konditionierung der Kathode begonnen (siehe Abschnitt 3.4.2). Danach wurde die Hochspannungsfestigkeit des Kühlers (ohne Elektronenstrahl) langsam auf 30 kV erhöht. Dabei führten Entladungen zur einer weiteren Freisetzung von Gasen aus den Vakuumteilen. Als nächstes wurde ein Elektronenstrahl bei der niedrigen Energie von 3 keV erzeugt und unter

Beobachtung der Verlustströme und des Vakuums (in den Toroiden) optimiert. Bei ständiger Verlustminimierung wurde die Energie des Strahls langsam erhöht. Dieses Vorgehen ist notwendig, um die Strombelastung der Hochspannungsversorgung und die Vakuumbelastung, die proportional zur Leistung im Strahl ist, gering zu halten. Die unvermeidlichen Verlustelektronen führen dabei durch Desorption zu einer letzten Reinigung von Driftrohr, Elektroden und Vakuumkammer. Weiterhin sollte der Elektronenstrahl vor einer Energieerhöhung für mindestens eine halbe bis eine Stunde bei der jeweiligen Energie stabil sein, und ein Hochfahren der Hochspannung sollte nicht aufgrund zu hoher Strahlverluste zu einem Spannungsausfall führen. Nachdem Strahlstabilität bei 30 kV erreicht war, wurde noch der Verlauf des Elektronenstrahls in der Driftstrecke mittels der Pick-up Elektroden kontrolliert und mit den Dipolsteuerspulen auf Achse eingestellt. Für die Hochspannungswerte entsprechend der Energie der Kühlexperimente wurden dann die optimalen Setzwerte aller Kühlerparameter in einer Datei gespeichert (siehe Abschnitt 3.6).

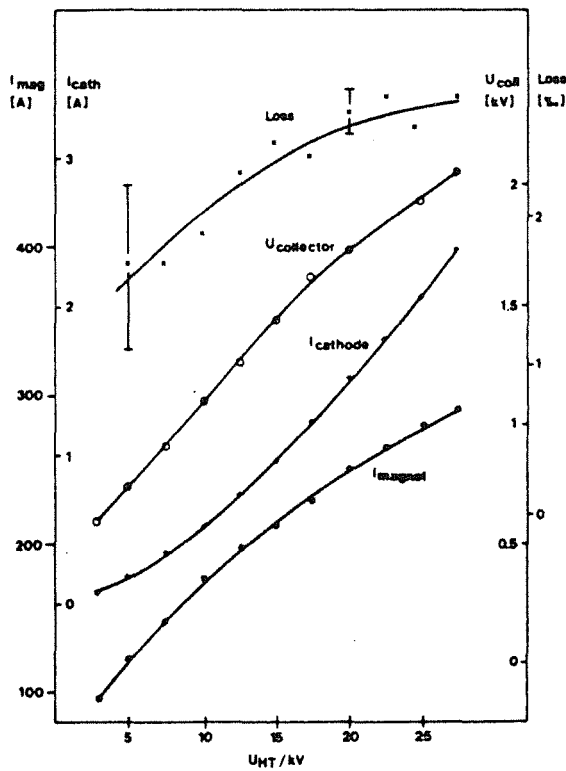


Abb. 13. Skalierungen nach Optimierung des Kühlers: Der optimale Magnetstrom steigt mit der Wurzel der Hochspannung, der Strahlstrom ($I_{cath} \cong I_e$) mit der 1.5ten Potenz (raumladungsbegrenzte Emission). Die minimale Kollektorspannung steigt bis 15 kV linear an, danach etwas schwächer und kann deutlich unter 3 kV gehalten werden. Auch für die anderen Parameter wurden Skalierung gefunden. Unter diesen optimalen Bedingungen steigt der Verlust nur von 2 auf 3 % an.

3.6 Die Kontrollprogramme

3.6.1 Anforderungen und allgemeiner Aufbau

An das Kontrollprogramm werden folgende Anforderungen gestellt, die teils allgemeiner Art sind, teils auf spezifische Eigenschaften des Kühlers beruhen:

- kontinuierliche Auslese der ADC's und übersichtliche Darstellung der Lesewerte aller Parameter
- leicht handhabbare Steuerung aller Kühlerparameter: schnelle Energieänderung; integrierte, hierarchische Skalierung der abhängigen Parameter; direkte Eingabe eines neuen Setzwertes und stufenweise Änderung eines Parameters
- eingebaute Sicherheiten gegen Fehlbedienung (z.B. obere Grenzen für Parameterwerte)

- flexible und erweiterbare Gestaltung des Programms, vor allem hinsichtlich der Integration in die LEAR-Kontrolle
- Erstellen, Erweitern und Zugriff auf eine einfach und übersichtlich strukturierte *Database*, einer Datei, die für jeden Parameter alle zur Steuerung und Darstellung notwendigen Informationen enthält
- Abspeichern (Archivieren) und Einlesen einmal optimierter Setzwerte

Dazu mußte das Programm die schon erwähnten Hardware-Forderungen berücksichtigen; es sollte also auf einer LSI 11/23 mit deren Betriebssystem laufen und war somit durch deren Möglichkeiten eingeschränkt. Zur Eingabe von Steuerbefehlen und neuen Setzwerten stand ein VT220 Terminal zur Verfügung, die Darstellung der gelesenen Werte erfolgte auf einem VT100 Terminal. Eine einfache und schnelle Steuerung wurde neben der direkten Eingabe eines Setzwertes durch fest programmierte Funktionstasten und durch die Wahl eines *Kontrollmodes* erreicht (siehe Abschnitt 3.6.3). Teils wegen der besseren Übersichtlichkeit, teils wegen des begrenzten Speicherplatzes in der zentralen Recheneinheit der LSI, wurden die Kontrollaufgaben auf mehrere gleichzeitig laufende Programme verteilt, die bestimmte Teilaspekte der Steuerung ausführen. Da mehrere Programme gemeinsam auf die Setz- und Lesewerte (*com*, *acq*) zugreifen müssen, wurde für diese Werte der *shared common block* LEAPAR installiert. Die zur Kontrolle der Parameter notwendigen Daten, wie z.B. die CAMAC-Adresse, sind in der *Database-Datei* ECOOL zusammengefaßt. Eine Übersicht über das Schema der Kontrollprogramme und den Datentransfer zeigt Abb. 14. Die einzelnen Programme und ihre Aufgaben sind:

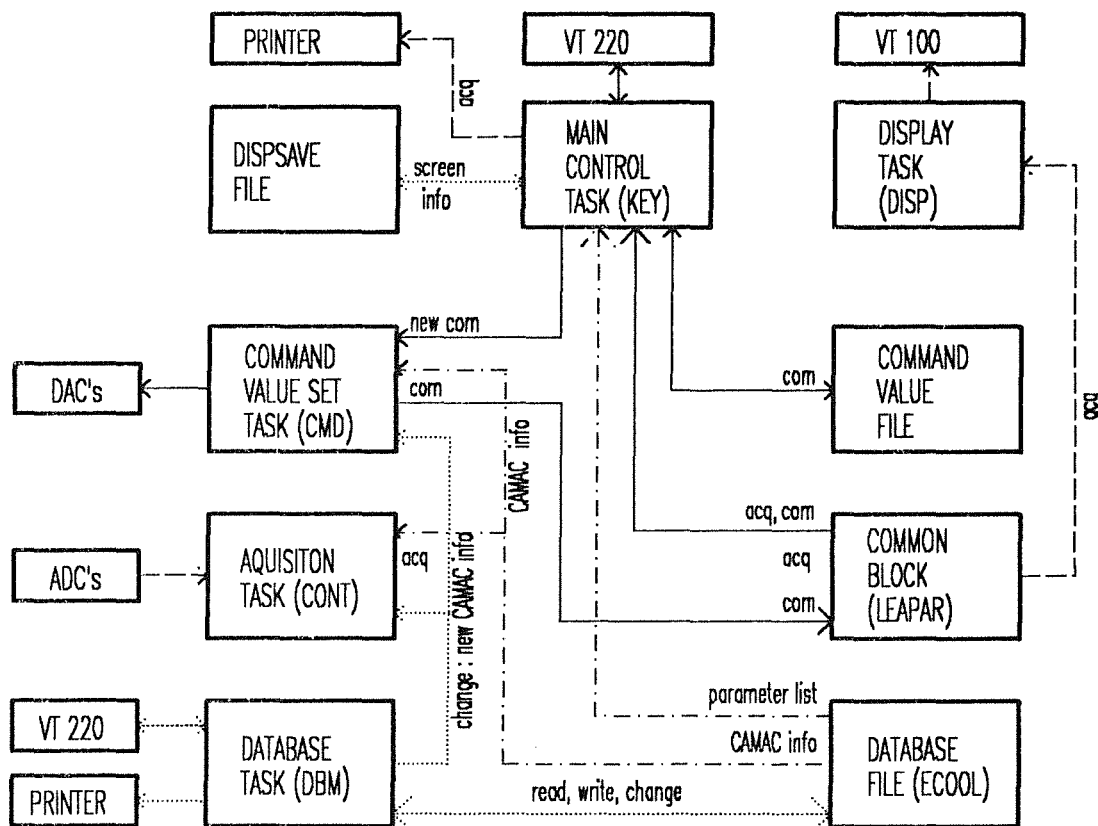


Abb. 14. Schema der Kontrollprogramme und des Datentransfers: Die Kontrolle wird neben dem Hauptprogramm (KEY) von 4 weiteren Programmen mit speziellen Aufgaben (CMD, CONT, DBM und DISP) durchgeführt, als Datenspeicher dienen eine Database-Datei (ECOOL), ein *shared common block* (LEAPAR) und Dateien für die optimierten Setzwerte. Genauere Beschreibung im Text. Die Linien zeigen die Wege des Datentransfers; gestrichelt: Lesewert (*acq*), durchgezogen: Setzwert (*com*), punktiert: Database, strichpunktirt: CAMAC-Information und Parameterliste.

- KEY (Hauptkontrollprogramm): Die hauptsächliche Aufgabe von KEY ist die Steuerung des Kühlers durch Ändern der Setzwerte *com*. Dies geschieht durch direkte numerische Eingabe oder durch Drücken einer programmierten Funktionstaste. Bei jeder Änderung eines Setzwertes schickt KEY einen *Buffer* an das Programm CMD (siehe Abschnitt 3.6.4). Daneben kann noch ein besonderer Kontrollmode (Archive, Reset, Print, Bruker control, etc.) gewählt werden.
- CMD: Dieses Programm ist zuständig für das Setzen der DAC's, nachdem es einen Buffer von KEY erhalten hat. Es führt auch die fest programmierte, hierarchische Skalierung durch. Nach dem Setzen der DAC's schreibt es alle neuen *com*-Werte in den Commonblock LEAPAR.
- CONT: Dieses Programm liest kontinuierlich die ADC's aus und schreibt die Lesewerte *acq* in den Commonblock LEAPAR.
- DISP: Dieses Programm sorgt für einen kontinuierlichen Display der Lesewerte *acq* aller Parameter auf einem VT100 Terminal (siehe Abb. 15).
- DBM: Dieses Programm zum Erstellen, Ändern und Erweitern der Database-Datei ECOOL wird nur bei Bedarf gestartet.

Um einen fließenden Ablauf der Steuerung zu gewährleisten, wird den einzelnen Programmen bei der Installation eine Priorität zugeteilt, die der Bedeutung ihrer Aufgabe entspricht. Da die Auslese und der Display der Parameterwerte auf Zeiten, in denen keine Steuerung erfolgt, beschränkt werden können, erhalten CONT und DISP die niedrigste Priorität (40). KEY und DBM werden mit der üblichen Priorität von 50 installiert. Die höchste Priorität (120) bekommt dagegen CMD, damit das Setzen eines neuen Parameterwertes mitsamt der eventuell vorliegenden Skalierung weiterer Parameter sofort nach Erhalt des Buffers erfolgt und nicht unterbrochen wird.

LEAR ELECTRON COOLER

CURRENT 2.406 A	PERVEANCE 0.52 uP	LOSS 3.13 %	SOLENOID 296.88 A
COILS	HIGH VOLTAGE	CATHODE HEATING	
BBC 297.86 A	voltage 27.6234 kV	voltage 18.999	
CC1 2.078 A	current 33.4776 V	current 10.284 A	
CC2 0.023 A		temperature 1010 °C	
CC3 4.813 A			
CC4 -0.077 A	COLLECTOR	PRESSURE	
CC5 0.034 A	voltage 2.4288 kV	Pressure 1 2.53E-11 Torr	
GBH -1.523 A	current -0.0030 A	Pressure 2 4.20E-11 Torr	
GBV 1.464 A			
TBH 1.700 A	REPELLER	CAGE	
TBV -0.224 A	voltage 1.6734 kV	current 7.5360 mA	
DBH 0.994 A	current 8.1640 mA		
DBV 1.661 A		DCHV 2.946 A	
UBH 0.839 A	MESH	DBG 1.246 A	
UBV 4.768 A	voltage 0.3778 kV		
CBH 6.506 A	current 0.1542 mA	DATE 31-MAR-89	
CBV -1.770 A		TIME 14:24:14	

Abb. 15. Der Auslese-Display von DISP

3.6.2 Die Database-Datei

Die Database-Datei ECOOL enthält die zur Steuerung und Darstellung aller Parameter benötigten Informationen. Für jeden Parameter sind darin folgende Daten, jeweils für das Lesen und Setzen des Parameters getrennt in einer Zeile, gespeichert:

- Parametername und Codenummer
- vollständige CAMAC-Adresse (*branch, crate, address, subaddress*)

- Drivernummer (legt die für einen bestimmten ADC/DAC geschriebene Subroutine fest)
- Bit-Umrechnungsfaktor und einen eventuellen Offsetwert
- minimaler und maximaler Setzwert
- physikalische Einheit und ein Format (wird nur für den Display gebraucht)

Durch die Reihenfolge wird jedem Parameter eine Nummer *ipar* zugeteilt. Bei Programmstart lesen CMD und CONT die entsprechende CAMAC-Information und den Bit-Umrechnungsfaktor, KEY dagegen eine Liste der Kontrollparameter und die restliche Information. Das Database-Programm DBM erlaubt das Einfügen eines weiteren Parameters, das Auflisten und Verändern der Information jedes Parameters, eine Änderung eines Parameternames und das Ausdrucken der ganzen Datei. Nach einer Änderung wird eine *Flag* gesetzt, woraufhin CMD und CONT sofort die Database-Datei neu einlesen.

Für das Setzen der Hochspannung wurden die zwei Parameter *uht* und *uhtstep* geschaffen, deren Datensatz identisch ist und die sich nur durch die Skalierung unterscheiden, die in CMD für die jeweilige Parameternummer fest vorgegeben ist. Eine Änderung von *uht* zieht ein skaliertes Setzen des Hauptmagnetfeldes und der Korrektur- und Steuerspulen mit sich, mit *uhtstep* kann die Hochspannung für sich allein geändert werden, was in bestimmten Fällen vorteilhaft oder sogar nötig ist. Desweiteren gibt es noch den Parameter *brustat*, der im Bruker-Kontrollmode Informationen über dessen Status gibt, und mit dem bei Ausfall der Hochspannung diese in den meisten Fällen wieder eingeschaltet werden kann, ohne in den Kühler-Kontrollraum gehen zu müssen.

3.6.3 Beschreibung von KEY

Nach dem Start liest KEY die Database-Datei ECOOL und die Datei DISPSAVE ein und baut damit einen Kontroll-Display (Abb. 16) auf. Die Datei DISPSAVE, welche alle weiteren, nicht in ECOOL gespeicherten Informationen zum Aufbau des letzten Kontroll-Displays enthält, wird bei Verlassen des Kontrollprogramms neu beschrieben und erlaubt eine lückenlose Fortsetzung der Kontrolle bei jedem neuen Start. Der Kontroll-Display hat folgende Elemente:

- Parameterliste (linke Box): Bis zu 13 Kontrollparameter sind in derselben Reihenfolge wie in der Database-Datei aufgelistet.
- 4 Kontrollboxen (rechts davon): Diese Boxen erlauben die gleichzeitige Kontrolle von maximal 4 Parametern, für welche die momentanen Werte der Variablen *acq*, *com*, *prev* und *diff* gezeigt werden. *prev* erlaubt die Sicherung eines Setzwertes und *diff* gibt die Schrittweite bei einer stufenweisen Änderung oder einem *Ramping* des Parameters an.
- Informationsbox (links unten): In ihr werden Erfolgs- und Fehlermeldungen angezeigt und die Kommunikation bei Wahl eines Kontrollmodes durchgeführt.
- KEYPAD: Er dient der numerischen Eingabe für *com* und *diff*.

Durch Drücken bestimmter Funktionstasten werden folgende Aktionen der Kontrolle ausgelöst:

<i>NEXT/PREVIOUS</i>	Vor- und Zurückblättern in der Parameterliste
<i>CURSOR UP/DOWN</i>	Auswahl eines Parameters aus der momentan gezeigten Liste
<i>SELECT + PF1-4</i>	Setze gewählten Parameter in die Kontrollbox 1-4
<i>INSERT + PF1-4</i>	Der KEYPAD-Inhalt wird auf die Variable <i>diff</i> des Parameters der Spalte 1-4 übertragen und angezeigt.
<i>PF1 - PF4</i>	Der KEYPAD-Inhalt wird als Setzwert <i>com</i> des Parameters der Spalte 1-4 genommen und nach dem Setzen dort angezeigt.
<i>CURSOR RIGHT</i>	Für den zuletzt geänderten Parameter wird <i>com</i> in <i>prev</i> gespeichert.
<i>F7 - F10</i>	Der in <i>prev</i> gespeicherte Wert wird für den Parameter der Spalte 1-4 als neuer Setzwert genommen und der bisherige <i>com</i> in <i>prev</i> gespeichert.
<i>F11-14, F17-20</i>	Der letzte Setzwert <i>com</i> des entsprechenden Parameters wird um den Wert seiner Stufenvariablen <i>diff</i> erhöht beziehungsweise erniedrigt und dann neu gesetzt.
<i>F16 (DELETE)</i>	Für den zuletzt geänderten Parameter wird dessen <i>prev</i> als <i>com</i> gesetzt (schnelle Fehlerkorrektur).

uht -1	uht -1	ucoll -1	iheat -1	isolen -1
iheat -1				
ucoll -1				
urep -1	27.6466 kW	2.6180 kW	10.527 Amp	299.04 Amp
umesh -1				
uhtstep -1	27.6470 kW	2.6200 kW	10.500 Amp	300.00 Amp
isolen -1				
bbc -1	27.5000 kW	2.5000 kW	10.000 Amp	290.00 Amp
cc1 -1				
cc2 -1	0.2500 kW	0.0200 kW	0.100 Amp	5.00 Amp
cc3 -1				
cc4 -1	Order of values: acquisition, command, previous, step			
cc5 -1				

Archive mode ! Exit E, Save - S, Recall - R R Give file name: 28kVbest PAGE 1	<table border="1"> <tr> <td>2</td> <td>7</td> <td>.</td> <td>6</td> <td>4</td> <td>7</td> <td></td> <td></td> </tr> </table> KEYPAD	2	7	.	6	4	7		
2	7	.	6	4	7				

Abb. 16. Der Kontroll-Display von KEY: Das Kontrollprogramm KEY erlaubt die gleichzeitige Steuerung von bis zu vier Parametern, die aus einer Liste (linke Box) ausgewählt werden können. Besondere Kontrollmoden sind möglich (untere Box). Der KEYPAD dient der numerischen Eingabe.

Falls gewünscht, kann das Setzen eines neuen Wertes nicht nur bei den Funktionstasten F11-14 und F17-20 über Zwischenstufen im Abstand *diff* erfolgen (*Ramping*), sondern auch bei den anderen, direkten Eingaben eines neuen Setzwertes. Dazu braucht nur eine Ramping-Zeit *tramp* ungleich Null gesetzt werden, der Wert für diese Zeit entscheidet auch gleich über die Schnelligkeit des Rampens. Nur die Hochspannung *uht* wird nie direkt gesetzt, zur Sicherheit wurde sogar nur eine maximale Stufe von 250 V zugelassen. Bei Änderungen mittels *uhtstep* sind größere Sprünge möglich (die auch nicht zu einem Ausfall der Hochspannung geführt haben). Das schnellste Ramping (mit *tramp* = 0) ist damit nur noch durch die Antwortzeit des Rechners und die Schrittweite begrenzt.

Neben dem Setzen eines Parameterwertes gibt es noch weitere sogenannte Kontrollmoden für spezielle Aufgaben, die (bis auf EXIT) durch Drücken des Anfangsbuchstabens ausgewählt werden. Diese Liste kann leicht bei Auftreten von besonderen Wünschen für die Kontrolle erweitert werden:

ARCHIVE (SAVE und RECALL): Die momentanen Setzwerte *com* können in eine Datei mit frei wählbarem Namen geschrieben (SAVE) und auf Wunsch wieder eingelesen werden (RECALL). Dies ist vor allem dann nützlich, wenn die unter bestimmten Bedingungen (z.B. andere Energie) optimierten Setzwerte sicher gespeichert werden sollen.

RESET: Setzen aller Parameter (ohne Skalierung), vor allem nach einem RECALL benutzt

BRUKER CONTROL: Anzeige des Bruker-Status und Wiederanschalten desselben nach einem Hochspannungsausfall

PRINT: Ausdruck aller Lesewerte *acq* auf einem Zeilendrucker

RAMPING TIME: Änderung der Zeitkonstante für das Ramping

EXIT (F15): Beenden des Kontrollprogramms, die zur Wiederherstellung desselben Kontroll-Displays nötige Information und alle Werte für *prev* und *diff* werden in der Datei DISPSAVE gespeichert.

3.6.4 Datentransfer und Kommunikation zwischen KEY und CMD

Das Betriebssystem erlaubt das Setzen von *Flags* und sogar einen auf maximal 15 Byte begrenzten Datentransfer zwischen verschiedenen Programmen, der aus Senden und Empfang eines mit einer Flag versehenen *Buffers* besteht. Diese Möglichkeit wurde für die notwendige Kommunikation zwischen KEY und CMD benutzt, deren Ablauf in Abb. 17 und in Abb. 18 gezeigt ist. Immer wenn in KEY ein Setzwert *com* geändert worden ist (PF1-4, F7-14, 17-20 oder RESET-Mode), sendet KEY einen Buffer mit der notwendigen Information (Parameternummer *ipar*, neuer Setzwert *valnew* und ein Code *iopt*) an CMD. Durch den Code *iopt* wird festgelegt, daß mit diesem Buffer ein neuer Setzwert kommt, weiterhin die Skalierung (an/aus?) und die Art der Rückmeldung (Buffer oder nur eine Flag?). Die weitere Information, die CMD zum Setzen des neuen Wertes benötigt, hat es nach dem Start von der Database-Datei ECOOL eingelesen (CAMAC-Adresse und Umrechnungsfaktor) oder ist im Programm fest einprogrammiert (Skalierungsbeziehungen). KEY stoppt nach Absenden des Buffers und wartet auf die Rückmeldung von CMD, die neben der Bestätigung der erfolgreichen Ausführung des Setzbefehls oder eventueller Fehlermeldungen noch die Information für das notwendige Skalieren der Variablen *prev* für alle abhängigen Parameter enthält, denn in CMD werden nur die Setzwerte *com* skaliert. Um das Ramping der Hochspannung, das in KEY durchgeführt wird, nicht unnötig zu verlangsamen, setzt CMD während

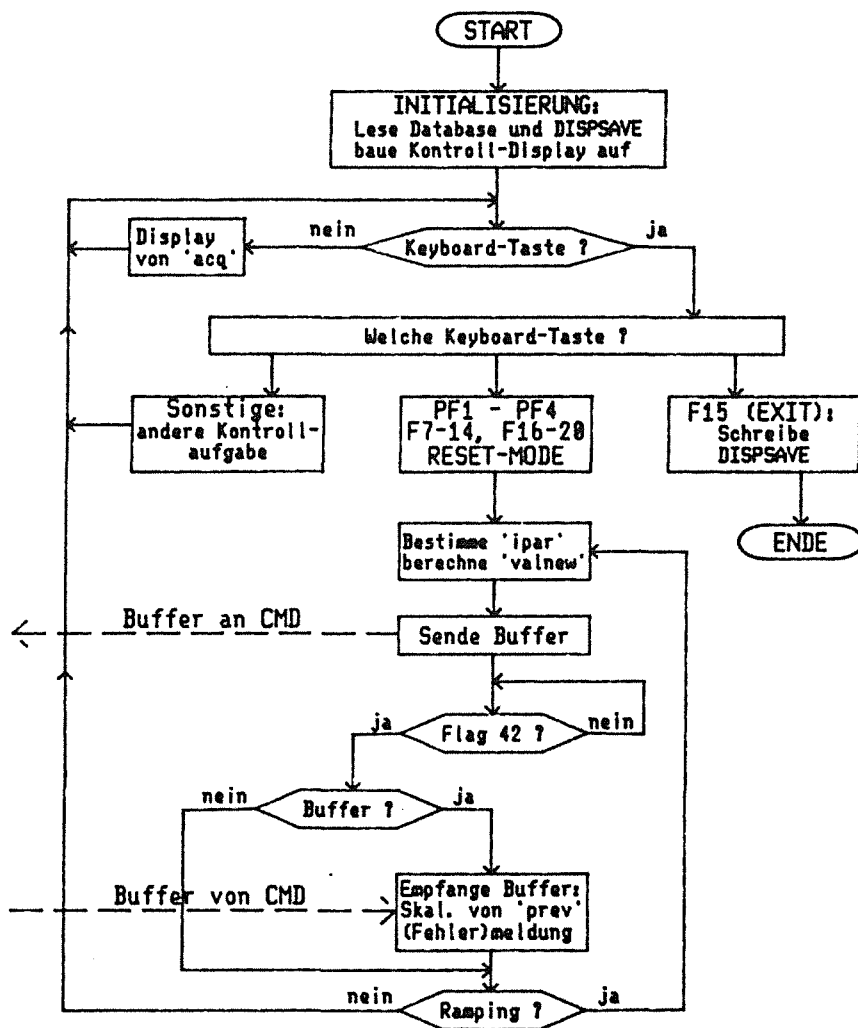


Abb. 17. Flußdiagramm des Steuerprogramms KEY: Beschreibung des Programmablaufs und der wechselseitigen Kommunikation mit CMD im Text.

des Rampens nur die Flag für KEY und verschickt erst am Ende den vollständigen Buffer. Auch im RESET-Mode wird nur die Flag gesetzt.

3.6.5 Beispiele der Steuerung des Kühlers

a) *Optimierung eines Setzwertes:* Der bequemste Weg, den Setzwert eines bestimmten Parameters weiter zu optimieren, ist die stufenweise Veränderung des Setzwertes. Dazu können die Funktionstasten F11-14 und F17-10 benutzt werden. Der momentane Setzwert wird dann um den Wert der Stufenvariablen *diff* erhöht beziehungsweise erniedrigt. Falls die momentane Stufe zu groß/klein ist, kann *diff* über eine KEYPAD-Eingabe und Drücken der Tasten INSERT + PF1-4 neu eingegeben werden.

b) *Testen zweier Setzwerte:* Falls geprüft werden soll, welcher von zwei möglichen Setzwerten für den Betrieb des Kühlers optimaler ist, empfiehlt sich folgendes Vorgehen. Der eine Setzwert wird zunächst in *prev* gesichert (Drücken der Taste CURSOR RIGHT) und dann der andere gesetzt. Mit Hilfe der Funktionstasten F7-F10 kann nun zwischen beiden Werten hin und her gesprungen werden, so daß durch wiederholte Beobachtung der optimalere Wert gefunden werden kann.

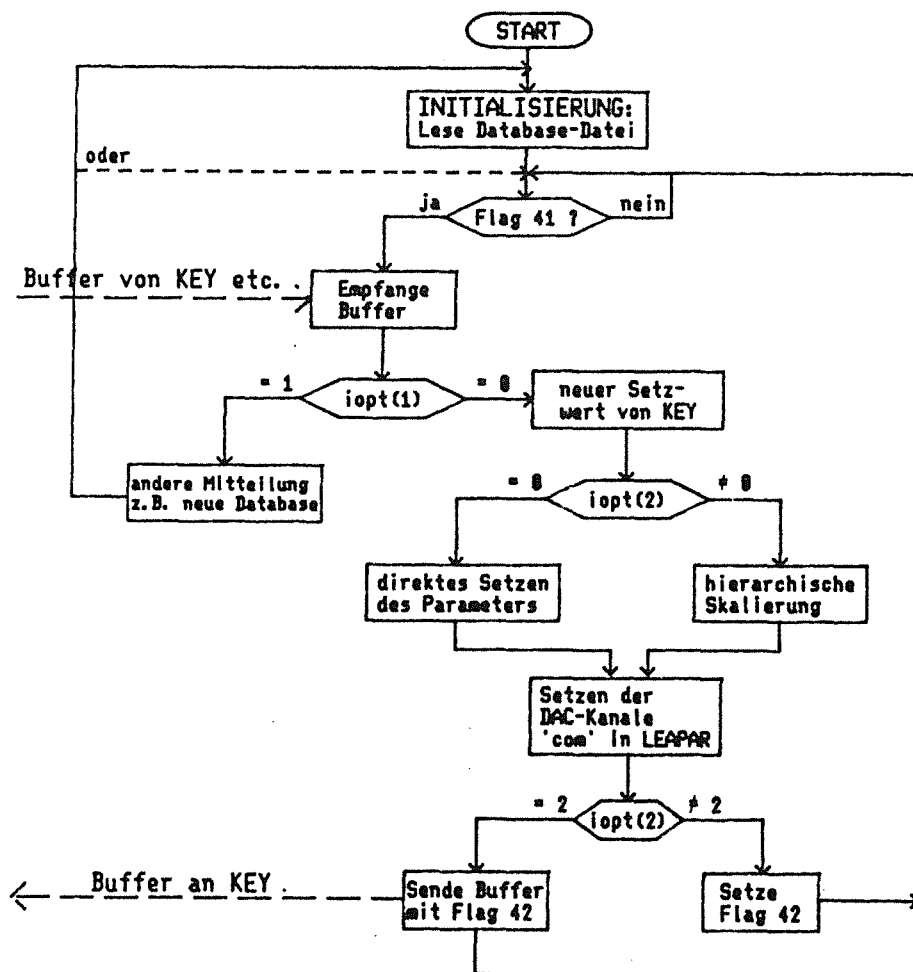


Abb. 18. Flußdiagramm des Steuerprogramms CMD: Beschreibung des Programmablaufs und der wechselseitigen Kommunikation mit KEY im Text.

c) *(effektives) An- und Abschalten der Elektronenkühlung:* Für bestimmte Messungen während der Kühlexperimente war es erforderlich, die Elektronenkühlung kurz auszuschalten. Da die Kühlkraft schnell mit wachsender Relativgeschwindigkeit kleiner wird, genügt es daher, die Kathodenenergie um einige keV zu erniedrigen. Um nicht durch eine Magnetfeldänderung den gespeicherten Strahl zu verlieren, wird dazu der Parameter *uhstep* genommen. Zunächst wird die gewünschte Spannungsänderung (2 kV genügen, um die Kühlung effektiv auszuschalten) in die Stufenvariable *diff* eingegeben (siehe a) und dann durch Drücken der entsprechenden Funktionstaste F11-14,17-20 *uhstep* um *diff* erniedrigt. Ebenso kann durch Drücken der entsprechenden Taste die Elektronenenergie um dieselbe Stufe wieder auf den alten Wert erhöht werden, so daß dann die Kühlung sofort wieder einsetzt.

d) *Anfahren des Kühlers unter Benutzung gespeicherter Setzwerte:* Die für eine bestimmte Energie optimalen Setzwerte sind in einer Datei gespeichert, von der sie auf Wunsch wieder eingelesen werden können. Durch Drücken der Taste 'A' gelangt man zunächst in den *Archive mode*, der das Sichern und Einlesen der Setzwerte regelt. Nach Eingabe von 'R' und des gewünschten Dateinamens werden die Setzwerte eingelesen (noch nicht gesetzt!), falls eine Datei mit diesem Namen existiert. Das Setzen aller Parameterwerte geschieht im *Reset mode*, in den man durch Drücken der Taste 'R' gelangt. Alle Parameter bis auf die Kathodenspannung werden direkt gesetzt, als letztes wird diese in Stufen hochgefahren.

e) *Hochspannungsausfall bei Leistungsüberschreitung:* Häufigste Ursache eines Hochspannungsausfalls ist eine Überschreitung der maximalen Leistung der Spannungsversorgung, wie sie z.B. durch kleine Überschlüge verursacht wird. Ein Wiederanschalten der Spannungsversorgung ist im *Braker control mode* möglich, der durch Drücken der Taste 'B' erreicht wird. Vorher muß der Setzwert der Hochspannung auf 1 kV gesetzt werden, da ein Anschalten der Spannungsversorgung bei hoher Spannung nicht möglich ist. Danach kann die Kathodenspannung durch stufenweises Hochfahren wieder auf den alten Setzwert gebracht werden, am besten mit Hilfe der Funktionstasten F7-F10, falls der Hochspannungswert vorher in *prev* gespeichert wurde. Wenn das Wiedereinschalten so nicht gelingt, muß der Ursache des Hochspannungsausfalls auf den Grund gegangen werden.

Kapitel 4: Gespeicherte Ionenstrahlen

4.1 Der Phasenraum des Ionenstrahls

Um die Auswirkungen der Elektronenkühlung auf einen gespeicherten Ionenstrahl verstehen, beziehungsweise um die Ergebnisse der Kühlexperimente interpretieren zu können, ist es notwendig, die Bewegung der Ionen in einem Speicherring zu betrachten und einige Eigenschaften des Ionenstrahls daraus abzuleiten. Die Beeinflussung der Ionen durch äußere elektrische und magnetische Beschleunigungs- und Führungsfelder ist dabei wesentlich stärker als durch die Streuprozesse der Elektronenkühlung oder andere Streuprozesse, die im letzten Teil dieses Kapitels diskutiert werden. Daher sind diese Streuprozesse für die nun folgende ionenoptische Beschreibung irrelevant, nur die *ionenoptischen Konstanten* (wie z.B. die Strahlemittanz) werden durch diese Streuprozesse langsam, verglichen mit der Umlaufzeit der Ionen im Ring, verändert.

Die Bewegung eines Ions in einem Speicherring wird dazu durch einen Punkt im 6-dimensionalen Phasenraum (s, s', x, x', z, z') beschrieben, dessen Bewegung durch die Ionenoptik (Anordnung der magnetischen Führungsfelder) bestimmt ist. Das begleitende Koordinatensystem wird üblicherweise durch die geschlossene Bahn eines Ions mit dem nominalen Impuls p_0 (*Referenzorbit*) festgelegt: die vertikale oder \hat{z} -Achse steht senkrecht auf der Umlaufebene, die horizontale oder \hat{x} -Achse zeigt in Richtung des Umlenkradius und die longitudinale oder \hat{s} -Achse in Richtung des Umlaufs des Ions. Die weiteren Koordinaten des Phasenraums (x', z', s') sind deren Ableitungen nach s und entsprechen den Geschwindigkeitskomponenten des Ions. Die Variable y wird benutzt, um eine der beide transversalen Variablen x oder z zu bezeichnen. Die Koordinate s stellt die Phase des Ions während der Kreisbewegung dar und stimmt nur für ein Ion mit dem Nominalimpuls mit der durchlaufenen Bahnlänge überein.

Der Zustand des Ionenstrahls kann dann durch eine Verteilungsfunktion, welche die Dichte der einzelnen Ionen in diesem Phasenraum beschreibt, angegeben werden. (Dies wurde schon in den Abschnitten 2.1 und 2.3 benutzt.) Der Bereich des Phasenraums, der den überwiegenden Anteil an Ionen enthält (typischerweise 95%, entsprechend einer 2σ -Breite der Verteilung), wird als das Phasenraumvolumen des Ionenstrahls bezeichnet. Projektionen der Verteilungsfunktion auf den zweidimensionalen Phasenraum einer Raumrichtung beschreiben die Bewegung der Ionen in dieser Raumrichtung. Im allgemeinen werden Gaußverteilungen für jede Phasenraumkoordinate angenommen (außer für s im Falle eines kontinuierlichen Strahls). Die nun folgende Behandlung der Physik gespeicherter Ionenstrahlen ist angelehnt an die Proceedings der *CERN Accelerator School*, in der Hauptsache nach [43], [44] und [45].

4.1.1 Magnetische Struktur und Bewegungsgleichung

Die Ionenbewegung ist durch die Lorentzkraft $d\vec{p}_i/dt = Ze(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$ bestimmt, wobei elektrische Felder eine Änderung des Impulsbetrags (Beschleunigung, Abbremsen, Bunchen, siehe Abschnitt 4.1.5) bewirken, während Magnetfelder aufgrund einer Richtungsänderung des Ionenimpulses in der Hauptsache zur Umlenkung und zur Fokussierung des Strahls eingesetzt werden. Für den Umlenkradius ρ eines Ions mit dem Impuls p_0 [in eV/c], welches in einem Biegemagneten einem vertikalen Dipolfeld der Stärke B_d ausgesetzt ist, erhält man (A ist die Atommasse in amu des Ions):

$$B_d \rho = p_0 / Ze = 3.13 \beta_0 \gamma A / Z \quad . \quad (4.1)$$

Die Größe B_ρ wird als *Strahlsteifigkeit* bezeichnet und ist dem Ionenimpuls proportional. Der Umlenkradius ρ und die maximale Feldstärke der Biegemagnete bestimmen den maximalen Impuls der gespeicherten Ionen. Durch gerade Sektionen im Ring wird dessen effektiver Radius $R_0 = C_0 / 2\pi$ größer als ρ [C_0 ist der Umfang des Referenzorbits.] Die nominale Umlauffrequenz ist somit

$$f_o = \beta_o c / C_o \quad . \quad (4.2)$$

Die Fokussierung des Ionenstrahls wird in Speichersynchrotrons durch die *starke Fokussierung* erreicht: in einer Ebene (horizontal oder vertikal) fokussierende (F) und defokussierende (D) Quadrupole von etwa gleicher Stärke sind durch Driftstrecken oder Biegemagnete (O) unterbrochen (FODO-Struktur). Eine Fokussierung in beiden Ebenen ist dadurch gegeben, daß ein Ion den fokussierenden Quadrupol mit einem größeren Abstand von der Achse durchquert als den defokussierenden. Im mitbewegten Koordinatensystem $(\hat{s}, \hat{x}, \hat{z})$ können für die Bahn $x(s), z(s)$ eines Ions mit dem Impuls $p = p_o (1 + \Delta p/p_o)$ linearisierte Bewegungsgleichungen hergeleitet werden ($x, z, \Delta p$ sind kleine Abweichungen). Dazu werden in der Lorentzkraft nur die linearen, für die Bahn des Ions dominierenden Magnetfelder der FODO-Struktur (Dipol- und Quadrupolfelder) miteinbezogen und man erhält [43]:

$$x'' - \left(k(s) - \frac{1}{\rho^2(s)} \right) x = \frac{1}{\rho(s)} \frac{\Delta p}{p_o} \quad \text{und} \quad z'' + k(s) z = 0 \quad . \quad (4.3)$$

$\rho(s)$ beschreibt dabei die Wirkung der Biegemagnete nach Gl. 4.1 (bei ebenem Ring nur in horizontaler Ebene, $1/\rho = 0$ in einer Driftstrecke) und $k(s) = Ze/p \, dB_z/dx$ die Quadrupolfeldstärke am Ort s . Eine Lösungsmethode dieser *Hill's-Gleichungen* besteht in der Verwendung von Transportmatrizen, welche die Änderung von y, y' durch ein magnetisches Element (Driftstrecke, Dipol, Quadrupol) beschreiben. Durch Matrixmultiplikation kann die Transportmatrix für einen vollen Ringumlauf erhalten werden.

4.1.2 Betatron-Schwingungen

Zuerst soll die Lösung von Gl. 4.3 für Ionen mit dem Nominalimpuls p_o betrachtet werden ($\Delta p = 0$). Durch den quasi-harmonischen Ansatz

$$y(s) = \sqrt{\epsilon_y} \sqrt{\beta_y(s)} \cos(\phi_y(s) - \phi_o) \quad (4.4)$$

wird die Bahn (*Trajektorie*) eines Ions durch sogenannte *Betatron-Schwingungen* mit einer Amplitudenfunktion $\beta_y(s)$, einer Phasenfunktion $\phi_y(s)$ und der *Emittanz* ϵ_y dieser Trajektorie beschrieben. Aus diesem Ansatz folgt

$$\phi_y(s_1) - \phi_o = \int_0^{s_1} \frac{ds}{\beta_y(s)} \quad \text{und} \quad \alpha_y'(s) + \gamma_y(s) - k_y(s) \beta_y(s) = 0 \quad , \quad (4.5)$$

wobei $\alpha = -\beta'/2$ und $\gamma = (1 + \alpha^2)/\beta$ zusammen mit β als die *Twiss-Parameter* bezeichnet werden. Die Periodizität der Ringstruktur mit einer Periodenlänge L ($C_o = N L$, N : Anzahl der Perioden) hat dieselbe Periodizität der Twiss-Parameter zur Folge: $\beta(s_o + L) = \beta(s_o)$, entsprechend für α und γ . Die Änderung der Phase nach einem Umlauf,

$$\phi_y(s_o + 2\pi R_o) - \phi_y(s_o) = \int_C ds/\beta_y(s) = 2\pi Q_y \quad , \quad (4.6)$$

ergibt die Anzahl der Betatron-Schwingungen pro Umlauf, Q_y wird dabei als *Betatron-Tune* oder *Q-Wert* bezeichnet. Q_y ist in der Regel keine ganze Zahl n_y , sondern hat einen rationalen Anteil q_y (siehe Abschnitt 4.1.3):

$$Q_y = n_y + q_y \quad (4.7)$$

Für die längs des Ringumfangs gemittelte Beta-Funktion $\overline{\beta_y}$ gilt dann

$$\overline{\beta_y} = R_o/Q_y \quad . \quad (4.8)$$

Die Elemente der Transportmatrix eines magnetischen Elementes sind eindeutig durch die Betafunktion und die Phasenfunktion am Ort dieses Elementes bestimmt. Andererseits kann man auch die

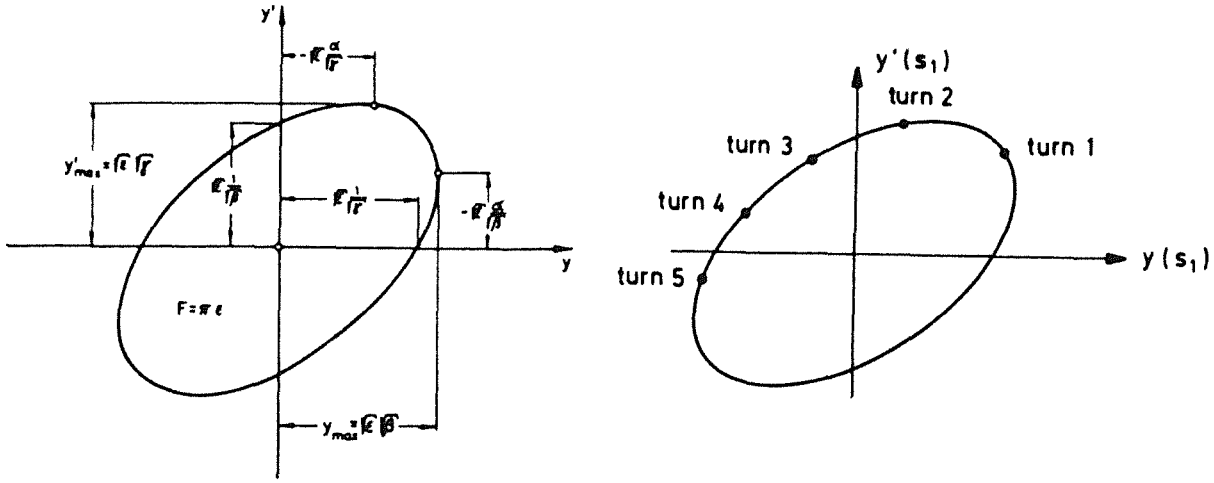


Abb. 19. Transversale Phasenraumellipse eines Ions: links: Beschreibung der Ellipse mit den Twiss-Parametern, rechts: Lage eines Ions im Phasenraum nach mehreren Umläufen (Abb. aus [43]).

β -Funktion durch Matrixmultiplikation stückweise durch die Magnete und die Driftstrecken transformieren, sobald β und β' an einem Ort festgelegt worden sind.

Die Beta-Funktion kann sowohl benutzt werden, um die Bewegung eines Ions im Phasenraum y, y' zu verfolgen, als auch, um die Gestalt des ganzen Strahls längs des Rings zu beschreiben. Aus Gl. 4.4 folgt

$$y'(s) = -\sqrt{\varepsilon_y / \beta_y(s)} [\sin(\phi_y(s) - \phi_0) + \alpha_y(s) \cos(\phi_y(s) - \phi_0)] \quad (4.9)$$

Gln. 4.4 und 4.9 beschreiben für jeden Punkt s in parametrisierter Form eine Ellipse im Phasenraum, welche das Ion jeweils nach einem Ringumlauf mit der zusätzlichen Phase $\Delta\phi_y = 2\pi q_y$ erreicht (Abb. 19). An symmetrischen Punkten der Ringstruktur (z.B. im Zentrum eines Quadrupols) ist β_y extremal (β_m), d.h. $\alpha_y = 0$, und die Hauptachsen der Ellipse fallen mit den y, y' -Achsen zusammen. Die maximale Amplitude und die maximale Divergenz sind dort $y_{\max} = \sqrt{\varepsilon_y \beta_{y,m}}$ und $y'_{\max} = \sqrt{\varepsilon_y / \beta_{y,m}}$, die Fläche $\pi y_{\max} y'_{\max}$ dieser Ellipse wird als Teilchenemittanz ε_y bezeichnet, sie ist eine Konstante der Ionenbewegung.

Ein Ionenstrahl ist im Phasenraum durch ein Ensemble von Ionen (y, y') gegeben, die (in der Anfangsphase ϕ_0 statistisch verteilt) mit verschiedener Emittanz ε_y zentriert um die Referenzbahn (0,0) liegen. Für dieses Ionenensemble kann dann eine Ellipse (*Strahlemittanz*) definiert werden, die z.B. 95% der Ionen (2σ einer Gaußverteilung) enthält. Die Orientierung dieser Ellipse, die sich längs des Rings entsprechend der Fokussierungsstruktur ändert, beschreibt dann die Strahlgröße y_{z_0} und die Strahldivergenz y'_{z_0} an jeder Stelle s . Die Beta-Funktion gibt dabei (an symmetrischen Punkten) das Verhältnis von Strahlgröße zu Strahldivergenz wieder und bestimmt zusammen mit der Strahlgröße die (konstante) Strahlemittanz:

$$\beta_y(s) = \sigma_y(s) / \sigma_{y'}(s) \quad \text{und} \quad \varepsilon_{y,\sigma} = \pi \sigma_y^2(s) / \beta_y(s) \quad (4.10)$$

Dies entspricht unter den angenommenen linearen Bedingungen der Konstanz der Phasenraumdichte (*Liouville's Theorem*). Bei Energieänderung ist nur die *normierte Emittanz* ε_y^* erhalten ($p_y = m\beta\gamma c y'$ ist die eigentliche physikalische Phasenraumkoordinate):

$$\varepsilon_y^* = \beta \gamma \varepsilon_y = \text{const} \quad (4.11)$$

Die transversale Temperatur $T_{\perp}(s) = T_x(s) + T_z(s)$ des Ionenstrahls ist durch die σ -Breite der Gaußverteilungen in p_x und p_z gegeben, welche durch die Divergenzen $x'_0(s)$ und $z'_0(s)$ beziehungsweise durch die Emittanzen $\varepsilon_{x,0}$ und $\varepsilon_{z,0}$ ausgedrückt werden können:

$$T_{i,\perp}(s) = \frac{1}{2} m_i c^2 \beta_0^2 \gamma^2 (x'^2_{\sigma}(s) + z'^2_{\sigma}(s)) = \frac{1}{2} m_i c^2 \beta_0^2 \gamma^2 \left(\frac{\varepsilon_{x,\sigma}}{\beta_x(s)} + \frac{\varepsilon_{z,\sigma}}{\beta_z(s)} \right) \quad (4.12)$$

Die Ausdehnung des Vakuumrohres, die vor allem durch die Spalte der Magnete begrenzt ist, bestimmt die Größe des Ionenstrahls, welcher noch ohne Strahlverlust im Ring gespeichert werden kann. Der Wert der Beta-Funktion an solchen Engpässen entscheidet dann über die maximal speicherbare Strahlemittanz. Diese wird als *horizontale (vertikale) Akzeptanz* des Rings bezeichnet.

4.1.3 Resonanzen und Arbeitspunkt

Bisher wurde die Ionenbewegung für eine optimale und fehlerlose Fokussierung und Umlenkung beschrieben. In einem realen Speicherring lassen sich jedoch Magnetfeldfehler, wie z.B. ein Verklimpen der Dipole (ΔB_y) oder ein Versatz oder eine Verdrehung der Quadrupole (Δk_y), nie ganz vermeiden. Dadurch erhält ein Ion einen zusätzlichen Kick $\Delta y'$ und der Betatron-Tune verschiebt sich (ΔQ). Ein Feldfehler der Ordnung n (Dipol: $n = 1$, Quadrupol: $n = 2$, etc.) erfordert, daß für den Bruchteil q_y des Betatron-Tunes Werte mit $nq_y = \ell$ (n, ℓ ganze Zahlen) vermieden werden, da sonst die Ionen nach n Umläufen immer wieder den gleichen Kick erfahren [44]. Dadurch erhöht sich deren Emittanz resonanzartig und die Ionen gehen für den Strahl verloren. Die Breite ΔQ der Resonanz ist dabei durch die Stärke des Feldfehlers (wird kleiner für große n) und den Wert der Betafunktion am Ort des Feldfehlers gegeben. Justierfehler der Quadrupole können z.B. durch Korrekturdipole ausgeglichen werden, die Breite der Resonanz wird damit verringert.

Weiterhin kommt es durch Magnetfelder höherer Ordnungen (Sextupole, Oktupole), durch *skew*-Quadrupole und durch Solenoide (z.B. des Elektronenkühlers) zu einer Kopplung der Bewegung in den beiden transversalen Richtungen x und z [46]. Durch die Kopplung wird transversale Energie von einer Ebene in die andere übertragen und wieder zurück (analog zu gekoppelten mechanischen Schwingungen). Um eine lange Strahllebensdauer zu erreichen, müssen deshalb ebenso gekoppelte Resonanzen vermieden werden. Der Arbeitspunkt (Q_x, Q_z), der durch Schwankungen in der Magnetfeldstärke und aufgrund der Impulsbreite des Ionenstrahls (siehe Gl. 4.18) eine gewisse Ausdehnung hat, muß diese Resonanzen vermeiden:

$$mQ_x + nQ_z \neq \ell \quad (m, n \leq 4 \text{ oder } 5) \quad (4.13)$$

Abb. 20 zeigt als Beispiel das Arbeitsdiagramm für LEAR mit den Resonanzlinien bis zur 7. Ordnung im Bereich des Arbeitspunktes für einen kontinuierlichen gespeicherten Strahl, der bei $(Q_H, Q_V) = (2.305, 2.725)$ liegt. Die Extraktion des Strahls erfolgt über die Resonanz $3Q_H = 7$.

Abb. 20. Arbeitsdiagramm für LEAR: Lage der wichtigsten Resonanzlinien nahe des Arbeitspunktes bei $Q_H = 2.305$ und $Q_V = 2.725$.

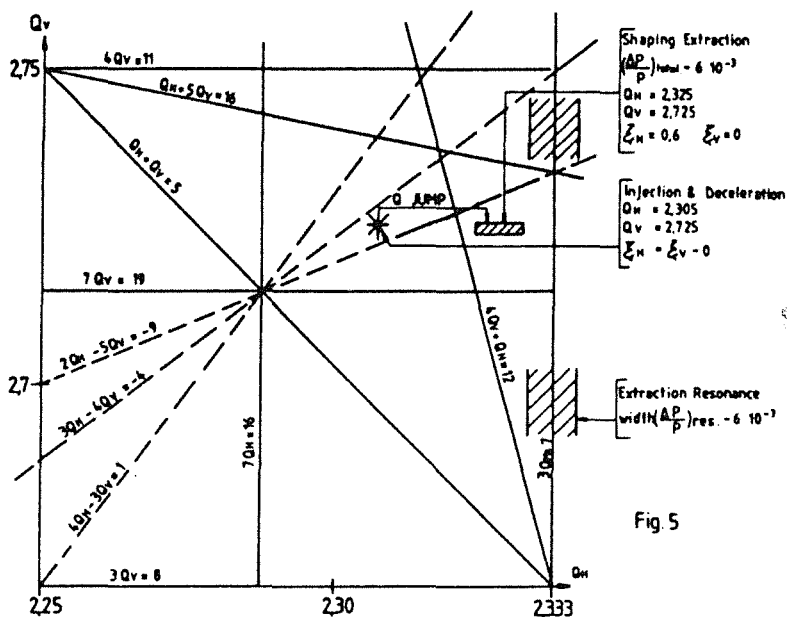


Fig. 5

4.1.4 Dispersion und Chromatizität

Für ein Ion mit einer Impulsabweichung Δp vom Nominalimpuls muß für die horizontale Bewegung zusätzlich eine spezielle Lösung der inhomogenen Gl. 4.3 gefunden werden. Die Lösung $D(s)$ für $\Delta p/p_0 = 1$ und mit der Randbedingung der Periodizität wird als *Dispersionsfunktion* bezeichnet und beschreibt die Abweichung vom Referenzorbit für die geschlossene Bahn eines Ions mit dem Impuls p :

$$x_D(s) = D(s) \frac{\Delta p}{p_0} \quad (4.14)$$

$D(s)$ ist ebenfalls durch die β -Funktion längs des Rings eindeutig festgelegt. Die Betatron-Oszillationen $x_\beta(s)$ werden nun um diese geschlossene Bahn ausgeführt und die gesamte Abweichung vom Referenzorbit ist

$$x(s) = x_D(s) + x_\beta(s) \quad (4.15)$$

Die geschlossene Bahn ist dann um ΔC länger:

$$\frac{\Delta C}{C_0} = \left[\frac{1}{C_0} \int_C \frac{D(s)}{\rho(s)} ds \right] \times \frac{\Delta p}{p_0} = \alpha_p \frac{\Delta p}{p_0} \quad (4.16)$$

α_p wird als *momentum compaction factor* bezeichnet. Die Abhängigkeit der Bahnlänge vom Impuls p beeinflußt auch die Umlauffrequenz f_r . Mit $df_r/f_0 = d\beta/\beta_0 - dR/R_0$ (nach Gl. 4.2) und Gl. 4.16 folgt:

$$\eta = \frac{\Delta f_r/f_0}{\Delta p/p_0} = 1/\gamma^2 - \alpha_p \equiv 1/\gamma^2 - 1/\gamma_{tr}^2 \quad (4.17)$$

Oberhalb der *Übergangsenergie* $E_{tr} = \gamma_{tr} mc^2$, die durch $\eta = 0$ definiert ist, haben schnellere Ionen eine kleinere Umlauffrequenz und umgekehrt. Ein weiterer Einfluß der Impulsbreite des Strahls kommt von der Impulsabhängigkeit der Fokussierung in den Quadrupolen ($k \sim 1/p$). Dies führt über $\Delta k(s) = -k(s) \Delta p/p_0$ zu einer Q-Shift (wie bei einem Feldfehler):

$$\Delta Q_p = \left[-\frac{1}{4\pi} \int_C \beta_x(s) k(s) ds \right] \times \frac{\Delta p}{p_0} = \xi \frac{\Delta p}{p_0} \quad (4.18)$$

Die Proportionalitätskonstante ξ wird als *Chromatizität* bezeichnet. Um Resonanzen zu vermeiden, muß ΔQ_p klein sein; eine Kompensation erfolgt durch Sextupole, die eine Fokussierungsstärke proportional zu x_D (Gl. 4.14) haben.

Analog zur transversalen Akzeptanz des Rings gibt es auch eine Beschränkung des longitudinalen Phasenraumes. Die Bahnabweichung durch die Dispersion (Gl. 4.14) begrenzt über die Größe der Vakuumkammer die maximale Impulsbreite des kontinuierlichen Strahls, welche als *Impulsakzeptanz* bezeichnet wird.

4.1.5 Longitudinal gebündelte Ionenstrahlen

Der longitudinale Phasenraum eines gespeicherten Ions wird im mitbewegten Koordinatensystem durch eine Phase ϕ längs des Rings und durch die Impuls- beziehungsweise Energieabweichung ΔE vom Nominalwert aufgespannt. Die Ionen eines kontinuierlichen Strahls sind in ϕ statistisch von 0 bis 2π verteilt. In einem Strahl, der aus einem (oder mehreren) Teilchenpaketen besteht (*gebündelter Strahl*), sind dagegen die Ionen nur in einem Bereich $\Delta\phi_b$ um ϕ_s verteilt. Eine Beeinflussung der Ionenverteilung in diesem Phasenraum geschieht durch eine Radiofrequenz-(RF)-Kavität, an die eine (meist sinusförmige) Wechselspannung der Amplitude V_{RF} und der Frequenz $f_{RF} = hf_0$ angelegt wird. Ionen mit dem nominalen Impuls (Umlauffrequenz) erreichen die Wechselspannung immer mit der gleichen Phase ϕ_s .

(*synchrone Teilchen*) und erfahren, je nach Phase ϕ_s , eine konstante Beschleunigung oder Abbremsung $eV_{RF} \sin \phi_s$. Damit sich diese Ionen immer auf dem konstanten Referenzorbit bewegen, müssen die Magnetfelder des Rings (vor allem die Umlenkdiode) mit dem Impuls skaliert werden (Gl. 4.1):

$$eV_{RF} \sin \phi_s = 2\pi R_o Z e \rho \dot{B} \quad (4.19)$$

Ebenso muß die RF-Frequenz kontinuierlich der jeweiligen Umlauffrequenz angepaßt werden, damit die konstante Phasenbeziehung nicht verlorengeht [45]. Für $\phi_s = 0$ verschwindet die Nettobeschleunigung des Strahls, man hat den reinen Prozess des *Bunchens* (Bildung von Teilchenpaketen). Nicht-synchrone, das heißt schnellere (oder langsamere) Ionen, die die Kavität eher (später) erreichen, werden durch das elektrische RF-Feld abgebremst (beschleunigt), so daß diese (wie im transversalen Phasenraum) Schwingungen um die Phase ϕ_s ausführen. Für die kanonischen Variablen $\Delta E/f_o$ und ϕ gilt die Beziehung

$$\dot{\phi} = -\frac{h\eta}{p_o R_o} \Delta E \quad (4.20)$$

Für adiabatische Änderungen von p_o , f_o , η , R_o und V_{RF} (langsam gegen $\dot{\phi}$ oder sogar konstant) kann dann eine Schwingungsgleichung für ϕ hergeleitet werden, die für kleine $\Delta\phi = \phi - \phi_s$ harmonisch ist:

$$\ddot{\phi} + \frac{h\eta f_o c V_{RF}}{R_o p_o} (\sin \phi - \sin \phi_s) = 0 \quad (4.21)$$

Die Frequenz dieser *Synchrotron-Schwingungen* ist

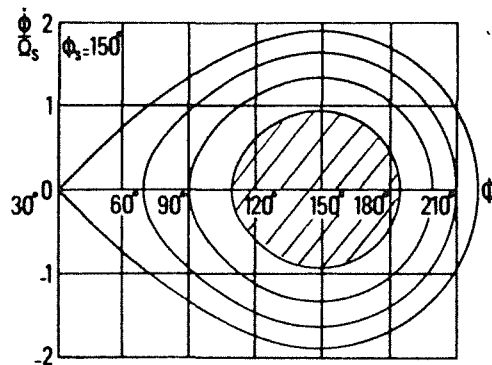
$$2\pi f_{syn} = \omega_s = \sqrt{\frac{h\eta f_o c V_{RF} \cos \phi_s}{R_o p_o}} = \frac{c}{2\pi R_o} \sqrt{2\pi h\eta c V_{RF} \cos \phi_s / E_o} \quad (4.22)$$

wobei zur letzten Umformung Gl. 4.2 und $p_o = \beta_o E_o / c$ benutzt wurde. Um stabile Schwingungen zu erhalten, muß $\eta \cos \phi_s > 0$ sein. Durch γ größer oder kleiner γ_{tr} ist somit der stabile Bereich für die Phase ϕ_s festgelegt. Das Verhältnis f_{syn}/f_o wird auch als *Synchrotron-Tune* Q_s bezeichnet. Durch Integration von Gl. 4.21 kann eine Invariante der Bewegung gewonnen werden:

$$\frac{\dot{\phi}^2}{2} - \frac{\omega_s^2}{\cos \phi_s} (\cos \phi + \phi \sin \phi_s) = A_\phi \quad (4.23)$$

Diese beschreibt, analog zur Emittanz des transversalen Phasenraumes, die Traektorie eines Ions (für kleine $\Delta\phi$) als Ellipse im longitudinalen Phasenraum (Abb. 21). Die Gestalt der Ellipse hängt nicht vom Ort im Ring ab und ist nur über ω_s durch die angelegte RF-Spannung bestimmt. Ein gebündelter Strahl ist ein Ensemble von Ionen, die verschiedene Auslenkungen $\Delta\phi$ der Synchrotron-Oszillationen (mit Gl. 4.23 verschiedene Invarianten A_ϕ) haben, und kann durch eine Phasenraum-Ellipse charakterisiert werden, die eine bestimmte Anzahl der Ionen enthält. Die vom Strahl ausgefüllte Fläche im Phasenraum wird als *Bunch* bezeichnet.

Abb. 21. Longitudinaler Phasenraum eines gebündelten Strahls: Die Ionen bewegen sich auf Linien mit konstantem A_ϕ (Gl. 4.23, $\phi_s = 150^\circ$). Die größte stabile Auslenkung, die Separatrix (äußerste Linie) definiert das Bucket, der vom Ionenstrahl ausgefüllte Phasenraum (gestrichelte Fläche) heißt Bunch.



Die größte stabile Auslenkung ist durch $\phi_{\max} = \pi - \phi_s$ gegeben ($\dot{\phi} \geq 0$, siehe Gl. 4.21). Die zugehörige Kurve im Phasenraum wird als *Seperatrix* und die eingeschlossene Fläche als *Bucket* bezeichnet. Diese Kurve bestimmt auch die maximale Energieabweichung ΔE_{\max} (*RF-Akzeptanz*), welche die Ionen haben dürfen, um beim Bunchen eines kontinuierlichen Strahls noch im Bucket eingefangen zu werden (maximal für $\phi_s = 0$). Die Harmonische h der RF-Frequenz $f_{\text{RF}} = hf_0$ legt die Anzahl der Buckets, und somit der gebildeten Bunche, im Ring fest.

Die *Bunchfläche* $A_b = \pi (\Delta E_b/2f_0) (\Delta\phi_b/2)$, gemessen in eVs, ist bei Fehlen dissipativer Kräfte eine Konstante. Dies ist z.B. nicht mehr gültig in Anwesenheit von Elektronenkühlung. Deren Wirkung äußert sich gerade in einer Reduktion der Bunchfläche, analog der Reduktion der transversalen Emittanz. A_b kann durch die Impulsbreite Δp und die räumliche Länge ℓ_b des Bunches ausgedrückt werden. Die Bunchlänge ℓ_b ist mit $\Delta\phi_b$ und der zeitlichen Länge Δt_b folgendermaßen verknüpft:

$$\Delta\phi_b = 2\pi f_0 \Delta t_b = \ell_b / R_0 \quad . \quad (4.24)$$

Mit $\Delta E = \beta_0 c \Delta p = \gamma m_i c^2 \beta_0^2 (\Delta p/p_0)$ und Gl. 4.2 folgt daraus

$$A_b = \frac{\pi^2}{2} m_i c \beta_0 \gamma \ell_b \frac{\Delta p}{p_0} \quad . \quad (4.25)$$

Für kleine Schwingungen um $\phi_s = 0$ folgt aus Gl. 4.23, daß $\Delta\phi_b = \dot{\phi}_b/\omega_s$. Mit den Gln. 4.20, 4.22 und 4.24 kann damit noch eine Beziehung zwischen der RF-Amplitude, der Bunchlänge und der Impulsbreite hergeleitet werden:

$$\frac{eV_{\text{RF}}}{E_0} = \frac{h\eta}{2\pi} \beta_0^2 \left(\frac{\Delta p}{p_0} \right)^2 \left(\frac{2\pi R_0}{\ell_b} \right)^2 \quad . \quad (4.26)$$

Die Konstanz der Phasenraumdicke und damit der Bunchfläche A_b ist auch bei adiabatischen Änderungen von p_0, f_0, η, R_0 und V_{RF} gültig. Daraus folgt mit Gl. 4.25 und 4.26:

$$\frac{eV_{\text{RF}}}{E_0} = \frac{8 h\eta}{\pi^3} \left(\frac{A_b R_0}{\gamma m_i c} \right)^2 \frac{1}{(\ell_b)^4} = \frac{\pi^3}{8} h\eta \left(\frac{2\pi R_0 \gamma m_i \beta_0^2 c}{A_b} \right)^2 \left(\frac{\Delta p}{p_0} \right)^4 \quad . \quad (4.27)$$

Die Bunchlänge (die Impulsbreite) ist somit bei adiabatischem Bunchen, das heißt bei langsamer Erhöhung der RF-Amplitude, durch die RF-Amplitude bestimmt und ist deren vierter Wurzel umgekehrt (direkt) proportional. [Bei einer adiabatischen Energieänderung schrumpft die Bunchlänge bei konstanter RF-Amplitude ebenfalls mit der vierten Wurzel der Energie.]

4.1.6 Instabilitäten

In einem Speicherring können eine Vielzahl von longitudinalen und transversalen Instabilitäten auftreten, die durch kollektive Wechselwirkungen der Ionen untereinander und mit dem Strahlrohr verursacht werden [47], [48]. Für jede Instabilität kann eine Grenze angegeben werden, jenseits derer kleine Störungen eines homogenen Strahls rasch anwachsen und zu einem Strahlverlust führen. Die Stabilitätsgrenzen skalieren mit der Phasenraumdicke des Ionenstrahls. Gekühlte Ionenstrahlen erreichen, besonders bei kleinen Strahlenergien, schnell die Stabilitätsgrenze (maximale Phasenraumdicke), welche außer durch die Strahlenergie noch durch weitere, beim Design eines Speicherringes festgelegte Maschinenparameter (z.B. maximal erlaubter Tune-Shift oder Kopplungsimpedanzen) bestimmt ist. Auch die Anwachsrate der Instabilitäten sind oft durch diese Parameter bestimmt. Eine schnelle Kühlung (oder eine aktive Rückkopplung) kann einer bestimmten Anwachsrate entgegenwirken und ermöglicht damit eine höhere Phasenraumdicke im Strahl. Dies bedeutet einmal eine höhere Ereignisrate bei gleichbleibend guter Strahlqualität (Impulsbreite und Emittanz) für Experimente mit diesem Ionenstrahl. Weiterhin ist eine hohe Ionenstrahldichte (neben einer extrem kleinen Strahltemperatur) für das Erreichen eines geordneten Zustands im Strahl erforderlich (siehe Kap. 7).

Man unterscheidet kohärente und inkohärente Instabilitäten. Die ersteren sind durch eine feste Phasenbeziehung zwischen der Ionenbewegung und der die Instabilität verursachenden Störung gekennzeichnet. Zu den inkohärenten Instabilitäten zählen z.B. die im nächsten Abschnitt behandelte, strahlinterne Streuung und die durch die Raumladung des Ionenstrahls verursachte Tune-Shift, zu den kohärenten das *self-bunching* (longitudinal), Dipolschwingungen des Strahlzentrums und Elektronen- oder Ioneneinfang im Strahl (transversal).

a) Tune-Shifts: Das Raumladungsfeld des Ionenstrahls verstärkt die Fokussierung der Ionen und führt dadurch zu einer Verschiebung des Q-Werts (*space-charge* oder *incoherent Laslett tune-shift*). Für einen homogenen Strahl mit der Dichte $\rho_i = ZeN_i / 2\pi R_o \pi a^2$ und dem Radius a erhält man (r_i : klassischer Ionenradius):

$$\Delta Q_{sc} = \frac{Ze \rho_i R_o^2}{4\epsilon_0 Q_o m_i c^2 \beta_o^2 \gamma^3} = \frac{Z^2 r_i N_i \bar{\beta}_y}{2\pi a^2 \beta_o^2 \gamma^3} \quad (4.28)$$

Die maximal erlaubte Tune-shift ist durch den Abstand ΔQ_{res} des Arbeitspunktes von der nächsten Resonanz (typisch 0.01) gegeben. Damit ist die maximale transversale Phasenraumdicke festgelegt (falls ΔQ_{sc} nicht während der Strahlkühlung korrigiert wird):

$$\frac{N_i}{\epsilon_y} \leq \frac{2\beta_o^2 \gamma^3}{(Z^2/A) r_p} \Delta Q_{res} \quad (4.29)$$

Eine höhere Dichte führt zu einem Anwachsen der Betatron-Schwingungen und zu Strahlverlust. Eine Resonanz höherer Ordnung zeigt eine langsamere Anwachsrate (ms - sec), so daß eine schnelle Kühlung den Strahlverlust verhindern kann. Weil dann eine größere Tune-shift ΔQ_{res} erlaubt ist, kann eine höhere Phasenraumdicke erreicht werden. Die kohärente Tune-shift (verursacht durch den Einfluß der Strahlrohrgeometrie auf das Raumladungsfeld) ist wegen der kleinen Strahlgröße gekühlter Ionenstrahlen vernachlässigbar.

b) Kohärente Instabilitäten: Die *longitudinalen Instabilitäten* sind wegen des Zusammenhangs mit den Schottky-Spektren kalter Ionenstrahlen im Abschnitt 5.5 beschrieben. Hier sollen nur die *transversalen Instabilitäten* behandelt werden, die auf analoge Weise beschrieben werden. Es können sich dabei Dipolschwingungsmoden, Strahlformoszillationen und ähnliches ausbilden. Die Rückkopplung auf die Störung kann wie im longitudinalen Fall durch eine Kopplungsimpedanz $Z_{\perp}(\omega)$ beschrieben werden. Landau-Dämpfung ist wegen der Dispersion nun sowohl durch eine Impulsbreite des Strahls als auch durch eine Breite im Betatron-Tune, verursacht durch eine Abhängigkeit von Q_y von der Schwingungsamplitude \hat{y} , möglich. Mit $\Delta Q_{\hat{y}} = (\partial Q_y / \partial \hat{y}^2) \sigma_{\hat{y}}^2 = Q' \sigma_{\hat{y}}^2$ folgt [48]

$$\frac{N_i}{(\Delta p/p_o) \epsilon_y} \leq \frac{2\beta_o^2 \gamma^3 |(n - Q_y) \eta - \xi_y Q_y|}{\pi r_p (Z^2/A)} \quad \text{bzw.} \quad \frac{N_i}{\epsilon_y} \leq \frac{\gamma R_o Q' Z_o}{2r_p (Z^2/A) |Z_{\perp}(\omega)|} \quad (4.30)$$

Die Anwachsrate der transversalen Instabilität ist meist durch Z_{\perp} bei kleinen Frequenzen (*resistive wall impedance*) beschränkt, so daß diese niederfrequente Instabilität entweder durch aktive Rückkopplung oder schnelle Strahlkühlung verhindert werden kann.

Transversale Instabilitäten können auch durch den *Einfang von langsamen Elektronen* (oder negativen Ionen), die durch Restgasionisation entstehen, in einen Strahl positiver Ionen (oder umgekehrt) ausgelöst werden [49]. Die eingefangenen Elektronen können dann im Raumladungspotential des Ionenstrahls kollektive transversale Oszillationen mit einer ladungsdichteabhängigen Frequenz $[\omega_e^2(s) = Q_e^2(s) \omega_o^2 \sim \rho_i(s)]$ ausführen. Wenn diese Oszillationen der Elektronenwolke mit einer der oben erwähnten transversalen harmonischen Störungen des Ionenstrahls koppeln, kann diese Störung verstärkt werden. Falls die transversale Phasenraumdicke eine durch den Grad der Ladungskompensation $\eta_e = n_e/n_i$ und durch $\Delta_n = n - Q_e - Q_y$ bestimmte Grenze überschreitet, wachsen die Oszillationen rapide an und es kann zu einem Strahlverlust kommen.

4.2 Streuprozesse im Ionenstrahl

Die Invarianten der Ionenbewegung in einem Speicherring (Emittanz und Bunchfläche) und damit die Verteilungsfunktion des Ionenstrahls werden durch Streuprozesse und andere dissipative Kräfte langsam verändert. Der Strahlkühlung, die diese Invarianten kleiner werden läßt, wirken vor allem die Streuung am Restgas (beziehungsweise am internen Target) und die strahlinterne Streuung (*intrabeam-scattering*) entgegen. Um die durch Elektronenkühlung erreichbaren Gleichgewichte zu verstehen, müssen diese Streuprozesse in die Betrachtung einbezogen werden.

4.2.1 Streuung am Restgas (am internen Target)

Die Streuung umlaufender Ionen an den ruhenden Atomkernen des Restgases (internen Targets) mit der Ladungszahl Z_g entspricht dem Durchgang geladener Teilchen durch Materie und kann durch die entsprechenden Größen dieser Vielfachstreuung (Energieverlust, Winkel- und Energiestreuung durch Diffusion) beschrieben werden. Diese Vielfachstreuung führt somit zu einem Anwachsen der Strahl- emittanz, für Streuwinkel θ größer als der Akzeptanzwinkel θ_{acc} des Rings aber zu einem Verlust des Ions in einem einzigen Stoß. Die Verlustrate λ_{ss} durch solche Stöße kann durch Integration des differentiellen Rutherford-Wirkungsquerschnitts für kleine Streuwinkel θ ,

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \simeq \frac{4Z^2Z_g^2 e^4}{(4\pi\epsilon_0 p_0 v_0)^2 \theta^4} \simeq \frac{(2ZZ_g r_i)^2}{\gamma^2 \beta^4 \theta^4} \quad , \quad (4.31)$$

über $\theta > \theta_{acc}$ berechnet werden ($\Delta\sigma$). Mit der Dichte n_g der Restgas- und Targetatome folgt daraus

$$\lambda_{ss} = n_g \beta c \Delta\sigma = 4\pi n_g Z_g^2 \left(\frac{Z}{A}\right)^2 \frac{r_p^2 c}{\beta^3 \gamma^2 \theta_{acc}^2} \quad . \quad (4.32)$$

Für die Streuung am Restgas ist ein über den Ring gemittelter Akzeptanzwinkel einzusetzen, für die Streuung am internen Target der Akzeptanzwinkel am Ort des Targets. Dieser ist mit der Akzeptanz A_y des Rings durch die entsprechende β -Funktion verknüpft:

$$A_y = k_0 \pi \bar{\beta}_y \theta_{acc}^2 \quad \text{bzw.} \quad A_{y,t} = k_0 \pi \beta_{y,t} \theta_{acc,t}^2 \quad , \quad (4.33)$$

wobei $k_0 \simeq 1$ die Geometrie des Strahlrohrs berücksichtigt. Die Dichte n_g kann im Falle eines internen Targets durch die Targetdicke ρd und für die Streuung am Restgas durch den Restgasdruck p_g ersetzt werden:

$$n_g = \rho d / m_t C_0 \quad \text{bzw.} \quad n_g [\text{cm}^{-3}] = 3.5 \times 10^{16} p_g [\text{Torr}] \quad , \quad (4.34)$$

wobei m_t die Masse des Targetatoms ist. Falls das Restgas aus mehreren Komponenten mit den Partialdrucken p_i besteht, addieren sich die entsprechenden Verlustraten $\lambda_{ss,i}$.

Die Elektronenkühlung kann der Verlustrate durch Einzelstreuung nicht entgegenwirken, letztendlich begrenzt λ_{ss} die Lebensdauer eines gespeicherten Ionenstrahls. Um auch bei kleinen Energien eine lange Strahllebensdauer zu erhalten, ist ein sehr gutes Ultrahochvakuum mit Restgaskomponenten niedriger Ladungszahl Z_g erforderlich. Im Falle eines internen Targets sollte weiterhin ein großer Akzeptanzwinkel, also eine kleine Beta-Funktion, am Ort des Targets einstellbar sein.

Die Streuung am Restgas (internen Target) führt auch zu einem Energieverlust, der durch die Bethe-Bloch-Gleichung gegeben ist [28]:

$$dF/dt = -4\pi Z^2 Z_g n_g r_e^2 m_e c^2 L_{ms} c \beta^{-1} \quad , \quad (4.35)$$

wobei $L_{ms} \simeq 10$ der Coulomblogarithmus der Vielfachstreuung an neutralen Atomen ist. Diese (langsame) Abbremsung der Ionen kann auch bei einem dickeren Target durch Elektronenkühlung verhindert wer-

den. Größere Bedeutung hat die durch Vielfachstreuung bewirkte Strahlaufweitung. Die Divergenz des Strahls wächst dadurch gemäß

$$\theta_{ms}^2 = \frac{8\pi Z^2 Z_g^2 n_g r_i^2 c L_{ms}}{\gamma^2 \beta^3} t \quad (4.36)$$

mit der Zeit an. Durch die Anwachsrate der Emittanz (Gl. 4.10),

$$\dot{\epsilon}_{ms} = \pi \bar{\beta}_y \theta_{ms}^2 / t = \frac{8\pi^2 Z^2 Z_g^2 n_g r_i^2 c L_{ms} \bar{\beta}_y}{\gamma^2 \beta^3} \quad (4.37)$$

wird die Akzeptanz A_y des Rings allmählich ausgefüllt. Weiteres Anwachsen der Emittanz führt dann zu Strahlverlust mit der Rate

$$\lambda_{ms} = \frac{\dot{\epsilon}_{ms}}{A_y} = \frac{8\pi Z^2 Z_g^2 n_g r_i^2 c L_{ms}}{k_o \gamma^2 \beta^3 \theta_{acc}^2} \quad (4.38)$$

Der Vergleich mit λ_{ss} (Gl. 4.29) zeigt, daß im allgemeinen die Verlustrate durch Vielfachstreuung die der Einzelstreuung um eine Größenordnung übersteigt:

$$\frac{\lambda_{ms}}{\lambda_{ss}} = \frac{2I_{ms}}{k_o} \quad (4.39)$$

Im Gegensatz zur Einzelstreuung kann diesem Anwachsen der Emittanz durch Strahlkühlung entgegen gewirkt und Strahlverlust dadurch vermieden werden. Die Kühlrate λ_c bestimmt dann die erreichbare Gleichgewichtsemittanz durch

$$\epsilon_{eq} = \dot{\epsilon}_{ms} / 2\lambda_c \quad (4.40)$$

Im Falle eines internen Targets ist damit auch die maximale Targetdicke ρd festgelegt, die für eine gewünschte maximale Strahlemittanz noch möglich ist (Gln. 4.34 und 4.38).

4.2.2 Strahlinterne Streuung

Ein weiterer Streuprozess, der die Verteilungsfunktion der Ionen beeinflusst, ist die strahlinterne Streuung (*intrabeam-scattering, IBS*). Diese besteht aus einer Coulombstreuung der Ionen untereinander und führt zu einer isotropen thermischen Geschwindigkeitsverteilung. Die Theorie der strahlinternen Streuung wurde zuerst von Piwinski entwickelt [50] und später durch andere weiter verbessert. Die Theorie liefert die Anwachsrate λ_{IBS} der Emittanzen und der Bunchfläche (Impulsbreite im Falle eines kontinuierlichen Strahls) als komplizierte Funktion von Ringparametern und Strahleigenschaften. Genaue Berechnungen sind nur mit einem Computercode möglich.

Aus plasmaphysikalischer Sicht wird die strahlinterne Streuung durch einen Stoßterm $(\partial f / \partial t)_c$ auf der rechten Seite der Fokker-Planck-Gleichung, welche die zeitliche Änderung der Verteilungsfunktion des Ionenstrahls beschreibt, berücksichtigt. Der Stoßterm besteht aus einer Reibungskraft und einem Diffusionstensor (analog Gl. 2.4), der wegen der Massengleichheit der Stoßpartner dominiert. Dieser wird, wie bei der Kühlkraft, durch Betrachtung binärer Ionenstöße bestimmter Relativgeschwindigkeit im Ruhesystem des Strahls und Mittelung über die Strahlverteilung berechnet. Die Anwachsrate λ_{IBS} ist dann durch den Diffusionstensor für die thermische Ionengeschwindigkeit gegeben.

Durch Elektronenkühlung wird die Dichte des Ionenstrahls erhöht, so daß die strahlinterne Streuung an Bedeutung gewinnt. Das Gleichgewicht zwischen Elektronenkühlung und strahlinterner Streuung bestimmt dann die maximale Phasenraumdicke des Strahl, falls die Vielfachstreuung am Restgas (oder am internen Target) keine größere Anwachsrate zeigt. Weiterhin wird dem Ionenstrahl durch Elektronenkühlung die flache Verteilung des Elektronenstrahls aufgeprägt. Durch die strahlinterne Streuung, die eine Tendenz zu einer isotropen thermischen Verteilung hat, wird deshalb nun thermische Energie vom

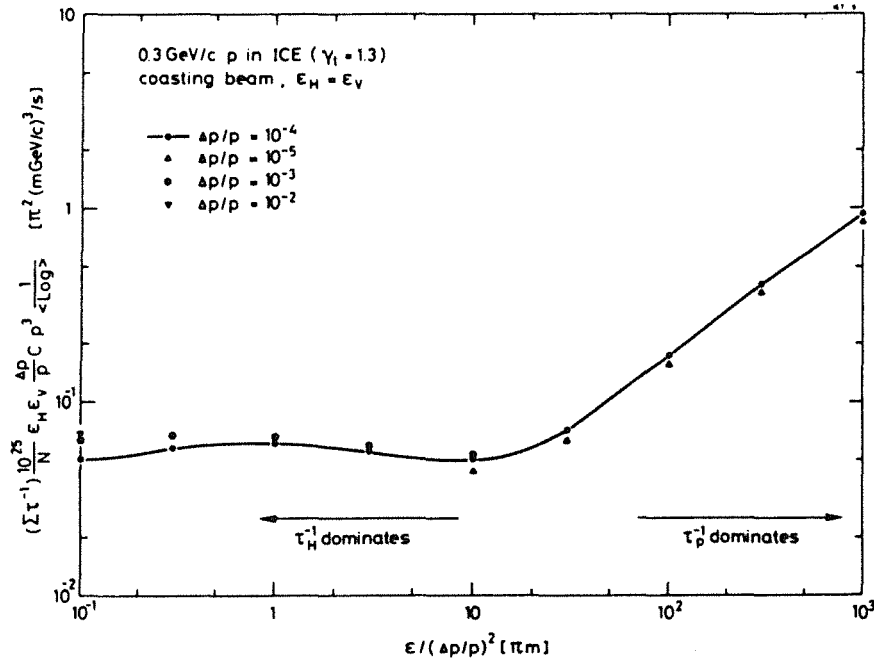


Abb. 22. Aufblasrate der strahlinternen Streuung: Summe der auf μL_C (Gl. 4.42) normierten Raten der strahlinternen Streuung als Funktion von $\varepsilon/(\Delta p/p)^2$ für 0.3 GeV/c p in ICE (nach [51]).

transversalen zum longitudinalen Phasenraum transferiert (transversal: Strahlkühlung, longitudinal: Aufheizung). Diese Umverteilung ist nicht die einzige Folge von IBS, sondern es wird auch totale Bewegungsenergie in thermische Energie übergeführt (Reibungskraft des Stoßterms), wodurch der Ionenstrahl abgebremst und insgesamt aufgeheizt wird. Dies ist eine Folge der Kopplung zwischen dem horizontalen und dem longitudinalen Phasenraum aufgrund der Dispersion (Gl. 4.14 und 4.15).

Die plasmaphysikalischen Betrachtungen legen es nahe, λ_{IBS} auf ein Maß μ der Phasenraumdichte zu normieren (kontinuierlicher Strahl) [51]:

$$\mu = \frac{N_i}{p_o^3 \varepsilon_H \varepsilon_V (\sigma_p/p_o) C_o} \quad (4.41)$$

Sørensen hat weiterhin gezeigt, daß im Falle einer flachen Verteilung ($\Delta_{\perp} \ll \Delta_{\parallel}$) die longitudinale Anwachsrate $\lambda_{IBS,\parallel}$ mit dem Verhältnis der Temperaturen skalieren sollte ($\varepsilon_H = \varepsilon_V = \varepsilon$, L_C : Coulomb-Logarithmus für IBS):

$$\frac{\lambda_{IBS,\parallel}}{\mu L_C} \sim Z^4 m_i \frac{\sqrt{\varepsilon}}{\sigma_p/p_o} \quad (4.42)$$

Daraus kann eine Skalierung der Gleichgewichtsimpulsbreite mit der Anzahl der gespeicherten Ionen und der Energie hergeleitet werden. In der Nähe des Gleichgewichts ist die Kühlrate konstant (siehe Abb. 5) und es gilt die Skalierung $\lambda_{\parallel} \sim n_c \Delta_{\parallel}^{-3}$ (siehe Gln. 2.41, 2.24 und 2.7). Mit einer Abflachung $\Delta_{\parallel}/\Delta_{\perp}$, die allein durch Hochspannungsrauschen bestimmt ist (Gl. 3.5), und raumladungsbegrenzter Emission der Kathode (Gl. 3.7), erhält man folgende Skalierung mit der Strahlenergie und der relativen Rauschamplitude: $\lambda_{\parallel} \sim \beta_o^{-5} (U/U)^{-3}$. Im Gleichgewicht ist $\lambda_{\parallel} = \lambda_{IBS,\parallel}$, woraus die Skalierung der Gleichgewichtsimpulsbreite berechnet werden kann, wenn eine Annahme über das Verhalten der Gleichgewichtsemittanz gemacht wird. Plausible Annahmen sind einmal eine konstante Emittanz als auch eine Skalierung der Emittanz, die ein konstantes Verhältnis von transversaler zu longitudinaler Temperatur des Ionenstrahls bedeutet. Mit diesen beiden Annahmen erhält man ($\gamma \simeq 1$):

$$\begin{aligned}
(\sigma_p/p_0)_{\text{eq}} &\sim N_i^{0.2} \beta_o^{0.4} (\tilde{U}/U)^{0.6} && \text{(für } \varepsilon \sim (\sigma_p/p_0)^2 \text{)} \\
(\sigma_p/p_0)_{\text{eq}} &\sim N_i^{0.5} \beta_o (\tilde{U}/U)^{1.5} && \text{(für } \varepsilon = \text{const.)}
\end{aligned}
\tag{4.43}$$

Berechnungen für verschiedene Verhältnisse der Emittanz zur Impulsbreite ergaben für die Summe aller Anwachsrate, aufgetragen gegen $\varepsilon/(\sigma_p/p_0)^2$, eine universelle Kurve für viele Ringe (Abb. 22). Diese zeigt deutlich zwei Bereiche, in denen einmal die longitudinale, zum anderen die horizontale Aufheizung des Strahls dominiert. Die Grenze dieses Übergangs ist durch die Kopplung zwischen horizontalem und longitudinalem Phasenraum bestimmt (σ_H : horizontale Strahlgröße, $\sigma_H^2 = \sigma_{H,\beta}^2 + \sigma_{H,p}^2$):

$$\sigma_{H,\beta}^2 \simeq \sigma_{H,p}^2 = \left(D \frac{\sigma_p}{p_0} \right)^2 \quad \text{bzw.} \quad \varepsilon_H \simeq \frac{D^2}{\beta_H} \left(\frac{\sigma_p}{p_0} \right)^2
\tag{4.44}$$

D und β_H sind hier ringgemittelte Größen. Die Steigung der Kurve im Bereich vorherrschend longitudinaler Aufheizung beträgt nach dieser Rechnung 0.75, verglichen mit 0.5 des obigen einfachen Modells (vergl. Gl. 4.42), schließt aber auch die transversale Anwachsrate mit ein. Diese größere Steigung ergibt im Fall $\varepsilon \sim (\Delta p/p_0)^2$ dieselbe Skalierung wie Gl. 4.43, bei konstanter Emittanz ε gilt

$$(\sigma_p/p_0)_{\text{eq}} \sim N_i^{0.4} \beta_o^{0.8} (\tilde{U}/U)^{1.2} \quad \text{(für } \varepsilon = \text{const.)}
\tag{4.45}$$

Kapitel 5: Durchführung der Kühlexperimente und Strahldiagnose

In diesem Kapitel soll zunächst der Niederenergie-Antiprotonen-Speicherring (LEAR) beschrieben werden, an dem die Elektronenkühlung in drei experimentellen Testmessungen mit Protonenstrahlen im Oktober 1987, März 1988 und März 1989 sowie mit Antiprotonen im April 1989 zum Einsatz kam. Danach folgt eine Beschreibung des Strahlbetriebs und der Strahlmanipulationen, die für die Durchführung der Kühlexperimente erforderlich waren. Den Abschluß bildet eine Diskussion aller Strahldiagnosemöglichkeiten, die bei den Experimenten zum Einsatz kamen, insbesondere die Diagnose mittels der im Kühler gebildeten H-Atome und die Analyse der Schottky-Spektren.

5.1 Der Niederenergie-Antiprotonen-Ring (LEAR)

5.1.1 Antiprotonenerzeugung und Akkumulation am CERN

Vor der Beschreibung des LEAR-Rings möchte ich kurz auf die Erzeugung und Akkumulation von Antiprotonen eingehen [52]. Der Antiprotonenkomplex des CERN besteht aus dem Proton Synchrotron (PS), dem Target zur Erzeugung der Antiprotonen, dem Antiproton Collector (AC), dem Antiproton Accumulator (AA) [beide zusammen werden als ACOL bezeichnet], dem Super Proton Synchrotron (SPS) und dem LEAR. Abb. 23 zeigt die Anordnung dieser Beschleunigerringe. Antiprotonen werden üblicherweise durch inelastische Streuung von hochenergetischen Protonen an schweren Targetkernen erzeugt: $p + \text{Kern} \rightarrow p + p\bar{p} + \text{Kernfragmente} + \text{Mesonen}$. Am CERN werden dazu alle 2.4 s (Zykluszeit) 26 GeV/c p vom PS in fünf 0.4 μs langen Teilchenpaketen auf ein zylindrisches Cu-Target (3 mm Durchmesser, 11 cm lang) geschossen. Weniger als 1% der Sekundärteilchen sind Antiprotonen (ca. $10^{10} \bar{p}/\text{s}$), die außerdem noch mit großer Energie- und Winkelstreuung erzeugt werden. Um eine möglichst hohe Intensität durch die Raumwinkelakzeptanz in den nachfolgenden Antiproton Collector zu bekommen, werden die Antiprotonen direkt hinter (oder sogar am) Target mit Hilfe eines hohen axialen Stromes magnetisch fokussiert. Die Energie der Antiprotonen (3.5 GeV/c) wird entsprechend dem Produktionsmaximum (abhängig von der Protonenenergie) gewählt. Der Collector Ring selbst weist aufgrund einer starken Fokussierung (hoher Betatronumgebung Q) eine hohe Akzeptanz auf (bei ACOL: $200 \pi \text{ mm mrad}$, $\delta p/p \leq 6 \times 10^{-2}$). Während eines PS-Zyklus werden die Antiprotonen im Collector Ring stochastisch gekühlt, am Ende des Zyklus werden dann typischerweise $5 \times 10^7 \bar{p}$ mit einer um drei Größenordnungen höheren Strahldichte in den Akkumulator weitergeleitet, wo über viele Zyklen die Antiprotonenpakete aufgesammelt und weiter gekühlt werden.

Bei kontinuierlicher Kühlung werden auf diese Weise einige Stunden lang Antiprotonen akkumuliert. ACOL [53] erreicht eine Akkumulationsrate von $6 \times 10^{10} \bar{p}/\text{h}$, die höchste, bisher gespeicherte Intensität betrug $5 \times 10^{11} \bar{p}$. Ein Teil (oder eventuell auch alle) der gesammelten Antiprotonen wird dann, je nach Betriebsmode der gesamten Beschleunigeranlage, zur weiteren Beschleunigung (oder Abbremsung) zum PS transferiert und von dort an das SPS und an LEAR weitergeleitet. Die Antiprotonen für LEAR werden im PS auf 0.6 GeV/c (niedrigste Energie des PS) abgebremst und über eine 50 m lange Transfer-Linie in einem einzigen Teilchenpaket in den LEAR-Ring eingeschossen. LEAR erhält typischerweise $3 \times 10^9 \bar{p}/\text{h}$ (Füllzyklus) von ACOL.

5.1.2 Beschreibung des LEAR-Rings

Die Zielvorstellungen, die bei der Planung von LEAR vor Augen standen, habe ich bereits in der Einleitung erwähnt, hier folgt nun eine kurze Beschreibung des Rings. LEAR (Abb. 24) ist ein Speichersynchrotron mit starker Fokussierung ($Q_y > 1$). Es hat einen quadratischen Grundriss mit vier 90° -Biegemagneten und vier geraden Sektionen (S1.1-S1.4); sein Umfang ist mit 78.54 m dem des PS und

des AA angepaßt (PS/8 und AA/2). Die gerade Sektion SI.1 dient der Injektion und der Extraktion des Strahls. Die Injektion der 609 MeV/c \bar{p} erfolgt dabei üblicherweise durch Einschießen eines einzigen Antiprotonenpaketes mit Hilfe eines magnetischen Septums und eines schnellen Kickermagneten während einer Umlaufperiode (*single turn injection*). Der eingeschossene Strahl hat nach dem Zerfließen noch eine horizontale (vertikale) Emittanz von 13 (7) π mm mrad und eine Impulsbreite von 1.2×10^{-3} [11]. Zum Zweck der Maschinenentwicklung und zum Einfahren der Maschine nach einer zwischenzeitlichen Stilllegung kann LEAR auch mit Protonen betrieben werden. Diese werden üblicherweise im Linac des PS auf 300 MeV/c beschleunigt und dann über dieselbe Transfer-Linie wie die Antiprotonen in LEAR eingeschossen. Für Protonen bestehen keine Beschränkungen in der Rate, sie können, im Gegensatz zu Antiprotonen, im Prinzip jederzeit vom Linac angefordert und eingeschossen werden.

In der geraden Sektion SI.2 erlaubt die Fokussierungsstruktur einen Einschub mit einer kleinen Betafunktion (*low- β -Insertion*), der für ein internes Target und für die Detektoren des $p\bar{p}$ -Collider-Modus vorgesehen ist. In SL3 ist seit Sommer 1987 der Elektronenkühler eingebaut und in SL4 befinden sich zwei RF-Kavitäten zum Beschleunigen (Abbremsen) des Strahls und zu dessen longitudinaler Bündelung. Weiterhin bietet SI.4 eine weitere Injektionsmöglichkeit für H^- und für Protonen, die durch Ladungsaustausch in einer Stripper-Folie gebildet werden (*stripping injection*).

Mit je 8 fokussierenden und defokussierenden Quadrupolen wird in LEAR bei normalem Betriebsmode ein horizontaler (vertikaler) Betatrontune von etwa 2.3 (2.7) eingestellt. Wegen der imaginären Übergangsenergie von $\gamma_t = 4.71$ ist der Parameter η immer positiv (Gl. 4.17) und die Übergangsregion wird beim Beschleunigen (Abbremsen) vermieden. Die Chromatizität ξ (Gl. 4.18) kann durch 24 Sextupole in einem weiten Bereich eingestellt werden ($\Delta\xi \approx \pm 3$). Je 6 Dipole dienen der Korrektur des Orbits und der Quadrupolfehler (Abschnitt 4.1.3), zwei weitere (DEH31 und DEH32, siehe Abb. 24) wurden vor und hinter dem Elektronenkühler eingebaut, um den Strahlversatz durch die Toroide des Kühlers zu korrigieren.

Ein Vakuumdruck von wenigen 10^{-12} Torr (N_2 -Äquivalent) wird durch Einsatz von Turbomolekular-, Ionen-Sputter- und Titan-Sublimations-Pumpen nach Ausheizen des Ringes erreicht. Dieser niedrige Druck (Restgasdichte) ist für die Operation bei niedrigen Energien nötig, um trotz Einfachstreuung am Restgas noch Speicherzeiten von einigen Stunden zu erreichen (siehe Gl. 4.29). Für den Betrieb mit

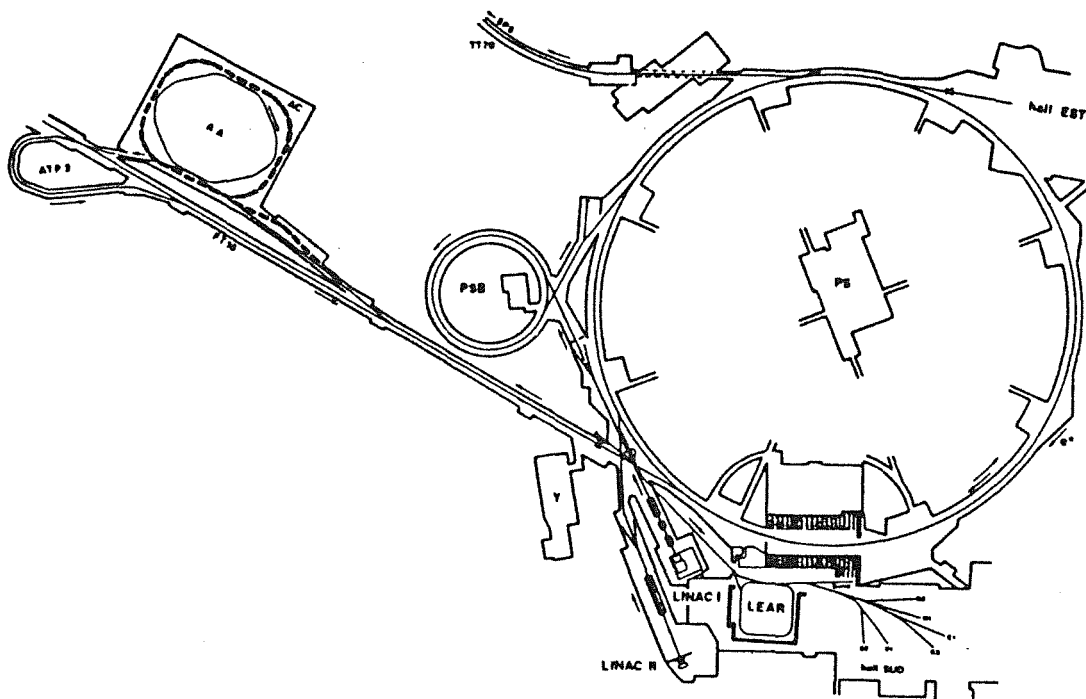


Abb. 23. Der CERN Antiprotonen-Komplex: Die Antiprotonen werden durch inelastische Streuung von p des PS an einem Cu-Target erzeugt, in ACOL gesammelt und gekühlt und dann über das PS an LEAR und das SPS verteilt.

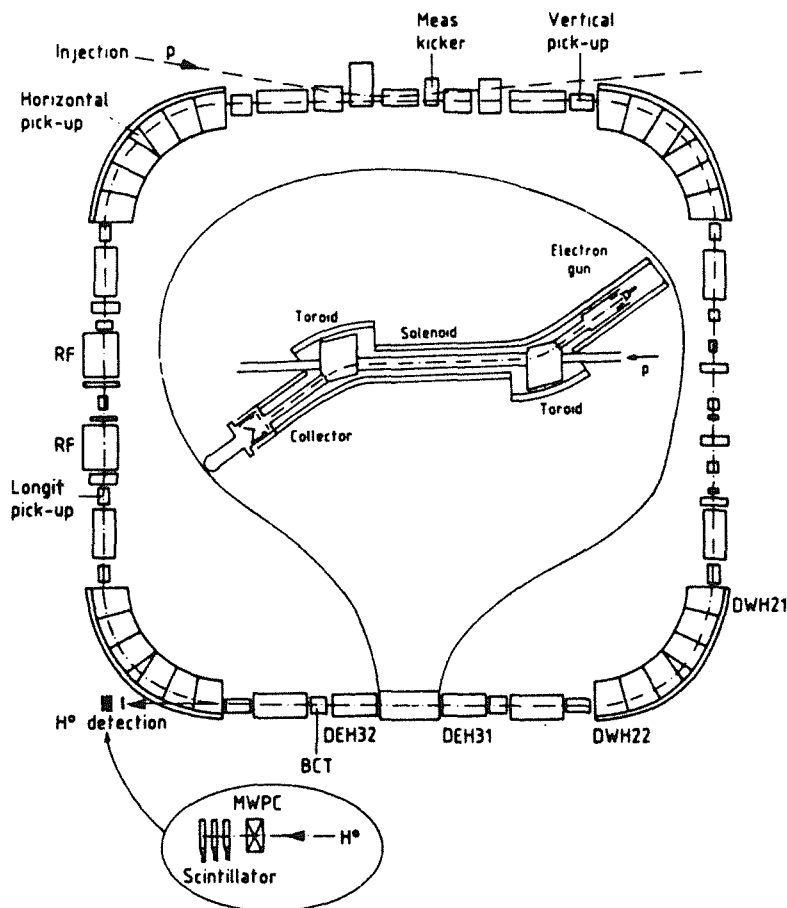


Abb. 24. Schema des LEAR-Rings: Neben der magnetischen Struktur des Rings sind einige der während der Kühlexperimente verwendeten Elemente zur Strahlmanipulation und -diagnose eingezeichnet. Details des Elektronenkühler: siehe Abb. 6.

H^+ -Strahlen, deren Lebensdauer durch Stripping begrenzt ist, ist ebenfalls ein extrem gutes Vakuum erforderlich.

Alle wichtigen Parameter des LEAR-Rings, auch die hier nicht genauer beschriebenen, sind in Tabelle 3 gelistet. Die Elemente zur Strahlmanipulation und zur Strahl-diagnose werden in den Abschnitten 5.3 und 5.4 genauer beschrieben, zunächst werden die verschiedenen Betriebsmoden während der Kühlexperimente dargelegt.

5.2 Arten des Strahlbetriebs und deren Einstellung

Die Kühlexperimente wurden mit 50, 21, 10 und 6 MeV p und \bar{p} durchgeführt (genaue Werte siehe Tabelle 5 auf Seite 72). In diesem Abschnitt soll dargestellt werden, wie diese Strahlen erhalten wurden und welche Rolle die Elektronenkühlung dabei spielte.

a) Experimente mit 50 MeV p

Diese Energie entspricht der üblichen Energie von Protonen des Linac und ist durch dessen Beschleunigungskavitäten bestimmt, eine Energieänderung in LEAR wurde nicht mehr durchgeführt. Der Impuls der Protonen legt dann über die Strahlsteifigkeit $B\rho$ (Gl. 4.1) die Feldstärke der Umlenkmagnete

fest, damit der Strahl auf dem Referenzorbit des Rings umläuft. Die nominale Strahlenergie $E_0 = (\gamma - 1)m_p c^2$ ist dabei mit dem nominalen Impuls p_0 über $\gamma^2 = (p_0 c / m_p c^2)^2 + 1$ verknüpft, die nominale Umlauffrequenz folgt mit Gl. 4.2. Der tatsächliche, genaue Wert des Impulses (der Umlauffrequenz f_r) ist bei eingeschalteter Elektronenkühlung nach Gl. 3.12 durch den Wert der Kathodenspannung U_K bestimmt. (Der maximale Bereich, in dem f_r variiert werden kann, hängt dabei neben der Impulsakzeptanz des Ringes noch von der Dispersion am Ort des Elektronenkühlers ab.)

Parameter / Elemente	Stretcher Mode
Impuls-(Energie-)bereich	0.1 - 2 GeV/c (5.3 MeV - 1.3 GeV)
Injektion:	\bar{p} von ACOL über PS, 'single turn inj.'
Impuls (Energie)	609 MeV/c (180 MeV)
Typischer Zyklus	$3 \times 10^9 \bar{p}/h$
Emittanzen, Impulsbreite	$13 (7) \pi \text{ mm mrad}, 1.2 \times 10^{-3}$
Extraktion (ultra-lansam)	über die Resonanz $Q_H = 7/3$
typ. Intensität, Zeit	$10^6 \bar{p} / s, 0.5 - 1 h$
Ringumfang, C_0	78.54 m (= $2 \pi \times 12.5 \text{ m}$)
Gerade Sektionen	$4 \times 8 \text{ m} + 8 \times 1 \text{ m}$
Fokussierungsstruktur	4 Perioden BODFOI'DOB
90°-Biegemagnete	$4 \times 6.55 \text{ m}, B_{\max} = 1.6 \text{ T}$
Quadrupole	16, 0.5 m, $g = 12 \text{ T/m}$ (2 GeV/c)
Betatron-Tune, Q_H, Q_V	2.3, 2.7
Transition-Energie, γ_t	4.71
Hor. und vert. Apertur	70 mm, 29 mm
Hor. und vert. Akzeptanz	$240, 48 \pi \text{ mm mrad}$
Impuls-Akzeptanz	$\pm 1.1\%$
RF: Frequenzbereich, Peakspannung	0.4 - 3.5 MHz, 12 kV ($h=1$)
Stochastisches Kühlen:	jew. 2 Pfade; long.: Filtermethode
Pick-up-, Kicker-Länge (long. + trans.)	0.5 m, 16 gaps; 2.0 m, 0.1 m
Bandbreite (long. + trans.)	20 - 220 MHz; 250 - 750 MHz
Vakuum	10^{-12} Torr (N_2 -Äquivalent)

Tab. 3. Parameter des LEAR-Rings: Die angegebenen Werte gelten für den Betrieb mit einem kontinuierlichen Strahl (siehe [11]).

b) Experimente mit 10 MeV p

Bei den ersten Kühlexperimenten sollte eine Energieänderung im LEAR vermieden werden, da die Kontrolle des Kühlers noch nicht in die LEAR-Kontrolle eingefügt war. Eine Energieänderung hätte daher wegen des Solenoidfeldes im Kühler Schwierigkeiten bereitet. Um trotzdem Kühlexperimente mit Protonen bei einer anderen Energie durchführen zu können, wurde eine Beschleunigungskavität im Linac abgeschaltet, so daß dieser direkt 10 MeV p lieferte. Die Magnetfeldstärken im LEAR-Ring wurden entsprechend der neuen Energie gesetzt und die Umlaufbahn wie üblich korrigiert, sonst war keine Änderung erforderlich.

c) Experimente mit 50 MeV \bar{p}

Wie schon gesagt, erhält LEAR 609 MeV/c \bar{p} von ACOL über das PS. Bei der Injektionsenergie von 180 MeV kann jedoch die Elektronenkühlung nicht eingesetzt werden, und folglich auch keine Kühlexperimente durchgeführt werden, da der Elektronenkühler nicht für diese hohe Energie geplant und ausgelegt worden war. Als Strahlenergie wurde daher zunächst das höchste der im LEAR-Abbremszyklus vorgesehenen Energieniveaus gewählt. Diese Niveaus liegen bei einem Strahlimpuls von 309, 200 und 105

MeV/c, entsprechend einer Energie von 50, 21 und 6 MeV. Bei diesen Energieniveaus wird der Abbremsvorgang unterbrochen, um die durch das Abbremsen vergrößerte Emittanz (siehe Gl. 4.11) durch Strahlkühlung wieder zu verringern. Aus demselben Grund wird schon der bei 609 MeV/c vom PS eingeschossene Antiprotonenstrahl zuerst für ungefähr 10 Minuten stochastisch gekühlt, bevor der Abbremszyklus eingeleitet wird.

Die Methode der *stochastischen Strahlkühlung* [4], die bei den Kühlexperimenten nur bei der Injektionsenergie eingesetzt wurde, beruht auf einer aktiven, elektronischen Rückkopplung zur Korrektur der Ionenbewegung, jeweils getrennt für die longitudinale, horizontale und vertikale Bewegungsrichtung. Ein stochastisches Kühlsystem besteht daher aus Pick-up-Elektroden, welche die Impuls- beziehungsweise die Positionsabweichung der Ionen von den nominalen Werten messen, aus elektrostatischen Kickern, welche die zur Abweichung proportionale Korrektur durchführen und aus der elektronischen Verbindung (*Pfad*) mit den notwendigen Verstärkern. Durch die Bandbreite W der Verstärker wird die Größe der Teilchenpakete ausgewählt, deren Abweichung gleichzeitig korrigiert wird, $N_s = (f_0/2W)N_p$. Auf dem Weg zum Kicker ändert sich die Phasenraumbesetzung der Teilchenpakete, so daß diese dann teilweise überlappen (*Mixing*). Ein gewisses, nicht zu großes *Mixing* ist sogar vorteilhaft für eine optimale Kühlung. Aufgrund der großen Energiespanne des LEAR sind jeweils ein kurzer und ein langer Pfad vorhanden [54]. Der kurze Pfad wird zur Strahlkühlung bei Energien unterhalb der Injektionsenergie benutzt, um das *Mixing* gering zu halten, der lange (diagonale) Pfad dagegen bei den höheren Energien, damit das Korrektursignal noch rechtzeitig am Kicker ist.

Nach genügender Strahlkühlung bei 609 MeV/c erfolgt dann die *Verringerung der Strahlenergie* durch Abbremsen im elektrischen Wechselfeld $eV_{RF} \sin \phi_s$ einer RF-Kavität (siehe Abschnitt 4.1.5). Dazu wird zuerst der Strahl zu einem Teilchenpaket gebündelt ($\phi_s = 0$) und danach durch eine Magnetfeldänderung wegen des dann längeren Orbits ein Phasensprung erzeugt ($\phi_s < 0$), der die Abbremsung einleitet. Die nun folgende stufenweise Änderung aller Magnetfelder muß gemäß Gl. 4.19 synchron mit der Energieänderung vollzogen werden, ebenso die Anpassung der RF-Frequenz an die momentane Umlauffrequenz, um die feste Phasenbeziehung zu behalten [45]. Die zeitliche Synchronisation aller dieser Änderungen wird von einem unabhängigen Funktionsgenerator (GFA) kontrolliert, der die entsprechenden Zeitsignale für alle beteiligten Elemente gibt. Da das toroidale Magnetfeld des Elektronenkühlers, das ebenfalls mit dem Impuls skaliert, die Umlaufbahn der gespeicherten Antiprotonen beeinflußt, wurde das Hauptmagnetfeld des Kühlers in die Steuerung des Abbremszyklus einbezogen. Das heißt, das Magnetfeld des Kühlers wurde ebenfalls auf ein GFA-Signal hin synchron mit den Magnetfeldern des LEAR-Rings verringert, es war also nicht mehr an eine Änderung der Kathodenspannung gebunden, wie im Kontrollprogramm des Kühlers vorgesehen (siehe Abschnitt 3.5). Während des Abbremsvorgangs war die Kathodenspannung des Kühlers ausgeschaltet und die Korrekturmagnete wurden durch das Kontrollprogramm des Kühlers neu gesetzt, sobald das Hauptmagnetfeld geändert worden war.

d) Experimente mit 21 und 6 MeV p und \bar{p}

Die Antiprotonen wurden dazu zuerst auf 309 MeV/c abgebremst, wie im vorigen Abschnitt beschrieben, im Falle von Protonen wurden 50 MeV p des Linac zuerst auf 609 MeV/c beschleunigt und dann der übliche Abbremszyklus gestartet. Vor einer weiteren Abbremsung auf die niedrigeren Energieniveaus wurde nun die Elektronenkühlung anstelle der sonst üblichen stochastischen Kühlung eingesetzt. Dazu wurde die Kathodenspannung in circa 120 ms auf den entsprechenden Wert hochgefahren und dort für 6 sec gelassen. Diese kurze Zeit reichte aus, um die Strahlemittanz genügend zu verringern, bevor weiter abgebremst wurde. Durch den Einsatz der Elektronenkühlung konnte die Zeit bis zum Erreichen von 200 beziehungsweise 105 MeV/c von 30 min auf 10 min verkürzt werden. Bei jedem Energieniveau wurden dann zuerst die erforderlichen Korrekturen des Orbits und des Betatron-Tunes durchgeführt, bevor mit den Experimenten begonnen wurde.

5.3 Strahlmanipulation vor und während der Kühlexperimente

Neben der Feinstellung der Strahlenergie wurden einige andere gezielte Manipulationen des gespeicherten Strahls vorgenommen, um Experimente unter bestimmten (optimierten) Bedingungen durchzuführen. Dazu zählt die Korrektur der Umlaufbahn (Orbit) und des Betatron-Tunes, die longitudinale Bündelung des Strahls, ein transversaler Kick des Strahls und das Einstellen einer bestimmten Impulsverteilung mittels der stochastischen Heizung.

a) Korrektur des Orbits und des Betatron-Tunes

Vor der Durchführung der eigentlichen Kühlexperimente wurde noch der Einfluß des Hauptmagnetfeldes des Elektronenkühlers auf die Umlaufbahn der (Anti)protonen und die Fokussierung im Ring, die durch den Betatron-Tune beschrieben wird, gemessen (siehe Abschnitt 5.4 b und c) und entsprechend korrigiert. Die Störung des Orbits durch die Toroidmagnete des Kühlers, deren transversale Feldkomponente bei einem S-förmigen Kühler beidesmal den Protonenstrahl horizontal in dieselbe Richtung ablenkt, muß vor allem durch Dipolmagnete in der Nähe des Kühlers (DEH31, DEH32, siehe Abb. 24) ausgeglichen werden. Der Orbit wurde außerdem daraufhin optimiert, daß der Ionenstrahl möglichst durch die Mitte des Elektronenstrahls verläuft und nur einen kleinen Winkel mit ihm bildet. Die Positions-Pick-up's in der Driftstrecke des Kühlers wurden dabei hinzugezogen. Dieser Orbit kann dann mit einem Computerprogramm, das neue Setzwerte für die Dipole des Rings berechnet, optimiert werden. Horizontal konnte der Protonenstrahl parallel zur Achse gebracht werden, er hatte aber meistens noch einen Parallelversatz von einigen mm, die vertikale Optimierung war aus Mangel an vertikalen Korrekturdipolen in der Regel nicht ganz so gut. Eine genauere Überlagerung der beiden Strahlen wurde während der Kühlexperimente durch Variation der Korrekturdipole des Kühlers erreicht (siehe Abschnitt 6.1). Diese Optimierung der Umlaufbahn wurde für jede Energie neu durchgeführt.

Eine weitere Wirkung des Elektronenstrahls besteht darin, daß durch sein Raumladungsfeld die Fokussierung des Rings verändert wird, wodurch sich der Betatron-Tune verschiebt (analog Gl. 4.41, mit ϵ_0 statt ρ_i). Diese Tuneverschiebung wurde gemessen (Abschnitt 5.4. c) und korrigiert, um Resonanzen zu vermeiden und einen stabilen, langlebigen Strahl zu erhalten. Die Korrektur erfolgte durch Berechnung neuer Setzwerte für die Quadrupole des Rings.

b) Longitudinale Bündelung des Strahls

Neben den Kühlexperimenten mit einem kontinuierlichen Strahl sollten auch einige Messungen mit einem Protonenstrahl durchgeführt werden, dem eine Zeitstruktur aufgeprägt wurde (longitudinale Bündelung). Dazu wird die Spannung einer Radiofrequenz-(RF)-Kavität, deren Frequenz der Umlauffrequenz der Protonen angepaßt ist, langsam erhöht, so daß sich die Protonen in einem Teilchenpaket (Bunch) bei der Phase $\phi_s = 0$ ansammeln (siehe Abschnitt 4.1.5). Die Entstehung dieses Bunches kann beobachtet werden, indem das Signal einer Positions-Pick-up-Elektrode beobachtet wird (siehe Abschnitt 5.4 b). In Gegenwart von Elektronenkühlung muß zunächst die Elektronenenergie mit der RF-Frequenz abgestimmt, damit Kühlung und Bunchbildung sich nicht gegenseitig stören. Deshalb wird die Kathodenspannung so eingestellt, daß die Umlauffrequenz des kontinuierlichen Strahls mit der RF-Frequenz der Kavität zusammenfällt. Dann erst wurde bei abgeschalteter Elektronenkühlung durch adiabatische Erhöhung der RF-Spannung ein kontinuierlicher Strahl zu einem Teilchenpaket gebündelt. Jetzt wurde die Elektronenkühlung wieder eingeschaltet und die Kathodenspannung eventuell noch etwas nachjustiert, damit ein stabiler Bunch entsteht.

c) Einstellen einer bestimmten Emittanz

Um eine definierte Ausgangslage für die transversale Strahlkühlung zu haben, wurde ein gekühlter Protonenstrahl zu transversalen Schwingungen angeregt. Dazu wird kurzzeitig ein schneller Dipolmagnet

(*Kickermagnet*) angeschaltet, der den Protonenstrahl um einen bestimmten Winkel ablenkt. Nach diesem Kick führt der Strahl kollektive Schwingungen um den nominalen Orbit aus, die im Mittel einer Erhöhung der Emittanz entsprechen, auch wenn nicht von einer Temperaturerhöhung ausgegangen werden kann. Die Emittanz ist dabei durch den Winkel des Kicks und die Betafunktion am Ort des Kickermagneten gegeben. Bei eingeschalteter Elektronenkühlung werden diese Schwingungen sofort wieder gedämpft und aus der Verringerung der Emittanz kann dann die transversale Kühlzeit bestimmt werden (siehe Abschnitt 6.2.3).

d) Einstellen einer bestimmten Impulsverteilung

Für viele Experimente, unter anderem für die Messung der longitudinalen Kühlzeit (siehe Abschnitt 6.2), ist es notwendig, dem Strahl eine genau definierte Impulsverteilung (Breite und Form) zu geben. Dazu kann das in Abschnitt 5.2. c) beschriebene stochastische Kühlsystem des LEAR eingesetzt werden. Statt des Pick-up-Signals wird nun ein Rauschsignal bestimmter Breite bei einer Harmonischen der Umlauffrequenz auf den Verstärker für den longitudinalen Kicker, einen Beschleunigungsspalt, gegeben (*stochastisches Heizen*). Das Rauschsignal wird erzeugt, indem das Signal eines Rauschgenerators durch einen variablen Niederfrequenz-Filter geschickt und danach mit einer Trägerfrequenz gemischt wird. Das Rauschsignal bewirkt eine Diffusion der (Anti)protonen im Strahl, die im Bereich der gewählten Bandbreite konstant ist und außerhalb verschwindet. Dadurch nimmt die Impulsverteilung eine Kastenform mit abfallenden Flanken an (Abb. 25); die Breite des konstanten Plateaus ist dabei durch die Bandbreite des Rauschsignals bestimmt. Die spektrale Leistung des Rauschsignals bestimmt die Diffusionskonstante dieses Heizprozesses und damit auch die Zeitkonstante dieser Impulsformung, sie kann durch eine zusätzliche Dämpfung abgeschwächt werden. Die Trägerfrequenz liegt typischerweise bei 12 bis 13 MHz (je nach Strahlenergie), die Bandbreite variierte bei den Experimenten zwischen 5 und 150 kHz, die Leistung zwischen 5 und 25 $\mu\text{W}/\text{Hz}$. Während des stochastischen Heizens zur Formung der Impulsverteilung war die Elektronenkühlung ausgeschaltet.

Das stochastische Heizen ist andererseits ein der Elektronenkühlung entgegenwirkender Prozess, mit dem andere Heizprozesse, wie z.B. die Streuung an einem internen Target, simuliert werden können. Bei gleichzeitigem Einsatz von Elektronenkühlung und stochastischem Heizen stellt sich daher eine Gleichgewichtsverteilung ein, deren Breite als Funktion der Heizleistung untersucht werden kann (siehe Abschnitt 6.3.3). Wenn die der gegebenen Heizleistung entsprechende Diffusionskonstante bestimmt ist, kann aus der Form der Gleichgewichtsverteilung auch auf den Verlauf der Kühlkraft geschlossen werden (siehe Abschnitt 6.4.2).

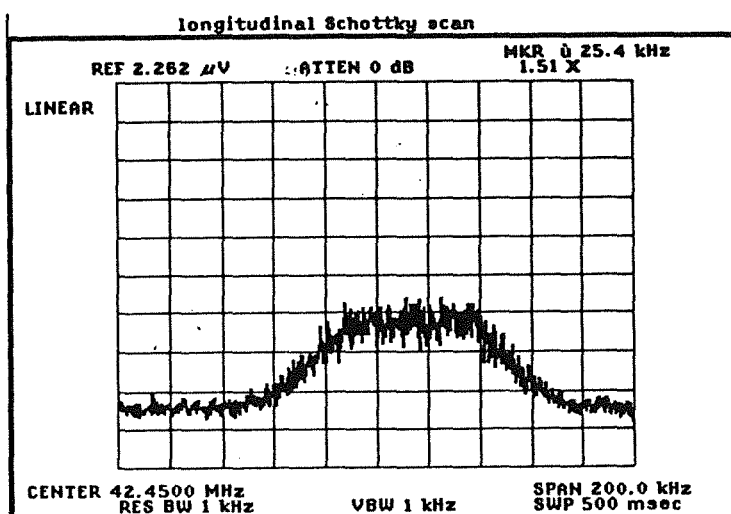


Abb. 25. Impulsverteilung von 6 MeV p nach stochastischem Heizen: Trägerfrequenz: 11.898 MHz, Bandbreite: 10 kHz, spektrale Leistung: 5 $\mu\text{W}/\text{Hz}$, Dämpfung: 46 dB.

5.4 Strahldiagnose

Hier sollen nun die Elemente der Strahldiagnose beschrieben werden, die benutzt wurden, um die wichtigsten, vor allem die von der Elektronenkühlung beeinflussten Eigenschaften des Strahls zu bestimmen. Diese Eigenschaften sind zusammen mit den eingesetzten Diagnoseelementen in Tabelle 4 aufgelistet. Die Diagnoseelemente umfassen sowohl die üblichen, im LEAR-Ring vorhandenen Diagnoseeinrichtungen als auch spezifische Diagnosemethoden, die den Elektronenstrahl als Target benutzen. Letztere beruhen auf dem Nachweis der durch Elektroneneinfang gebildeten neutralen H-Atome und konnten daher nur bei den Kühlexperimenten mit Protonen eingesetzt werden. Die Beschreibung der Schottky-Spektren und deren Analyse erfolgt wegen ihrer besonderen Bedeutung für die Kühlexperimente in Abschnitt 5.5.

Strahleigenschaften	Diagnoseelemente
Strahlenergie, -impuls bzw. Umlauffrequenz	longitudinales Schottky-Spektrum
Strahlstrom, Teilchenzahl	Strahlstromtransformer (BCT)
Impulsverteilung, -breite	longitudinales Schottky-Spektrum
Horizontale und vertikale Emittanz	Vieldraht-Proportionalzähler (MWPC), Strahlblenden (<i>Scraper</i>), transversales Schottky-Spektrum
Bunchlänge	Zeitspektrum der H-Atome im Szintillator, Zeitverlauf eines Positions-Pick-up-Signals
Horizontaler und vertikaler Betatron-Tune	Beam Transfer Function (BTF), transversales Schottky-Spektrum
Umlaufbahn (Orbit)	Positions-Pick-up's
Strahllebensdauer	Strahlstromtransformer, longitudinales Schottky-Spektrum

Tab. 4. Strahleigenschaften und deren Diagnose

5.4.1 Diagnose mit Elementen des LEAR-Rings

a) Strahlstrommessung

Die Anzahl der gespeicherten (Anti)protonen wird mit einem *Gleichstrom-Strahlstrom-Transformer* (D.C.-BCT) bestimmt [55], der sich in SL4 in Strahlrichtung hinter dem Elektronenkühler befindet. Das Prinzip dieser nicht-destruktiven Methode beruht darauf, daß ein gebündelter Strahl in einer den Strahl ringförmig umgebenden Spule ein Stromsignal induziert. Durch Nullabgleich des induzierten Signals mittels eines Kompensationsstroms wird der Strahlstrom bestimmt. Bei einem D.C.-BCT werden zwei identische Spulen benutzt, die gegenphasig moduliert werden, so daß ohne Strahlstrom die in den Detektorspulen induzierte Spannung sich gegenseitig aufhebt. Mit Strahlstrom bleibt dagegen ein Nettoinduktionssignal übrig, durch dessen Kompensation wieder der Strahlstrom bestimmt wird. Der BCT muß nur durch einen bekannten Strom geeicht werden. Der minimale Strahlstrom, der mit dem BCT im LEAR nachgewiesen werden kann, beträgt ungefähr $1 \mu\text{A}$, dies ist auch die Genauigkeit der Strommessung. Das gemessene BCT-Signal wird im LEAR-Kontrollraum als Strahlstrom I_p und als Teilchenzahl N_p digital angezeigt; deren Beziehung ist

$$N_p = \frac{I_p}{ef_0} = \frac{2\pi R_0}{c\beta_0 c} I_p \quad (5.1)$$

Auf einem Oszilloskop kann der zeitliche Abfall des Strahlstroms direkt verfolgt werden. Dies erlaubt eine Messung der Strahllebensdauer und erleichtert die Beobachtung eines plötzlichen Stromabfalls, wie er beim Einschieben von Strahlblenden zur Messung der Strahlemittanz und bei Strahlinstabilitäten auftritt. Der zeitliche Verlauf des Strahlstroms kann auch mit einem x-t-Schreiber aufgezeichnet werden. Eine weitere Methode zur Messung der Strahllebensdauer beruht auf dem zeitlichen Abfall des integrierten longitudinalen Schottky-Spektrums (siehe Abschnitt 5.5.1).

b) Bestimmung der Umlaufbahn (Orbit)

Zur Bestimmung des Orbits sind jeweils 16 horizontale und vertikale *Positions-Pick-up's* über den ganzen Ring verteilt. Ein gebündelter Strahl induziert auf den gegenüberliegenden Elektroden Spannungssignale, deren Differenz die horizontale (vertikale) Strahlposition am Ort der Pick-up's angibt. Unter Berücksichtigung der Fokussierungsstruktur und der bekannten Magnetfeldstärken kann daraus die (wahrscheinlichste) Umlaufbahn des gespeicherten Strahls berechnet werden (Abb. 26), die dann Grundlage einer eventuell vorzunehmenden Korrektur des Orbits ist.

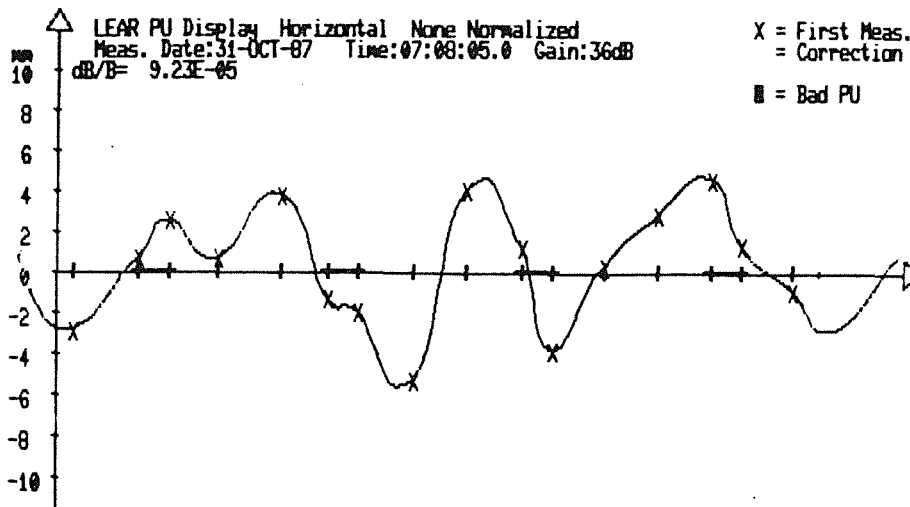


Abb. 26. Messung der Umlaufbahn: Als Beispiel ist die horizontale Abweichung von der Strahlachse für 50 MeV p in LEAR gezeigt. Kreuze: Strahlposition aus Pick-up-Messungen, Linie: wahrscheinliche Umlaufbahn unter Berücksichtigung der momentanen Fokussierung.

c) Messung der Bunchlänge

Das in einer Positions-Pick-up-Elektrode induzierte Signal gibt die zeitliche Teilchendichte im gebündelten Strahl wieder. Wenn dieses Signal zusammen mit dem Spannungssignal für die RF-Kavität auf ein Oszilloskop gegeben wird, kann aus dem Verhältnis der Breite dieses Signals zur Schwingungsdauer der RF-Spannung, $\Delta t/T_{RF}$, die Bunchlänge direkt bestimmt werden:

$$\ell_b = (\Delta t/T_{RF}) 2\pi R_0 \quad (5.2)$$

d) Messung des Betatron-Tunes

Eine neuere Meßmethode, die mit einem kontinuierlichen Strahl durchgeführt werden kann, wird als *Beam Transfer Function* bezeichnet. Dazu wird ein schmalbandiges, transversales Rauschen mit variabler Frequenz über einen transversalen Kicker auf den Strahl gegeben und dessen Antwort mit einem Pick-up beobachtet. Bei Variation der Rauschfrequenz wird das Pick-up-Signal auf Amplitude (und Phase) der angeregten Betatronschwingung analysiert. Wenn die Betatronfrequenz überschritten wird, zeigt der Strahl resonanzartiges Verhalten, woraus dann mit hoher Genauigkeit der Tune Q_y bestimmt werden kann. Eine andere, einfachere Bestimmung des Tunes ist möglich, wenn Q_y schon ungefähr bekannt ist. Dann kann der genaue Wert des Bruchteils q_y aus der Lage der Seitenbänder des transversalen Schottky-Spektrums bestimmt werden (siehe Gl. 5.9).

d) Messung der Emittanz mit Strahlblenden

Die horizontale (vertikale) Strahlemittanz kann allein aus einer Messung der Strahlgröße bestimmt werden, falls die Twiss-Parameter des Rings am Ort der Messung bekannt sind. An den symmetrischen Punkten des Rings genügt die Kenntnis der Betafunktion (siehe Gl. 4.10). Zu diesem Zweck sind im IFEAR-Ring jeweils ein Paar Strahlblenden (*Scrapper*) eingebaut, die langsam von Hand auf beiden Seiten zur Strahlachse hin geschoben werden. Ein plötzlicher Abfall des Strahlstroms zeigt an, daß mit den Blenden der Strahl berührt wird (teilweise destruktive Methode). Die Differenz der Blendenpositionen gibt dann die ungefähre 2σ -Strahlgröße an und mit Gl. 4.10 kann bei bekannter Betafunktion am Ort der Strahlblenden die zugehörige Emittanz berechnet werden.

5.4.2 Strahldiagnose mit rekombinierten Protonen

a) Rekombinationsrate und H-Profil

Als zusätzliches Diagnoseelement kann bei Experimenten mit einem gespeicherten Protonenstrahl der Nachweis von neutralem Wasserstoff benutzt werden. Dieser entsteht, indem ein kleiner Bruchteil der zirkulierenden Protonen durch Strahlungseinfang eines Elektrons aus dem Elektronenstrahl zu neutralem Wasserstoff rekombiniert. Der Wirkungsquerschnitt σ_n für den Strahlungseinfang von Elektronen der Energie E_e in einen gebundenen Zustand der Hauptquantenzahl n ist durch [56]

$$\sigma_n(E_e) = 1.96\pi^2 r_e \lambda_e \frac{E_a^2}{nE_e(E_a + n^2E_e)} \simeq 2\pi^2 r_e \lambda_e \frac{1}{n} \frac{E_a}{E_e} \quad (\text{für } n^2E_e \ll E_a) \quad (5.3)$$

gegeben, wobei E_a die Grundzustandsenergie des Wasserstoffatoms und $\lambda_e = h/m_e c$ die Compton-Wellenlänge des Elektrons ist. Für einen Einfang aus einem kalten Elektronenstrahl gilt die angegebene Näherung, so daß $\sigma_n v_e^2$ für jedes n eine Konstante ist. Summation über n und Mittelung von $v_e \sigma_n(v_e)$ über die Verteilungsfunktion $f(v_e)$ der Elektronen ergibt dann den *Rekombinationskoeffizienten*, $\alpha_r = \langle v_e f(v_e) \sum \sigma_n(v_e) \rangle$. Diese Rechnung wurde sowohl für eine sphärische als auch für eine flache Verteilung (Gl. 2.13 und 2.15) durchgeführt und ergibt [57]

$$\alpha_r(\text{flach}) = 2\pi^2 r_e c^2 \lambda_e \frac{2E_a}{m_e c^2} \frac{\sqrt{\pi}}{\Delta_\perp} \sum_{n=1}^{n_{\max}} \frac{1}{n} \quad \text{und} \quad \alpha_r(\text{sphär.}) = \frac{2}{\pi} \alpha_r(\text{flach}) \quad (5.4)$$

Durch die obere Summationsgrenze n_{\max} wird berücksichtigt, daß nicht alle Zustände bis zum Nachweis der H-Atome überleben [3]. Denn die bewegten H-Atome spüren bei Gegenwart transversaler Magnetfelder (z.B. die Toroide des Kühlers und die Umlenkmagnete im Ring) ein elektrisches Feld, durch welches ihnen die Elektronen aus höher angeregten Zuständen wieder entzogen werden (*Stripping*).

Für 50 MeV p in LER ist $n_{\max} \approx 10$. Einsetzen der Konstanten und Umrechnung von Δ_{\perp} in die transversale Temperatur führt dann auf

$$\alpha_r(\text{flach}) = 8.7 \times 10^{-13} \text{cm}^3 \text{s}^{-1} \text{eV}^{1/2} (\text{kT}_{e,\perp})^{-1/2} \quad (5.4a)$$

Die Rekombinationsrate ist auch für unendliche Summe in n berechnet worden [58], was ein ähnliches Ergebnis brachte. Die Rate der gebildeten H-Atome ist durch α_r bestimmt (γ^2 von der Transformation ins Laborsystem):

$$R_H = N_p \eta_c \alpha_r n_e \gamma^{-2} \quad (5.5)$$

wobei $\eta_c = \ell / C_0$ das Verhältnis der Kühlerlänge zum Ringumfang ist. Durch Division von R_H durch den Elektronenstrom I_e (siehe Gl. 3.7) und den Protonenstrom I_p (siehe Gl. 5.1) erhält man eine normierte Zählrate

$$\begin{aligned} \alpha_0 [\text{s}^{-1} \text{mA}^{-2}] &\equiv \frac{R_H}{I_e I_p} = \frac{\ell}{\pi r_s^2 (c \beta_o \gamma c)^2} \alpha_r \\ &= 0.321 \frac{\alpha_r [10^{-12} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}]}{\beta_o^2 \gamma^2} = 0.28 \frac{(\text{kT}_{e,\perp} [\text{eV}])^{-0.5}}{\beta_o^2 \gamma^2} \end{aligned} \quad (5.6)$$

Die normierte H-Rate selbst ist also ein direktes Maß für die transversale Temperatur des Elektronenstrahls. Ferner kann aus einer Strahlprofilmessung am neutralen H-Atomstrahl in einfacher Weise auf die Divergenz des Protonenstrahls am Ort des Kühlers geschlossen werden, da dies ein symmetrischer Punkt für die Betafunktion ist (die Phasenraumellipse steht aufrecht). Nach dem Elektroneneinfang bewegen sich die H-Atome nämlich geradlinig weiter, behalten also die ursprüngliche Divergenz bei. Falls die H-Atome in einem Abstand L von der Kühlermitte nachgewiesen werden, ist die Divergenz des Protonenstrahls durch die Breite $\sigma_{H,y}$ des H-Strahlprofils folgendermaßen gegeben:

$$\theta_y = \sigma_{H,y} / \sqrt{L^2 + \beta_y^2(\text{Kühler})} \quad (5.7)$$

Mit Gl. 4.10 kann daraus die Strahlgröße am Ort des Kühlers und die σ -Emittanz des Protonenstrahls berechnet werden.

b) Messung der H-Rate

Die neutralen H-Atome verlassen den Ring am Ende der geraden Sektion SL4 durch ein dünnes UIIV-Fenster, in dem das im Kühler eingefangene Elektron wieder abgestreift wird. Außerhalb des Rings ist ein Set von drei *Szintillationszählern* aufgestellt (siehe Abb. 24), mit dem die Neutralenrate untergrundfrei bestimmt werden kann. Die Szintillatoren haben eine Fläche von 10 cm x 10 cm und sind 5 mm, 10 mm und 10 mm (in Strahlrichtung) dick. Die Elektronik zum Nachweis der Koinzidenzrate (Abb. 27) wurde mit einer gepulsten Lichtquelle eingestellt, deren Lichtblitze über Lichtfasern direkt auf die Szintillatoren gegeben wurden. Das Signal jedes der drei Zähler wurde nach Filterung des Rauschens in einem Diskriminator direkt auf einen Scaler gegeben. Die an jedem Szintillator angelegte Hochspannung wurde so eingestellt, daß die Zählrate auf dem Scaler mit der Lichtpulsfrequenz übereinstimmte. Zur Eliminierung der zufälligen, nicht mit dem Strahl korrelierten Ereignisse (Untergrund) wurde eine Koinzidenzschaltung aufgebaut. Um die Signale der einzelnen Zähler zeitlich für die Koinzidenzmessung abzustimmen (unterschiedliche Weglängen der Signale), wurde die Zeitverzögerung ebenfalls mit der Lichtquelle eingestellt. Das Koinzidenzsignal wurde dann sowohl auf ein LOG/LIN-Ratemeter als auch auf ein weiteres Ratemeter gegeben, dessen Ausgangssignal mit einem x-t-Schreiber geplottet werden konnte. Zur Erhöhung der Sensitivität des Ratemeters wurde dessen externe Uhr benutzt, die alle 250 ms von einem Gate Generator und einer "Or-Koinzidenz" erzeugte, 160 ns lange Pulse erhielt. Die Koinzidenzzählrate konnte, wie die einzelnen Zählraten, auf einem Scaler abgelesen werden. Diese Scaler addierten die in einem festen, mit einem Dual Timer eingestellten Zeitintervall (meist 1 sec) ankommenden Pulse.

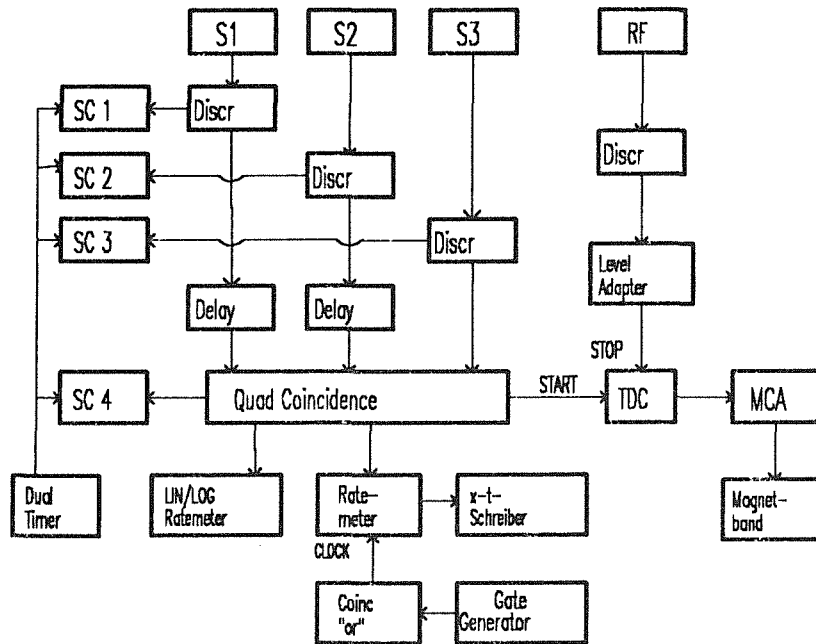


Abb. 27. Schema der Elektronik zum Nachweis von H: Diese Schaltung diente der Bestimmung der H_0 -Rate und der Bunchlänge. S1-S3: Szintillationszähler, SC1-SC4: Scaler, Discr: Diskriminator, TDC: Time-to-Digital-Converter, MCA: Multi-Channel-Analyser. Genaue Beschreibung im Text.

c) Messung des H-Profiles

Direkt hinter dem UHV-Fenster und noch vor den Szintillatoren war der am ILEAR standardmäßig vorhandene *Vieldraht-Proportionalzähler (MWPC)* aufgestellt. Die Aufweitung des Strahls beim Durchgang durch das UHV-Fensters ist gering und kann vernachlässigt werden. Damit der Strahl auf die Zähler gelangt, wurden diese per Augenmaß auf die Achse des Strahlrohrs justiert; sobald der Strahl im MWPC sichtbar war, konnte dieser genauer zentriert werden. Der Zähler hat ebenfalls eine Fläche von 10 cm x 10 cm und liefert horizontale und vertikale Strahlprofile mit wählbarer Ortsauflösung (Kanalbreite). Diese ist durch die Anzahl benachbarter, äquidistanter Drähte bestimmt, deren Zählraten elektronisch in einem Kanal zusammengefaßt werden. Insgesamt stehen je 16 Kanäle für die horizontale und vertikale Strahlprofilmessung zur Verfügung. Somit kann derselbe MWPC sowohl bei einem Strahl mit großer Emittanz (viele Drähte aufaddiert) als auch mit kleiner Emittanz (nur wenige oder keine Drähte aufaddiert) benutzt werden. Bei den Kühlexperimenten wurde zuerst eine Kanalbreite von 6 mm gewählt, um den Strahl sicher im MWPC nachzuweisen. Als sich diese Breite in den ersten Experimenten als zu groß erwiesen hatte, wurde eine Kanalbreite von 1 mm gewählt.

Zur Auslese der integrierten Kanäle existierte ein Computerprogramm, welches kontinuierlich die Strahlprofile nach einer Integrationszeit von 1 sec ausliest und auf einem Bildschirm graphisch darstellt (Abb. 28). Weiterhin berechnet dieses Programm sogleich noch den Mittelwert und die Standardabweichung (in Kanalnummern) für jedes Strahlprofil, die Summe aller nachgewiesenen H-Atome und den Maximalwert pro Kanal. Eine schnellere Auslese wäre wünschenswert gewesen, um mit den MWPC auch transversale Kühlzeiten messen zu können, dies war aber nicht möglich. Deshalb wurde der MWPC nur zur Bestimmung der Gleichgewichtsemittanzen eines gekühlten (und gezielt geheizten) Strahls eingesetzt. Aus den Standardabweichungen der horizontalen und vertikalen Strahlprofile kann gemäß Gl. 5.7 die Divergenz des Strahls berechnet werden. Bei sehr schmalen Profilen, die bei den Messungen mit

6 mm Auflösung erhalten wurden, ist es sinnvoller, aus der ganzen Breite eine obere Grenze für die Emittanz anzugeben, die 95% der Teilchen enthält.

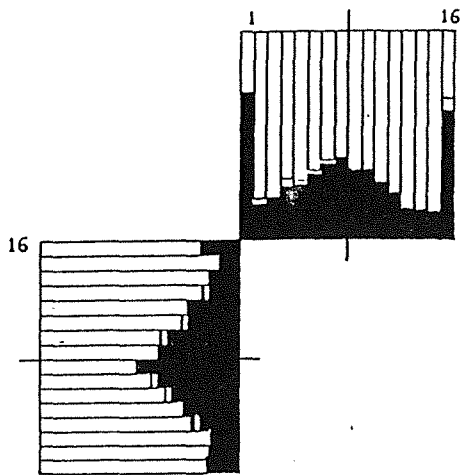


Abb. 28. MWPC-Strahlprofil von gekühlten 50 MeV p: Aus der Breite der Profile (1 mm / Kanal) kann nach Gl. 5.7 die Strahldivergenz bzw. die Emittanz berechnet werden.

d) Messung der Bunchlänge

Im Falle eines gebündelten Protonenstrahls ist der durch Elektroneneinfang gebildete H-Atomstrahl gepulst. Die Verteilung der Ankunftszeiten der H-Atome im Szintillator spiegelt direkt die zeitliche Verteilung der Teilchendichte im Strahl wieder und kann daher, neben dem Signal eines Positions-Pick-up's (siehe Abschnitt 5.4 c), zur Messung der Bunchlänge herangezogen werden. Das durch ein H-Atom ausgelöste Koinzidenzsignal der drei Szintillatoren startet dazu einen Time-to-Digital-Converter (TDC), der durch einen mit der RF-Frequenz synchronisierten Puls wieder gestoppt wird. Dieses Stoppsignal wird bei Überschreiten einer bestimmten Phase (Signalhöhe) des RF-Signals in einem Diskriminator erzeugt. Die Ausgangssignale des TDC werden dann mit einem Vielkanal-Analysator (MCA) aufgenommen. Diese Zeitspektren konnten vom MCA wieder ausgelesen und auf ein Magnetband gespeichert werden. Ein typisches Zeitspektrum zeigt Abb. 29, die Ergebnisse dieser Messungen sind im Abschnitt 6.5 dargestellt.

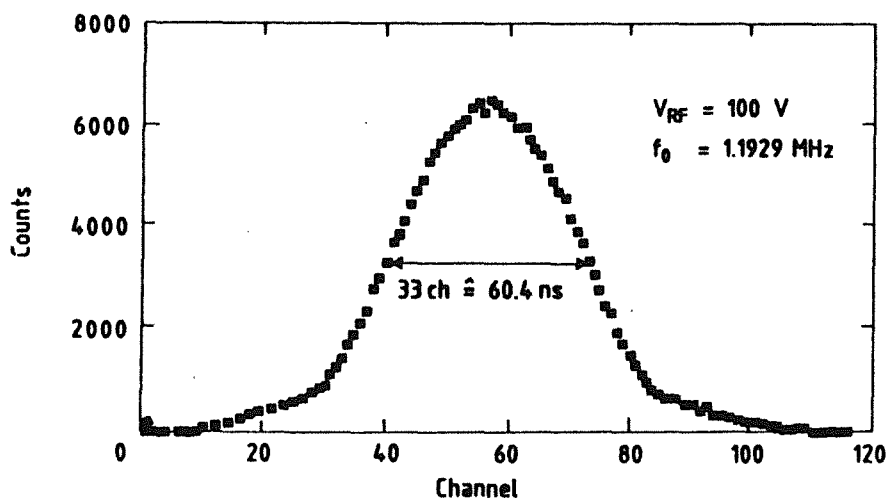


Abb. 29. Teilchendichte eines gebündelten Protonenstrahls: Das Zeitspektrum der im Szintillator nachgewiesenen H-Atome gibt direkt die zeitliche Verteilung der Protonendichte im Strahl wieder ($V_{RF} = 100 \text{ V}$).

5.5 Analyse von Schottky-Spektren

5.5.1 Schottky-Spektren warmer Ionenstrahlen

In diesem Abschnitt soll zunächst die Messung der Spektren und deren Deutung für den Fall nicht zu kalter, dichter Ionenstrahlen beschrieben werden [59]. Wie sich die spektrale Form und deren Interpretation ändert, wenn durch eine sehr gute Strahlkühlung die durch das Keil-Schnell-Kriterium (siehe Gl. 5.18) gegebene longitudinale Stabilitätsgrenze überschritten wird, wird dann im folgenden Abschnitt dargestellt.

a) Messung der Schottky-Spektren

Die einzelnen Ionen eines kontinuierlichen Strahls haben nicht alle exakt die gleiche Umlauffrequenz und nicht die gleiche Betatronfrequenz. Infolgedessen kommt es zu zeitlichen Fluktuationen in der longitudinalen und transversalen Dichte des Strahls, welche im Falle eines warmen Ionenstrahls als zufällige Schwankungen angesehen werden können, da die Wechselwirkungsenergie zwischen den Ionen zu gering ist. Durch diese zufälligen Schwankungen wird (über den Wandstrom) auf einer Pick-up-Elektrode ein zeitlich fluktuierendes Spannungssignal induziert (*Schottky-Rauschen*). Die longitudinalen Fluktuationen sind allein durch die Verteilung der Umlauffrequenzen f_i , also der Ionenimpulse, bestimmt: $S_x(t) \sim e \sum f_i(t)$. Mit einer transversalen Pick-up-Elektrode, die zusätzlich noch für eine transversale Auslenkung der Ionen empfindlich ist (z.B. durch einen Schlitz quer durch eine zylinderförmige Elektrode), wird dagegen das zeitlich fluktuierende Dipolmoment des Ionenensembles gemessen, $S_y(t) \sim e \sum y_i(t) f_i(t)$. Das transversale Schottky-Rauschen ist also über $y_i(t)$ außerdem noch durch die Verteilung der Betatronfrequenzen bestimmt. Durch eine Fourieranalyse kann dann die jeweilige spektrale Verteilung (*Schottky-Spektren*) aus den Rauschsignalen gewonnen werden.

An den in Abb. 24 angezeigten Positionen befinden sich longitudinale und transversale Schottky Pick-up's [60] im LEAR-Ring. Schnelle Spektrum-Analysatoren (HP8568A) führen eine Fouriertransformation der zeitlichen Schwankungen des induzierten Signals aus. Für 1024 Kanäle wird nacheinander die Stärke des Rauschens berechnet und intern abgespeichert, wobei die Zuordnung der Kanäle zu einer bestimmten Frequenz über die Wahl einer Mittenfrequenz (*center frequency*) und eines Frequenzbandes (*span*) geschieht. Durch Wahl der spektralen Auflösung (*resolution bandwidth, RBW*) ist dann die kürzeste Zeit bestimmt, in der alle Kanäle einmal aufgefüllt werden können (Meßzeit für ein Spektrum, *sweeping time*). Diese Zeit beträgt typischerweise einige 100 ms. Die Signalintensität in jedem Kanal ist durch den Anteil der Ionen bestimmt, die sich mit der entsprechenden Frequenz bewegen. Die im LEAR eingebauten Schottky-Pick-up's haben ein Sensibilitätsmaximum bei 40 MHz; die Harmonische, bei der das Spektrum beobachtet wird, wird entsprechend gewählt.

Normalerweise wird der Inhalt der einzelnen Kanäle bei jeder neuen Berechnung des Kanalinhalts überschrieben, das heißt, beim nächsten Durchlauf des Analysators durch alle Kanäle (einem *Sweep*) wird der vorige Inhalt gelöscht. Um die statistischen Schwankungen, die bei einem schnellen *Sweep* eventuell zu groß sind, zu verringern, können die Kanalinhalte mehrerer Durchläufe auch aufaddiert oder gemittelt werden. Dies ist selbstverständlich nur sinnvoll für Gleichgewichtsmessungen mit einem stabilen Strahl. Weiterhin kann zwischen *kontinuierlichem Sweep* und einem *einzelnen Sweep* gewählt werden. Letzterer wird entweder manuell oder durch einen äußeren Trigger gestartet. (Das Kontrollprogramm für den Elektronenkühler erzeugte bei jedem Hochspannungssprung ein kurzes Triggersignal, welches bei der Messung der Kühlkraft eingesetzt wurde.). Der Inhalt der einzelnen Kanäle konnte ab der Strahlzeit vom März 1988 mitsamt allen Parametern des Spektrum-Analysators mit dem VAX-Rechner des LEAR-Kontrollsystems ausgelesen, abgespeichert und gedruckt werden (siehe Abb. 30). Das gemessene Spektrum stand somit einer späteren genaueren Auswertung zu Verfügung. In der ersten Strahlzeit vom Oktober 1987 konnten nur Fotos mit einer Polaroid-Sofortbildkamera von den Spektren gemacht werden.

Zur Untersuchung von schnellen Prozessen kann zu einem zweiten Betriebsmode des Spektrum-Analysators übergegangen werden, bei dem das Zeitspektrum der in einem bestimmten Frequenzband

um die Mittenfrequenz vorhandenen Intensität aufgenommen wird (*Zeitmode, Betrieb als Oszilloskop*). Hierzu wird der *Span* auf Null gesetzt, die RBW legt über die Breite des zu analysierenden Frequenzbandes die Sensitivität der Messung fest. Der Spektrum-Analysator mißt bei diesem Mode für eine bestimmte Zeit, die jetzt durch die *Sweep time* festgelegt ist, das Rauschsignal, berechnet dann die Intensität in dem gewählten Frequenzband und speichert diese Kanal für Kanal ab. Dieser Betriebsmode wurde unter anderem bei der Messung von longitudinalen Kühlzeiten und bei der Bestimmung der Kühlkraft eingesetzt (siehe Abschnitte 6.2.2 und 6.4.1).

b) Interpretation der Spektren

Die *longitudinalen Schottky-Spektren* geben im Fall eines kontinuierlichen, nicht zu kalten Strahls direkt die normalerweise gaußförmige Verteilung der Umlauffrequenzen f_r wieder, welche gemäß Gl. 4.17 mit der Impulsverteilung des gespeicherten Strahls verknüpft ist. Die Signalamplitude $S_e(f_r)$ ist dabei proportional zur induzierten Spannung und nicht zur induzierten Leistung, und daher auch zur Wurzel aus der spektralen Teilchendichte $n_p(f_r)$:

$$S_e(f_r) \sim \sqrt{n_p(f_r)df} \quad (5.8)$$

Das Integral über das longitudinale Schottky-Spektrum ist somit ein Maß für die Anzahl der gespeicherten Teilchen und aus dessen zeitlicher Entwicklung kann die Strahllebensdauer bestimmt werden. Ferner kann aus der Lage des Maximums (bei f_0) der mittlere Impuls p_0 des gespeicherten Strahls und aus der Breite des Spektrums die Impulsbreite des Strahls bestimmt werden (Gl. 4.17, zusätzlich Faktor $1/\sqrt{2}$ wegen Wurzelbeziehung zwischen Teilchendichte und Schottky-Signal).

Die *transversalen Schottky-Spektren* sind dagegen hauptsächlich durch die Betatron-Schwingungen der Ionen bestimmt. Bei jeder Harmonischen treten Seitenbänder rechts und links vom zentralen Peak auf (Abb. 30 rechts), deren Lage f_β durch den Bruchteil q_y des Betatron-Tunes Q_y gegeben ist:

$$f_\beta = (n \pm q_y) f_0 \quad (\text{für } q_y < 0.5) \quad (5.9)$$

Für $q_y > 0.5$ gehören die Seitenbänder zur nächsten Harmonischen, in obiger Gleichung ist also n durch $n \pm 1$ zu ersetzen. Aus dem Abstand der Seitenbänder kann somit der Bruchteil des Betatron-Tunes bestimmt werden. Eine Verbreiterung des Betatron-Tunes ΔQ_y geht neben der Breite der Umlauffrequenzen in die Breite der Seitenbänder mit ein. Falls ΔQ_y allein durch die Chromatizität (siehe Gl. 4.18) gegeben ist, gilt:

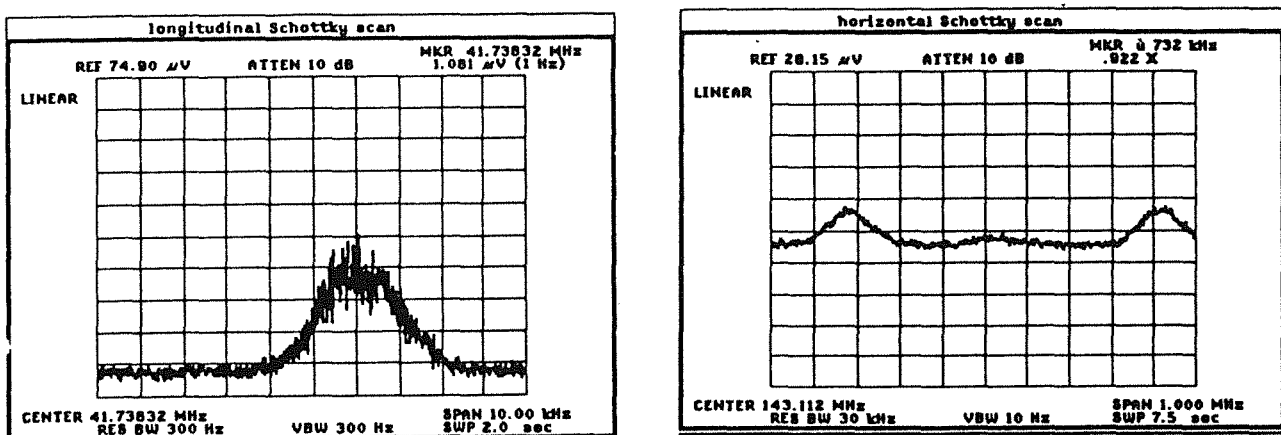


Abb. 30. Beispiele von Schottky-Spektren: Links: Das longitudinale Spektrum zeigt die Frequenzverteilung von 50 MeV p. Rechts: Im transversalen Spektrum eines ungekühlten Strahls erkennt man die beiden Seitenbänder im Abstand $2 \times q_y f_0$ und schwach den zentralen Peak (verschwindet bei optimaler Justierung der Pick-up's).

$$(\Delta f)_\beta = f_0 [(n \pm q_y)\eta \pm Q_y \xi_y] \Delta p/p_0 \quad (5.10)$$

Die Amplitude S_y der Seitenbänder ist proportional zur Wurzel aus der Emittanz ϵ_y und zur spektralen Teilchenzahldichte $n_p(f_\beta)$:

$$S_y(f_\beta) \sim \sqrt{\epsilon_y n_p(f_\beta)} df \quad (5.11)$$

Eine Verringerung der Emittanz durch Strahlkühlung kann an der Reduktion der Seitenbänder beobachtet werden. Aus dem zeitlichen Verlauf der integrierten Schottkyleistung eines Seitenbandes kann die Zeitkonstante der transversalen Kühlung bestimmt werden. Die Emittanz selbst ist durch das Verhältnis der Amplitude der Seitenbänder zur Amplitude des longitudinalen Spektrums $S_y(f_\beta)/S_c(f_0)$ gegeben (jeweils nach Abzug des Untergrundrauschens). Der zentrale Peak des transversalen Spektrums kann dazu nicht benutzt werden, da dessen Höhe von der Ausrichtung der Pick-up-Elektroden abhängt und bei exakter Ausrichtung verschwinden sollte.

Das *Schottky-Spektrum eines longitudinal gebündelten Strahls* ist bestimmt durch die kohärente Bewegung sehr vieler Teilchen, wodurch die Signalstärke deutlich erhöht ist (einige mV anstatt einige μV). Das longitudinale Schottky-Spektrum wird nun durch die Synchrotron-Schwingungen der Ionen im Bunch modifiziert: es treten eine Vielzahl von Satellitenpeaks mit zunehmend niedrigerer Amplitude auf, die Einhüllende entspricht der Impulsverteilung des Strahls. Die Satellitenpeaks verschwinden praktisch bei einer Bandbreite δf_s , die im Falle einer hohen Harmonischen n mit der 2σ -Frequenzbreite des Strahls übereinstimmt:

$$\delta f_s \simeq n f_0 \eta \Delta p/p_0 \quad (5.12)$$

5.5.2 Frequenzspektrum dichter Strahlen und longitudinale Stabilität

In diesem Abschnitt soll beschrieben werden, wie die longitudinalen Schottky-Spektren eines kalten Ionenstrahls hoher Phasenraumdichte verändert werden und wie sie zu interpretieren sind. In diesem Rahmen ist es unerlässlich, die longitudinale Stabilität sehr dichter Strahlen und deren Zusammenhang mit den Schottky-Spektren zu diskutieren. Beides ist notwendig, da sich bei den Kühlexperimenten gezeigt hat, daß bei kalten Strahlen die spektrale Verteilung der Umlauffrequenzen nicht mehr durch die übliche Gauß'sche Form beschrieben werden kann. Die longitudinalen Schottky-Spektren zeigen dann vielmehr eine Struktur mit zwei Maxima und einem ausgeprägten Minimum, deren Integral nicht mehr von der Teilchenzahl abhängig ist. Zum erstenmal waren solche Spektren bei Kühlexperimenten am NAP-M-Ring in Novosibirsk [61] beobachtet worden. Eine theoretische Beschreibung dieser Signalform ist in [62] und [63] zu finden.

Bei der üblichen Behandlung der Schottky-Spektren wird die Annahme gemacht, daß die Ionen sich wie unabhängige Teilchen verhalten. Mit zunehmender Strahlkühlung (Phasenraumreduktion) ist diese Annahme jedoch nicht mehr gerechtfertigt, denn die kinetische Energie der Ionen im Ruhesystem des Strahls wird vergleichbar mit der potentiellen Energie zwischen je zwei Ionen. Dadurch kommt es im longitudinalen Phasenraum zu einer kohärenten Bewegung der Ionen, die sich in einer Überlagerung des gleichförmigen Strahls mit Dichtemodulationen längs des Rings mit der Modenzahl n äußert (*self bunching*), das heißt, ein Teil der Ionen sammelt sich in n kleine Bunche [48]. Diese Dichtemodulation schwingt mit der Frequenz $f = n f_0 + f_{n,c}$, wobei $f_{n,c} \ll f_0$ die kohärente Frequenzverschiebung ist. $f_{n,c}$ ist eine komplexe Größe, deren Imaginärteil über $\tau_n^{-1} = -\text{Im}(f_{n,c})$ die Wachstumsrate der Bunche bestimmt und somit auch die Grenze longitudinaler Stabilität; die maximale Rate bestimmt ferner die Anzahl n der Bunche. Der Realteil von $f_{n,c}$ ist dagegen ein Maß für die Geschwindigkeit, mit der sich die Dichtewellen im Ruhesystem des Strahls ausbreiten. Es sind nun zwei Fragen zu klären: a) *Unter welchen Bedingungen ist ein sehr dichter, kalter Strahl stabil?* und b) *Wie sieht das Frequenzspektrum eines solchen Strahls aus und wie kann daraus die Impulsbreite bestimmt werden?*

a) Longitudinale Stabilität

Zur Klärung dieser Fragen wird für die Verteilungsfunktion der Ionen ein Ansatz gemacht, der in einer Überlagerung der ungestörten Verteilung $F_o(p)$ mit einer harmonischen Störung beliebiger Ordnung n besteht [48]:

$$F(p, \theta, t) = F_o(p) + F_n(p) e^{i(n\theta(p,t) + 2\pi f_{c,n}t)} \quad (5.13)$$

$\theta(p,t)$ beschreibt dabei die azimutale Position längs des Rings zur Zeit t für ein Ion mit dem Impuls p . Durch Faltung dieser Verteilung mit dem Beitrag eines Ions zum Strahlstrom (Ionenladung $Z=1$), $s_{\parallel}(\theta, t) = e f_o \times \text{Phasenfaktor}(\theta, t)$, erhält man den Modulationsanteil $S_{\parallel,n}(\theta, t)$ der Stromstärke. Dieser Strom wird auch in der Wand des Strahlrohrs induziert und hat dadurch ein elektrisches Feld $E_{\parallel,n}$ auf der Strahlachse zur Folge, welches auf die Ionen des Strahls zurückwirkt und somit die kohärente Frequenzverschiebung festlegt:

$$E_{\parallel,n}(\theta, t) = - \frac{Z_{\parallel}(f)}{2\pi R_o} S_{\parallel,n}(\theta, t) \quad (5.14)$$

In der *longitudinalen Kopplungsimpedanz* $Z_{\parallel}(f)$ ist dabei der Einfluß von Geometrie und Wandeigenschaften des Vakuumrohrs auf das elektrische Feld enthalten, $Z_{\parallel}(f)$ ist also eine Art Widerstand (wie die Impedanz bei elektrischen Wechselströmen). Neben der rein raumladungsbedingten Impedanz $Z_{\parallel,s.c.}$ eines homogenen Ionenstrahls mit dem Radius a in einer runden, ideal leitfähigen Vakuumkammer mit konstantem Radius b gibt es noch Beiträge, die den Einfluß der endlichen Leitfähigkeit des Vakuumrohrs (*resistive wall impedance*), von Querschnittsänderungen der Vakuumkammer (*Breitbandimpedanz*) und von schmalen Resonanzen, die vor allem durch Kavitäten verursacht werden, berücksichtigen. Bei kleinen Energien, wie sie bei diesen Experimenten vorlagen, dominiert die rein imaginäre Raumladungsimpedanz ($Z_o = \mu_o c = 377 \Omega$ ist die Vakuumimpedanz):

$$\text{Im}(Z_{\parallel,s.c.}) = \frac{Z_o (1 + 2 \ln(a/b))}{2\beta_o \gamma} \frac{f}{f_o} \quad (5.15)$$

Durch Rückkopplung über E_{\parallel} ändert sich die Verteilungsfunktion $F(p, \theta, t)$ mit der Zeit. Um einen selbstkonsistenten Wert für $f_{c,n}$ zu erhalten, wird die linearisierte Form ($\partial F_n / \partial p \ll \partial F_o / \partial p$) der stoßfreien Boltzmann-Gleichung gelöst:

$$\frac{\partial F}{\partial t} + 2\pi f_r \frac{\partial F}{\partial \theta} + \frac{\partial p}{\partial t} \frac{\partial F_o}{\partial p} = 0 \quad (5.16)$$

wobei $\partial p / \partial t = e E_{\parallel,n}(\theta, t)$ ist. Die Lösung dieser Gleichung liefert eine Dispersionsrelation, welche die kohärente Frequenzverschiebung $f_{c,n}$, und damit die Anwachsrate der Instabilität τ_n , mit dem Strahlstrom und der Verteilungsfunktion $F_o(p)$ verbindet. Für eine δ -förmige Verteilung ist diese Relation sofort lösbar. Der Realteil der kohärenten Frequenzverschiebung ist dann durch

$$\frac{f_{c,n}}{n f_o} = e \sqrt{\frac{|\eta| N_p \text{Im}(Z_n/n)}{2\pi R_o p_o}} = \sqrt{\frac{2r_p N_p |\eta| \text{Im}(Z_n/n)}{\beta_o \gamma R_o Z_o}} \quad (5.17)$$

gegeben [$Z_n = Z_{\parallel}(n f_o)$]. Eine ähnliche Beziehung besteht auch zwischen $\text{Im} f_{c,n}$ und dem Realteil der Kopplungsimpedanz. Dies zeigt, daß ein Strahl ohne Impulsbreite instabil ist, da ein kleiner $\text{Re}(Z_{\parallel})$ nie ganz zu vermeiden ist. Ein Strahl mit einer gewissen Impulsbreite wird dagegen durch die *Landau-Dämpfung* stabilisiert: Ionen, die den Ring mit verschiedener Umlauffrequenz $2\pi \Delta f_r \geq 1/\tau_n$ umlaufen, verlieren ihre Phasenbeziehung nach einer Zeit τ_n , schwächen dadurch das induzierte elektrische Feld und dämpfen die Instabilität. Für einen Strahl ohne Kühlung ist damit die Grenze der Stabilität durch seine Impulsbreite bestimmt (*Keil-Schnell-Kriterium*):

$$\frac{N_p}{(\sigma_p/p_o)^2} \leq \frac{|\eta| R_o \beta_o \gamma}{2r_p (Z^2/\Lambda)} \frac{Z_o}{\text{Im}(Z_n/n)} \quad (5.18)$$

Damit ist eine kritische longitudinale Phasenraumdichte gegeben, die entweder durch eine maximale Teilchenzahl oder durch eine minimale Impulsbreite ausgedrückt werden kann (siehe Gln. 5.19 und 5.20). Jenseits dieser Grenzen wächst die Dichtemodulation mit einer durch $\text{Re}(Z_n)$ (maximal bei ~ 1 GHz) bestimmten Rate an und der Strahl zerfällt typischerweise in 100 - 1000 kleine Bunche (*self bunching, Mikrowelleninstabilität*). Eine schnelle Strahlkühlung mit hoher Kühlrate kann einer gewissen Anwachsrate der Instabilität die Balance halten, wodurch der Bereich der Stabilität vergrößert wird, mit anderen Worten, eine höhere longitudinale Phasenraumdichte als nach obiger Gleichung möglich wird.

b) Spektrale Verteilung des longitudinalen Schottky-Signals

Nachdem die Frage der longitudinalen Stabilität diskutiert worden ist, soll nun untersucht werden, wie sich die spektrale Form des Schottky-Signals verändert, wenn durch Strahlkühlung die durch das Keil-Schnell-Kriterium (Gl. 5.18) definierte Grenze erreicht und überschritten wird. Da die gegenseitige Wechselwirkung der Ionen immer mehr an Bedeutung gewinnt, werden die stochastischen Dichtefluktuationen behindert. Dies hat, bei gleichbleibender Teilchenzahl, eine Verringerung der integrierten Signalstärke $A_n^2 = \sum S_n^2(f_r)$ mit kleiner werdender Strahltemperatur zur Folge. Das Auftreten der selbst-induzierten Ladungsdichtewellen hat im Schottky-Spektrum eine Konzentration der spektralen Verteilung $S_n(f_r)$ des Rauschsignals in zwei Peaks zur Folge, die bei $n\omega_0 \pm f_{e,n}$ liegen, bei der Umlauffrequenz selbst wird die Verteilung ausgedünnt (siehe Abb. 31). Mit sinkender Strahltemperatur wird diese Struktur prägnanter. Die Grenze des Übergangs von einer gaußförmigen Spektralform zu dieser neuen Struktur läßt sich durch Umformung von Gl. 5.18 ($Z = A = 1$) sowohl durch eine kritische Teilchenzahl [62],

$$N_{cr} = \frac{|\eta|R_0 Z_0}{2r_p \text{Im}(Z_n/n)} \beta_{0\gamma} \left(\frac{\sigma_p}{p_0} \right)^2, \quad (5.19)$$

als auch durch eine kritische Impulsbreite ausdrücken:

$$\left(\frac{\sigma_p}{p_0} \right)_{cr}^2 = \frac{2r_p \text{Im}(Z_n/n)}{|\eta|R_0 Z_0} \frac{N_p}{\beta_{0\gamma}}. \quad (5.20)$$

Das Integral über das Schottky-Spektrum läßt sich dann mit Hilfe der kritischen Teilchenzahl ausdrücken:

$$A_n^2 = \frac{N_p}{1 + N_p/N_{cr}} = \begin{cases} N_p & \text{für } N_p \ll N_{cr} \\ N_{cr} & \text{für } N_p \gg N_{cr} \end{cases}. \quad (5.21)$$

Für kalte Ionenstrahlen wird folglich das Integral über das longitudinale Schottky-Spektrum unabhängig von der Anzahl der gespeicherten Ionen und hängt nur noch von der Strahltemperatur ab.

Zur Berechnung der spektralen Verteilung bei $n\omega_0$ wird, wie beim Plasmamodell der Kühlkraft (siehe Gl. 2.26), eine dielektrische Funktion $\epsilon_n(f)$ eingeführt, welche die Modifikation der Ladungsdichte durch die kollektive Wechselwirkung der Ionen beschreibt:

$$\rho_n(f) = \rho_{o,n}(f) / \epsilon_n(f). \quad (5.22)$$

$\rho_{o,n}(f)$ ist dabei die Ladungsdichte, die nur durch stochastische Fluktuationen bestimmt ist; meistens ist sie gaußförmig. Wieder kann $\epsilon_n(f)$ aus der Verteilungsfunktion $F(p, \theta, t)$ der Ionen mit Hilfe der Boltzmann-Gleichung bestimmt werden (Gln. 5.13 und 5.16). Nun wird eine Fouriertransformation der Boltzmann-Gleichung in θ und t ausgeführt und unter Berücksichtigung von $df_r/dp = \eta f_0/p_0$, $\rho_n = N_p e F_n$ und Gl. 5.22 erhält man für die dielektrische Funktion

$$\epsilon_n(f) = 1 - \left[\frac{\text{Im}(Z_n/n) \eta N_p e^2 f_0^2}{C_0 p_0} \right] \times \int \frac{\partial F_o(f_r)/\partial f_r}{(f/n - f_r)} df_r. \quad (5.23)$$

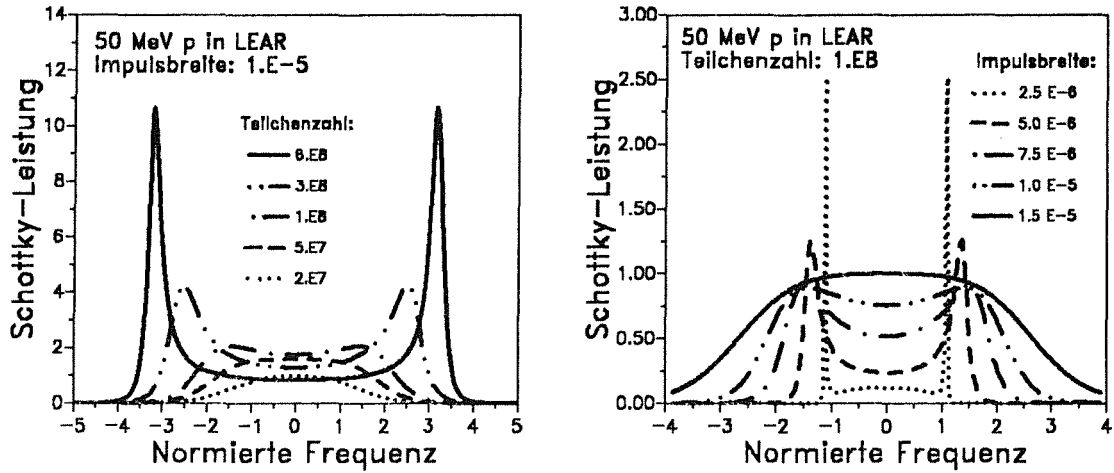


Abb. 31. Schottky-Signale kalter Ionenstrahlen: Links: Veränderung der spektralen Form bei Variation der Teilchenzahl (entspricht $s^2 = 1/5, 1/2, 1, 3, 6$, siehe Gl. 5.25), die Frequenz ist auf $(f_r - f_0)/\Delta f_r$ normiert. Rechts: bei Variation der Impulsbreite (entspricht $s = 4, 2, 4/3, 1, 2/3$, die Frequenz ist auf $(f_r - f_0)/f_{c,n}$ normiert.

Diese Beziehung vereinfacht sich für den Fall, daß $F_0(f_r)$ eine Gaußverteilung der Breite Δf_r um f_0 ist, zu $[u = (f_0 - f_r)/(\sqrt{2} \Delta f_r)$ und $\xi = (f - nf_0)/(\sqrt{2} n \Delta f_r)]$:

$$\epsilon_n(\xi) = 1 + \frac{s^2}{\sqrt{\pi}} \int \frac{u e^{-u^2}}{u - \xi} du \quad (5.24)$$

Der Parameter s ist ein Maß für die durch Strahlkühlung erreichte Dichte und bestimmt dominant die Form des Schottky-Spektrums:

$$s = \frac{f_{c,n}}{n \Delta f_r} = \sqrt{\frac{N_p}{N_{cr}}} = \frac{(\sigma_p/p_0)_{cr}}{\sigma_p/p_0} \quad (5.25)$$

Das Integral in Gl. 5.24 kann unter Einführung des Dawson-Integrals $D(\xi) = \exp(-\xi^2) \int_0^\xi \exp(u^2) du$ umgeschrieben werden zu

$$\epsilon_n(\xi) = 1 + s^2 \left[1 - 2\xi D(\xi) + i\sqrt{\pi} \xi e^{-\xi^2} \right] \quad (5.26)$$

Das in den Schottky-Pick-up-Elektroden induzierte Spannungssignal $S_\ell(f)$ ist proportional zur Wurzel aus der longitudinalen Ladungsdichte $\rho_n(f)$. Mit Gl. 5.22 und unter Berücksichtigung der Tatsache, daß das rein stochastische Spektrum $\rho_{n,o}(f)$ proportional zur gaußförmigen Verteilungsfunktion $F_0(f_r)$ ist, erhält man für das Schottky-Spektrum:

$$S_\ell(f) \sim \frac{e^{-\xi^2/2}}{|\epsilon_n(\xi)|} \quad (5.27)$$

In Abb. 31 sind damit für verschiedene Werte des Parameters s berechnete Spektren für den Fall von 50 MeV p in LEAR gezeigt [$\text{Im}(Z_n/n) = 500 \Omega$], links für eine konstante Impulsbreite und variable Teilchenzahl, rechts für eine konstante Teilchenzahl und variable Impulsbreite (siehe Gln. 5.20 und 5.25). Bei Erhöhung der Teilchenzahl (linkes Bild) wird das gaußförmige Spektrum zuerst breiter, dann erscheinen zwei Erhebungen, die anwachsen und schmaler werden. Das Integral über das Spektrum, A_n^2 , wird zuerst noch deutlich größer, dann nur noch langsam; die Lage der Maxima verschiebt sich mit wachsender Teilchenzahl nach außen. Das entsprechende Verhalten wird auch bei Verringerung der Impulsbreite beobachtet, hier ist die Verringerung von A_n^2 mit sinkender Strahltemperatur noch deutlicher zu sehen. Die Maxima verschieben sich etwas zur Mitte und erreichen erst für $s \gg 1$ ihre Position bei

$nf_0 \pm f_{c,n}$. Das Spektrum für $s = 4$ (gepunktete Linie) zeigt schon eine leichte Erhebung bei f_0 , die mit weiter steigendem s dominant wird. Dieses Verhalten ist bisher nicht verstanden, es muß jedoch beachtet werden, daß man mit diesen Werten schon weit jenseits der durch das Keil-Schnell-Kriterium gegebenen Stabilitätsgrenze ist, was nur durch eine schnelle Strahlkühlung (hohe Kühlrate) erreicht werden kann. Die hier beschriebene Theorie der Spektren beinhaltet aber keine Strahlkühlung, so daß man damit an die Gültigkeitsgrenze dieser Theorie gelangt.

Die Spektralform nach Gl. 5.27 wurde bei der Auswertung der experimentellen Gleichgewichtsimpulsspektren benutzt (siehe Abschnitt 6.3.2). Mit einem Programm zur Anpassung dieser Spektralform an die gemessenen Spektren konnte neben σ_p/p_0 auch die Impedanz bestimmt werden.

In Referenz [62] wurde noch eine Dämpfung der longitudinalen Dichtemodulationen durch Strahlkühlung berücksichtigt, indem ein Stoßterm auf der rechten Seite der Boltzmann-Gleichung (Gl. 5.16) hinzugefügt wurde und dessen Einfluß auf $\varepsilon_n(f)$ und die Spektralform untersucht wurde. Dort wurde gezeigt, daß die Ausbildung der kollektiven Wellen im Falle einer großen Dämpfungsrate $\lambda_c \gg f_{c,n}$ unterdrückt wird und sich eine Verteilung der Breite $\Delta f = f_{c,n}^2/2\lambda_c$ einstellt. Eine kleine Dämpfung ($\lambda_c \ll f_{c,n}$) hat nur eine Verbreiterung der beiden Einzelpeaks (und folglich eine Reduktion der Peakhöhe) zur Folge. Dies wurde bei der Auswertung nicht berücksichtigt, da durch eine Kühlrate $\lambda_c \approx$ einige Hz $\ll f_{c,n} \approx 100$ Hz) die Peakbreite nur wenig verändert wird.

Kapitel 6 : Ergebnisse der Kühlexperimente

In diesem Kapitel werden nun die Ergebnisse aller am IEAR durchgeführten Kühlexperimente zusammenfassend dargestellt. Die ersten Kühlexperimente fanden Oktober/November 1987 mit 50 MeV Protonen vom Linac statt. Hier wurden vor allem Kühlzeiten und Gleichgewichte unter verschiedenen Bedingungen untersucht und Messungen mit einem gebündelten Strahl durchgeführt. Aufgrund der besseren Diagnostik für den longitudinalen Phasenraum lag dort der Schwerpunkt der Untersuchungen. Am Ende dieser Strahlzeit wurde noch eine erste Abbremsung des Protonenstrahls auf 21 MeV mit eingeschaltetem Solenoidfeld erfolgreich ausgeführt. Eine verbesserte Beobachtung der Struktur der longitudinalen Schottky-Signale und Messungen mit 10 MeV Protonen bildeten den Schwerpunkt der zweiten Strahlzeit im März 1988. Die ersten Kühlexperimente mit Antiprotonen (und Protonen) fanden dann im März/April 1989 statt, wobei durch das im Abschnitt 5.2 beschriebene synchronisierte Abbremsen des (Anti)protonenstrahls Messungen bei 50, 21 und 6 MeV möglich waren. Schwerpunkt dieser Kühlexperimente war der Test einer neuen Methode zur Kühlkraftmessung bei sehr kleinen Relativgeschwindigkeiten, mit der zugleich ein eventuell vorhandener Unterschied in der Kühlkraft für p und \bar{p} untersucht werden sollte (siehe Abschnitt 2.2.4).

Vor den Kühlexperimenten wurde noch der Einfluß, den der Elektronenkühler durch sein Magnetfeld und die Ladungsdichte des Elektronenstrahls auf den gespeicherten (Anti)protonenstrahl ausübt, untersucht. Die Störung des Orbits und die Verschiebung des Betatron-Tunes wurden, wie in Abschnitt 5.3 a) beschrieben ist, gemessen und korrigiert. Weiterhin wurde die Kopplung zwischen dem horizontalen und dem vertikalen Phasenraum aufgrund des Solenoidfeldes untersucht. Dieses verursacht eine azimuthale Drehung des Protonenstrahls um $\theta_{az} = B_{sol} \ell / B_d \rho = 65$ mrad pro Umlauf für alle Strahlenergien, da B_{sol} mit B_d skaliert. Nach $(2\theta_{az}/\pi)^{-1} \approx 24$ Umläufen ist daher eine Störung vom horizontalen in den transversalen Phasenraum transferiert worden und umgekehrt. Diese Schwebung kann beobachtet werden, indem ein gebündelter Protonenstrahl einen horizontalen Kick erhält und das Signal eines vertikalen Positions-Pick-up's aufgezeichnet wird (Abb. 32).

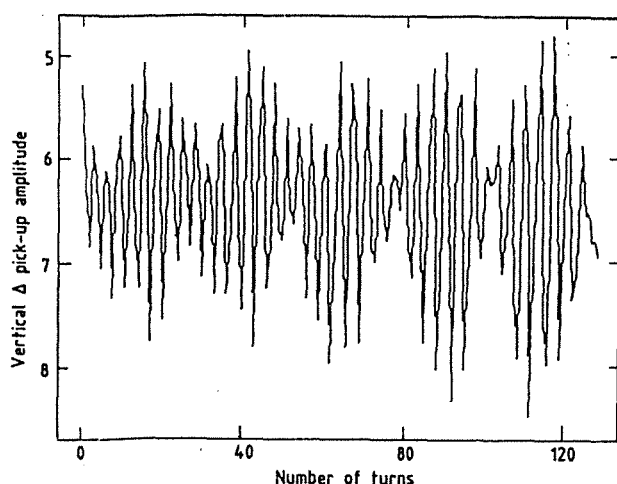


Abb. 32. Messung der Kopplung der transversalen Phasenräume: Das Signal eines transversalen Positions-Pick-up's zeigt nach einem horizontalen Kick des gebündelten Protonenstrahls eine Schwebung aufgrund der Kopplung zwischen horizontalem und vertikalem Phasenraum durch das Solenoidfeld des Kühlers.

Nach der ersten Optimierung der Umlaufbahn mit eingeschaltetem Solenoidfeld wurde dann die Kathodenheizung angeschaltet und die Hochspannung auf einen Wert entsprechend der Energie des Protonenstrahls gesetzt. Am longitudinalen Schottky-Spektrum konnte sofort die Wirkung der Strahlkühlung verfolgt werden (Abb. 33). Die Intensität konzentrierte sich in einem sehr schmalen Peak bei einer Umlauffrequenz am oberen Ende des Spektrums des eingeschossenen Strahls. Dieser hatte eine (totale) Impulsbreite von 5×10^{-3} , seine anfängliche Spektralform ist durch die Beschleunigung im Linac gegeben und wird eventuell nur an den Rändern durch die IEAR-Akzeptanz für den Linac-Strahl abge-

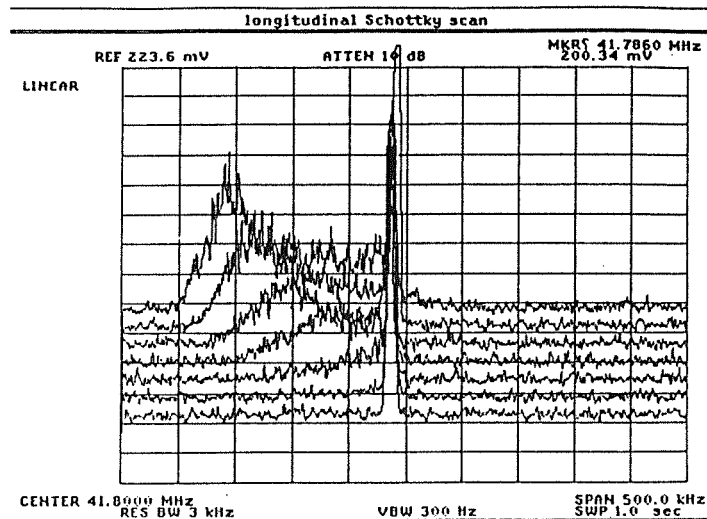


Abb. 33. Kühlung eines neu eingeschossenen Protonenstrahls: Die longitudinalen Schottky-Spektren zeigen im zeitlichen Abstand von 1 s die fortschreitende Kühlung eines vom Linac neu eingeschossenen 50 MeV Protonenstrahls.

schnitten. Die Impulsbreite des gekühlten Strahls war kleiner als 3×10^{-4} , die totale Kühlzeit zur Erreichung des Gleichgewichts betrug weniger als 5 s. Durch Variation der Hochspannung wurde die Umlauffrequenz des gekühlten Strahls der Mitte der anfänglichen Frequenzverteilung angepaßt, die Kühlzeit betrug dann nur noch 3 s. Die Gestalt der Impulsspektren und deren Abhängigkeit wurde mit einer besseren Auflösung des Spektrum-Analysators genauer untersucht (siehe Abschnitt 6.3). Auch bei den ersten Experimenten mit Antiprotonen konnte sofortige Kühlung beobachtet werden.

Im folgenden werden die Ergebnisse aller Kühlexperimente präsentiert. Die wichtigsten Parameter des LEAR-Rings und des Kühlers während der Experimente sind in Tabelle 5 zusammengefaßt, weitere, energieunabhängige Parameter sind in Tabelle 1 auf Seite 21 und in Tabelle 3 auf Seite 54 zu finden.

Nominaler (Anti)protonenimpuls, p_0	308.6	200.	136.6	105.	MeV/c
Entspr. (Anti)protonenenergie, E_0	49.45	21.08	9.89	5.85	MeV
Elektronenstrahlenergie, $E_0/1836$	26.93	11.48	5.39	3.18	keV
Beschleunigungsspannung (f. volle Perv.), U_K	27.63	11.78	5.52	3.27	kV
Entspr. Geschwindigkeit, β_0	0.312	0.208	0.144	0.11	c
Nominale Umlauffrequenz, f_0	1.192	0.795	0.55	0.424	MHz
Elektronenstrom (f. volle Perv.), I_e	2.55	0.70	0.23	0.088	A
Elektronendichte, n_e	8.3	3.5	1.6	0.82	10^7 cm^{-3}
Solenoidfeldstärke, B_{sol}	45.5	30.	20.	14.5	mT
$\eta = (\Delta f/f) / (\Delta p/p)$	0.95	1.0	1.025	1.033	
Anfängliche Impulsbreite (95% der Teilchen)	p: 5×10^{-3} , \bar{p} : 2×10^{-3}				mm mrad
Anfängl. hor. und vert. Emittanz (95% d.T.)	p: 30π , \bar{p} : 20π				
Typische Anzahl gespeicherter (Anti)protonen	10^7 bis 3×10^9				
Betafunktion am Ort des Kühlers, β_H, β_V	1.9, 5.3				
Dispersion am Ort des Kühlers, D	3.6				m
Abstand zw. H_0 -Nachweis und Kühler, L	9.3				m

Tab. 5. LEAR- und Kühlerparameter bei den Kühlexperimenten

6.1 Optimierung der Kühlung und Elektronenstrahleigenschaften

Bei allen Kühlexperimenten und bei jeder neuen Energie wurden zuerst Messungen durchgeführt, durch welche die Kühlung optimiert wurde (und die dann Grundlage für die weiteren Messungen sind). Dazu gehört unter anderem die richtige Wahl der Kathodenspannung und die Optimierung der Umlaufbahn der (Anti)protonen und des parallelen Überlapps mit dem Elektronenstrahl. Diese Messungen liefern auch Informationen über Eigenschaften des Elektronenstrahls wie dessen transversale Temperatur und dessen radiales Geschwindigkeitsprofil. Meß- und Beobachtungsgrößen waren die Abhängigkeit der Umlauffrequenz von der Kathodenspannung, die Strahllebensdauer und -stabilität, die Impulsbreite des gekühlten Strahls (besonders im Gleichgewicht mit stochastischer Heizung, siehe Abschnitt 6.3.3) und die Bunchlänge. Im Falle von Protonen war vor allem die Beobachtung der durch Elektroneneinfang gebildeten H-Atome (Rate, horizontale Position und Breite der Profile im MWPC) sehr hilfreich.

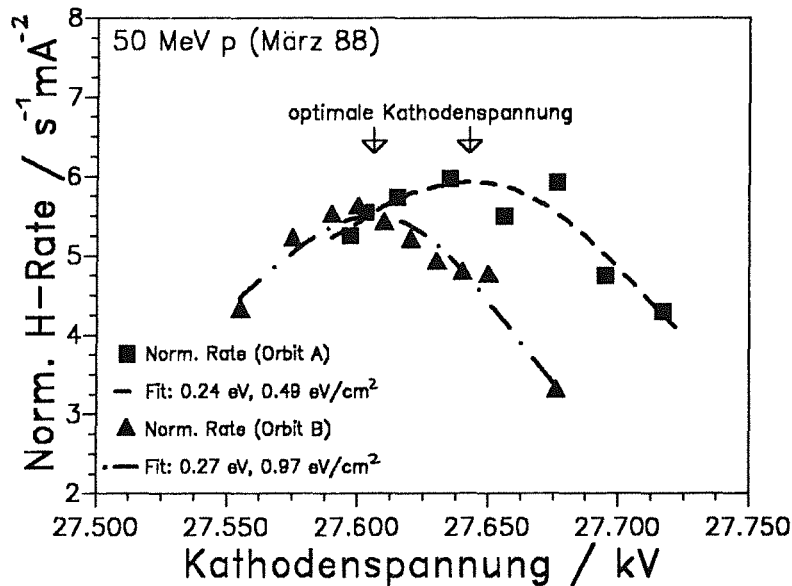


Abb. 34. Normierte H-Rate als Funktion der Kathodenspannung für 50 MeV: Die gestrichelte Linie gibt α_0 für einen quadratischen Fit der transversalen Temperatur wieder. Die Verschiebung von U_0 nach der Orbitkorrektur ist deutlich erkennbar.

6.1.1 Neutralenrate und Elektronenstrahltemperatur

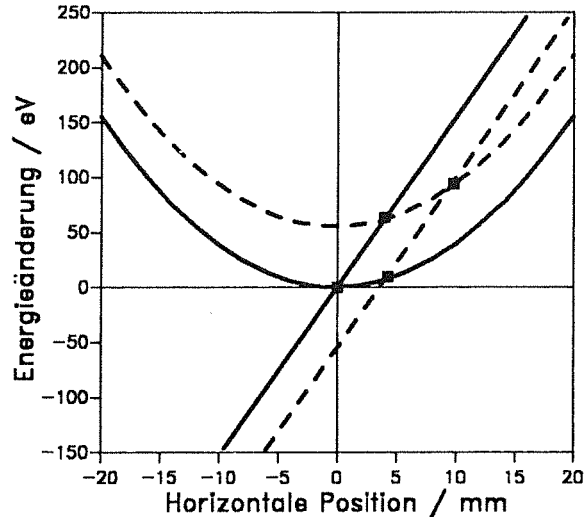
Nach Gl. 5.6 ist die normierte Neutraletrate α_0 ein direktes Maß für die transversale Temperatur $T_{e,\perp}$ des Elektronenstrahls. Deren Messung wurde daher bei der Optimierung der Kühlung intensiv eingesetzt. Eine Messung der Rate in Abhängigkeit von der Kathodenspannung liefert z.B. die Lage der maximalen Rate, und damit diejenige Kathodenspannung U_0 , für die der Protonenstrahl durch die Mitte des Elektronenstrahls geht, wo dieser am kältesten ist (Gl. 3.4). Abb. 34 zeigt zwei solche Messungen für 50 MeV p. Um die Abhängigkeit der Rate von der Hochspannung zu verstehen, muß der Einfluß des Geschwindigkeitsprofils des Elektronenstrahls (*Elektronenparabel*, siehe Gl. 3.11) und der Dispersion D des Protonenstrahls (Gl. 4.14) auf die horizontale Position des gekühlten Strahls hinzugezogen werden (Abb. 35). Da der Protonenstrahl auf dieselbe mittlere Geschwindigkeit gekühlt wird wie der Elektronenstrahl [$E_e = (m_e/m_p)E_p$], folgt mit $E_e(x,y) = c\phi'/r_0^2(x^2 + y^2) + e\Delta U$ und $E_p(x) - E_0 = 2E_0/D(x - \Delta x)$:

$$\Lambda_1(x^2 + y^2) + c\Delta U - \Lambda_2(x - \Delta x) = 0 \quad (6.1)$$

Dabei ist $\Delta U = U_K - U_0$ die Abweichung der Kathodenspannung vom Wert nach Gl. 3.12, $A_1 = e\phi'/r_0^2 = 30 \text{ eV/cm}^2 I_e/(\beta_0 r_0^2)$ und $A_2 = (m_e/m_p) 2E_0/D$ (im Falle einer Raumladungskompensation durch Restgasionisation ist A_1 durch $(1 - \zeta)A_1$ zu ersetzen). Δx beschreibt einen eventuell vorhandenen horizontalen Parallelversatz des Protonenstrahls (Abb. 35); im Falle eines Winkels zwischen Protonen- und Elektronenstrahl hängt Δx noch von der longitudinalen Position im Kühler ab. Die Lösung dieser in x quadratischen Gleichung ergibt die horizontale Gleichgewichtsposition des gekühlten Strahls:

$$x_{\text{eq}} = (A_2 - \sqrt{A_2^2 - 4A_1A_3}) / 2A_1 \quad (6.2)$$

Abb. 35. Horizontale Gleichgewichtsposition des gekühlten Strahls: Der Einfluß des Geschwindigkeitsprofils im Elektronenstrahl (Werte für $P_K = 0.56 \mu\text{P}$, $U_K = 27.65 \text{ kV}$) und der Dispersion des Protonenstrahls auf die Gleichgewichtsposition (volle Quadrate) ist gezeigt. Der Effekt einer Spannungsänderung und einer unvollkommenen Strahlrichtung ist angedeutet (gestrichelte Linien).



Dabei beschreibt $A_3 = e\Delta U + A_1 y^2 + A_2 \Delta x$ den Einfluß einer Spannungsänderung und der unvollkommenen Strahlrichtung auf die Gleichgewichtsposition. Ein Parallelversatz (oder Winkel) zwischen den Strahlen führt also zu einer Verschiebung der optimalen Kathodenspannung U_0 (ebenso wie eine Raumladungskompensation), wegen $A_2 \gg A_1$ dominiert dabei der Term mit der horizontalen Abweichung. Wenn nun noch ein bestimmter funktionaler Verlauf der transversalen Elektronentemperatur mit der horizontalen (radialen) Position angenommen wird, kann die normierte Rate α_0 als Funktion der Kathodenspannung berechnet werden. Die gestrichelten Linien in Abb. 34 zeigen eine solche Anpassung an die experimentelle Raten, wobei ein quadratischer Anstieg von $T_{e,\perp}$ mit x_{eq} angenommen wurde (siehe Gl. 3.4).

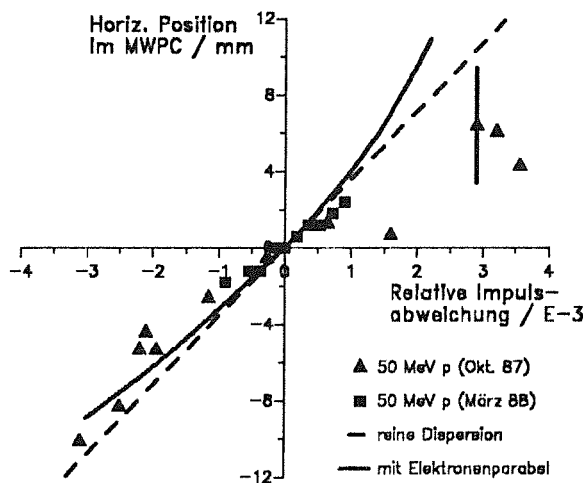


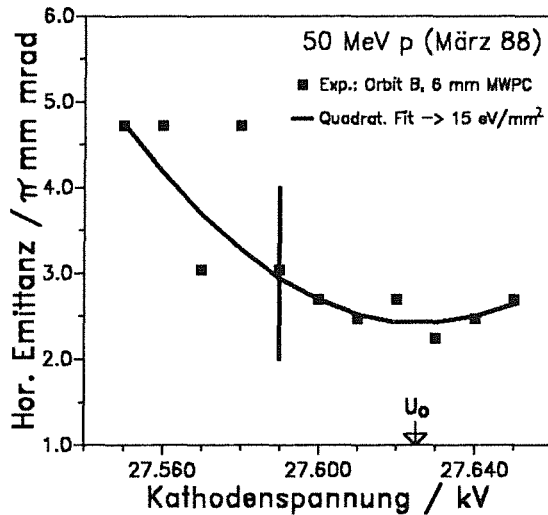
Abb. 36. Verschiebung des Maximums des horizontalen H-Profiles im MWPC: Horizontale Position bei Variation der Kathodenspannung wurde gemessen mit 50 MeV p im Oktober 87 (Dreiecke) und im März 88 (Quadrate). Vergleich mit theoretischer Position: gestrichelte Linie: Position aufgrund der Dispersion, durchgezogene Linie: mit Einfluß der Elektronenparabel.

Die Anpassungen ergeben eine transversale Temperatur von 0.24 (0.27) eV für die Strahlmitte und einen Temperaturanstieg von 0.49 (0.97) eV/cm². Dieser Anstieg entspricht einer Temperatur von 3.4

(6.2) eV am Strahlrand und ist etwas höher als die Rechnungen mit dem Trajektorienprogramm ergeben hatten (dies ist zu erwarten, da solche Rechnungen nur die optimale Situation wiedergeben). Man erkennt auch deutlich den Effekt einer Orbitänderung auf U_0 . Die Differenz von 36.5 V kann z.B. mit $A_2\Delta x$ durch einen horizontalen Versatz von 2.4 mm erklärt werden.

Die Änderung von x_{eq} mit ΔU kann auch direkt an den gemessenen H-Profilen im MWPC verfolgt werden. Abb. 36 zeigt die Position des Maximums der H-Profile in Abhängigkeit von der relativen Impulsabweichung $\Delta p/p_0$ für zwei Messungen mit 50 MeV p. Der Vergleich mit der theoretischen Position des Protonenstrahls im Elektronenstrahl nach Gln. 4.14 und 6.2 zeigt gute Übereinstimmung. Die Hinzunahme der Elektronenparabel verbessert diese nur für $\Delta p < 0$, aber nicht für $\Delta p > 0$; wegen der großen Fehlerbreite (6 mm Kammer!) ist dies jedoch wenig aussagekräftig.

Abb. 37. Horizontale Emittanz als Funktion der Kathodenspannung: Durch eine quadratische Anpassung an die gemessene Emittanz (wegen der schlechten Auflösung der MWPC nur obere Grenze) kann die optimale Kathodenspannung gefunden werden.



Auch die Beobachtung der horizontalen Profilbreite bei Variation der Kathodenspannung ermöglicht eine Bestimmung von U_0 . Mit den Gln. 5.7 und 4.10 kann aus der σ -Breite des H-Profiles die horizontale Emittanz des Protonenstrahls bestimmt werden (Abb. 37). Wegen der Verwendung einer Kammer mit 6 mm Drahtabstand ist die Auflösung jedoch schlecht und die angegebenen Emittanzen sind nur obere Grenzen. Eine Anpassung an die gemessenen Emittanzen, die einen quadratischen Anstieg der transversalen Temperatur mit der radialen Position im Elektronenstrahl annimmt, ist wieder möglich (nach Gl. 4.12 ist $T_{\perp} \sim \epsilon$). Die Messungen der optimierten Gleichgewichtsemittanzen sind in Abschnitt 6.3 genauer beschrieben.

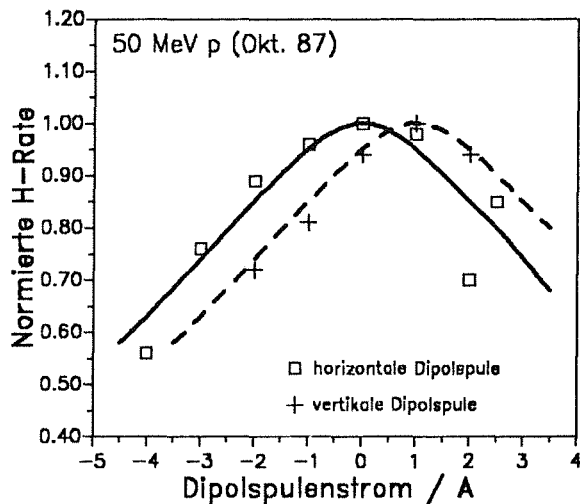


Abb. 38. Normierte Neutralenrate bei Variation des Dipolspulenstroms: Die Linien (gestrichelt: vertikal, durchgezogen: horizontal) geben die H-Rate an (normiert auf maximale Rate), die bei Änderung des Spulenstromes aufgrund der Winkeländerung von 0.71 mrad/A erwartet wird.

Zur Minimierung des Winkels zwischen Protonen- und Elektronenstrahl wurde der Strom der Dipolspulen in der Driftstrecke (DBH, DBV) variiert und die Neutralenrate beobachtet. Bei maximaler Rate verlaufen beide Strahlen parallel, eine Reduktion der Rate kann durch eine Erhöhung der "effektiven" Elektronenstrahltemperatur erklärt werden. Eine Winkeländerung von 0.71 mrad/A führt zu einer Erhöhung der transversalen Relativenergie von 0.025 eV/A² (für 50 MeV p). Wenn dies als Erhöhung der Temperatur aufgefaßt wird, kann mit Gl. 5.6 die dazugehörige normierte H-Rate berechnet werden. Abb. 38 zeigt den Vergleich dieser Rechnung mit den gemessenen Raten, die weiterhin auf die maximale Rate normiert sind, welche für die horizontale (vertikale) Spule bei 0 (1) A liegt.

Abb. 39 zeigt noch die Abhängigkeit der H-Rate von der Anzahl der gespeicherten Protonen für die verschiedenen Experimente, jeweils nach Optimierung der Kathodenspannung und des Winkels zwischen den Strahlen, außer für die Messungen mit 50 MeV p vom März 89, bei denen eine nachfolgende Änderung des vertikalen Orbits noch die Temperatur auf 0.23 eV verringerte (dafür gibt es aber nur eine Messung). Ein sich aus der linearen Anpassung ergebender Offset der Auslese des Strahlstromtransformers (BCT) ist in Abb. 39 schon subtrahiert, die dem Anstieg entsprechende Temperatur ist angegeben. Für alle Messungen wird eine optimierte Temperatur zwischen 0.22 und 0.26 eV erhalten (für 6 MeV liegt keine Messung vor). Die Verschiebung der Geraden für niedrigere Protonenenergien zu kleineren H-Raten liegt an der Skalierung der Elektronendichte mit β^2 für eine Kathode konstanter Perveanz (siehe Gln. 5.5 und 3.7).

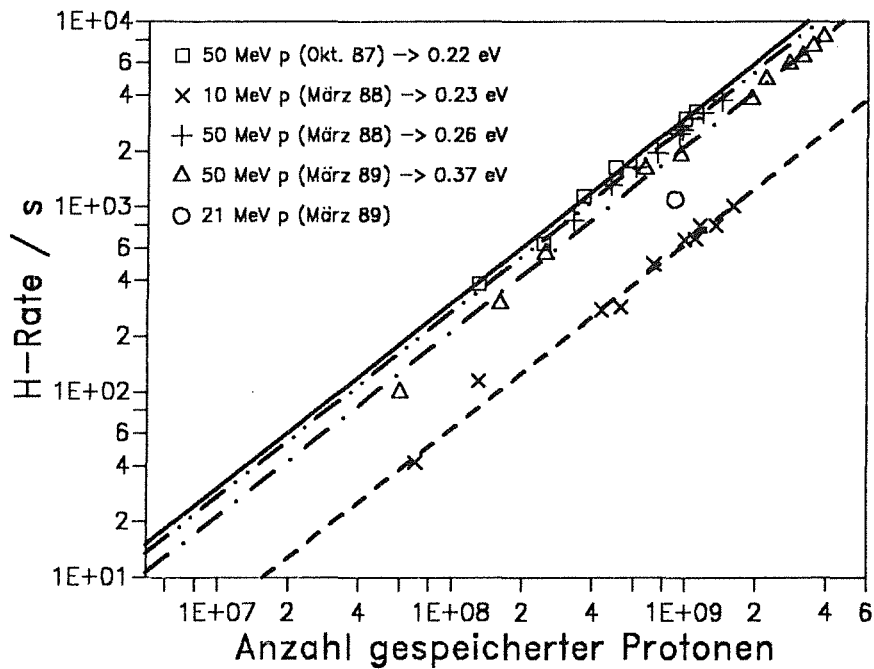


Abb. 39. H-Rate als Funktion der Teilchenzahl: Alle Messungen ergeben eine lineare Beziehung, aus der eine transversale Elektronentemperatur zwischen 0.22 und 0.26 eV folgt (bei der Messung vom März 89 war der Protonenorbit noch nicht optimal).

Für 50 MeV Protonen wurde auch die Kathodenheizung reduziert, bis der Elektronenstrom auf ungefähr 1/2 und 1/4 des vollen Wertes erniedrigt war (temperaturbegrenzte Emission). Die Messung der Neutralenrate als Funktion der Kathodenspannung zeigt bei der Messung mit einem Viertel des vollen Stroms starke Schwankungen, für die Messung mit dem halben Strom gibt es nur eine Messung. In beiden Fällen war die Rate höher als beim vollen Strom, obwohl wegen der temperaturbegrenzten Emission eher eine niedrigere Rate erwartet wurde. Daraus kann jedoch nicht unbedingt auf eine niedrigere trans-

versale Temperatur geschlossen werden, da andere Effekte (wie ein noch nicht erreichtes Gleichgewicht der Kathodentemperatur) nicht ganz ausgeschlossen werden können.

Wenn die Bestimmung des Protonenstroms mit dem BCT zu ungenau wird (oder gar nicht mehr möglich ist), kann die Extrapolation der linearen Abhängigkeit der H-Rate vom Protonenstrom dazu benutzt werden. Somit kann im Bereich von 10^7 gespeicherten Protonen deren genaue Anzahl aus einer Messung der H-Rate (10 bis 100 s^{-1}) bestimmt werden. Diese Möglichkeit wurde bei einigen Messungen der Gleichgewichtsimpulsbreite als Funktion der Teilchenzahl (siehe Abschnitt 6.3) wahrgenommen.

6.1.2 Messung der Umlauffrequenz

Die Umlauffrequenz f_r der (Anti)protonen ist durch die mittlere Frequenz der longitudinalen Schottky-Spektren (dividiert durch die Harmonische) gegeben und bestimmt die Energie der gespeicherten Teilchen. In Gegenwart von Elektronenkühlung ist diese aber eindeutig durch die Energie des Elektronenstrahls bestimmt (Abb. 35), welche nicht-linear von der Kathodenspannung U_K abhängt. Diese nicht-lineare Beziehung wird einmal durch das Zusammenwirken von Elektronenparabel und Dispersionsgerade bewirkt und dann noch durch eine (evtl. vorhandene) unvollkommene Strahlausrichtung verändert. Eine Eichmessung der Umlauffrequenz als Funktion der Kathodenspannung ist daher eine grundlegende Messung, die bei jeder neuen Energie, eventuell auch nach einer Orbitkorrektur, durchgeführt wurde.

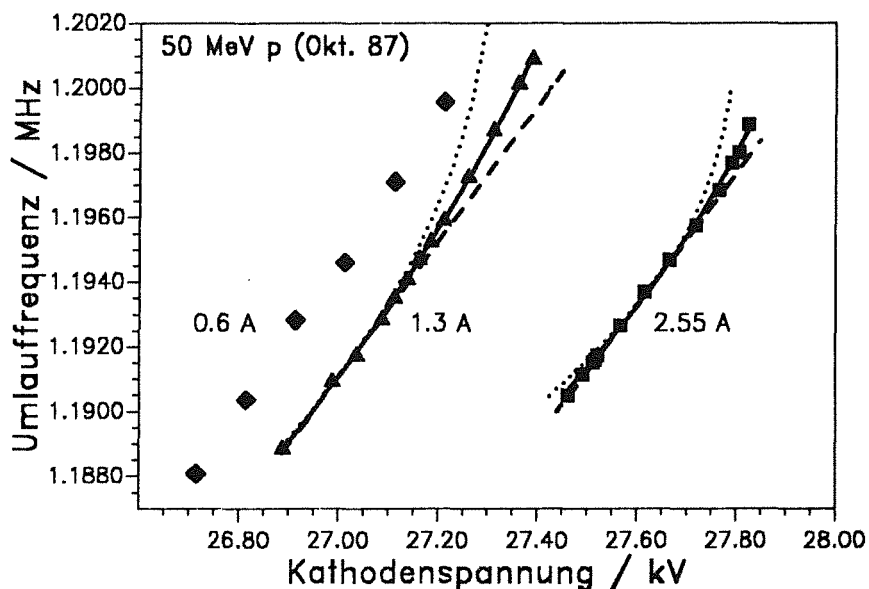


Abb. 40. Umlauffrequenz als Funktion der Kathodenspannung für 50 MeV p: Die Linien geben die theoretische Abhängigkeit von der Kathodenspannung gemäß Gl. 6.2, 4.14 und 4.17 für verschiedene Grade von Raumladungskompensation (Parameter A_1 in Gl. 6.2) wieder: gepunktet: keine Kompensation, gestrichelt: volle Kompensation, durchgezogene Linie: beste Anpassung ($\zeta = 55$ bzw. 60%). Mit kleiner werdendem Elektronenstrom ist auch eine kleinere Beschleunigungsspannung notwendig (siehe Gl. 3.11 und 3.12).

Aus dieser Eichkurve ist sofort der Energiebereich sichtbar, in dem der gekühlte Strahl stabil und langlebig ist. Die obere Grenze für U_K ist in der Regel dadurch bestimmt, daß kein Schnittpunkt mehr

zwischen Elektronenparabel und Dispersionsgerade existiert. Ansonsten begrenzt die Impulsakzeptanz des Rings oder zu schlechte Kühlung den Bereich, in dem die Energie des gespeicherten Strahls sinnvollerweise variiert werden kann. Optimale Kühlung kann für die Mitte dieses Bereichs erwartet werden, wie z.B. die Messung der H-Rate bestätigt hat. Daneben erlaubt eine Bestimmung dieser Eichkurve auch die Überprüfung einer Eigenschaft des Elektronenstrahls, nämlich der Krümmung der Elektronenparabel. Durch eine (eventuell teilweise) Raumladungskompensation wird die Krümmung schwächer, wodurch die Gleichgewichtsposition x_{eq} des gekühlten Strahls (siehe Gl. 6.2) beeinflusst wird. Dies führt mit den Gl. 4.14 und 4.17 zu einer weniger stark gekrümmten Eichkurve $f_i(U_K)$. Für einen Vergleich mit dem Experiment muß nur noch U_0 festgelegt werden, das nach Gl. 3.12 mit der nominellen Energie verknüpft ist. Eine experimentelle Abweichung vom nominellen Wert kann, wie schon erwähnt, sowohl durch eine Raumladungskompensation ξ als auch durch einen Parallelversatz des (Anti)protonenstrahls verursacht sein. Um aus der Bestimmung von U_0 auf ξ schließen zu können, muß U_0 für mehrere Stromstärken des Elektronenstrahls (Perveanzen) bestimmt werden.

In Abb. 40 ist die Umlauffrequenz von 50 MeV Protonen als Funktion der Kathodenspannung für drei verschiedene Elektronenströme aufgetragen. Der Energiebereich mit einem stabilen gekühlten Strahl verringert sich nur langsam von 500 V auf 400 V mit steigendem Elektronenstrom und entspricht mit $\Delta p/p_0 = 7.5 \dots 9.2 \times 10^{-3}$ fast der Impulsakzeptanz des LEAR-Ringes. Man sieht deutlich die Verringerung der notwendigen Kathodenspannung mit kleiner werdendem Elektronenstrom (kleinere Raumladungsdichte). Die Umlauffrequenz, die der Mitte des Energiebereichs entspricht, ist gegenüber dem Nominalwert von 1.192 MHz leicht erhöht. Die Ursache könnte ein längerer Orbit und/oder ein Parallelversatz (Winkel) zwischen den Strahlen sein (die Eichkurve für 2.55 A wurde außerdem noch vor der Optimierung des Orbits aufgenommen). In Abb. 41 ist die zu einer Umlauffrequenz von 1.194 MHz führende, optimale Kathodenspannung gegen den Elektronenstrom aufgetragen. Die bessere Anpassung der drei Messpunkte an Gl. 3.12 wird für verschwindende Raumladungskompensation erreicht (durchgezogene Linie), aber selbst die schlechtere Anpassung führt nur auf eine Kompensation von 16.4%.

Es wurde auch untersucht, ob die gemessene Krümmung der Kurven mit dem theoretisch erwarteten Verhalten übereinstimmt. Für einige Messungen ist dies der Fall (z.B. 50 MeV p, März 88), bei anderen ist die Krümmung schwächer (siehe z.B. Abb. 40). Es wurde versucht, diese Abweichung durch Einführung eines Winkels zwischen Protonen- und Elektronenstrahl zu erklären, aber meistens konnte nur die Hinzunahme einer Raumladungskompensation (typisch 40 bis 60%) die experimentelle Messung zufriedenstellend wiedergeben. Dies widerspricht dem vorigen Ergebnis ($\xi \approx 0$), ist aber nicht ganz so eindeutig, so daß eine verschwindende Raumladungskompensation glaubwürdiger ist.

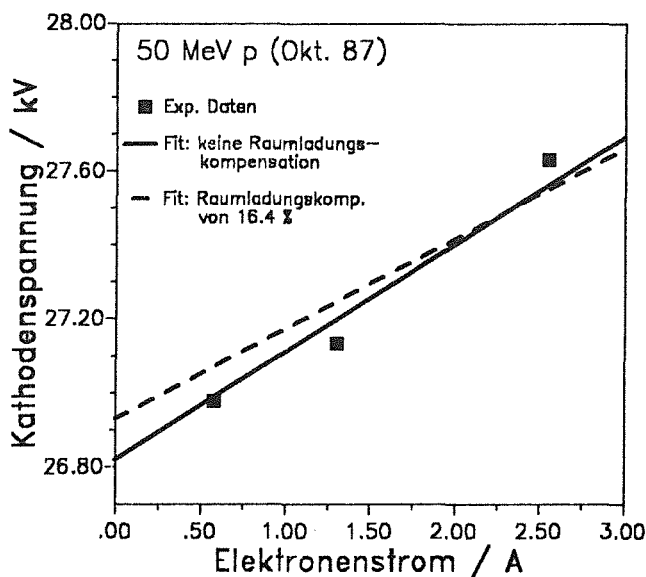


Abb. 41. Optimale Kathodenspannung als Funktion des Elektronenstroms: Die bessere Anpassung an Gl. 3.12 ergibt sich bei verschwindender Raumladungskompensation (durchgezogene Linie), auch wenn dies eine kleinere nominale Energie E_0 bedeutet.

6.2 Messung von Kühlzeiten und deren Interpretation

6.2.1 Simulationsprogramm für Elektronenkühlung (SPEC)

Bei Kühlexperimenten wird in der Regel der zeitliche Ablauf der Kühlung und das erreichte Gleichgewicht unter definierten Bedingungen gemessen. Die Theorie der Elektronenkühlung liefert dagegen die Kühlkraft für eine bestimmte Ionengeschwindigkeit (siehe z.B. Gln. 2.23 und 2.28) und die dazugehörige Kühlzeit, berücksichtigt aber nicht die genaueren experimentellen Gegebenheiten wie z.B. die Fokussierungsfunktionen des Rings, das Geschwindigkeitsprofil des Elektronenstrahls, das Vakuum und anderes. Für den Vergleich zwischen experimenteller Messung und Theorie bedeutet dies, daß nur in seltenen Fällen mit einem exakt präparierten Strahl ein direkter Vergleich mit der Theorie möglich ist. Wenn aber eine Voraussage über die Kühlzeit von Ionen in einem geplanten Kühlering gemacht werden soll, liefert die Theorie nur deren Größenordnung, denn viele Parameter des Kühlers und des Speicherringes beeinflussen indirekt in nicht genau vorhersagbarer Weise den Ablauf der Kühlung. Daher ist ein Simulationsprogramm für Elektronenkühlung (SPEC) entwickelt worden [64], das alle relevanten Parameter berücksichtigt (Tabelle 6), und das die Verringerung von Strahlemittanz und -impulsbreite als Wechselspiel zwischen Kühlung und den bedeutendsten Aufheizprozessen, der Restgasstreuung und der strahlinternen Streuung, beschreibt. Die Ergebnisse der Kühlexperimente am IEAR werden, wo dies möglich ist, mit den Ergebnissen von Simulationsrechnungen mit diesem Programm verglichen, um herauszufinden, wie verlässlich SPEC die Kühlung und den erreichbaren Gleichgewichtszustand beschreibt.

<u>Ionenstrahl:</u> Strahlimpuls Impulsbreite hor. und vert. Emittanz Anzahl gespeicherter Teilchen Ladungszahl Atommasse	<u>Elektronenkühler:</u> Kathodenperveanz Strahldurchmesser Kühlerlänge Kathodentemperatur Geschwindigkeitsabflachung radiale Änderung der Strahltemperatur Solenoidfeldstärke mittlere Winkel des Magnetfeldes mit der Achse Rauschen der Kathodenspannung Abweichung von optimaler Kathodenspannung hor. und vert. Versatz der Strahlen hor. und vert. Winkel zw. den Strahlen
<u>Speicherring:</u> Ringumfang Betatron-Tune Akzeptanz des Rings Betafunktion (am Kühler) Dispersion (am Kühler) Vakuumdruck	

Tab. 6. Parameter des Simulationsprogramms SPEC

Der Ablauf einer Simulationsrechnung erfolgt in mehreren Schleifen. Zu Beginn der Rechnung wird eine bestimmte Anzahl von Teilchen gemäß einer vorgegebenen Strahlemittanz und -impulsbreite mit Teilchenimpulsen versehen, für deren Verteilung entweder eine Gauß'sche oder eine kastenförmige Verteilung gewählt werden kann. Dann starten die Teilchen ihre Umläufe im "Ring", wobei für jedes Teilchen seine Phasenänderung pro Umlauf und seine neue Position im Kühler berechnet wird. Die der radialen Position und der Relativgeschwindigkeit entsprechende Kühlkraft wird für jedes Teilchen aus einer Tabelle bestimmt und damit die Änderung von Teilchenemittanz und -impuls berechnet. In den Kühlkrafttabellen, die einmal unabhängig berechnet worden sind, steht die normierte Kühlkraft in Abhängigkeit von den Parametern Betrag der Relativgeschwindigkeit, Winkel und Solenoidfeldstärke (genauer ω_c/ω_{p1}) für den Bereich um die maximale Kühlkraft; bei höheren und kleineren Relativgeschwindigkeiten wird die Kühlkraft durch Extrapolation gemäß $F \sim v^{-2}$ und $F \sim v$ bestimmt. Der magnetische und der nichtmagnetische Anteil der Kühlkraft sind einzeln gelistet, so daß deren Einfluß getrennt untersucht und auch abgeschaltet werden kann. Die Berechnung der Kühlkräfte ist wie in Abschnitt 2.2 beschrieben

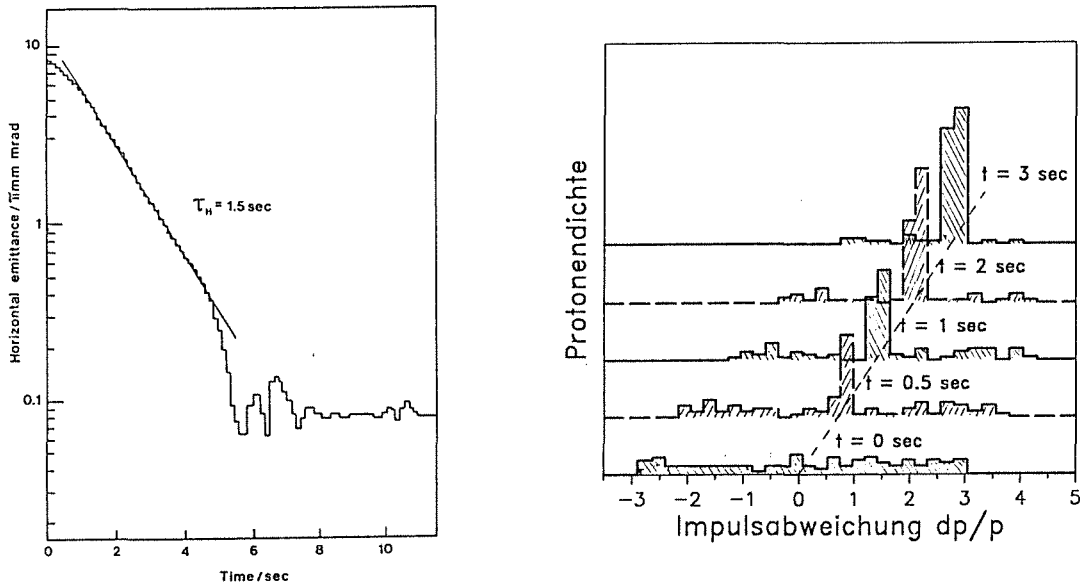


Abb. 42. Beispiele von Ergebnissen des Simulationsprogramms SPEC: Links: Zeitliche Entwicklung der Emitanz: Eine anfänglich hohe Strahlemittanz verringert sich annähernd exponentiell, das Einsetzen der magnetischen Kühlkraft ist am Knick kurz vor Erreichen des Gleichgewichts sichtbar. Rechts: Zeitliche Entwicklung des Impulsprofils: Bei der Kühlung einer durch stochastisches Heizen erzeugten kastenförmigen Impulsverteilung werden zuerst Ionen mit kleiner Impulsabweichung gekühlt, die anderen folgen langsamer.

durchgeführt worden, das heißt, bei der magnetischen Kühlkraft ist nur der Plasmapol hinzugezogen worden, und die nichtmagnetische Kraft wird gemäß dem Zweierstoß-Modell berechnet.

Die exakte Berechnung der Kühlung nach jedem Umlauf wäre viel zu zeitaufwendig, deshalb wird sie nach einigen Umläufen abgebrochen und für einen kleinen Zeitraum extrapoliert. Jetzt wird die Aufheizung des Strahls durch Restgasstreuung und strahlinterne Streuung berücksichtigt. Dazu wird zuerst aus den Teilchenemittanzen und -impulsen durch Mittelung die Strahlemittanz, die Impulsbreite und der mittlere Impuls bestimmt und dann deren Änderung aufgrund obiger Streuprozesse berechnet. Dann beginnt die Schleife aufs Neue, das heißt, der Strahl wird erneut gekühlt usw., bis nach einer vorgegebenen Anzahl von Schleifen die Rechnung beendet wird und die Ergebnisse in Form von Listen, Histogrammen und Graphik dargestellt werden. Diese zeigen die zeitliche Entwicklung der Strahlemittanz, der Impulsbreite, des mittleren Impulses und der Strahlprofile. Zwei Beispiele sind in Abb. 42 zu sehen. Daraus können dann die entsprechenden Kühlzeiten und die Gleichgewichte abgelesen werden.

6.2.2 Messung von Kühlzeiten

Ein Schwerpunkt der Kühlexperimente war die Messung von Kühlzeiten. Die totale longitudinale Kühlzeit eines neu eingeschossenen (und daher auch transversal heißen) Strahls, der eine relative Impulsbreite von typisch 5×10^{-3} hat, beträgt, wie schon am Beginn dieses Kapitels erwähnt, je nach Optimierung der Kathodenspannung 3 bis 5 sec. Diese Kühlzeit wurde durch Beobachtung der zeitlichen Entwicklung des longitudinalen Schottky-Spektrums bestimmt. Bei jeder neuen Messung des Spektrums ergibt sich aufgrund der Kühlung eine Verringerung der spektralen Breite, bis die Gleichgewichtsimpulsbreite erreicht ist. Die Zeitauflösung konnte bei dieser Meßmethode aber nicht unter 1 sec gesenkt werden, da sonst die Kalibration der Spektren verloren ging. Abb. 33 zeigt eine solche Messung für eine noch nicht optimierte Kathodenspannung.

Die Kühlung des transversalen Phasenraumes konnte sowohl am Verschwinden der Seitenbänder des transversalen Schottky-Spektrums als auch (nur für Protonen) an der Verringerung der H-Profilbreite im

MWPC verfolgt werden. Letztere wurden aber nur in Abständen von 1 sec (Integrationszeit der Zähler) ausgelesen und angezeigt, eigneten sich also nicht für eine genauere Kühlzeitmessung. Nach Injektion eines neuen Strahls konnte jedoch beobachtet werden, daß nach wenigen Sekunden die Seitenbänder verschwanden und die H-Profile die Gleichgewichtsbreite erreicht hatten.

Die totale Kühlzeit eines neu eingeschossenen Strahls lag bei allen Experimenten in dieser Größenordnung, wurde aber nicht systematisch untersucht, da die anfänglichen Strahleigenschaften stark schwankten. Stattdessen wurde ein heißer Strahl unter kontrollierten Bedingungen präpariert und mit diesem Strahl dann Kühlzeitmessungen durchgeführt.

a) Longitudinale Kühlzeit eines stochastisch geheizten Strahls

Longitudinale Kühlzeiten wurden bei den Experimenten im Oktober 1987 mit 50 MeV Protonen und im März 1989 mit 50 und 21 MeV Antiprotonen gemessen, wobei nur bei den ersten Experimenten die Abhängigkeit der Kühlzeit von der Impulsbreite, dem Elektronenstrom und der Kathodenspannung untersucht wurde. Für diese Messungen wurde ein schon gekühlter Strahl wieder in definierter Weise stochastisch geheizt (siehe Abschnitt 5.3 d); während des Heizens war die Elektronenkühlung ausgeschaltet, indem die Kathodenspannung um 2 kV niedriger gesetzt wurde (siehe 3.6.5 c)). Die Impulsbreite des aufgeheizten Strahls wurde durch Wahl der Bandbreite des Rauschsignals, das auf den longitudinalen Kicker gegeben wurde, eingestellt. Die Trägerfrequenz des Rauschsignals lag bei der 11. und 17. Harmonischen der Umlauffrequenz (bei 13.2 MHz), die Heizleistung betrug $5 \mu\text{W/Hz}$, die Bandbreite variierte von 10 bis 150 kHz. Diese über die ganze Bandbreite konstante Heizung führte in wenigen Sekunden zur Ausbildung einer kastenförmigen Impulsverteilung mit steilen Flanken (siehe Abb. 25). Danach wurde die stochastische Heizung wieder ausgeschaltet und die Kathodenspannung auf den richtigen Wert zurückgesetzt.

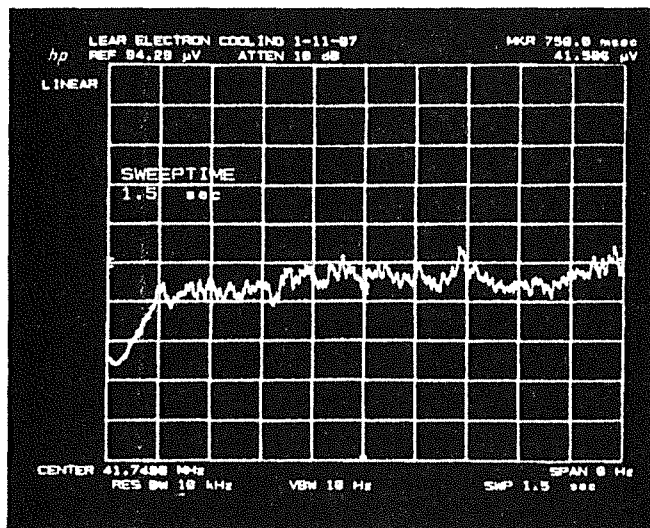


Abb. 43. Schotky-Spektrum der longitudinalen Kühlung: Die Kühlung eines 50 MeV Protonenstrahls der Impulsbreite 1.2×10^{-2} (FW) äußert sich im Anstieg der Schotky-Signalamplitude bei der 35. Harmonischen der Umlauffrequenz des gekühlten Strahls.

Der Verlauf der Kühlung, die sofort nach Zurücksetzen der Kathodenspannung einsetzte, wurde mit einem Spektrum-Analysator beobachtet. Um eine bessere Zeitauflösung zu haben, wurde dieser als Oszilloskop betrieben (siehe Abschnitt 5.5.1 a). In diesem Mode wird das Schotky-Rauschen nur in einem schmalen Frequenzbereich δf um eine Harmonische der Umlauffrequenz $f_0(U_K)$ des gekühlten Strahls analysiert und die zeitliche Entwicklung der Signalamplitude $S_e(t)$ dieses Frequenzbandes dargestellt. Durch die Kühlung erhöht sich die Zahl der (Anti)protonen mit $\delta p/p_0 \leq \delta f/\eta f_0$, so daß die Amplitude S_e anwächst (Abb. 43). Mit $\delta f = 10$ kHz (bei 41.75 MHz) war die Frequenzbreite groß genug, um den gekühlten Strahl ganz zu erfassen. Die Meßdauer konnte über die Zeit für einen *Sweep* der jeweiligen Kühlzeit angepaßt werden. Gestartet wurde der Spektrum-Analysator entweder per Hand oder durch ein Triggersignal, das von der LSI beim Zurücksetzen der Kathodenspannung erzeugt wurde.

In Abb. 43 ist ein Zeitspektrum der Kühlung von 50 MeV Protonen mit einer anfänglichen Impulsbreite von 1.2×10^{-2} (FW) zu sehen. Man erkennt deutlich einen schnellen Intensitätsanstieg am Anfang der Kühlung, der dann in einen langsameren Anstieg übergeht. Dieser Ablauf wird erwartet und kann dadurch erklärt werden, daß Protonen mit kleiner Impulsabweichung wegen der dann großen Kühlkraft schnell gekühlt werden, solche mit größerer Impulsabweichung dagegen langsamer. Der zweite, langsamere Intensitätsanstieg war aber zuerst nicht genügend beachtet worden. Daher war für viele Messungen die Meßdauer des Spektrum-Analysators zu kurz gewählt, so daß das Gleichgewicht während der Messung noch nicht ganz erreicht war, weswegen die totale Kühlzeit nicht bestimmt werden konnte. Stattdessen wurde die Zeit τ_{\parallel} bestimmt, nach der 63% der Teilchen gekühlt waren. Dazu wurde aus den Fotos der zeitliche Verlauf des Schottkysignals $S_{\epsilon}(t)$ abgelesen und daraus die Zahl der gekühlten Protonen durch quadratische Untergrundsubtraktion bestimmt, $N_p(t) \sim S_{\epsilon}^2(t) - S_0^2$. Dabei wird vorausgesetzt, daß das Quadrat des Schottky-Signals proportional zur Protonenzahl ist (Gl. 5.8), was bei kalten Strahlen nahe des Gleichgewichtes nicht mehr gültig sein muß (siehe Abschnitt 5.4) und was auch zur Verlangsamung des Intensitätsanstiegs beitragen kann. Unter der Annahme einer während des ganzen Kühlprozesses konstanten Kühlzeit τ_{\parallel} verringert sich die Zahl der ungekühlten Protonen ($\delta p/p_0 > \delta f/\eta f_0$) exponentiell, so daß $N_p(t) \sim 1 - \exp(-t/\tau_{\parallel})$ gilt. Durch eine Anpassung dieser Funktion an den experimentellen Anstieg ist dann die longitudinale Kühlzeit τ_{\parallel} bestimmt worden.

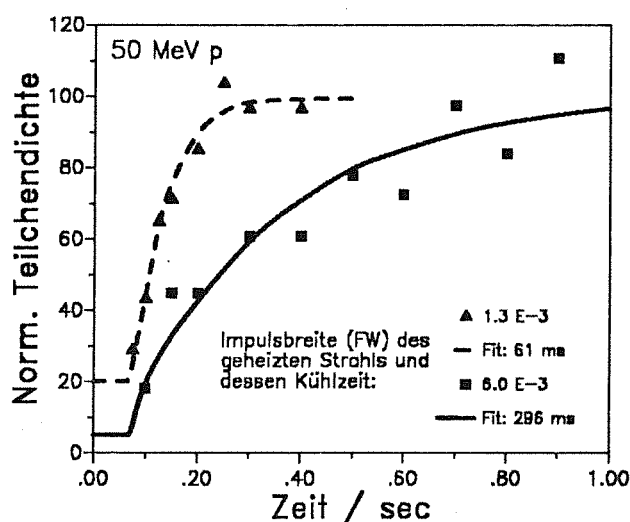


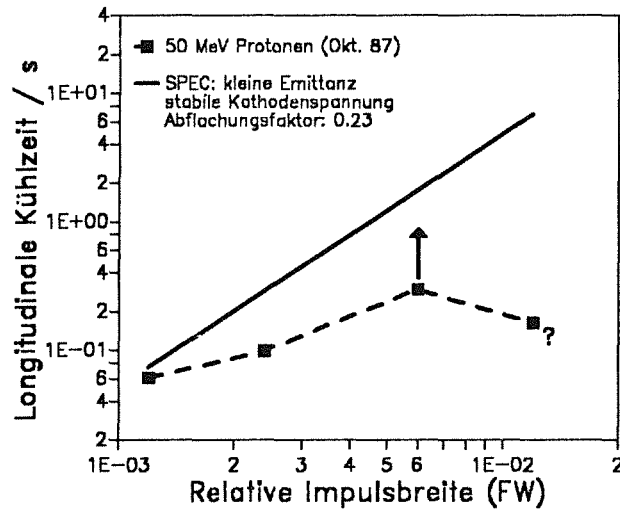
Abb. 44. Anstieg der Protonendichte bei longitudinaler Kühlung: Für zwei anfängliche Impulsbreiten (Dreiecke, gestrichelte Linie: 1.3×10^{-3} , Quadrate, durchgehende Linie: 6×10^{-3}) ist die Anpassung einer exponentiellen Kühlung an den gemessenen Intensitätsanstieg bei der Umlauffrequenz gezeigt.

Abb. 44 zeigt diese Anpassung für die Kühlung von 50 MeV p mit den Anfangsimpulsbreiten von 1.3×10^{-3} und 6×10^{-3} ; transversal war aufgrund der Meßmethode ein kalter Strahl gegeben. Die Protonendichte ist dabei für $t \rightarrow \infty$ auf 100 und für $t = 0$ auf den Anteil der Protonen normiert, der bei Beginn der Messung schon gekühlt waren (eine Umlauffrequenz $< \delta f$ hatten). Bei der kleineren Impulsbreite wurde das Gleichgewicht während der Meßzeit erreicht und die Anpassung ist gut. Bei der größeren Impulsbreite ist die Übereinstimmung nicht so gut, was daran liegt, daß das Gleichgewicht innerhalb der Meßzeit nicht erreicht wurde und daß τ_{\parallel} bei dieser Impulsbreite nicht mehr konstant ist. Die durch obige Anpassung bestimmte Kühlzeit ist deshalb, besonders bei den Messungen mit größeren Impulsbreiten, stark durch die Kühlung von Protonen nahe des Gleichgewichtes bestimmt und weniger durch die Kühlung von Protonen mit größerer Impulsabweichung.

In Abb. 45 ist dann die Abhängigkeit der so bestimmten Kühlzeit von der relativen Impulsbreite des geheizten Strahls aufgetragen. Für kleine Impulsbreiten wurden Kühlzeiten unter 100 ms gemessen, der Anstieg der Kühlzeit mit der Impulsbreite ist schwächer als linear. (Bei der Messung für die größte Impulsbreite war die Meßzeit zu kurz, die aus dem Fit erhaltene Kühlzeit ist sicherlich um einiges zu klein.) Nach Gl. 2.3, die nur den nichtmagnetischen Anteil der Kühlkraft berücksichtigt, sollte jedoch die Kühlzeit mit der dritten Potenz der Impulsbreite ansteigen; durch Hinzunahme des magnetischen Anteils wird dieser Anstieg bei transversal kalten Strahlen zu kleineren Impulsabweichungen fortgesetzt (siehe auch Abb. 5). Ein direkter Vergleich mit der Theorie ist aber nicht möglich, da bei der experimentellen

Messung nicht alle Teilchen die gleiche, volle Impulsabweichung haben, die meisten somit schneller gekühlt werden. Daher ist ein schwächerer Anstieg von $\tau_{||}$ mit $\Delta p/p$ zu erwarten.

Abb. 45. Abhängigkeit der longitudinalen Kühlzeit von der Impulsbreite: Volle Quadrate: durch Anpassung an den bei f_0 gemessenen Intensitätsanstieg bestimmte Kühlzeit (siehe Abb. 44), durchgezogene Linie: Simulationsrechnung. Der Pfeil zeigt die Erhöhung der experimentellen Kühlzeit an, wenn der anfängliche Anstieg vernachlässigt wird.



Für den Vergleich dieser (und anderer) Messungen mit der Theorie der Elektronenkühlung wurde somit eine Simulation der Elektronenkühlung hinzugezogen, die solche experimentellen Gegebenheiten berücksichtigt. Mit einem solchen Programm (SPEC, genauere Beschreibung im vorigen Abschnitt) wurde nun die Kühlung eines stochastisch geheizten Strahls simuliert, wobei die bekannten Parameter des Kühlers und des LEAR-Rings benutzt wurden sowie optimale Bedingungen für die Kühlung vorausgesetzt wurden. Die Abflachung der Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen wurde mit $k_n = 0.23$ angesetzt. Aus der Zeitentwicklung des Impulsprofils (siehe Abb. 42 rechts) wurde wieder die Zeit $\tau_{||}$ bestimmt, nach der 63% der Teilchen gekühlt waren. Diese Kühlzeiten, die im Gegensatz zum Experiment einen quadratischen Anstieg mit der Impulsbreite zeigen, sind ebenfalls in Abb. 45 eingezeichnet (durchgezogene Linie). Die Simulationsrechnung in Abb. 42 bestätigt auch eindeutig die schon geäußerte Vermutung, daß der schnelle Intensitätsanstieg zu Beginn der Kühlung durch Protonen nahe des nominalen Impulses verursacht wird. Eine Anpassung unter Vernachlässigung des ersten, schnellen Anstiegs erhöht z.B. die Kühlzeit für den Strahl mit der anfänglichen Impulsbreite von 6×10^{-3} dann von 0.29 s auf 0.88 s (Pfeil in Abb. 45); die Anpassung ist auch deutlich besser. Um einen genaueren Vergleich mit der Simulation durchführen zu können, und um die Abhängigkeit der longitudinalen Kühlzeit von der Impulsbreite eindeutig zu klären, sind diese Messungen zu wiederholen, wobei vor allem darauf zu achten ist, daß das Gleichgewicht auch erreicht ist. (Bei den Messungen mit \bar{p} im März 89 war dies der Fall, jedoch wurde dort nicht die Abhängigkeit von der Impulsbreite untersucht, siehe unten.)

Weiterhin wurde auch die Abhängigkeit der Kühlzeit vom Elektronenstrom untersucht. Wie schon erwähnt, wurde zur Variation des Stroms aber nicht eine neue Kathodenperveanz eingestellt, sondern einfach die Kathodenheizung reduziert. Durch die dann vorliegende temperaturbegrenzte Emission könnte die Elektronenstrahltemperatur erhöht und folglich die Kühlkraft kleiner sein (siehe z.B. Gl. 2.14). Dies sollte sich in einer längeren Kühlzeit äußern. Abb. 46a) zeigt die bei einer Impulsbreite von 2.6×10^{-3} gemessenen Kühlzeiten als Funktion des Elektronenstroms und die nach der $1/n_c$ -Skalierung (Gl. 2.3) erwartete Kühlzeit (gestrichelte Linie). Beim mittleren Elektronenstrom (nur geringe Reduzierung der Kathodenheizung) wurde die erwartete Kühlzeit gemessen, die resonante Fokussierung bei der Beschleunigung des Elektronenstrahls ist demnach trotz temperaturbegrenzter Emission noch gegeben. Erst beim kleinsten Elektronenstrom ist die Kühlzeit über den erwarteten Wert erhöht, durch die nun nicht mehr resonante Beschleunigung wird also die transversale Elektronentemperatur, und mit ihr die Kühlzeit, merklich erhöht.

Beim mittleren Elektronenstrom wurde ferner die Kathodenspannung variiert und deren Einfluß auf die Kühlzeit gemessen. Das Ergebnis ist in Abb. 46b) gezeigt. Die Ursache für den Anstieg der Kühlzeit bei einer Abweichung von der optimalen Kathodenspannung ist wieder der horizontale Versatz des

Protonenstrahl von der Mitte im Elektronenstrahl aufgrund der Dispersion am Ort des Kühlers. Diese Messungen zeigen die Bedeutung der Strahloptimierung für eine schnelle Kühlung.

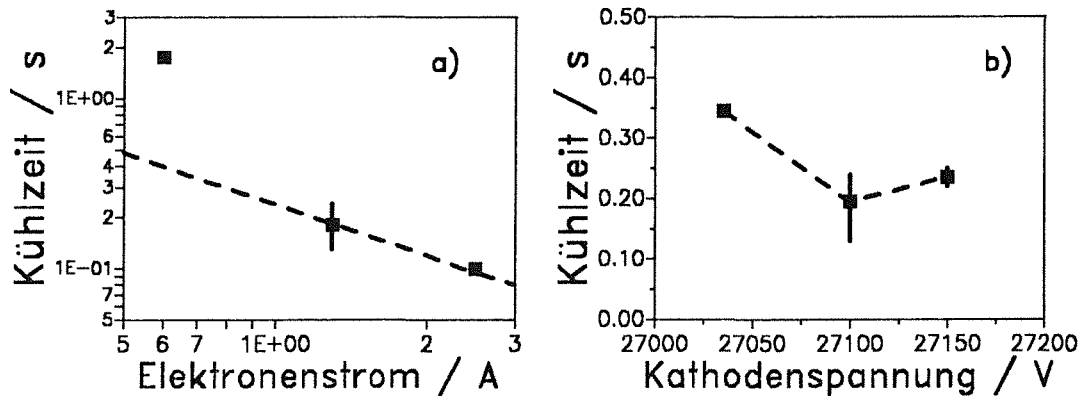


Abb. 46. Abhängigkeit der Kühlzeit von Elektronenstrom und Kathodenspannung: a) Beim kleinsten Elektronenstrom führt die temperaturbegrenzte Emission zu einer Erhöhung der Kühlzeit (gestrichelte Linie: $1/n_c$ -Skalierung). b) Eine nicht optimale Kathodenspannung äußert sich in einer Erhöhung der Kühlzeit.

Die Kühlzeitmessungen mit 50 und 21 MeV Antiprotonen wurden nur bei einer Impulsbreite von 1.2×10^{-3} durchgeführt. Bei diesen Experimenten im März 1989 war aber die Stabilität der Kathodenspannung nicht sehr gut, bei 21 MeV war auch keine Zeit vorhanden gewesen, die Ausrichtung der Strahlen zu optimieren. Die gemessenen Kühlzeiten τ_f sind daher mit 0.7 beziehungsweise 1.5 s relativ groß. Für die Abhängigkeit der Kühlzeit von der Strahlenergie erwartet man gemäß Gln. 2.3 und 3.7 eine Skalierung mit β_0 und somit bei 21 MeV eine etwas kleinere Kühlzeit von 0.5 sec. Die Erhöhung um einen Faktor 3 ist wahrscheinlich die Folge unzureichender Optimierung.

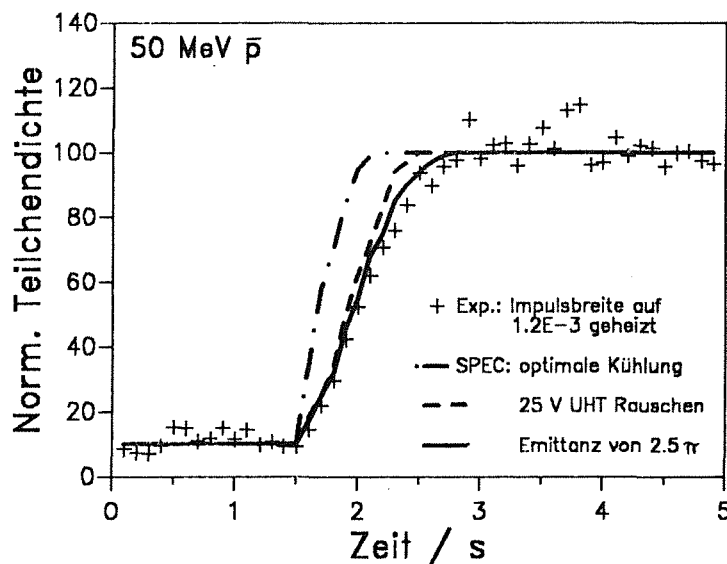


Abb. 47. Longitudinale Kühlung von 50 MeV \bar{p} : Der Intensitätsanstieg bei der 35. Harmonischen der Umlauffrequenz eines auf 1.2×10^{-3} geheizten Strahls ist mit mehreren Simulationsrechnungen verglichen: optimale Kühlung (strich-punktete Linie), verschlechtert durch 25 V Rauschen auf der Kathodenspannung (gestrichelte Linie) und durch eine höhere Strahlemittanz von 2.5π mm mrad (durchgezogene Linie).

Bei den Messungen mit 50 MeV \bar{p} wurde der mit dem Spektrum-Analysator gemessene zeitliche Verlauf der Kühlung per Computer ausgelesen, wodurch ein genauerer Vergleich mit Simulationsrechnungen durchgeführt werden konnte. In Abb. 47 sind neben der Messung (Kreuze) noch mehrere Simulationsrechnungen gezeigt, die Normierung der Antiprotonendichte erfolgte wie oben beschrieben. Mit optimalen Parametern ergibt die Simulation mit 0.6 s eine nur halb so große totale Kühlzeit wie die Messung (1.2 s). Die experimentelle Kühlzeit und der Intensitätsanstieg gekühlter Antiprotonen kann jedoch reproduziert werden, wenn die Kühlung verschlechtert und/oder deren Gegenprozesse verstärkt werden. Ein 25 V Rauschen auf der Kathodenspannung (gestrichelte Linie) erhöht die longitudinale Elektronenstrahltemperatur und verringert damit die Kühlkraft, während eine circa 10fach höhere Strahlemittanz von 2.5π mm mrad (durchgezogene Linie) sowohl die longitudinale Kühlkraft etwas verringert als auch durch das Gegenwirken der strahlinternen Streuung die Kühlung indirekt verlangsamt (Gl. 4.42).

b) Messung der transversalen Kühlzeit

Die transversale Kühlzeit wurde bei diesen Experimenten nur auf eine Weise bestimmt. Um eine definierte Ausgangslage für die Strahlkühlung zu haben, wurde ein gekühlter Protonenstrahl durch einen *Kick* um einen bestimmten Winkel abgelenkt (siehe Abschnitt 5.3.c). Danach führt der Strahl kohärente Schwingungen um die nominale Umlaufbahn aus, was im Mittel einer Erhöhung der Emittanz entspricht. In Gegenwart von Elektronenkühlung werden diese Schwingungen wieder gedämpft und die Emittanz verringert sich. Diese Emittanzänderungen können an den Seitenbändern des transversalen Schottky-Spektrums beobachtet werden, deren Amplitude proportional zur Wurzel aus der Emittanz ist. Nach dem Kick wächst die Amplitude zunächst schnell an; der Maximalwert der Emittanz ist dabei durch die Befunktion am Ort des Kickermagneten und durch den Winkel bestimmt. Durch die Kühlung erfolgt sofort eine Verringerung der Emittanz, die Amplitude wird folglich wieder kleiner. Um eine genauere Zeitauflösung der Kühlung zu bekommen, wurde der Spektrum-Analysator wieder als Oszilloskop betrieben. Dabei wurde die Intensität eines ganzen Seitenbandes aufgenommen, für welche nach Gl. 5.11 $S_{\perp}^2(t) \sim \epsilon_{\perp}(t)$ gilt.

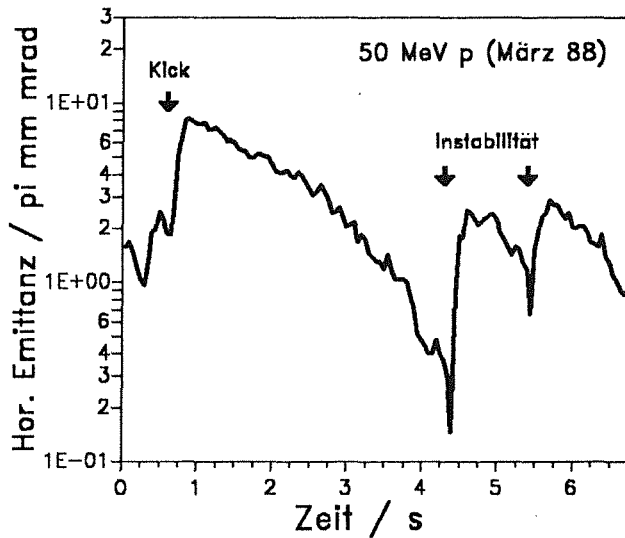


Abb. 48. Verlauf der transversalen Kühlung: Zeitentwicklung der Intensität eines Seitenbandes des transversalen Schottky-Spektrums, nachdem ein Protonenstrahl (50 MeV) um 1 mrad horizontal gekickt wurde. Der sprunghafte Anstieg der Emittanz für $\epsilon_H < 0.2 \pi$ mm mrad ist die Folge einer transversalen Strahlinstabilität.

Abb. 48 zeigt den zeitlichen Verlauf der horizontalen Emittanz ϵ_H nach einem Kick von 1 mrad für 50 MeV Protonen. An der Krümmung der Kurve erkennt man, daß die transversale Kühlzeit τ_{\perp} bei Verringerung der Strahlemittanz kleiner wird. Aufgrund einer Instabilität erreicht der Strahl jedoch nicht das Gleichgewicht, sondern wird bei $\epsilon_H < 0.2 \pi$ mm mrad plötzlich aufgeblasen, solange bis die Kühlrate die Anwachsrate übersteigt; danach verringert sich die Emittanz wieder. Die Abhängigkeit $\tau_{\perp}(\epsilon_H)$ kann aus dieser Messung gewonnen werden, wenn der Ansatz einer exponentiellen Verringerung der Emittanz mit variabler Kühlzeit gemacht wird. Dann gilt $(d\epsilon_H/dt) / \epsilon_H = -1/\tau_{\perp}(\epsilon_H)$. Aus der gemessenen momen-

tanen Steigung $\Delta \varepsilon_H / \Delta t$ am Punkt (ε_H, t) erhält man also $\tau_{\perp}(\varepsilon_H) = -\varepsilon_H / (\Delta \varepsilon_H / \Delta t)$. Die Abhängigkeit der transversalen Kühlzeit von der Strahlemittanz ist in Abb. 49 zu sehen. Der experimentelle Verlauf von $\tau_{\perp}(\varepsilon_H)$ kann am besten durch ein einfaches Potenzgesetz, $\tau_{\perp} \sim \varepsilon_H^{0.57}$ (durchgezogene Linie) beschrieben werden. Der Bereich der Emittanz liegt bei dieser Messung zwischen den Werten für ε_H , die der longitudinalen und der transversalen Geschwindigkeitsbreite des Elektronenstrahls entsprechen. Die weitere Verringerung der Kühlzeit für $\varepsilon_H < \varepsilon_H(\Delta_{\perp})$ beweist den entscheidenden Einfluß des Solenoidfeldes auch auf die transversale Kühlkraft. Eine konstante Kühlzeit, die für $\varepsilon_H < \varepsilon_H(\Delta_{\perp})$ erwartet wird, also für $\varepsilon_H \approx 0.05 \pi \text{ mm mrad}$ für $\Delta_{\perp} \approx 1.5 \times 10^4 \text{ m/s}$ (siehe Abschnitt 6.4.2), konnte wegen der Instabilität nicht erreicht werden.

Simulationsrechnungen der Kühlung eines transversal heißen Strahls mit einer horizontalen Emittanz von 5 bis $75 \pi \text{ mm mrad}$ wurden ausgeführt, um die Abhängigkeit der Kühlzeit von der Emittanz herauszufinden. Die Zeit, nach der die anfängliche Emittanz auf $1/e$ abgefallen ist, wurde aus dem zeitlichen Verlauf der Simulation ermittelt (siehe Abb. 42) und gegen die Emittanz aufgetragen. Die Rechnungen lieferten Kühlzeiten τ_{\perp} von 1 bis 12 s und eine Skalierung gemäß $\tau_{\perp} \sim (\varepsilon_{\perp})^{0.925}$, und nicht mit der Potenz $3/2$, wie von der Theorie der Kühlkraft vorhergesagt wird. Dies könnte wiederum daran liegen, daß nicht alle Teilchen die der Emittanz entsprechende hohe transversale Geschwindigkeit haben, mithin einige Ionen schneller gekühlt werden und somit die über alle Teilchen gemittelte Kühlzeit kürzer wird.

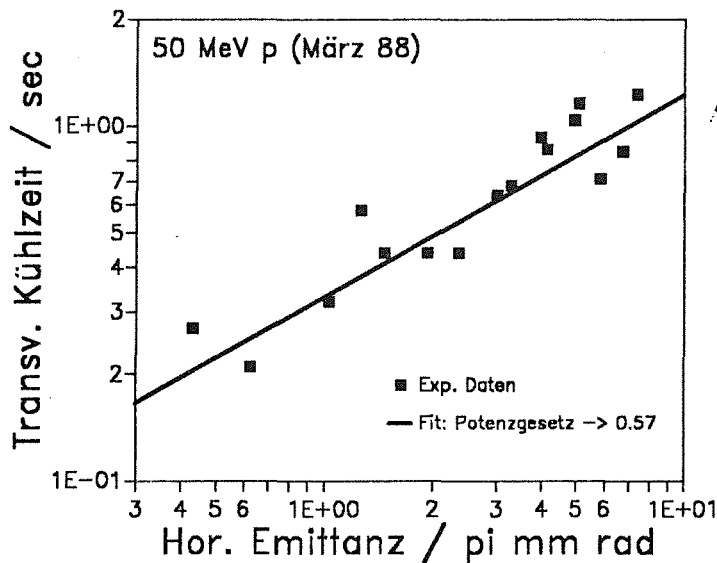


Abb. 49. Transversale Kühlzeit als Funktion der Emittanz: Der Anstieg von τ_{\perp} mit ε_H kann am besten durch ein einfaches Potenzgesetz (durchgezogene Linie) erklärt werden, die maximale Kühlkraft bei Δ_{\perp} konnte wegen der Instabilitäten nicht gemessen werden.

6.3 Messung des Gleichgewichtszustands

6.3.1 Gleichgewichtsemittanzen

Zur Messung der Gleichgewichtsemittanz wurden zwei verschiedene Methoden angewandt. Bei der ersten Methode wird die Strahlgröße mit Blenden (*Scrapper*), die in den Strahl geschoben werden, gemessen, bei der 2. Methode wird die Emittanz über die Messung des II-Profiles mit dem MWPC bestimmt (siehe Abschnitt 5.4). Da die erste Methode destruktiv ist und die zweite wegen des Elektroneneinfangs nur mit Protonen angewandt werden kann, wurde keine Emittanzmessung mit Antiprotonen durchgeführt. An der Verringerung der Seitenbänder des transversalen Schottky-Spektrums konnte deren trans-

versale Kühlung jedoch qualitativ beobachtet werden. Das Auftreten einer transversalen Strahlinstabilität, die sich in einem raschen Anwachsen der Strahlgröße äußerte, sobald eine bestimmte Phasenraumdichte überschritten wurde (siehe voriger Abschnitt), verhinderte jedoch das Erreichen einer Gleichgewichtssituation, so daß bestenfalls die Emittanz an der Stabilitätsgrenze angegeben werden kann. Diese ist nur eine obere Grenze für die Emittanz, die im Falle eines stabilen Strahls mit Elektronenkühlung erreicht werden könnte. Neben der recht ungenauen Diagnose des transversalen Phasenraums (z.B. kein Strahlprofilmonitor) war es diese Instabilität, die eine Messung der Abhängigkeit der Gleichgewichtsemittanz von der Teilchenzahl unmöglich machte.

Das Vorhandensein der Instabilität ist auch bei der Interpretation der gemessenen Emittanzen zu beachten. Bei der Scrapper-Methode wird schon dann ein Strahlverlust beobachtet, wenn die Blenden einen Teil des durch die Instabilität stark vergrößerten Strahls abschneiden. Es wird somit die maximale Emittanz ϵ_{\max} gemessen, die der Strahl erreicht, bevor durch Elektronenkühlung das Anwachsen der Emittanz wieder in eine Verringerung umgekehrt wird (siehe Abb. 48). Diese Emittanz kann viel größer sein als die Emittanz ϵ_{st} an der Stabilitätsgrenze. Bei der anderen Methode wird das II-Profil im MWPC nach einer Integrationszeit von 1 s angezeigt und daraus die mittlere Emittanz $\bar{\epsilon}$ berechnet. Durch die Instabilität ist $\bar{\epsilon}$ etwas größer als ϵ_{st} , aber deutlich kleiner als ϵ_{\max} . Dies wurde bei allen Messungen bestätigt, ϵ_{\max} ist mindestens 5-10 mal größer als ϵ_{st} . Es wurde auch untersucht, ob unter bestimmten Bedingungen der Strahl stabiler wird, unter anderem wurde dies durch Vergrößern der Impulsbreite des Strahls mittels stochastischem Heizen erreicht. Mit dem MWPC wurde nun ein schmaleres II-Profil gemessen, das heißt, die Emittanz des geheizten, aber stabileren Strahls, war kleiner. Unter diesen Bedingungen war die mit den Scrapern gemessene Emittanz nur noch 2-3 so groß wie die Emittanz aus der H-Profil-Messung. Diese Emittanz ist aber nur die Gleichgewichtsemittanz für einen longitudinal geheizten Strahl, denn durch die strahlinterne Streuung vergrößert eine höhere Impulsbreite die Emittanz. Diese Aussagen gelten auch für die aus der Emittanz berechnete transversale Strahltemperatur.

Die im folgenden angegebenen Emittanzen folgen alle aus Messungen der II-Profilbreite mit der MWPC und sind nach Gl. 4.10 und 5.7 berechnet. Es sind 2σ -Emittanzen, die nach Optimierung der Kühlung für einen Strahl von einigen 10^8 bis 2×10^9 Protonen gemessen wurden. Bei den Experimenten im Oktober 1987 mit 50 MeV p war die Kammer mit 6 mm Drahtabstand verwendet worden, um den Strahl sicher zu finden. Wegen der schlechten Auflösung kann aus diesen Messungen nur eine obere Grenze von 2.7 (7.5) π mm mrad für die horizontale (vertikale) Emittanz angegeben werden. Im März 1988 wurde der transversale Phasenraum etwas genauer untersucht und auch eine Kammer mit 1 mm Drahtabstand eingesetzt. Die Emittanz des mit $5 \mu\text{W/Hz}$ und 22 dB Dämpfung auf $\sigma_p/p_0 = 3.4 \times 10^{-4}$ geheizten Strahls war mit 0.66 (1.55) π mm mrad ungefähr 2 bis 4 mal kleiner als diejenige des longitudinal kalten, aber instabilen Strahls.

Nach endgültiger Optimierung wurde nur die Emittanz eines nicht geheizten Strahls gemessen (Abb. 28), sie betrug 0.56 (1.35) π mm mrad. Bei einem stabilen Strahl kann eine noch kleinere Emittanz erwartet werden, aber schon diese Werte bedeuten, daß durch Elektronenkühlung die Emittanz auf 1/20 verringert wurde. Für 10 MeV p wurde mit einer Kammer mit 6 mm Drahtabstand als obere Grenze für die horizontale (vertikale) Emittanz 13 (18) π mm mrad bestimmt. Bei den Experimenten mit 50 MeV p im März 1989 schließlich wurden mit einer 2 mm-Kammer Emittanzen von 1.8 (4.0) π mm mrad gemessen, was auf eine nicht so gute Optimierung der Kühlung schließen läßt, verglichen mit den Experimenten vom März 1988. Dies hatte schon die Messung der longitudinalen Kühlzeit angedeutet und es wird auch durch die Gleichgewichtsimpulsbreite bestätigt.

Mit Gl. 4.12 kann aus den Emittanzen die transversale Strahltemperatur berechnet werden. Die niedrigsten Werte von 78 eV für 10 MeV p und 20 eV für 50 MeV p bedeuten immer noch eine ungefähr 100fach höhere Temperatur des Protonenstrahls, verglichen mit dem Elektronenstrahl. Ein Temperaturgleichgewicht wird mit 10^9 Protonen aufgrund der strahlinternen Streuung zwar nicht erwartet, dennoch ist der Unterschied zu groß. Nach obiger Diskussion ist dafür vor allem die Strahlinstabilität verantwortlich. An Gl. 4.12 sieht man ferner, daß die Gleichgewichtsemittanz durch die Betafunktion an Ort des Kühlers bestimmt ist, bei gleicher transversaler Strahltemperatur hat also eine kleinere Betafunktion eine kleinere Strahlemittanz zur Folge. Um eine genauere Aussage über das transversale Gleichgewicht machen zu können, müßte die Emittanz genauer, ohne Strahlinstabilitäten und als Funktion der Teilchenzahl gemessen werden (wie bei der Messung der Impulsbreite, siehe nächster Abschnitt).

6.3.2 Gleichgewichtsimpulsbreiten

Die Messung der Impulsbreite des gekühlten Strahls war aufgrund der besseren Nachweismöglichkeiten im longitudinalen Phasenraum einer der Hauptpunkte dieser Kühlexperimente und wurde sowohl mit Protonen als auch mit Antiprotonen bei allen Energien durchgeführt. Die Gleichgewichtsimpulsbreite ist, bei sehr gutem Vakuum und fehlenden Strahlinstabilitäten, bestimmt durch das Gegeneinanderwirken von Elektronenkühlung und strahlinterner Streuung. Daher liefert die Abhängigkeit der Impulsbreite von der Anzahl gespeicherter Teilchen auch Informationen über die strahlinterne Streuung. Diese Abhängigkeit wurde für 10 und 50 MeV p bei den Experimenten im März 1988 genauer untersucht.

Die Gleichgewichtsimpulsbreiten wurden aus den longitudinalen Schottky-Spektren bestimmt. Diese zeigten schon bei den ersten Experimenten, sobald die Auflösung des Spektrum-Ansalyators fein genug war, nicht die erwartete Gauß'sche Spektralform, die direkt die Impulsverteilung im Strahl wiedergibt. Vielmehr war eine Struktur mit zwei Maxima bei Frequenzen oberhalb und unterhalb der Umlauffrequenz und mit einem Minimum bei der Umlauffrequenz zu sehen (Abb. 50). Außerdem verringerte sich die über das ganze Spektrum integrierte Leistung bei fortschreitender Kühlung, obwohl mit dem Strahlstromtransformer kein Strahlverlust beobachtet wurde. Zuerst wurde vermutet, diese Spektralform sei ein Effekt unvollständiger Strahloptimierung, und es wurde versucht, wieder das übliche Gauß'sche Spektrum zu erhalten, unter anderem durch Variation der Dipolspulen in der Driftstrecke des Kühlers. Dies hatte jedoch keinen Erfolg, das Spektrum zeigte dann nur eine starke Asymmetrie der Maxima. Erst die Beobachtung, daß der Abstand der Maxima ungefähr mit der Wurzel aus der Teilchenzahl anwächst, während die integrierte Leistung nach Kühlung des Strahls kleiner wird, führte zur Deutung dieser Spektren, wie sie in Abschnitt 5.5.2 beschrieben ist.

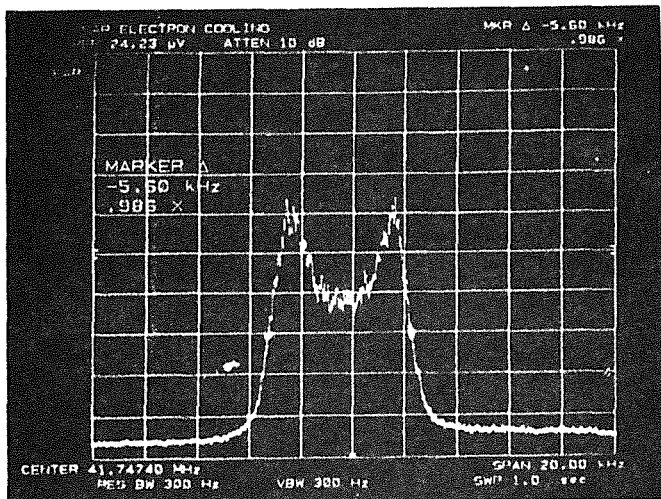


Abb. 50. Longitudinales Schottky-Spektrum gekühlter 50 MeV p: Diese Spektralform ist mit den berechneten Spektren in Abb. 31 zu vergleichen; durch eine Anpassung nach Gln. 5.26 und 5.27 kann daraus die Impulsbreite bestimmt werden (Teilchenzahl: 10^9).

Um aus den gemessenen Spektren die Impulsbreite des Strahls zu erhalten, wurde daher eine Spektralform gemäß den Gln. 5.26 und 5.27, bei der eine Gauß'sche Verteilung der Teilchenimpulse mit der Breite σ_p voraussetzt wird, an das ausgelesene Spektrum mittels eines Computerprogramms angepaßt, das die CERN-Routine FUMILI benutzt. Dieses Fitprogramm berücksichtigt außerdem noch die Auflösung δf des Spektrum-Ansalyators (RBW) durch eine Faltung der Spektralform mit einer Gaußkurve der Breite δf und es erlaubt eine Asymmetrie der Maxima durch Hinzunahme eines Realteils der Kopplungsimpedanz Z_n/n . Die Fitparameter sind im einzelnen: der Rauschuntergrund, die Signalamplitude, die Umlauffrequenz f_0 , die kohärente Frequenzverschiebung $f_{c,n}$ und die der Impulsbreite σ_p proportionale Breite σ_f der Verteilung der Umlauffrequenzen. Die charakteristische Frequenz $f_{c,n}$ ist dabei proportional zur Wurzel von $\text{Im}(Z_n/n)$ (siehe Gl. 5.17). Bei bekannter Teilchenzahl N_p erlaubt die aus $f_{c,n}$ berechnete Impedanz eine Kontrolle der Fits und der dahinterstehenden Theorie, da Z_n/n bei gleichbleibender Frequenz einen konstanten Wert bei allen Fits haben sollte. Andererseits kann, falls bei einer

Messung Unsicherheit über die Teilchenzahl besteht, diese aus $f_{c,n}$ bestimmt werden, sobald die Impedanz aus anderen Messungen gut genug bekannt ist.

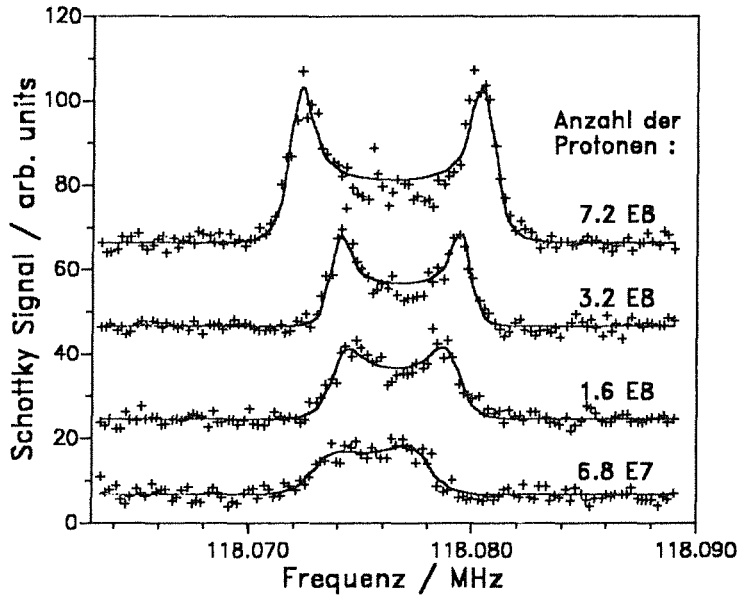
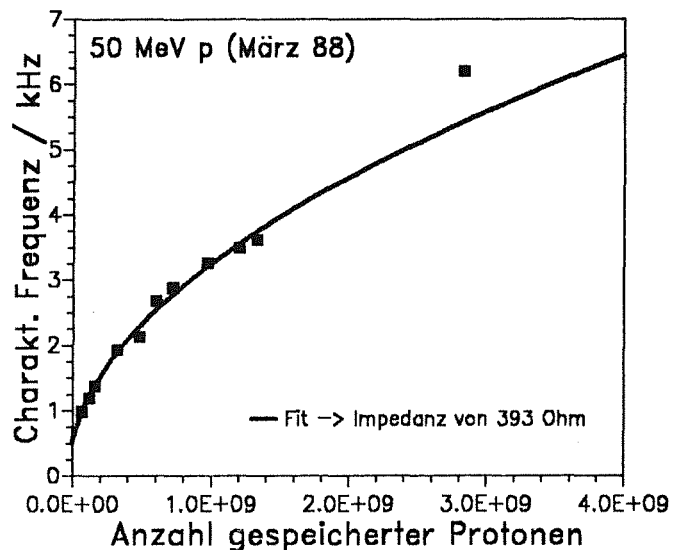


Abb. 51. Schottky-Spektren bei verschiedenen Teilchenzahlen: Die durchgezogenen Linien zeigen die Anpassung einer Spektralform gemäß Gln. 5.26 und 5.27 an vier experimentelle Spektren für 50 MeV p, aus der die Impulsbreite des Strahls gewonnen werden kann (siehe Abb. 54).

Abb. 51 zeigt für vier verschiedene Teilchenzahlen von 6.8×10^7 bis 7.2×10^8 die gute Übereinstimmung dieser Fits mit den experimentellen Spektren, die mit 50 MeV p gemessen wurden. Nur im Minimum des Spektrums erkennt man für größer werdende Teilchenzahlen eine leichte Abweichung. Sowohl der Abstand der Maxima als auch das Integral des Spektrums wachsen deutlich mit der Teilchenzahl an, während das Minimum tiefer wird, ein Zeichen dafür, daß N_p immer deutlicher die kritische Teilchenzahl N_{cr} übertrifft. Die mit dem Strahlstromtransformer bestimmte Anzahl der Protonen mußte noch korrigiert werden (siehe Abschnitt 6.1.1), da ansonsten die normierte II-Rate mit kleiner werdendem Strahlstrom stark anstieg, mehr als nach einer Kathodentemperatur von 0.12 eV möglich gewesen wäre. Dieser Anstieg wurde durch einen negativen Offset des Strahlstromtransformers verursacht, welcher dadurch bestimmt wurde, daß eine lineare Abhängigkeit der II-Rate mit der Teilchenzahl verlangt wurde (siehe Abb. 39).

Abb. 52. Charakteristische Frequenz als Funktion der Teilchenzahl: Die Skalierung von $f_{c,n}$ mit der Wurzel von N_p wird bestätigt. Der Fit (durchgezogene Linie) liefert $Z_n/n = 393 \Omega$.



Bevor die aus diesen Fits erhaltene Impulsbreite näher diskutiert wird, soll auf die charakteristische Frequenz und die integrierte Leistung des Spektrums eingegangen werden. In Abb. 52 ist die aus den

Fits erhaltenen charakteristische Frequenz gegen die Anzahl gespeicherter Protonen aufgetragen. Die durchgezogene Kurve ist eine Anpassung von $f_{c,n} \sim \sqrt{N_p}$ gemäß der Gl. 5.17 an die experimentellen Punkte, außer an den Meßpunkt bei der höchsten Teilchenzahl, der nicht in diese Abhängigkeit paßt. Vermutlich wurde der Protonenstrom bei dieser Messung falsch abgelesen, die Teilchenzahl für diese Messung wird daher im folgenden durch die Forderung einer konstanten Impedanz festgelegt. Die ansonsten sehr gute Anpassung zeigt die Konsistenz dieser Auswertung und liefert eine longitudinale Kopplsimpedanz von 393Ω .

Abb. 53 zeigt die integrierte Leistung A_n^2 des Schottky-Spektrums, die durch quadratische Summation der einzelnen ausgelesenen Kanäle des Spektrums erhalten wurde, in Abhängigkeit von der Teilchenzahl. Für $N_p < N_{cr}$ sollte A_n^2 linear mit N_p ansteigen, für $N_p > N_{cr}$ quadratisch mit der Impulsbreite σ_p/p_0 (Gln. 5.19 und 5.21). Da jedoch aufgrund der strahlinternen Streuung auch die Impulsbreite mit N_p anwächst, kann diese schwache Änderung der Steigung, wenn sie eintritt, nur schwer erkannt werden. Direkt sichtbar ist nur ein gleichmäßiger Anstieg von A_n^2 , der unter der Annahme $N_p \gg N_{cr}$ auf eine Skalierung der Gleichgewichtsimpulsbreite mit $N_p^{0.45}$ schließen läßt. Diese Annahme gilt aber nur näherungsweise.

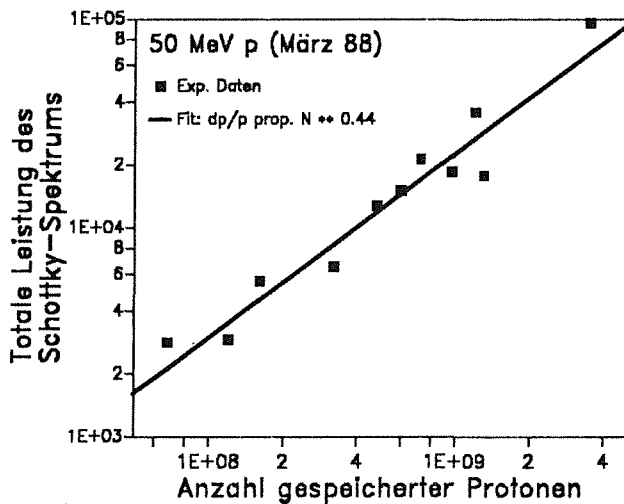


Abb. 53. Anstieg der integrierten Schottky-Leistung mit der Teilchenzahl: Die beste Anpassung ergibt eine nahezu lineare Abhängigkeit, aus der aber wegen $N_{cr} \sim (\sigma_p/p_0)^2$ (Gl. 5.19) und wegen des Anstiegs von σ_p/p_0 mit der Teilchenzahl (strahlinterne Streuung!) keine eindeutige Aussage über N_{cr} bzw. σ_p/p_0 gemacht werden kann. Dazu ist eine Untersuchung der spektralen Form notwendig (siehe Abb. 51).

Eine zuverlässigere Aussage über die Änderung der Impulsbreite mit der Teilchenzahl läßt sich dagegen aus einer Anpassung der Spektralform gewinnen. Die aus diesen Fits erhaltene relative Impulsbreite σ_p/p_0 als Funktion der Teilchenzahl ist in Abb. 54 zu sehen, zusammen mit der kritischen Impulsbreite, die sich aus der gemessenen Impedanz von 393Ω nach Gl. 5.20 ergibt (durchgezogene Linie). Die gemessenen relativen Impulsbreiten liegen im Bereich von 10^{-5} und hängen nur schwach von der Teilchenzahl ab. Bei Teilchenzahlen kleiner als 3×10^8 bleibt dann die Impulsbreite konstant. Der konstanten Impulsbreite von 7.5×10^{-6} entspricht eine longitudinale Temperatur des Protonenstrahls von 2.5 meV, ungefähr 1/100 der transversalen Temperatur des Elektronenstrahls. Bei Vorliegen eines Temperaturgleichgewichts zwischen Elektronen- und Protonenstrahl bedeutet dies eine relativ geringe Abflachung von $\Delta_{||}/\Delta_{\perp} = 1/10$, deren Ursache nach Gl. 3.5 hohe Schwankungen der Kathodenspannung von ungefähr 15 V sein könnten ($\dot{U}/U_K = 6 \times 10^{-4}$), welche auch öfter mit dem Oszilloskop beobachtet wurden. Eine bessere Stabilität der Hochspannungsversorgung ist erforderlich, um noch kleinere Impulsbreiten bei kleinen Teilchenzahlen zu erhalten.

Die Gleichgewichtsimpulsbreiten liegen auch deutlich unterhalb der kritischen Impulsbreite, die gleichzeitig die Grenze für das Auftreten der longitudinalen Mikrowelleninstabilität bei Fehlen einer Strahlkühlung ist. Durch Elektronenkühlung ist diese Grenze um einen Faktor 2 - 3 unterschritten worden, die longitudinale Phasenraumdicke ist demnach um das Vier- bis Zehnfache höher, als es die Stabilitätsgrenze erlaubt. Daran sieht man, daß die Kühlrate selbst bei dieser hohen Phasenraumdicke noch die Anwachsrate der Instabilität übertrifft. Der Anstieg der Impulsbreite mit der Protonenzahl entspricht auch nicht dem Anstieg der kritischen Impulsbreite, ein Hinweis darauf, daß das Gleichgewicht nicht durch die Instabilität begrenzt ist, sondern durch die strahlinterne Streuung. Durch eine stärkere Kühlung würde somit eine noch kleinere Impulsbreite erreicht werden. Der gemessene Anstieg oberhalb von 3×10^8 Protonen entspricht vielmehr einer Skalierung von $\sigma_p/p_0 \sim N_p^{0.31}$. Eine gleichstarke Kühlung des

longitudinalen und des transversalen Phasenraums sollte im Gleichgewicht mit der strahlinternen Streuung einen Anstieg mit der Potenz 0.2 ergeben, eine konstante Emittanz dagegen einen Anstieg mit der Potenz 0.4 bzw. 0.5 (siehe Gl. 4.43 und 4.45), der experimentelle Wert liegt mit 0.31 dazwischen.

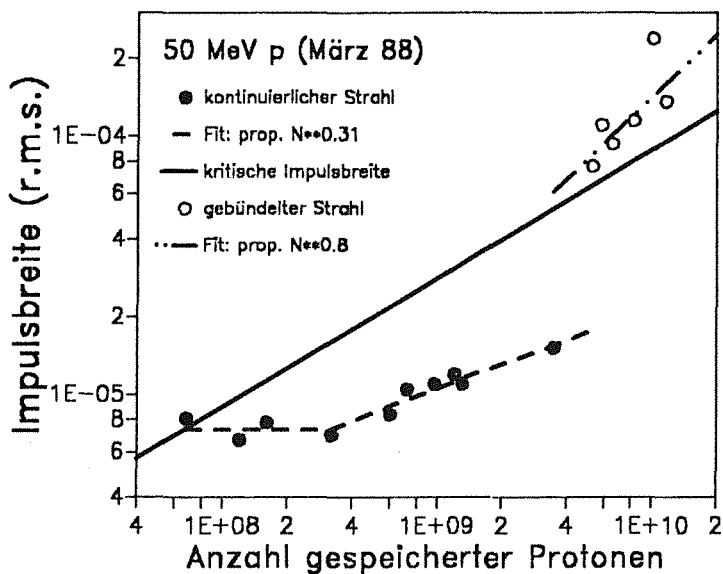


Abb. 54. Gleichgewichtsimpulsbreiten für 50 MeV p: Gestrichelte Linie: Anpassung an die experimentellen Impulsbreiten eines kontinuierlichen Strahls (volle Kreise), die für $N_p < 3 \times 10^8$ konstant werden und darüber mit $N_p^{0.31}$ ansteigen; strichpunktete Linie: Anstieg der Impulsbreite eines gebündelten Strahls (offene Kreise) mit $N_p^{0.8}$ (siehe Abschnitt 6.5). Die durchgezogene Linie zeigt die kritische Impulsbreite nach Gl. 5.20 (unterhalb Bereich longitudinaler Instabilität ohne Kühlung).

Auf dieselbe Weise wurden auch die anderen Messungen der Gleichgewichtsimpulsbreite ausgewertet; das Ergebnis für 10 MeV p ist in Abb. 55 zu sehen. Die gemessenen σ -Impulsbreiten liegen hier zwischen 1×10^{-5} und 4×10^{-5} bei einer Variation der Teilchenzahl von 10^7 bis 2×10^9 , der Anstieg mit N_p gehorcht einer Potenz von 0.234 (gestrichelte Linie). Eine konstante Impulsbreite für kleine Teilchenzahlen wurde nicht gemessen. Der kleinsten Impulsbreite entspricht eine Temperatur von 1.5 meV, das ist weniger als bei den 50 MeV Messungen, ergibt nach Gl. 3.5 bei Temperaturgleichgewicht jedoch nur die wenig aussagekräftige obere Grenze von 10^{-3} für das Hochspannungsrauschen U/U_K . Mit der gemessenen transversalen Temperatur von 0.25 eV erhält man die Geschwindigkeitsabflachung $k_n < 1/13$. Aus der Spektralform dieser bei 55 MHz durchgeführten Messungen konnte eine Kopplungsimpedanz von 750 Ω bestimmt werden. Damit wurde die kritische Impulsbreite berechnet (durchgezogene Linie in Abb. 55), die nur bei der Messung mit der höchsten Teilchenzahl etwas unterschritten wird. Insgesamt ist die Gleichgewichtsimpulsbreite für 10 MeV p um einen Faktor 3 höher als für 50 MeV p, müßte nach Gln. 4.43 und 4.45 aber gemäß der β -Skalierung um 0.5 bis 0.75 niedriger sein. Die Erhöhung könnte durch stärkeres Rauschen der Hochspannung versucht sein (Faktor 2 bis 6, je nach Annahme über die Emittanzkühlung), dafür gibt es aber keine experimentellen Hinweise.

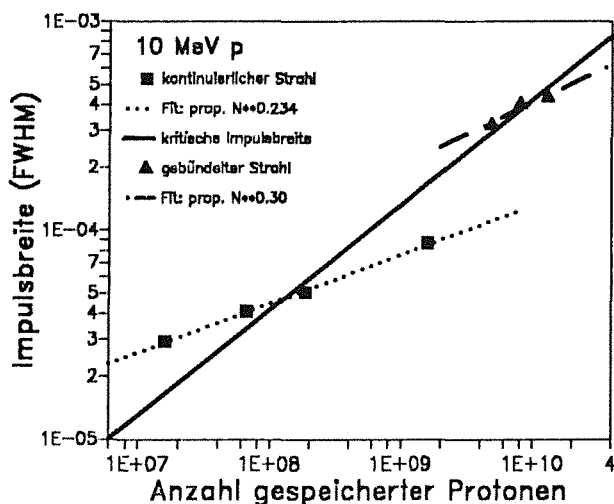


Abb. 55. Gleichgewichtsimpulsbreiten für 10 MeV p: Gestrichelte Linie: Anpassung an die experimentellen Impulsbreite eines kontinuierlichen Strahls (volle Quadrate), die einen Anstieg mit $N_p^{0.234}$ ergibt; strichpunktete Linie: dasselbe für einen gebündelten Strahl (siehe Abschnitt 6.5). Die durchgezogene Linie zeigt wieder die kritische Impulsbreite nach Gl. 5.20.

Die Messungen im März 89 waren durch eine geringere Stabilität der Hochspannung gekennzeichnet, daher liegen auch alle gemessenen Impulsbreiten höher (Abb. 56). Nur die Messungen mit 50 MeV p bei den sehr kleinen Teilchenzahlen von 10^5 bis 2×10^7 wurden systematisch durchgeführt, die anderen Impulsbreiten beruhen auf Einzelmessungen, die über die ganze Strahlzeit verteilt und daher nicht unbedingt unter gleichen Bedingungen durchgeführt wurden. Die Protonenzahl der 50 MeV Messungen ist wieder aus der H-Rate bestimmt worden, die bei der Messung mit 2.5×10^5 p nur 0.7 s^{-1} betrug und damit das gleiche Niveau wie die Untergrundrate erreichte. Die Impulsverteilung dieser Messungen zeigte eine Gauß'sche Spektralform, da die kritische Teilchenzahl nicht überschritten wurde. Der Anstieg mit der Protonenzahl ist vergleichbar dem der 10 MeV Messungen. Für die Experimente mit 6 und 21 MeV p und \bar{p} liegen nur ganz wenige Messungen der Gleichgewichtsimpulsbreite vor, die außerdem noch mit nicht optimierten Strahlen ausgeführt worden sind. Für Teilchenzahlen von 3×10^8 bis 1×10^9 wurde eine Impulsbreite von 4 bis 5×10^{-5} gemessen, ungefähr doppelt so groß wie diejenige mit 10 MeV p.

Bei den NAP-M Kühlexperimente mit 65 MeV p (Rauten in Abb. 56) wurden deutlich kleinere Impulsbreiten erreicht und deren Anstieg mit der Teilchenzahl für $N_p > 2 \times 10^7$ ist stärker als bei den LEAR-Kühlexperimenten. Die Impulsbreiten wurden jedoch nicht aus der Spektralform gewonnen, wie bei dieser Arbeit, sondern durch Vergleich der Schottky-Leistung eines gekühlten und eines ungekühlten Strahls, wobei im ersten Fall angenommen wurde, daß die kritische Teilchenzahl überschritten war. Die niedrigeren Impulsbreiten deuten auf eine bessere Hochspannungsstabilität und eine niedrigere Elektronenstrahltemperatur hin, als es bei den Kühlexperimenten am LEAR der Fall war.

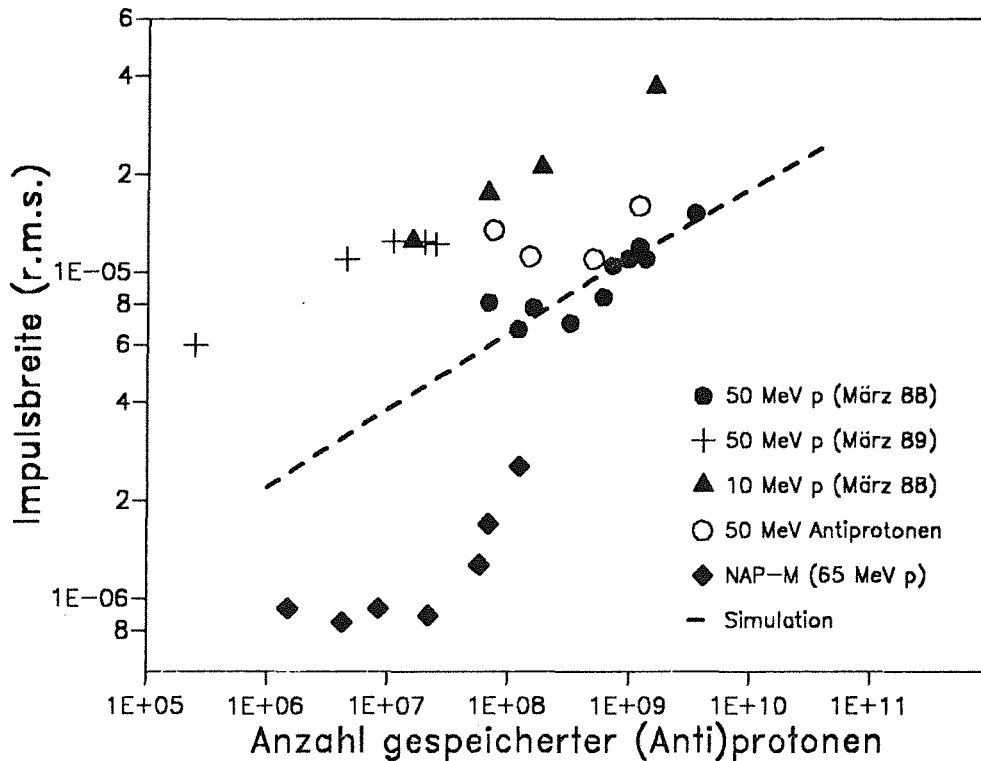


Abb. 56. Gleichgewichtsimpulsbreiten aller Messungen: Die am LEAR gemessenen Impulsbreiten sind mit den Ergebnissen der Experimente am NAP-M [61] und mit einer Simulationsrechnung ($T_{e,\perp} = 0.12 \text{ eV}$, $k_{\perp} = 1/5$) verglichen.

Die Messungen der Gleichgewichtsimpulsbreiten bieten eine gute Gelegenheit, durch Simulationsrechnungen zu überprüfen, ob die Kühlkraft (nahe des Gleichgewichts vor allem deren magnetischer

Anteil) und die strahlinterne Streuung, die im Simulationsprogramm nach einer Formel von Piwinski [50] berücksichtigt wird, gut genug verstanden sind, um die gemessenen Impulsbreiten und deren Anstieg mit der Teilchenzahl wiederzugeben. Die meisten Simulationsrechnungen wurden für die Meßreihe mit 50 MeV p vom März 1988 gemacht, dabei wurde auch der Einfluß der Geschwindigkeitsabflachung im Elektronenstrahl, der transversalen Elektronenstrahltemperatur und des Rauschens der Kathodenspannung untersucht. In Abb. 56 eingezeichnet ist das Ergebnis dieser Rechnungen für eine Elektronenstrahltemperatur von 0.12 eV (auf Strahlachse, 1 eV am Strahlrand), eine Abflachung von $k_n = 1/5$ und ohne Hochspannungsrauschen (gestrichelte Linie). Die Simulationsrechnungen geben die gemessenen Impulsbreiten recht gut wieder. Deren Anstieg mit der Teilchenzahl gemäß $N_p^{0.225}$, ist zwar etwas schwächer als der gemessene, ein Widerspruch zur Messung läßt sich daraus aber nicht herleiten, da auch diese Skalierung die Daten gut beschreibt (der Wendepunkt zur konstanten Impulsbreite ist nicht so eindeutig). Außerdem zeigen die anderen Messungen eine Skalierung, die sehr gut mit derjenigen der Simulation übereinstimmt. Bei den Simulationsrechnungen konnte man auch am Verlauf der Kühlung kurz vor Erreichen des Gleichgewichts sehen, daß die strahlinterne Streuung ein Anwachsen der Impulsbreite und eine Verringerung der Emittanz bewirkt. Für die Gleichgewichtsemittanz ergibt sich nach diesen Rechnungen eine Abhängigkeit von der Teilchenzahl, die ein konstantes Verhältnis von longitudinaler zu transversaler Strahltemperatur beibehält, das heißt, $\epsilon \sim (\sigma_p/p_0)^2 \sim N_p^{0.45}$. Solange es keinen experimentellen Hinweis auf eine dieser Skalierungen gibt, kann kein genauerer Vergleich zwischen Theorie und Experiment durchgeführt werden.

Bei Veränderung der Elektronenstrahltemperatur und der Abflachung verschiebt sich das Gleichgewicht, aber die Steigung bleibt gleich. Dies gilt auch bei Hinzunahme eines 15 V Rauschens der Hochspannungsversorgung, obwohl erwartet wurde, daß sich nun bei kleinen Teilchenzahlen eine konstante Impulsbreite einstellt. Die Ursache für die weitere Abkühlung des Strahls unter die Temperatur, die dem Rauschen entspricht, ist wohl, daß das Simulationsprogramm nicht den Diffusionsterm der Elektronenkühlung (siehe Gl. 2.4) enthält. Das hat zur Folge, daß ein Rauschen der Hochspannung nur die Kühlkraft verkleinert und somit das Gleichgewicht nach oben verschiebt, jedoch nicht durch Aufheizen des Strahls der Kühlung entgegenwirkt. Die minimale Gleichgewichtsimpulsbreite bleibt damit durch die strahlinterne Streuung begrenzt.

Die Simulationsrechnungen für 10 MeV p, die zunächst mit den gleichen optimalen Parametern durchgeführt wurden wie für 50 MeV p, ergaben eine deutlich kleinere Impulsbreite für den gekühlten Strahl als die Experimente (Abb. 57). Der Anstieg mit der Teilchenzahl gemäß $N^{0.215}$ ist jedoch nur wenig schwächer als aus den Messungen folgt, die eine Potenz von 0.234 ergaben. Erst unter Beachtung der bei einer niedrigeren Energie schwächeren Abflachung der Geschwindigkeitsverteilung (Gl. 3.6) oder durch Hinzufügen von 5 V Rauschen auf der Kathodenspannung konnte eine Annäherung an die experimentellen Ergebnisse erreicht werden.

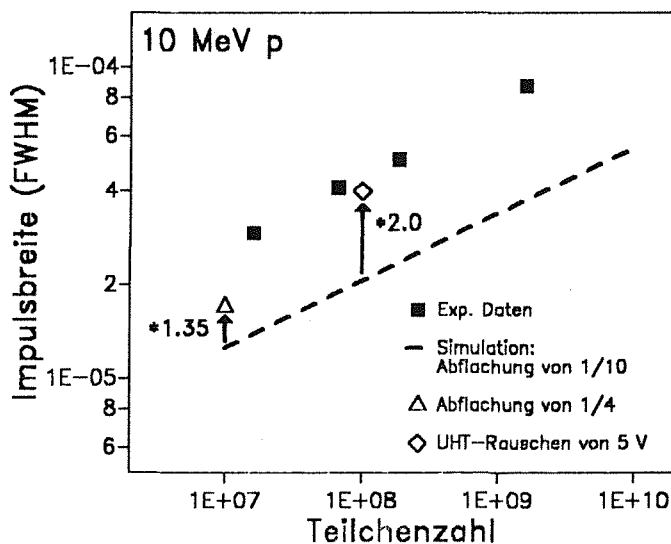


Abb. 57. Vergleich der Impulsbreite von 10 MeV p mit Simulationsrechnungen: Simulationsrechnungen mit optimalen Parametern ergeben eine kleinere Impulsbreite, erst eine Verschlechterung der Abflachung oder des Hochspannungsrauschens führt zu besserer Übereinstimmung.

6.3.3 Gleichgewichte bei gleichzeitigem Heizen

Neben der Messung des Gleichgewichts bei optimaler Kühlung wurde auch untersucht, wie sich Heizprozesse auf das Gleichgewicht auswirken. Dazu wurde einmal mit 50 MeV p der Effekt einer höheren longitudinalen Elektronenstrahltemperatur auf die Kühlung und das erreichbare Gleichgewicht gemessen, desweiteren wurde die Gleichgewichtsimpulsbreite bei gleichzeitigem stochastischen Heizen des Protonenstrahls als Funktion der Heizleistung bestimmt.

a) Erhöhung der Elektronenstrahltemperatur

Eine Erhöhung der Temperatur im thermodynamischen Sinn war nicht möglich, da kein zusätzliches Rauschen auf die Kathodenspannung gegeben werden konnte. Stattdessen wurde die Möglichkeit genutzt, dem Referenzsignal für die Hochspannung vor dessen Transformation ein Modulationssignal zu überlagern, das durch einen Frequenzgenerator erzeugt wurde. Für diese Meßreihe wurde ein sinusförmiges Signal mit einer Frequenz von 4 kHz, dem Transmissionsmaximum der elektrischen Schaltung der Hochspannung, und variabler Amplitude erzeugt. Die transformierte Hochspannung zeigte dann 250 μ s schnelle Oszillationen um die nominale Spannung von $U_K = 27.65$ kV mit einer Modulationsamplitude U_m bis zu 5 kV. Diesen schnellen Energieänderungen des Elektronenstrahls kann der Protonenstrahl nicht folgen, mit Gl. 3.5 kann daher aus der Modulationsamplitude eine effektive Elektronenstrahltemperatur von $kT_{e,\parallel} = (E_0/8) (U_m/U_K)^2$ abgeleitet werden (wenn für die Rauschleistung die zeitlich gemittelte Leistung der sinusförmigen Modulation genommen wird: $\bar{U} = U_m/\sqrt{2}$). Es wurde nun vor allem untersucht, inwieweit der Protonenstrahl diese effektive Temperatur annimmt, das heißt, ob mit Gl. 2.2 für die FWHM-Impulsbreite $\Delta p/p = 2\sqrt{\ln 4} (\sigma_p/p)$ gilt:

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{1}{\beta} \frac{U_m}{U_K} \sqrt{\frac{E_0 \ln 4}{m_e c^2}} = 7.3 \times 10^{-4} U_m [\text{kV}] \quad (6.3)$$

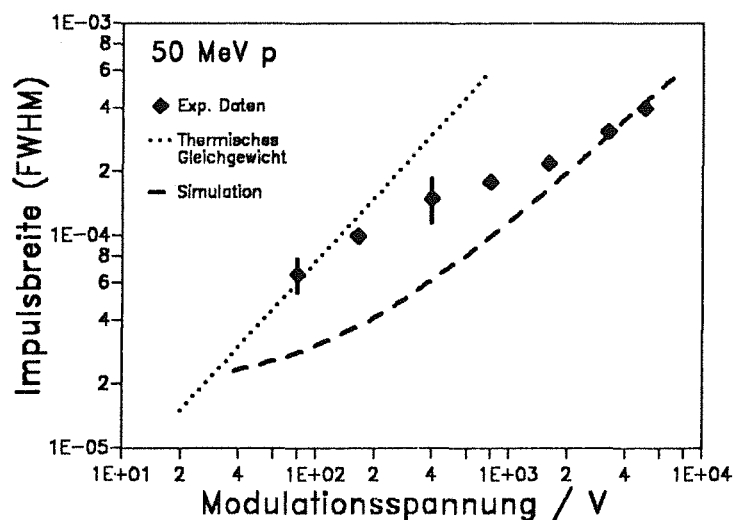


Abb. 58. Erhöhung der Impulsbreite bei Hochspannungsmodulation: Experimentelle Daten für 50 MeV p ($N_p = 10^9$) sind sowohl mit dem thermischen Gleichgewicht (gepunktete Linie) als auch mit Simulationsrechnungen (gestrichelte Linie) verglichen.

Die mit einer variablen Modulationsamplitude von 80 bis 5000 V, entsprechend einer effektiven Temperatur von 0.03 bis 115 eV, gemessenen Impulsbreiten sind in Abb. 58 gezeigt (volle Rauten). Die Impulsbreiten wurden wieder aus den Schottky-Spektren bestimmt, die bei den drei kleinsten Modulationsspannungen die schon diskutierte Struktur mit den zwei Maxima zeigten. Da bei diesen Messungen im Oktober 1987 nur Photos gemacht wurden, konnte keine Anpassung der Spektralform vorgenommen werden. Stattdessen wurde die Impulsbreite allein aus dem Verhältnis von Minimum zu Maximum und dem Abstand der Maxima bestimmt, weswegen der Fehler dieser Messung etwas größer ist und die Impulsbreiten eher eine obere Grenze darstellen (z.B. dann, wenn das Minimum durch Fluktuationen der

Hochspannung aufgefüllt wird). Dasselbe gilt für das Schottky-Spektrum bei $U_m \approx 800$ V, welches ein breites, nicht mehr gaußförmiges Profil zeigte. Der Anstieg der Impulsbreite mit der Modulationsspannung (effektiven Temperatur) erfolgt mit einer Potenz von ungefähr 0.4 (0.8) und ist damit deutlich schwächer als es einem thermischen Gleichgewicht nach Gl. 6.3 (gepunktete Linie) entspräche. Für $U_m > 200$ V beziehungsweise $T_e > 0.2$ eV wird der Protonenstrahl unter die effektive Elektronenstrahltemperatur gekühlt, die hohen Spannungsmodulationen werden also von den Protonen nicht voll als Erhöhung der Elektronentemperatur wahrgenommen.

Es ist nun interessant zu sehen, welche Impulsbreiten Simulationsrechnungen mit SPEC liefern, denn in diesem Programm wird ein Hochspannungsrauschen derart in den Kühlprozess einbezogen, daß die Relativgeschwindigkeit zwischen Proton und Elektron in zufälliger Weise zusätzlich um einen Betrag verändert wird, der dem Rauschen entspricht. Dadurch wird die mittlere Kühlkraft kleiner, was sich vor allem in einer viel längeren Kühlzeit äußert (siehe z.B. Abb. 47), aber auch die Gleichgewichtsimpulsbreite und -mittanz werden erhöht. Die Ergebnisse dieser Simulationen sind ebenfalls in Abb. 58 eingezeichnet (gestrichelte Linie). Bei hohen Modulationsspannungen stimmen diese Rechnungen mit den experimentellen Ergebnissen überein, bei niedrigeren Modulationsspannungen ergeben sie kleinere Gleichgewichtsimpulsbreiten. Wie schon im vorigen Abschnitt erwähnt, könnte dies jedoch daran liegen, daß in SPEC der Diffusionsterm der Elektronenkühlung vernachlässigt wird. Immer wenn das Gleichgewicht nicht durch die strahlinterne Streuung oder durch Restgasstreuung bestimmt ist, ist dies ein Mangel des Simulationsprogramms, der zu falschen Ergebnissen führt. Die Hinzunahme dieser Diffusion könnte vielleicht eine Übereinstimmung mit dem Experiment bringen.

Neben der Erhöhung der Impulsbreite wurde bei diesen Experimenten auch eine eindeutige Verringerung der normierten H-Rate gemessen und ein leichtes Anwachsen der Strahlemittanz registriert. Wegen der schlechten Auflösung des MWPC von 6 mm und wegen der transversalen Strahlinstabilität konnte letzteres nur qualitativ beobachtet werden. Die Simulationsrechnungen zeigen jedoch ein deutliches Anwachsen der Strahlemittanz mit dem Hochspannungsrauschen, bei Fehlen der Instabilität sollte dieser Effekt gut meßbar sein. Die Verringerung der normierten H-Rate von 6.3 auf $2.4 \text{ s}^{-1} \text{ mA}^{-2}$ zeigt in diesem Fall nicht eine Erhöhung der transversalen Elektronenstrahltemperatur an, er kann vielmehr dadurch erklärt werden, daß mit der Modulation der Kathodenspannung die Relativenergie anwächst und somit der Einfangquerschnitt sinkt.

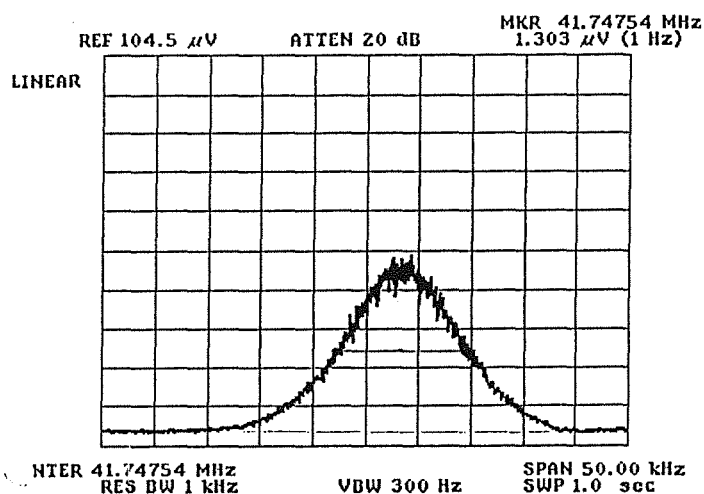


Abb. 59. Impulsverteilung eines stochastisch geheizten Strahls: Longitudinales Schottky-Spektrum von 50 MeV \bar{p} bei gleichzeitiger stochastischer Heizung ($5 \mu\text{W}/\text{Hz}$, 10 kHz, 28 dB).

b) Stochastisches Heizen des (Anti)protonenstrahls

Stochastisches Heizen des Strahls führt, wie schon bei der Messung der longitudinalen Kühlzeit beschrieben, zu einer kastenförmigen Impulsverteilung. Diesmal wurde jedoch die stochastische Heizung angelassen, als die Kathodenspannung (nahezu) auf den optimalen Wert gesetzt wurde. Durch die gegensätzliche Wirkung von stochastischer Heizung und Elektronenkühlung bildet sich eine Gleichgewichtsverteilung aus, deren Spektrum jedoch nicht eine Gauß'sche Form hat, sondern länger auslaufende

Flanken zeigt (Abb. 59). Aus der spektralen Form dieser Gleichgewichtsverteilung kann man auch auf den Verlauf der Kühlkraft schliessen, wie in Abschnitt 6.4.2 näher diskutiert wird. Hier soll zunächst nur auf die Abhängigkeit der Impulsbreite von der Heizleistung eingegangen und die Auswirkung einer Strahloptimierung diskutiert werden. Diese Messungen wurden im März 1989 mit 6, 21 und 50 MeV p und \bar{p} durchgeführt. Die mit einer stochastischen Heizleistung von $5 \mu\text{W}/\text{Hz}$, 10 kHz Bandbreite bei einer Trägerfrequenz von 13.2 MHz und variabler Dämpfung von 24 bis 50 dB gemessenen Gleichgewichtsimpulsbreiten sind in Abb. 60 aufgetragen. Die Impulsbreite wächst mit schwächer werdender Dämpfung (größerer Heizleistung) stark an, und dieser Anstieg ist für p und \bar{p} und für alle Energien gleich. Bei den kleineren Energien von 6 und 21 MeV sind die Impulsbreiten um einen Faktor 3 beziehungsweise 9 höher, was in etwa der erwarteten Skalierung der Kühlrate gemäß $\lambda_c \sim n_e \sim \beta^{-2}$ entspricht. Die Messungen, die nach einer Orbitkorrektur (nach Optimierung der Kathodenspannung) durchgeführt wurden, zeigen eine Verringerung der Impulsbreite um einen Faktor 2.0 (1.5).

Ein Vergleich der Impulsbreiten für Protonen und Antiprotonen ist nur für die 50 MeV Messungen möglich, bei denen die niedrigsten Impulsbreiten für p weniger als halb so groß sind als diejenigen für \bar{p} . Die Umlauffrequenz war bei den Messungen mit \bar{p} jedoch einiges kleiner als die nominale Frequenz, die Kathodenspannung also zu niedrig gesetzt worden. Dann verläuft der Antiprotonenstrahl nicht durch die Mitte des Elektronenstrahls (siehe Gl. 6.2) und er erfährt wegen des transversalen Temperaturprofils (siehe Gl. 3.4) eine kleinere Kühlkraft. Die mögliche Auswirkung einer Optimierung der Hochspannung kann an der 21 MeV Messung gesehen werden, bei der eine Änderung um 3.5% eine Verringerung der Impulsbreite auf das 0.7fache zur Folge hatte. Eine optimalere Kathodenspannung könnte also auch für 50 MeV \bar{p} dieselbe Impulsbreite ergeben wie für Protonen.

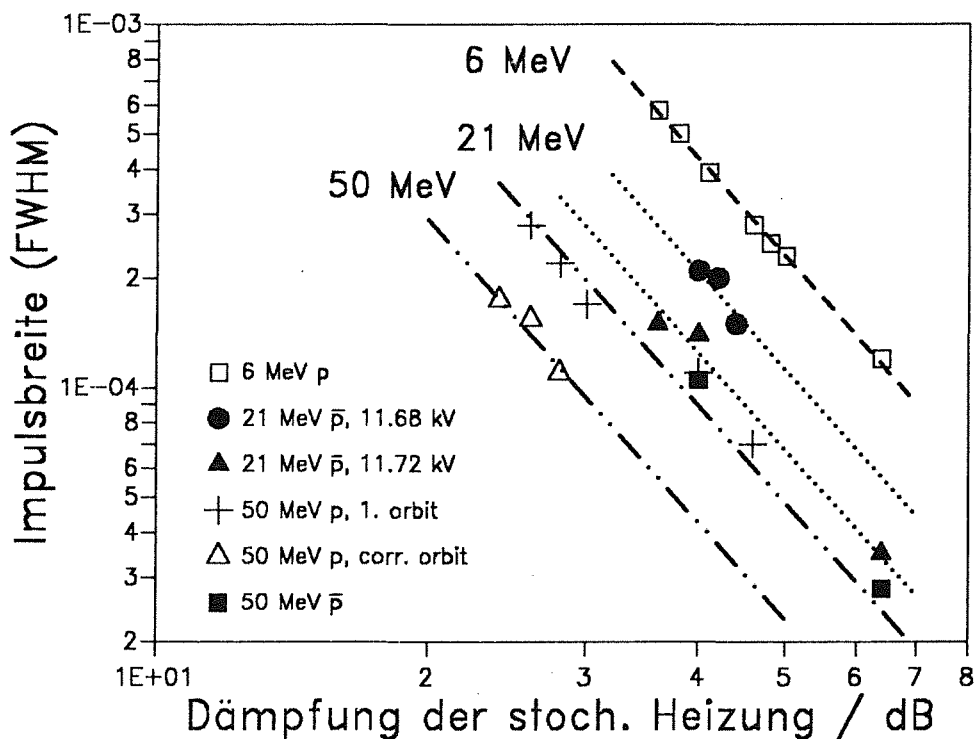


Abb. 60. Impulsbreite als Funktion der Heizleistung: Der Anstieg der Impulsbreite mit kleiner werdender Dämpfung der stochastischen Heizung ist für 105, 200 und 309 MeV p (offene Symbole) und \bar{p} (volle Symbole) gleich.

6.4 Kühlkraftmessungen

Eine Messung der Kühlkraft wurde bei allen Energien für Protonen und Antiprotonen durchgeführt. Es wurde die Abhängigkeit der Kühlkraft von der Relativgeschwindigkeit bestimmt, um den theoretisch berechneten Verlauf der Kühlkraft (siehe Abb. 3 auf Seite 10) direkt überprüfen zu können. Es wurde, wieder wegen der besseren Diagnostik des longitudinalen Phasenraums, nur die longitudinale Kühlkraft bestimmt. Dazu wurden zwei Methoden angewandt, die ihre Vorteile bei verschiedenen Bereichen der Relativgeschwindigkeit zwischen Elektronen- und (Anti)protonenstrahl haben. Die erste Methode ist dynamischer Natur und besteht darin, die Änderung des Strahlimpulses nach einem Sprung der Kathodenspannung zu bestimmen, die zweite Methode ist dagegen statisch und beruht auf einer Messung der Impulsverteilung im Gleichgewicht mit stochastischem Heizen. Diese Methode wurde zum ersten Mal eingesetzt und ermöglichte die Messung der Kühlkraft für Geschwindigkeiten von einigen 10^3 m/s, was kleiner ist als die longitudinale Geschwindigkeitsbreite im Elektronenstrahl, so daß die maximale Kühlkraft gemessen werden konnte. Im folgenden werden beide Methoden und die mit ihnen gemessenen Kühlkräfte beschrieben und mit theoretischen Rechnungen und Ergebnissen von Simulationsrechnungen verglichen.

6.4.1 Änderung des Strahlimpulses nach einem Sprung der Kathodenspannung

Das Prinzip dieser Kühlkraftmessung ist recht einfach und anschaulich. Ein gekühlter Strahl mit kleiner Impulsbreite erfährt nach einem plötzlichen Sprung der Kathodenspannung um ΔU_K eine Kühlkraft, die von der neuen Relativgeschwindigkeit abhängt. Dadurch wird der Protonenstrahl beschleunigt oder abgebremst (je nach Richtung des Spannungssprungs), bis seine mittlere Geschwindigkeit wieder mit der des Elektronenstrahls übereinstimmt. Nach dem Hochspannungssprung hat der Elektronenstrahl im Schwerpunktsystem eine um $E_r = (e\Delta U_K)^2/(4E_o)$ höhere (niedrigere) Energie, auf die (Anti)protonen wirkt daher eine longitudinale Kühlkraft $F_{\parallel}(v_r)$, die durch die Relativenergie E_r beziehungsweise die entsprechende Relativgeschwindigkeit v_r bestimmt ist. Die (Anti)protonen werden infolgedessen in Richtung auf die neue mittlere Geschwindigkeit des Elektronenstrahls beschleunigt, wobei die Größe der Beschleunigung $\Delta p/\Delta t$ über $F_{\parallel}(v_r)$ von der momentanen Relativenergie E_r abhängt. Die Beschleunigung des Strahls äußert sich im longitudinalen Schottky-Spektrum als Änderung der Umlauffrequenz Δf_r und kann als Funktion der Zeit gemessen werden. Um daraus die Kühlkraft (im Schwerpunktsystem) zu berechnen, muß noch eine Beziehung zwischen der im Laborsystem gemessenen Änderung der Umlauffrequenz pro Zeiteinheit $\Delta f_r/\Delta t$ und $F_{\parallel}(v_r)$ hergeleitet werden. Mit $\partial(\Delta E_r)/\partial(\Delta E_{lab}) = \Delta E_{lab}/(2E_o) = v_r/v_o$ folgt aus $F_{\parallel} v_r = \Delta E_r/\Delta t$

$$F_{\parallel}(v_r) v_o = \frac{\Delta E_{lab}}{\Delta t} = \frac{1}{\eta_c} \frac{2E_o}{\eta f_o} \frac{\Delta f_r}{\Delta t} \quad (6.4)$$

wobei noch Gl. 4.17 benutzt wurde. Durch den Faktor $\eta_c = \ell/C_o$ ist wieder berücksichtigt worden, daß der Protonenstrahl nicht längs des ganzen Rings gekühlt wird, sondern nur über die Kühlerlänge ℓ . Die Abhängigkeit von der Relativgeschwindigkeit kann bei dieser Methode auf zwei Weisen gewonnen werden. Die eine besteht in einer Variation der Größe des Hochspannungssprungs ΔU_K , die zugehörige Kühlkraft ist dann durch die anfängliche Änderung der Umlauffrequenz bestimmt. Man kann aber im Prinzip $F_{\parallel}(v_r)$ auch mit nur einem Hochspannungssprung messen, denn die Relativgeschwindigkeit verringert sich durch die Strahlkühlung ständig und ein Anwachsen der Kühlkraft bei kleinen Relativgeschwindigkeiten sollte durch einen Anstieg von $\Delta f_r/\Delta t$ beobachtbar sein. Dazu wird $\Delta f_r/\Delta t$ bei verschiedenen Umlauffrequenzen f_i zwischen f_o und $f_o + \Delta f_{max}$ gemessen, wobei Δf_{max} die Änderung der Umlauffrequenz durch den ganzen Hochspannungssprung ist. Bei der Bestimmung der jeweiligen Relativgeschwindigkeit muß jedoch beachtet werden, daß wegen der Dispersion des Ionenstrahls und der Elektronenparabel (siehe Abb. 35) die Relativenergie nicht linear mit der schon erfolgten Änderung der Umlauffrequenz skaliert. Die Abweichung davon ist durch die Krümmung der Elektronenparabel gegeben, so daß davon vor allem große Sprünge betroffen sind. Auch die totale Energieänderung des Ionenstrahls wird dadurch größer oder kleiner als $e\Delta U_K$, je nach Richtung des Sprungs.

Die zeitliche Änderung der Umlauffrequenz kann mit dem Spektrum-Analysator auf zwei Arten gemessen werden. Eine Möglichkeit, die zuerst bei den Experimenten im Oktober 1987 versucht wurde, besteht in der direkten Messung der Frequenzverteilung, die der Protonenstrahl nach einer bestimmten Zeit angenommen hat. Dazu wurde das Triggersignal, welches das Kontrollprogramm des Kühlers bei einer Änderung der Kathodenspannung erzeugt, um die Zeit Δt verzögert auf den Triggereingang des Spektrum-Analysators gegeben, der im normalen Frequenzmode betrieben wurde. Der daraufhin ausgelöste Einzelsweep zeigt das Frequenzspektrum des Strahls zur Zeit Δt nach dem Hochspannungssprung, aus dessen Mittenfrequenz dann Δf_r berechnet werden kann. Messungen mit dieser Methode zeigten jedoch, daß die Impulsverteilung des Strahls während der Annäherung an die neue Gleichgewichtslage sehr breit wird, besonders bei großen Hochspannungssprüngen zu höheren Werten; teilweise bildete sich sogar eine Verteilung mit zwei Maxima aus. Dies liegt am Verlauf der Kühlkraft, der zur Folge hat, daß Teilchen mit einer kleineren Relativgeschwindigkeit eine größere Kraft erfahren als die anderen. Die Verteilung der Relativgeschwindigkeiten im Strahl wird dadurch ständig breiter, was durch eine positive Rückkopplung den Effekt weiter verstärkt. Infolgedessen ist eine genaue Bestimmung der momentanen mittleren Umlauffrequenz erschwert; auch ist eine Berechnung der Kühlkraft über Messungen von Zwischenstufen eines einzelnen Sprungs nicht mehr möglich, sobald die Verbreiterung in die Größenordnung der gemessenen Impulsänderung kommt. Dazu kommt noch eine Ungenauigkeit in Δt in Höhe der minimalen Zeitdauer eines Einzelsweeps, so daß auf diese Weise vor allem bei kleinen Relativgeschwindigkeiten nur eine recht ungenaue Messung der Kühlkraft möglich ist.

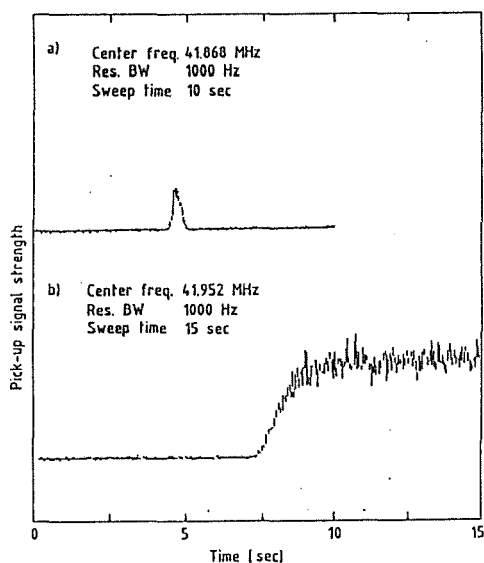
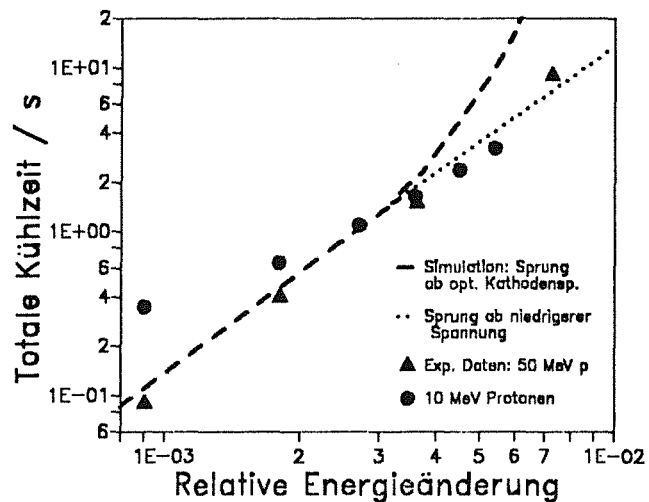


Abb. 61. Änderung der Umlauffrequenz von 50 MeV p nach einem Hochspannungssprung: Zeitlicher Verlauf der Schottky-Signalintensität nach einem Hochspannungssprung von 200 V, a) bei einer Frequenz zwischen dem anfänglichen und dem endgültigen Wert, b) bei der endgültigen Frequenz.

Als bessere und genauere Methode hat sich erwiesen, den Spektrum-Analysator im Mode eines Oszillographen zu betreiben. In diesem Fall wird der zeitliche Verlauf der Intensität des Schottky-Spektrums bei mehreren festen Umlauffrequenzen gemessen und aus diesen Spektren dann die Zeit Δt bestimmt, bei der die Intensität des Strahls maximal ist (Abb. 61). Das Triggersignal zum Starten des Spektrum-Analysators wird jetzt nicht verzögert. Für eine Frequenz zwischen f_0 und $f_0 + \Delta f_{\max}$ sieht man an den Zeitspektren, wie der Strahl diese Frequenzänderung nach einer bestimmten Zeit erreicht (Anwachsen der Intensität) und weiterwandert (Verringerung der Intensität), bei der endgültigen Umlauffrequenz wird dagegen ein konstantes Plateau der Intensität erreicht. Aus dem momentanen Anstieg $\Delta f_r / \Delta t$ kann dann mit Gl. 6.4 die Kühlkraft bei der entsprechenden Relativgeschwindigkeit berechnet werden. Die kürzeste Zeit, die auf diese Weise für den kleinsten Spannungssprung gemessen wurde, betrug 0.1 s. Dadurch war eine Messung der Kühlkraft bis zu der geringen Frequenzänderung von nur 8×10^{-5} möglich, das ist nur wenig mehr als der anfänglichen FWHM-Impulsbreite des gekühlten Strahls entspricht. Damit ist die Grenze dieser Methode erreicht, da die Impulsbreite kleiner sein sollte als die Impulsänderung durch einen Hochspannungssprung.

Abb. 62. Totale Kühlzeit nach einem Spannungssprung: Die Zeit zum Erreichen des neuen Gleichgewichts ist als Funktion des Spannungssprungs aufgetragen und mit Ergebnissen von Simulationsrechnungen verglichen (gepunktete Linie: Sprung ab optimaler Spannung U_0 , gestrichelt: ab $U_K < U_0$).



Mit dieser Methode wurde die Kühlkraft bei den Experimenten mit 10 und 50 MeV p bestimmt. Es wurden Hochspannungssprünge von 5 bis 30 V beziehungsweise von 25 bis 200 V ausgeführt. Dies entspricht einer Relativgeschwindigkeit von 10^4 bis 4×10^5 m/s, so daß mit diesen Messungen vor allem die Kühlkraft für den Bereich zwischen longitudinaler und transversaler Geschwindigkeitsbreite des Elektronenstrahls bestimmt wurde. Bei den Experimenten mit 50 MeV p wurden, außer bei dem kleinsten Sprung, auch die Zeitspektren bei mehreren Frequenzen zwischen f_0 und f_{max} gemessen (siehe Abb. 61). Die zeitliche Änderung der Umlauffrequenz $f_i(t)$ war jedoch für alle Sprünge linear, im Gegensatz zu den Erwartungen aufgrund einer anwachsenden Kühlkraft. Die totale Zeit bis zum Erreichen der neuen Umlauffrequenz ist als Funktion der relativen Energieänderung in Abb. 62 zu sehen (volle Dreiecke). Die damit nach Gl. 6.4 erhaltene Strahlbeschleunigung $\Delta E/\Delta t$ wächst mit kleiner werdendem Spannungssprung von 63 auf 560 keV/s an, ein Maximum der Kühlkraft konnte nicht nachgewiesen werden.

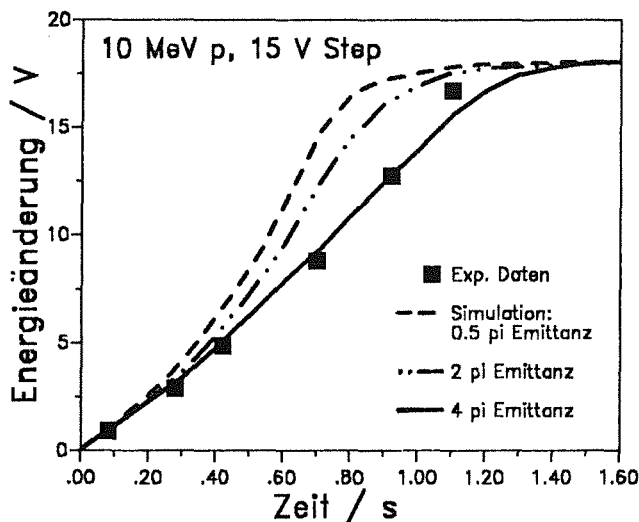


Abb. 63. Energieänderung eines 10 MeV Protonenstrahl nach einem 15 V Sprung: Experimentelle Ergebnisse (volle Quadrate) und mehrere Simulationsrechnungen mit ansteigender Strahlmittanz von 0.5 bis 4π mm mrad (gestrichelte, strich-punktierte und durchgezogene Linie).

Wegen der fehlenden Krümmung der Kurve $f_i(t)$ kamen Zweifel an dem Triggersignal für den Spektrum-Analysator auf, so daß bei den Experimenten mit 10 MeV p das Triggersignal vom Digitalvoltmeter abgeleitet wurde. Bei diesen Experimenten wurde nur der Verlauf der Strahlbeschleunigung nach einem 15 V Sprung genauer untersucht. Die Änderung der Strahlenergie als Funktion der Zeit ist hier deutlich gekrümmt (volle Quadrate in Abb. 63), was eine Erhöhung der Kühlkraft bei Annäherung an das Gleichgewicht anzeigt. Diese kann aus der lokalen Steigung $\Delta f_i/\Delta t$ bestimmt und mit den Ergebnissen der Messungen mit anderen Sprungweiten verglichen werden. Bei diesen wurde nur die Zeitdauer Δt_{max} bis zum Erreichen der neuen Umlauffrequenz bestimmt (volle Kreise in Abb. 62). An der längeren

Kühlzeit für den kleinsten Sprung erkennt man schon, daß die Kühlkraft für 10 MeV p kleiner ist. Wegen der (beim 15 V Sprung beobachteten) Krümmung von $f_r(t)$ dürfte die allein aus Δt_{\max} bestimmte Kühlkraft, zumindest bei den größeren Sprüngen, zu groß sein; sie entspricht wohl eher einer Kühlkraft, die über den Geschwindigkeitsbereich des ganzen Sprungs gemittelt wurde. Die gemessenen Strahlbeschleunigungen $\Delta E/\Delta t$ steigen hier nur von 17 bis 30 keV/s an.

Die Ergebnisse aller Kühlkraftmessungen sind in Abb. 64 als Funktion der Relativgeschwindigkeit aufgetragen. Die Kühlkraft F_{\parallel} ist dazu auf $\eta_c F_0 c^2 / \Delta_{\perp}^2$ normiert worden, um die bei verschiedenen Strahlenergien gemessenen Kräfte besser miteinander und mit theoretischen Rechnungen vergleichen zu können. Mit η_c ist dabei das Verhältnis von Kühlerlänge zu Ringumfang und mit F_0 die Veränderung der Elektronendichte (siehe Gl. 6.4) berücksichtigt worden, für Δ_{\perp} ist die einer Kathodentemperatur von 0.12 eV entsprechende Geschwindigkeit benutzt worden. Die normierte Kühlkraft für 10 MeV (ganzer Sprung: volle Kreise, Zwischenstufen beim 15 V Sprung: offene Kreise) und 50 MeV p (volle Quadrate) stimmt bei Geschwindigkeiten größer 6×10^4 m/s gut überein, was die Skalierung von F_{\parallel} mit der Elektronendichte bestätigt. Bei kleineren Relativgeschwindigkeiten erreicht F_{\parallel} für 10 MeV p ein konstantes Plateau, während für 50 MeV p ein weiterer Anstieg zu erkennen ist. Dies kann nur an einer besseren transversalen Strahlqualität (siehe Abschnitt 6.3.2) und/oder einer stärkeren Geschwindigkeitsabflachung im Elektronenstrahl (siehe Gl. 3.5) für höhere Energien liegen.

Weiterhin sind in Abb. 64 zum Vergleich einige theoretische Berechnungen der Kühlkraft gemäß dem Zweierstoßmodell und Ergebnisse von Simulationsrechnungen mit SPEC eingezeichnet. Die nicht-magnetische Kühlkraft nach Gl. 2.16 allein kann die experimentellen Ergebnisse weder für eine transversale Elektronentemperatur von 0.25 eV (gepunktete Linie) noch für die reine Kathodentemperatur von 0.12 eV (gestrichelte Linie) erklären, wodurch der magnetische Anteil der Kühlkraft experimentell bestätigt ist. Die Veränderung des Coulomb-Logarithmus mit der Geschwindigkeit wurde bei der theoretischen Berechnung vernachlässigt, es wurde $L_c(\Delta_{\perp}) \approx 10$ eingesetzt. Der magnetische Anteil der Kühlkraft F_{\parallel}^m hängt von der transversalen Ionengeschwindigkeit ab (siehe Gl. 2.23), daher wurde F_{\parallel}^m sowohl für 3×10^4 m/s (durchgezogene Linie) als auch von 6×10^4 m/s (strich-punktierte Linie) berechnet und zum nicht-magnetischen Anteil aufaddiert. Der adiabatische Coulomb-Logarithmus wurde wieder als Konstante genommen, für ein Solenoidfeld von 45 mT beträgt er ungefähr 2.75. Man erkennt klar, daß die 10 MeV Daten besser zur größeren Transversalgeschwindigkeit passen, welche bei dieser Energie einer horizontalen (vertikalen) Emittanz von ungefähr 4π (10π) mm mrad entspricht. Die Konstanz der Kühlkraft für $v_r < 4 \times 10^4$ m/s ist somit eine Folge einer höheren Strahlemittanz bei den 10 MeV Experimenten. Die Kühlkraft sollte für $v_r < \Delta_{\parallel}$ wieder kleiner werden, dieser Bereich ist aber mit der Methode der Spannungssprünge nur schwer zugänglich. Man kann nur $\Delta_{\parallel} \leq 2 \times 10^4$ m/s abschätzen.

Die Spannungssprünge sind auch mit dem Computercode SPEC simuliert worden. Zum Vergleich mit den Experimenten wurde aus dem anfänglichen Anstieg des mittleren Impulses nach dem Spannungssprung die Kühlkraft berechnet (offene Dreiecke in Abb. 64). Da im Simulationsprogramm die magnetische Kühlkraft nach dem Plasmamodell von Sorensen berechnet wird, ist somit ein indirekter Vergleich der experimentellen Kühlkraft mit diesem Modell möglich. Die Simulationsrechnungen wurden für eine kleine Strahlemittanz, 0.12 eV transversale Elektronentemperatur und eine Abflachung von $\Delta_{\parallel}/\Delta_{\perp} = 1/85$ durchgeführt. Im gegebenen Geschwindigkeitsbereich und für ein relativ schwaches Magnetfeld von 45 mT kann eine Übereinstimmung mit den Berechnungen nach dem Zweierstoßmodell festgestellt werden. Außer bei großen Relativgeschwindigkeiten ergibt sich auch eine Übereinstimmung mit den Experimenten mit 50 MeV p. Zu einem weiteren Vergleich wurde die Zeit bis zum Erreichen des neuen Gleichgewichts aus den Histogrammen abgelesen und in Abb. 62 eingezeichnet (offene Dreiecke). Diese Zeit zeigte bei größeren Sprüngen eine deutliche Abhängigkeit von der Richtung des Spannungssprungs. Bei Sprüngen zu höheren Spannungen wächst diese Zeit stark an (gepunktete Linie), beim größten Sprung wurde kein Gleichgewicht mehr erreicht, im Gegensatz zum Experiment. Bei den Messungen entsprach jedoch der Startpunkt der Sprünge nicht der optimalen Spannung U_0 , sondern war etwas kleiner. Dies wurde dann auch bei der Simulation des größten Sprungs berücksichtigt. Die somit erhaltenen Zeiten entlang der gestrichelten Linie decken sich gut mit den experimentellen, der Anstieg mit der relativen Energieänderung ist ungefähr quadratisch.

Als letztes wurde noch der genaue Verlauf der Kühlung nach einem Spannungssprung für den experimentell mit 10 MeV p am besten untersuchten Sprung von 15 V mit Simulationsrechnungen verglichen (Abb. 63). Die Impulsprofile der Simulation zeigten eine fortschreitende starke Verbreiterung, die auch im Experiment beobachtet worden war. Aus den Maxima der Profile wurde die Energieänderung als

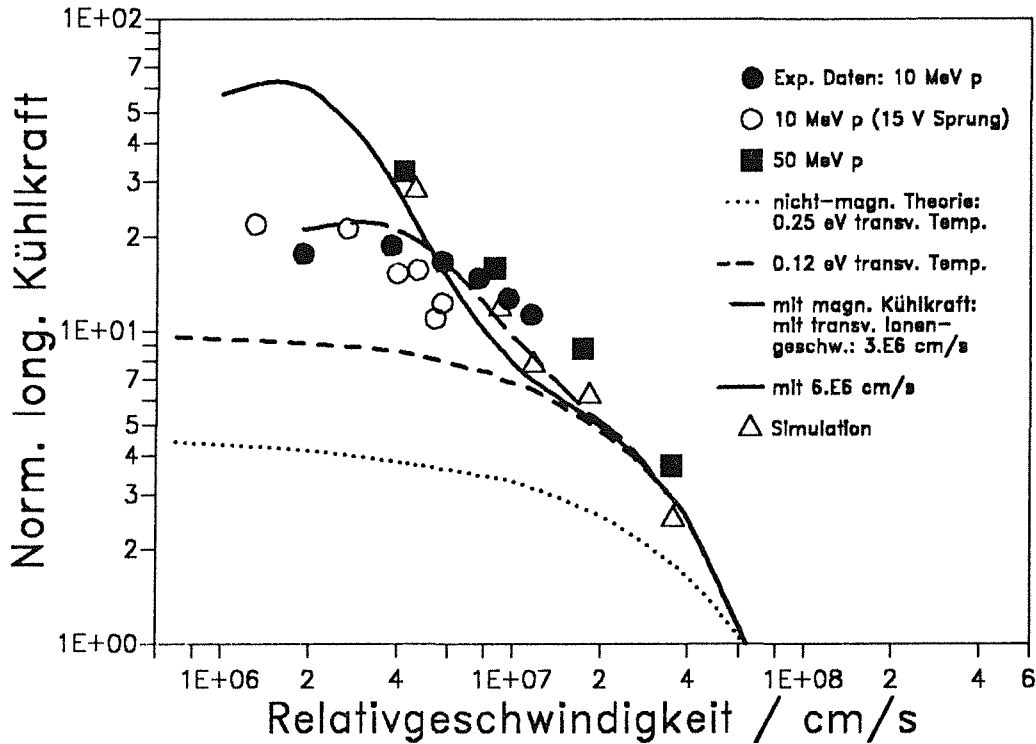


Abb. 64. Verlauf der longitudinalen Kühlkraft: Die auf $\eta_c F_0 c^2 / \Delta_z^2$ normierte longitudinale Kühlkraft der Messungen mit 10 MeV (volle und offene Kreise) und 50 MeV p (volle Quadrate) ist mit verschiedenen theoretischen Ergebnissen des Zweierstoßmodells (Linien) und mit Simulationsrechnungen (offene Dreiecke) verglichen. Näheres im Text.

Funktion der Zeit berechnet. Deren Verlauf hängt nun wieder stark von der Strahlemittanz ab, besonders am Ende des Kühlprozesses; erst mit einer Emittanz von $4 \pi \text{ mm mrad}$ konnte eine Übereinstimmung mit dem experimentellen Verlauf erzielt werden. Auch ein Einfluß des Hochspannungsrauschens konnte festgestellt werden, doch wäre ein zu großes Rauschen nötig, um die experimentelle Messung zu reproduzieren.

6.4.2 Impulsverteilung im Gleichgewicht mit stochastischem Heizen

Wie schon erwähnt, kann mit der im vorigen Abschnitt beschriebenen dynamischen Methode die Kühlkraft nur sehr schwer bei noch kleineren Relativgeschwindigkeiten gemessen werden, denn es muß $v_r/\beta c > (\Delta p/p)$ erfüllt sein, um eine deutliche Frequenzänderung zu bekommen. Außerdem wird nahe dieser Grenze die neue Umlauffrequenz sehr schnell erreicht, so daß die Bestimmung der Kühlkraft mit dieser Methode immer ungenauer wird. Daher wurde eine statische Methode entwickelt, um $F_{\parallel}(v_r)$ bei sehr kleinen Relativgeschwindigkeiten messen zu können. Diese Methode beruht auf der Analyse der Gleichgewichtsverteilung, die sich bei gleichzeitiger Wirkung von stochastischer Heizung und Elektronenkühlung einstellt.

Das Vorgehen bei dieser Messung, die für 6, 21 und 50 MeV p und \bar{p} durchgeführt wurde, ist in Abb. 65a gezeigt. Ein gekühlter Strahl (gepunktete Linie) wird zunächst bei ausgeschalteter Elektronenkühlung stochastisch geheizt, bis sich aufgrund konstanter Diffusion eine kastenförmige Verteilung mit abfallenden Flanken einstellt (strich-punktierte Linie). Die Breite der Verteilung ist durch die Bandbreite des RF-Rauschens der stochastischen Heizung bestimmt. Für diese Messungen wurde ein Rauschsignal von 10 kHz Bandbreite bei der 11., 17. und 28. Harmonischen der Umlauffrequenz benutzt, dessen Leistung von $5 \mu\text{W}/\text{Hz}$ noch durch Veränderung der Dämpfung variiert werden konnte. Danach wurde die Elektronenkühlung eingeschaltet, wobei jetzt, anders als bei der Messung der longitudinalen Kühlzeit,

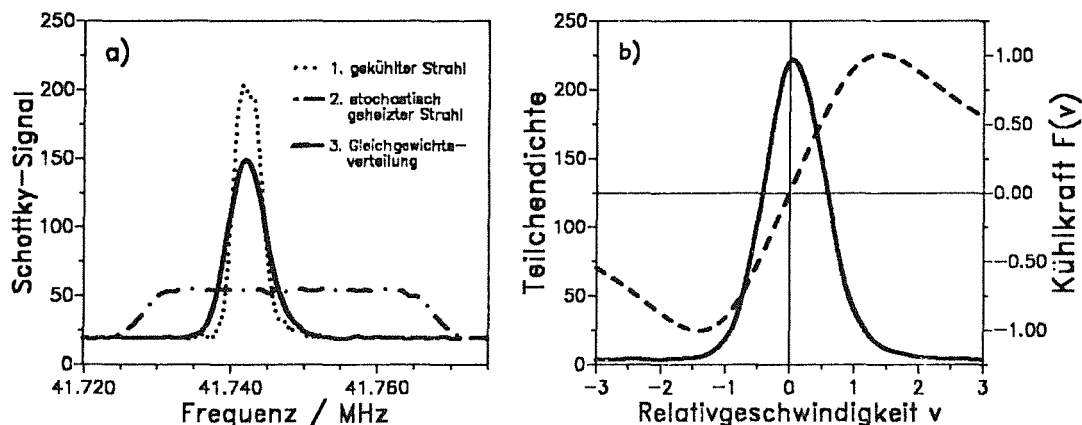


Abb. 65. Statische Methode der Kühlkraftmessung: a) Experimentelles Vorgehen (siehe Text), b) Beziehung zwischen einer dispersionsartigen Kühlkraft (gestrichelte Linie) und der von ihr bewirkten Gleichgewichtsverteilung (durchgezogene Linie), maximale Kühlkraft auf 1 normiert, sonst beliebige Einheiten.

die stochastische Heizung angelassen blieb. Daraufhin stellt sich eine neue Gleichgewichtsverteilung (durchgezogene Linie) ein, deren Breite mit der Heizleistung ansteigt (siehe Abschnitt 6.3.3) und deren Spektralform vor allem bei größerer Heizleistung signifikant von derjenigen des gekühlten Strahls abweicht. Die Gleichgewichtsverteilung ist also eindeutig durch das Gegeneinanderwirken von Diffusionsprozessen der stochastischen Heizung und von Elektronenkühlung bestimmt, so daß bei konstanter Diffusion die spektrale Form der Verteilung allein durch den Verlauf der Kühlkraft, der im Bereich der maximalen Kühlkraft dispersionsartig sein sollte (siehe Gl. 2.14), festgelegt ist. Wie schon erwähnt, wurde beobachtet, daß die Breite der Verteilung von der Optimierung der Ausrichtung der Strahlen und von der Kathodenspannung, das heißt der radialen Position des (Anti)protonenstrahls im Elektronenstrahl, abhängt. Dies sollte in einer Verschiebung des Maximums der Kühlkraft zu kleineren Relativgeschwindigkeiten und in einer Erhöhung der Kraft sichtbar sein. Um nun die Abhängigkeit der Kühlkraft von der Geschwindigkeit zu erhalten, muß nur noch eine Beziehung zwischen $F_{\parallel}(v_r)$ und der Teilchendichte $\rho(v_r)$ hergeleitet werden, die durch das quadrierte Schottky-Spektrum (siehe Gl. 5.8) gegeben ist.

Die zeitliche Änderung der Teilchendichtefunktion $\rho(v_r)$ unter gleichzeitiger Wirkung einer Diffusion D_v und einer Kühlkraft $F_{\parallel}(v_r)$ wird durch die Fokker-Planck-Gleichung (siehe Gl. 2.4) beschrieben, deren eindimensionale Form für konstantes D_v folgendermaßen lautet:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial v_r} \left(-\frac{F_{\parallel}(v_r)}{m_p} \rho(v_r) + D_v \frac{\partial \rho}{\partial v_r} \right) \quad (6.5)$$

(Der Index v an D_v soll verdeutlichen, daß diese Betrachtung im Geschwindigkeitsraum durchgeführt wird.) Im Falle eines Gleichgewichts ist $\partial \rho / \partial t = 0$, so daß der Verlauf der Kühlkraft durch die *normierte Steigung* der Teilchendichtefunktion bestimmt ist:

$$F_{\parallel}(v_r) = m_p D_v \frac{\partial \rho / \partial v_r}{\rho(v_r)} \quad (6.6)$$

Die Integrationskonstante ist dabei 0, da für $v_r \rightarrow \infty$ sowohl ρ als auch $\partial \rho / \partial v_r$ verschwinden. Um den absoluten Wert der Kühlkraft zu erhalten, muß jedoch die Diffusionskonstante D_v für die spezielle, im Experiment benutzte Heizung bekannt sein. Die Diffusionskonstante wurde deshalb in direkter Weise bestimmt. Nach Einschalten der stochastischen Heizung verbreitert sich eine anfänglich schmale Verteilung und die Teilchendichte bei der mittleren Umlauffrequenz f_0 nimmt ab, bis die Dichte der endgültigen Verteilung erreicht ist (Abb. 66a). Eine Messung des zeitlichen Verlaufs der Schottky-Intensität in einem Bereich der Bandbreite δf um die Mittenfrequenz $f_c \approx f_0$ des Spektrum-Analysators gibt somit direkt den Diffusionsvorgang wieder. Um die Diffusionskonstante zu erhalten, muß dieser Intensitätsabfall mit dem theoretischen Verlauf von $\rho(t)$ verglichen werden, der ebenfalls durch eine Fokker-Planck-Gleichung, diesmal im Frequenzraum, bestimmt ist. Mit verschwindender Kühlkraft und einer anfänglich δ -funk-

tionsartigen Verteilung wird deren Lösung durch eine Gaußverteilung beschrieben, deren Breite proportional zu D_f mit der Zeit anwächst (N ist eine Normierungskonstante):

$$\rho(f_c, t) = \frac{N}{\sqrt{4\pi D_f t}} \exp\left(-\frac{(f_c - f_0)^2}{4 D_f t}\right) \quad (6.7)$$

D_f ist hier die Diffusionskonstante im Frequenzraum, es gilt $D_f = (\eta h f_0 / \beta_0 c)^2 D_x$ (siehe Definition von D in Gl. 2.4, h ist die Harmonische der Messung). Durch eine Anpassung dieser Funktion, oder genauer des Integrals dieser Funktion über die Bandbreite δf , an den gemessenen Abfall der Intensität (siehe Abb. 66b) erhält man D_f . Daß im Experiment bei Beginn der Heizung anstelle der δ -artigen Verteilung schon eine schmale Gaußverteilung vorlag, hat keinen Einfluß auf die Bestimmung von D_f ; dieser Unterschied kann in den ohnehin vorhandenen Zeit-Offset gesteckt werden, der dadurch gegeben ist, daß der Spektrum-Analysator bei dieser Messung per Hand gestartet wurde. Sofort danach wurde die stochastische Heizung angeschaltet. Es wurden zwei Messungen von D_f für eine stochastische Heizleistung von $5 \mu\text{W}/\text{Hz}$ und 40 dB Dämpfung mit 50 MeV \bar{p} durchgeführt, bei denen der Intensitätsabfall bei einer etwas anderen Mittenfrequenz f_c und verschiedener Bandbreite δf gemessen wurde. Aufgrund des unterschiedlichen Ergebnisses beider Messungen wurde die theoretische Behandlung genauer betrachtet, indem nun auch der Einfluß einer nicht-optimalen Mittenfrequenz $f_c \neq f_0$ und der Bandbreite δf einbezogen wurden. Es zeigte sich, daß die Bestimmung von D_f empfindlich von der korrekten Mittenfrequenz des Zeitspektrums abhängt, besonders bei kleiner Bandbreite δf . Diese sollte mindestens der Breite des gekühlten Strahls entsprechen. Außerdem ist eine längere Meßzeit vorteilhaft, da sich dieser Einfluß vor allem zu Beginn des Heizens auswirkt. Dies wurde bei den vorliegenden Messungen noch nicht besonders berücksichtigt, so daß für den gemessenen Wert von $D_f = 4.4 \text{ kHz}^2/\text{s}$ nur eine Genauigkeit von 20-40% abgeschätzt werden kann. Diese Ungenauigkeit gilt dann auch für den absoluten Wert der Kühlkraft, jedoch nicht für den relativen Vergleich zweier Kühlkraftmessungen. Deren Fehler ist kleiner und hängt vom Signal-zu-Rausch-Verhältnis der gemessenen Gleichgewichtsverteilungen ab. Er wird also mit wachsender Anzahl gespeicherter Teilchen kleiner und ist am äußersten Rand und in der Mitte der Verteilung größer als an deren Flanken, wo er typischerweise 10% beträgt.

Die Diffusionskonstante ist bei diesen Experimenten leider nur für eine feste, relativ geringe Heizleistung P_H gemessen worden, so daß keine Aussage über den Verlauf von $D_f(P_H)$ gemacht werden kann. Es ist auch nicht sicher, daß die Diffusion bei dieser geringen Heizleistung in der Hauptsache durch die stochastische Heizung gegeben ist, vielmehr dürfte die Impulsverbreiterung eines kalten Strahls schon zu einem Teil durch strahlinterne Streuung verursacht werden. Aus diesen Gründen kann die Diffusionskonstante, und damit die absolute Kühlkraft, nicht für die Messungen angegeben werden, bei denen mit

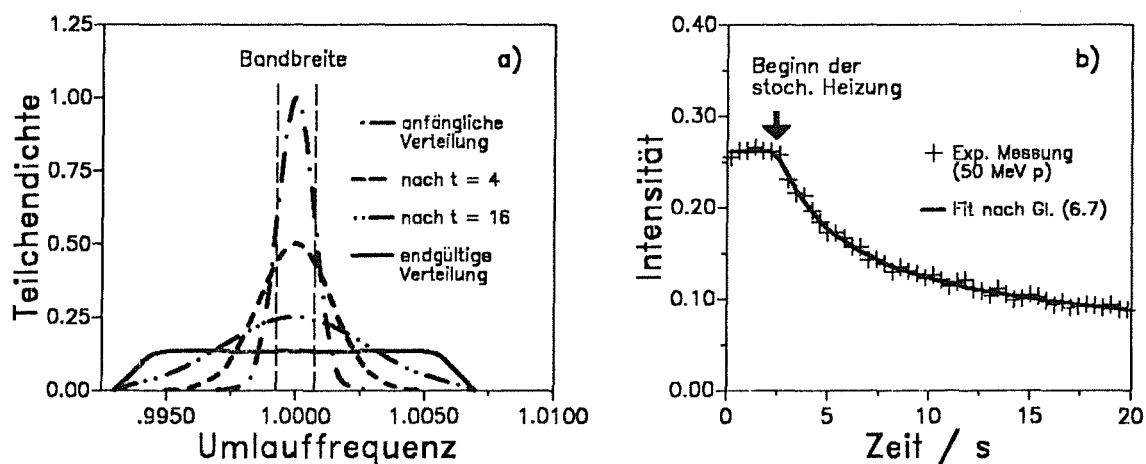


Abb. 66. Messung der Diffusionskonstante: a) Verdeutlichung des Prinzips, b) Eine Anpassung von Gl. 6.7 gibt den gemessenen Intensitätsabfall $\rho(f_c, t)$ sehr gut wieder (stochastische Heizung: $5 \mu\text{W}/\text{Hz}$, 40 dB und 10 kHz Bandbreite bei 13.126 MHz).

anderer Leistung stochastisch geheizt wurde. Dadurch ist unter anderem kein absoluter Vergleich der Kühlkraft für p und \bar{p} möglich.

Die gemessenen Gleichgewichtsverteilungen wurden per Computer vom Spektrum-Analysator ausgelesen, so daß zur Berechnung der Kühlkraft gemäß Gl. 6.6 eine Verteilung $\rho(n_{ch})$ vorlag (n_{ch} : Kanalnummer). Die zu einem Auslesewert der Verteilung gehörende Relativgeschwindigkeit ist dann durch $v_r = (\beta_0 c / \eta f_0) \Delta f_{ch} \Delta n_{ch}$ gegeben, wobei Δf_{ch} die auf die 1. Harmonische umgerechnete Frequenzbreite pro Kanal und $\Delta n_{ch} = n_{ch} - n_0$ der Abstand eines Kanals vom Maximum der Verteilung bei n_0 ist. Mit dieser Beziehung und der Umrechnung von D_v in D_f kann dann Gl. 6.6 umgeformt werden zu

$$F_{\parallel}(v_r) v_0 = \frac{1}{\eta_c} \frac{2E_0}{(\eta h f_0) (h \Delta f_{ch})} D_f \frac{\partial \rho / \partial n_{ch}}{\rho(n_{ch})} \quad (6.8)$$

Mit η_c ist wieder berücksichtigt, daß der Strahl nur längs der Kühlerlänge gekühlt wird. In Abb. 67 ist das Ergebnis zweier Kühlkraftmessungen mit 50 MeV \bar{p} gezeigt. Es konnte die Kühlkraft im Bereich unterhalb von 10^4 m/s bis zum Maximum der Kühlkraft gemessen werden. Die eine Messung wurde am Anfang der Meßreihe mit nicht optimierten Strahlen durchgeführt (offene Dreiecke), die zweite nach einer längeren Phase von Optimierungen der Lage und Richtung des Elektronenstrahls relativ zum Antiprotonenstrahl mittels der Korrekturspulen des Kühlers (volle Dreiecke). Zum Beispiel beträgt die Differenz im horizontalen (vertikalen) Winkel der beiden Messungen 0.7 (1.4) mrad. Der Einfluß dieser Optimierung auf die Kühlkraft ist deutlich zu sehen. Im Fall optimierter Kühlung liegt das Maximum der Kühlkraft bei 1.25 bis 1.5×10^4 m/s und ist mit 400 keV/s auch deutlich höher, für die andere Messung kann nur eine untere Grenze von 2.5×10^4 m/s angegeben werden. Man erkennt auch, daß die Antisymmetrie der Kühlkraft nicht exakt ist, denn die langsameren Teilchen werden stärker beschleunigt als die schnelleren abgebremst; die gemessene asymmetrische Gleichgewichtsverteilung deutete dies schon an. Diese Asymmetrie kann ihre Ursache darin haben, daß der Antiprotonenstrahl nicht exakt durch die Mitte des Elektronenstrahls geht, also Strahlage und -orientierung noch weiter optimierbar sind. Dies deckt sich mit der schon in Abschnitt 6.3.3 erwähnten Beobachtung, daß die Kathodenspannung bei dieser Messung etwas zu niedrig war. Der dispersionsartige Verlauf der Kühlkraft nach Gl. 2.14 ist ebenfalls in Abb. 67 eingezeichnet, wobei für Lage und Höhe des Maximums bestmögliche Übereinstimmung mit den experimentellen Daten gesucht wurde.

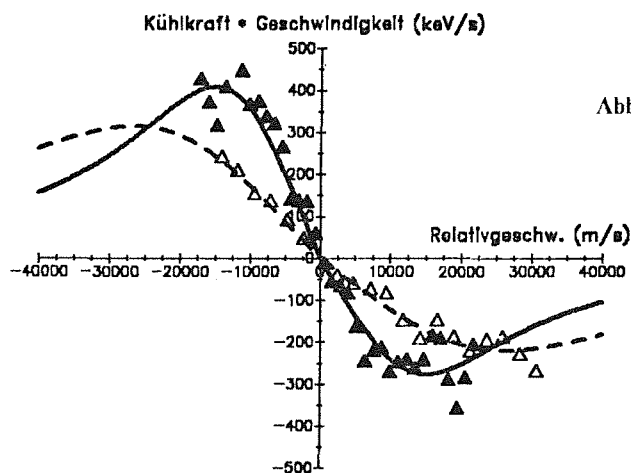


Abb. 67. Longitudinale Kühlkraft für 50 MeV \bar{p} : Volle Dreiecke und durchgehende Linie: optimierte Kühlung, offene Dreiecke und gestrichelte Linie: nicht optimal ausgerichtete Strahlen. Die Linien geben den Verlauf der Kühlkraft nach Gl. 2.14 wieder.

Um den Verlauf der Kühlkraft, vor allem Lage und Höhe des Maximums, genauer festlegen zu können, wurde untersucht, ob nicht $F_{\parallel}(v_r)$ durch direkte Anpassung an die Gleichgewichtsverteilung $\rho(v_r)$ gewonnen werden kann. Dazu muß $\rho(v_r)$ in einer einfachen Beziehung zu $F_{\parallel}(v_r)$ stehen, in Umkehrung zu Gl. 6.6, die auch so geschrieben werden kann, daß die Kühlkraft proportional zur logarithmischen Ableitung der Teilchendichte ist. Die Verteilungsfunktion läßt sich somit als Integral über die Kühlkraft darstellen. Um eine relativ einfache Fitfunktion für $\rho(v_r)$ zu bekommen, muß für $F_{\parallel}(v_r)$ ein funktionaler Verlauf genommen werden, der leicht integrierbar ist, aber andererseits auch dem theoretischen Verlauf näherungsweise entspricht, zumindest im Geschwindigkeitsbereich der experimentellen Messung. Eine funktionale Abhängigkeit gemäß Gl. 2.14, die eine gute Übereinstimmung zeigt (Abb. 68a), führt nach

Integration aber zu einer länglichen und undurchschaubaren Funktion, die für einen Fit ungeeignet ist. Außerdem ist der Abfall der theoretisch berechneten Kühlkraft (Gl. 2.23) für $v_r \gtrsim \Delta_{\parallel}$ etwas schwächer als v_r^{-2} , abhängig von der transversalen Ionengeschwindigkeit. Als leicht zu integrierende Funktion hat sich dagegen $F_{\parallel}(v_r) = F_{\max} [2\Delta_{\parallel}v_r/(v_r^2 + \Delta_{\parallel}^2)]$ erwiesen (strich-punktierte Linie), die ihr Maximum bei Δ_{\parallel} hat und im Bereich $v_r \lesssim 1.5 \Delta_{\parallel}$ einen ähnlichen Verlauf zeigt wie die theoretische Kühlkraft und wie die Kraft nach Gl. 2.14. Ein Vergleich der aus beiden Funktionen durch Integration erhaltenen Verteilungsfunktionen (Abb. 68b) zeigt, daß diese sich für eine nicht zu starke stochastische Heizung, das heißt für $m_p D_v / F_{\max} \Delta_{\parallel} \equiv y \lesssim 1/2$, kaum unterscheiden (durchgezogene und gestrichelte Linie). Die Verteilung ist unter dieser Bedingung schmal und daher nur durch die Kühlkraft im Bereich $v_r \lesssim 1.5 \Delta_{\parallel}$ bestimmt, wo die Unterschiede minimal sind. Erst bei so starker Heizung, daß die Breite der Verteilung größer als Δ_{\parallel} ist, wird der unterschiedliche Verlauf der Kühlkraft in der Form der Verteilung sichtbar (punktierte und strich-punktierte Linie). Das bedeutet aber auch, daß $F_{\parallel}(v_r)$ für $v_r > \Delta_{\parallel}$ mit dieser Methode nur gemessen werden kann, wenn sich bei genügend starker Heizung eine breite Gleichgewichtsverteilung einstellt; dann kann jedoch die leicht integrierbare Funktion für F_{\parallel} nicht für eine Anpassung benutzt werden. Eine so starke Heizung war bei den ersten Messungen mit dieser Methode nicht gegeben, weswegen die Kühlkraft auch nur bis Δ_{\parallel} gemessen werden konnte, wie schon Abb. 67 zeigt und wie später noch deutlicher wird. Dafür kann dann für die Anpassung an die gemessenen Verteilungen die schon oben angegebene, leicht integrierbare Funktion für $F_{\parallel}(v_r)$ genommen werden und man erhält nach Integration aus Gl. 6.6

$$F_{\parallel}(v_r) = F_{\max} \frac{2\Delta_{\parallel}v_r}{v_r^2 + \Delta_{\parallel}^2} \Rightarrow \rho(v_r) = \frac{\rho_1}{(v_r^2 + \Delta_{\parallel}^2)^{1/y}} + \rho_0, \quad \text{mit } y = \frac{m_p D_v}{F_{\max} \Delta_{\parallel}}. \quad (6.9)$$

Dabei ist mit ρ_0 der Untergrund berücksichtigt und ρ_1 ist eine Normierungskonstante. Abb. 69 zeigt im Einschub eine Anpassung an die mit 50 MeV \bar{p} nach Strahloptimierung gemessene Gleichgewichtsverteilung, wobei für die langsameren und schnelleren Teilchen eine andere Breite Δ_{\parallel} und eine andere maximale Kraft F_{\max} angepaßt wurde, um die leichte Asymmetrie der Verteilung zu berücksichtigen. Man erkennt, daß Gl. 6.9 die Verteilung gut wiedergibt. Das Maximum der Kühlkraft liegt bei $\Delta_{\parallel} = 1.4$ beziehungsweise 1.5×10^4 m/s und erreicht 390 keV/s (0.21 eV/m) beziehungsweise 260 keV/s (0.14 eV/m), jeweils für die langsameren und schnelleren Teilchen. Dies bedeutet eine Abflachung von $\Delta_{\parallel}/\Delta_{\perp} = 1/20$, die nach Gl. 3.6 durch ein Hochspannungsrauschen von 8 V begrenzt wäre. Dieser direkt bestimmte Wert für die Abflachung ist kleiner als derjenige, der aus dem Plateau der Gleichgewichtsimpulsbreite für kleine Teilchenzahlen abgeleitet wurde (siehe Abschnitt 6.3.2), entspricht aber dem Ergebnis von [21]. Auch unter Beachtung der abgeschätzten Ungenauigkeit von 20-40% ist der absolute Wert der maximalen Kühlkraft etwa um 1/4 kleiner als man erwartet, wenn man die Ergebnisse der Messungen mit der Methode der Spannungssprünge extrapoliert. Dies deckt sich aber mit der Beobachtung, daß bei den Messungen mit Antiprotonen auch die Gleichgewichtsimpulsbreite um einen Faktor 2 höher lag

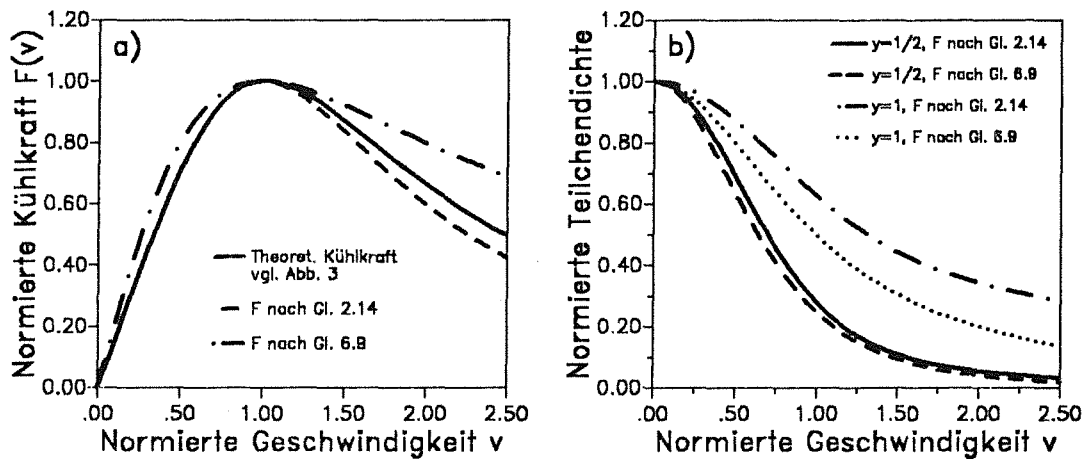


Abb. 68. Verteilungsfunktion für verschiedene Kühlkräfte: a) Annäherung des theoretischen Kühlkraftverlaufs (durchgezogene Linie, vgl. Abb. 3) durch einfachere Funktionen, b) daraus resultierende Verteilungsfunktionen für $y = m_p D_v / F_{\max} \Delta_{\parallel} = 1/2$ bzw. 1.

(Abb. 56). Wie die Abhängigkeit der Breite der Gleichgewichtsverteilung von der Heizleistung zeigt (Abb. 60) und wie schon in Abschnitt 6.3.3 b) diskutiert wurde, kann die schlechtere Kühlung bei Antiprotonen allein durch mangelnde Optimierung der Kathodenspannung verursacht worden sein. Für einen besseren Vergleich der Kühlkräfte, die mit den zwei verschiedenen Methoden erhalten werden, wäre es vorteilhaft, einen Überlappbereich zu haben. Dazu muß bei der Methode mit der stochastischen Heizung die Messung der Kühlkraft nur mit stärkerer Heizleistung durchgeführt werden.

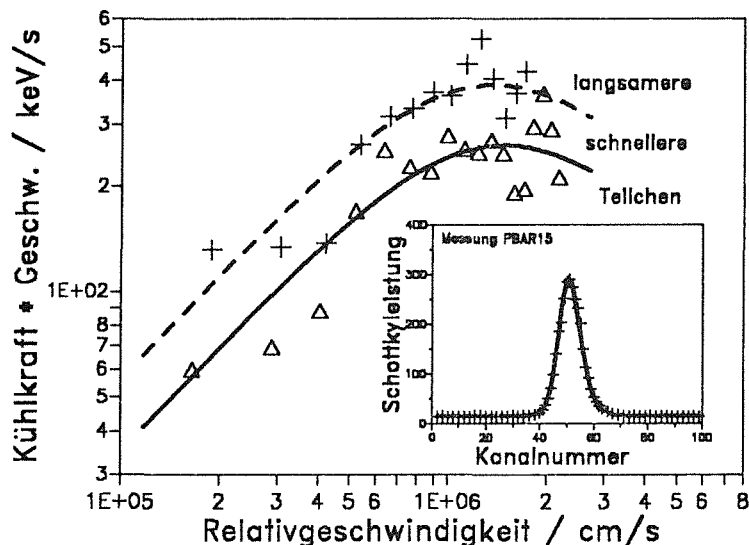


Abb. 69. Kühlkraft für 50 MeV \bar{p} : Durch Anpassung von Gl. 6.9 an die nach Strahloptimierung gemessene Gleichgewichtsverteilung (siehe Einschub) kann der Verlauf der Kühlkraft für $v_r \lesssim \Delta_i$ erhalten werden (Kreuze und Dreiecke: direkte Berechnung nach Gl. 6.8, Linien: Anpassung).

Die Messung mit 50 MeV p zeigte eine symmetrische Verteilung; die daraus abgeleitete Kühlkraft hat ihr Maximum bei 1.5×10^4 m/s (offene Dreiecke in Abb. 70). Ein Absolutwert der Kühlkraft kann hier nicht angegeben werden, da für diese Messung, die mit einer anderen Heizleistung durchgeführt wurde, die Diffusionskonstante nicht bestimmt worden war. Der Verlauf der Kühlkraft konnte bis 4×10^4 m/s gemessen werden, da die stochastische Heizung deutlich stärker war. Der Abfall der Kraft für $v_r > \Delta_p$, der eher dem Verlauf nach Gl. 2.14 folgt, ist nun deutlich zu sehen und daher auch das Maximum besser festgelegt. Dafür ist eine Anpassung nach Gl. 6.9 nicht mehr geeignet, die richtige Kühlkraft zu erhalten; deren Maximum ist z.B. etwas zu niedrig.

In Abb. 70 ist ebenfalls die Kühlkraft für 50 MeV \bar{p} eingezeichnet (volle Dreiecke), die durch Mittelung über die schnelleren und langsameren Teilchen (siehe Abb. 69) erhalten wurde. Diese Ergebnisse sind mit theoretischen Berechnungen der Kühlkraft verglichen, wobei nun das Simulationsprogramm SPEC hinzugezogen wurde, welches die magnetische Kühlkraft, die in diesem Geschwindigkeitsbereich dominiert, mittels des Plasmamodells von Sørensen und Bonderup berechnet. Gezeigt sind zwei Rechnungen mit einer Abflachung von $k_n = 1/5$ (strich-punktierte Linie) und $1/15$ (durchgezogene Linie). Der Absolutwert der gemessenen Kühlkraft deutet eher eine geringe Abflachung an, im Gegensatz zur Lage des Maximums. Eine Erklärung wäre, daß aufgrund unvollkommener Optimierung die transversale Elektronentemperatur höher war, was eine Verringerung der Kühlkraft zur Folge hat.

Wie schon mehrmals erwähnt, kann auf der Basis der hier beschriebenen Messungen die Frage nach einem eventuellen Unterschied in der Kühlkraft für p und \bar{p} , wie er aufgrund theoretischer Überlegungen wegen des unterschiedlichen Ladungsvorzeichens vorhergesagt wird (siehe Abschnitt 2.2.4), nicht beantwortet werden. Die durchgeführten Untersuchungen haben jedoch gezeigt, daß die hier vorgestellte neue Methode gut geeignet ist, diese Frage zu klären. Dazu sollte folgendes beachtet werden: Die beiden Messungen für p und \bar{p} müssen einmal unter exakt gleichen Bedingungen (dieselbe Umlaufbahn, optimale Kathodenspannung, etc.) durchgeführt werden. Außerdem sollte die stochastische Heizung stark genug gewählt werden, so daß der Verlauf der Kühlkraft weit über das Maximum hinaus bestimmt werden kann. Als letztes ist noch zu beachten, daß die theoretische Behandlung für ein sehr starkes Magnetfeld durchgeführt wurde. Diese Bedingung war bei der gegebenen Elektronendichte der Experimente nicht erfüllt. Um die Abhängigkeit der Kühlkraftherhöhung von der Magnetfeldstärke zu bestimmen, sollten diese Messungen daher bei mehreren Feldstärken durchgeführt werden.

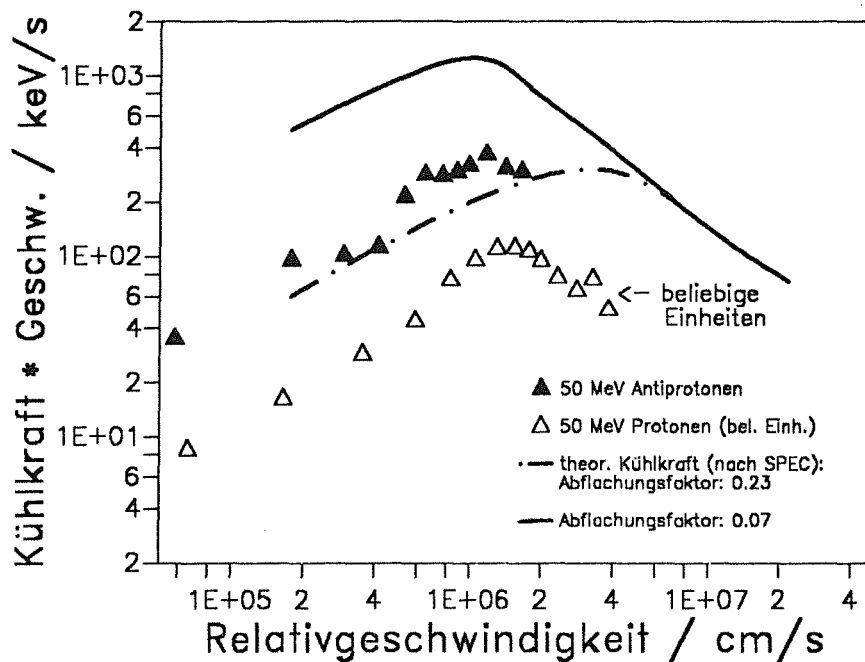


Abb. 70. Longitudinale Kühlkraft für 50 MeV p und \bar{p} : Für Antiprotonen ist die über die langsameren und schnelleren Teilchen (siehe Abb. 69) gemittelte Kühlkraft gezeigt; für Protonen kann keine absolute Kühlkraft angegeben werden, da keine Messung der Diffusionskonstante vorlag. Die theoretische Kühlkraft aus dem Simulationsprogramm SPEC ist nach dem Plasmamodell berechnet.

Die Messungen der Kühlkraft mit 21 und 5.9 MeV p und \bar{p} wurden aus Zeitmangel ohne vorhergehende Strahloptimierung mit gleicher Heizleistung und Bandbreite Δf durchgeführt. Dadurch war einmal wegen $v_r \sim \beta_0 \Delta f$ der Bereich der zugänglichen Relativgeschwindigkeiten noch mehr eingeengt. Weiterhin ist bei diesen Energien keine Messung der Diffusionskonstante durchgeführt worden, so daß keine Absolutmessung der Kühlkraft möglich ist. Immerhin konnte aus der Messung mit 21 MeV \bar{p} der Einfluß einer Hochspannungsoptimierung auf den Verlauf der Kühlkraft abgeschätzt werden, da hier nach Messung der Eichkurve $f_r(U_K)$ die Kathodenspannung um 40 V besser eingestellt wurde, was eine Verschiebung der horizontalen Position des \bar{p} -Strahls um 6 mm hin zur Mitte bedeutet. Diese Optimierung hat zur Folge, daß sich die Lage des Kühlkraftmaximums von $v_r > 2 \times 10^4$ m/s auf ungefähr 10^4 m/s verbesserte und der Maximalwert der Kraft um einen Faktor 1.8 höher lag. Dies deckt sich mit der schon im Abschnitt 6.3.3 erwähnten Verringerung der Impulsbreite der Gleichgewichtsverteilung auf das 0.6fache; somit kann eine Erhöhung der Kühlkraft schon einfacher direkt an der Breite der Verteilung erkannt werden. Eine entsprechende Korrektur der Kathodenspannung bei den 50 MeV Messungen könnte eine ähnliche Erhöhung der Kühlkraft bringen, eventuell wäre die höhere Kühlkraft der langsameren Teilchen (siehe Abb. 69) dann auch für die schnelleren gemessen worden.

6.5 Messungen mit longitudinal gebündelten Strahlen

Neben den Kühlexperimenten mit einem kontinuierlichen Strahl wurden auch einige Messungen mit einem Protonenstrahl durchgeführt, dem mittels einer RF-Kavität eine Zeitstruktur aufgeprägt wurde (siehe Abschnitt 5.3 b). Das Hauptziel dieser Experimente, die mit Teilchenpaketen (*Bunch*) von 50 und 10 MeV p durchgeführt wurden, war neben einer Messung der Kühlzeit vor allem die Bestimmung der Bunchlänge bei Variation der RF-Spannung. Da die Teilchenzahl bei diesen Messungen nahezu konstant war (einige 10^8 p), konnte die Abhängigkeit des Gleichgewichtszustandes von N_p nur über einen engen Bereich der Teilchenzahl aus den Messungen abgeleitet werden.

Zuerst wurde die Bündelung mit ausgeschalteter Elektronenkühlung durchgeführt. Die Entstehung des Teilchenpakets konnte beobachtet werden, indem das Signal einer Positions-Pick-up-Elektrode, welches der zeitlichen Teilchendichte in gebündelten Strahl entspricht, zusammen mit dem Spannungssignal für die RF-Kavität auf ein Oszilloskop gegeben wurde. Aus der Breite des Signals kann die Bunchlänge durch Vergleich mit dem RF-Signal bestimmt werden (Gl. 5.2); je nach RF-Spannung betrug diese für den ungekühlten Strahl ungefähr 1/5 des Ringumfangs.

Jetzt wurde die Elektronenkühlung eingeschaltet. Eine deutliche Verringerung der Bunchlänge durch die Elektronenkühlung war sofort sichtbar, die Bunchlänge betrug nun nur noch wenige Meter (Abb. 71a). Zur genaueren Bestimmung der Bunchlänge wurde auf die Diagnostik der im Kühler gebildeten H-Atome zurückgegriffen, deren Ankunftszeit im Szintillator relativ zu einer festen RF-Phase direkt die zeitliche Verteilung der Protonen im Bunch wiedergibt (siehe Abschnitt 5.4.2 d). Diese Verteilung wurde mit einem Vielkanalanalysator aufgenommen und analysiert. Die Eichung Δt_{ch} pro Kanal wurde aus der Verschiebung des Spektrums durch eine feste Zeitverzögerung abgeleitet. Abb. 29 zeigt die Verteilung der H-Atome für eine RF-Spannung von 100 V, welche bis auf die äußersten Flanken nahezu gaußförmig ist. Das Fehlen einer Untergrundzählrate zeigt an, daß alle Protonen im Bunch eingefangen wurden. Aus der Differenz Δn_{ch} der Kanalnummern, bei denen die halbe maximale Zählrate vorliegt, kann gemäß $\Delta \ell_b = \Delta t_{ch} \Delta n_{ch} f_0 C_0$ eine FWHM-Bunchlänge von 5.5 m bestimmt werden.

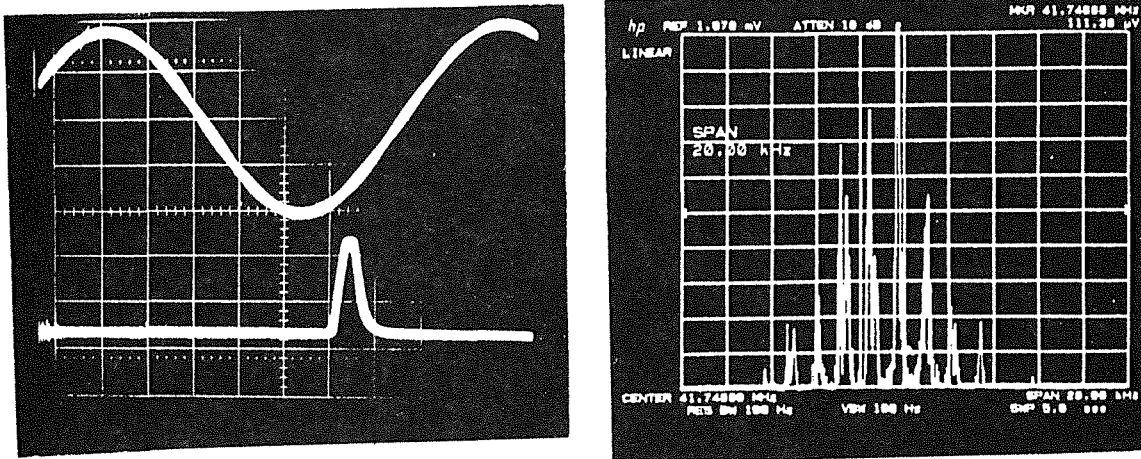


Abb. 71. Diagnose eines gebündelten 50 MeV Protonenstrahls: Links: Signal eines Positions-Pick-up's (untere Spur, $V_{RF} = 100$ V), zusammen mit dem RF-Signal (obere Spur), rechts: das durch Synchrotron-Schwingungen modifizierte longitudinale Schottky-Spektrum ($V_{RF} = 1000$ V).

Um die Abhängigkeit von der RF-Spannung zu bestimmen, wurde diese nun adiabatisch erhöht. Mit steigender RF-Spannung V_{RF} verringerte sich die Bunchlänge (Abb. 72, links), schon für $V_{RF} \gtrsim 500$ V war eine nahezu konstante Bunchlänge von 2.5 m erreicht. Es wurde versucht, eine kontinuierliche Abhängigkeit von V_{RF} gemäß einem Potenzgesetz an die gemessenen Bunchlängen anzupassen. Der beste Fit ergab eine Skalierung mit $(V_{RF})^{-1/4}$, genau wie Gl. 4.27 angibt, die unter der Voraussetzung einer konstanten Bunchfläche Λ_b hergeleitet wurde. Eventuell ist die Übereinstimmung nur deswegen gegeben, weil die Teilchenzahl bei diesen Messungen mit 2.5 bis 3.5×10^8 nahezu konstant war, so daß die Bunchlänge nur schwach durch strahlinterne Streuung modifiziert wurde. Die Anpassung ergibt eine Bunchfläche von $\Lambda_b = 4.3 \times 10^{-3}$ eVs.

Neben der Bunchlänge wurde auch das longitudinale Schottky-Spektrum (Abb. 71b) und die H-Rate aufgenommen. Die H-Rate variierte nicht mit der Bunchlänge oder der RF-Spannung, dies zeigt, daß der Strahl nicht durch die ansteigende RF-Spannung transversal geheizt wird. Dies bestätigte auch eine Beobachtung der H-Profile im MWPC, die keine Verbreiterung und damit kein Anwachsen der Strahlmittanz anzeigten. Aus dem Schottky-Spektrum, welches das durch Synchrotron-Schwingungen modifizierte Impulsspektrum darstellt, kann die Impulsbreite des gebündelten Strahls aus dem Frequenzbereich bestimmt werden, in dem die Synchrotron-Linien vorhanden sind (Gl. 5.12). Die Spektren zeigen ein starkes Anwachsen der Impulsbreite mit steigender RF-Spannung von 5×10^{-5} bis 5×10^{-4} (offene Quadrate in Abb. 72, rechts). Da das Rauschniveau bei diesen Messungen nicht sichtbar ist, kann jedoch

nicht ausgeschlossen werden, daß die Impulsbreite größer ist als mit dieser Methode bestimmt. Stattdessen wurde die Impulsbreite aus der Bunchlänge und der RF-Spannung nach Gl. 4.26 berechnet. Die damit bestimmte FWHM-Impulsbreite (volle Quadrate) zeigt nur einen leichten Anstieg von 1.8×10^{-4} auf 5.6×10^{-4} gemäß $(V_{RF})^{1/4}$, wie nach Gl. 4.27 für eine konstante Bunchfläche erwartet. Die Impulsbreite des gebündelten Strahls ist damit ungefähr eine Größenordnung größer als die des kontinuierlichen Strahls. Andererseits ist aber zu beachten, daß die Teilchendichte im gebündelten Strahl auch 20 bis 30fach höher ist.

In diesem Zusammenhang ist es interessant, das Gleichgewicht mit der strahlinternen Streuung bei gebündelten Strahlen mit dem des kontinuierlichen Strahls zu vergleichen. Die Frage ist, ob die Gleichgewichtslage genauso verstanden werden kann wie beim kontinuierlichen Strahl oder ob z.B. höhere Gleichgewichtsimpulsbreiten auf eine schwächere Kühlung hindeuten. Die dazu erforderliche Abhängigkeit der Impulsbreite von der Teilchenzahl sollte (am besten) bei konstanter RF-Spannung durch Variation der Teilchenzahl ermittelt werden, die vorliegenden Messungen für 50 MeV p wurden aber bei nahezu konstanter Teilchenzahl und stark variiertes RF-Spannung aufgenommen. Eine Aussage über die Abhängigkeit der Impulsbreite von der Teilchenzahl, $\sigma_p/p \sim (N_p)^x$, ist daher nur bedingt möglich, was einen direkten Vergleich mit den Ergebnissen des kontinuierlichen Strahls erschwert. Zunächst wird die höhere Teilchendichte berücksichtigt, indem die Impulsbreite als Funktion von $N_{eff} = N_p (C_o/\ell_b)$ aufgetragen wird (Abb. 54). Die Impulsbreite des gebündelten Strahls steigt mit einer Potenz von ungefähr 0.8 stärker an als beim kontinuierlichen Strahl und die gemessenen Werte liegen auch nicht auf dessen Verlängerung, sondern um einen Faktor 5 höher. Dieser Anstieg ist jedoch auch mit der RF-Spannung korreliert; eine Umrechnung der Impulsbreite auf eine konstante RF-Spannung gemäß der Skalierung von Gl. 4.27 führt auf eine bereinigte Impulsbreite, deren Verlauf mit N_{eff} mit einer Konstanten verträglich ist.

Die höhere Gleichgewichtslage könnte dadurch erklärt werden, daß bei der höheren Impulsbreite (Relativgeschwindigkeit) des gebündelten Strahls schon das Maximum der Kühlkraft überschritten ist und daher keine konstante Kühlrate λ_c mehr vorliegt, wie in Gln. 4.43 und 4.45 vorausgesetzt wird. λ_c hängt vielmehr selbst über v_r von der Impulsbreite ab und wird schnell kleiner (siehe Abb. 5), die lokale Potenz y fällt mit steigendem v_r : $\lambda_c = \lambda' v_r^{-y} \sim \lambda' (\Delta p/p)^{-y}$, mit $y = 0, \dots, 3$. Neben einer höheren Gleichgewichtslage der Impulsbreite aufgrund eines kleineren λ' ändert dies auch die Potenz x des Impulsanstiegs mit der Teilchenzahl. Die Korrelation mit der RF-Spannung wird in diesem Modell verständlich, da sich die Impulsbreite mit der RF-Spannung erhöht, die Kühlrate also mit V_{RF} kleiner wird.

Andererseits ist aber bei gebündelten Strahlen die relevante Größe, die das durch Strahlkühlung erreichte Gleichgewicht beschreibt, nicht die Impulsbreite allein, sondern die Bunchfläche, da durch die Kühlung der Phasenraum reduziert wird. Die aus Bunchlänge und Impulsbreite nach Gl. 4.25 berechnete

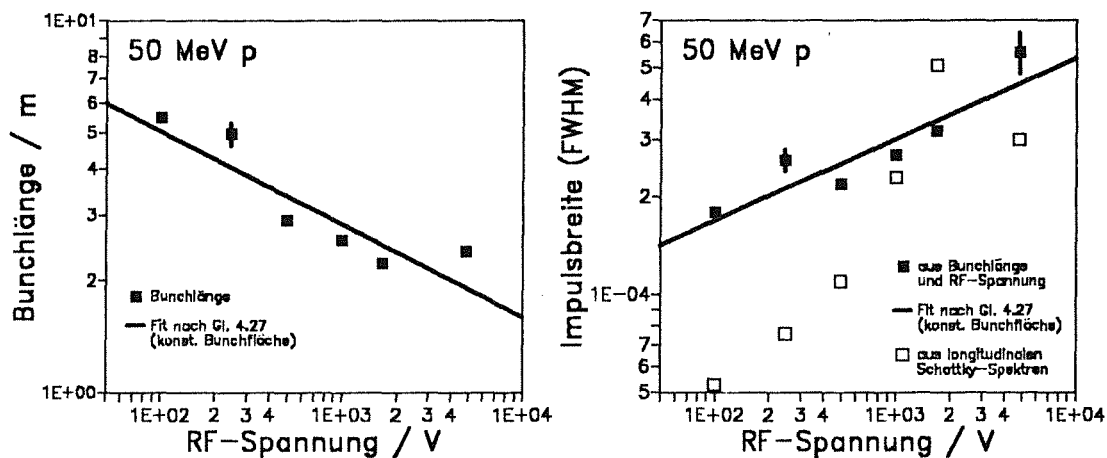


Abb. 72. Bunchlänge und Impulsbreite als Funktion der RF-Spannung: Sowohl die aus den Zeitspektren des MWPC berechnete Bunchlänge (links) als auch die aus Bunchlänge und RF-Spannung nach Gl. 4.26 berechnete Impulsbreite (rechts) zeigen eine Abhängigkeit von der RF-Spannung, wie sie bei konstanter Phasenraumdichte erwartet wird (durchgezogene Linien, siehe Gl. 4.27).

Bunchfläche A_b zeigt ebenfalls starke Schwankungen. Eine Abhängigkeit von V_{RF} ist nicht erkennbar. Ein Anstieg mit der Teilchenzahl (Abb. 73) ist zwar eindeutig gegeben, er kann aber wegen des engen Bereichs von N_p und der Schwankungen in A_b nicht genau fixiert werden. Eine eindeutige Schlußfolgerung kann aus den Messungen mit 50 MeV p nicht gezogen werden, dazu sollte eine Messreihe mit gezielter Variation der Teilchenzahl bei konstanter RF-Spannung durchgeführt werden.

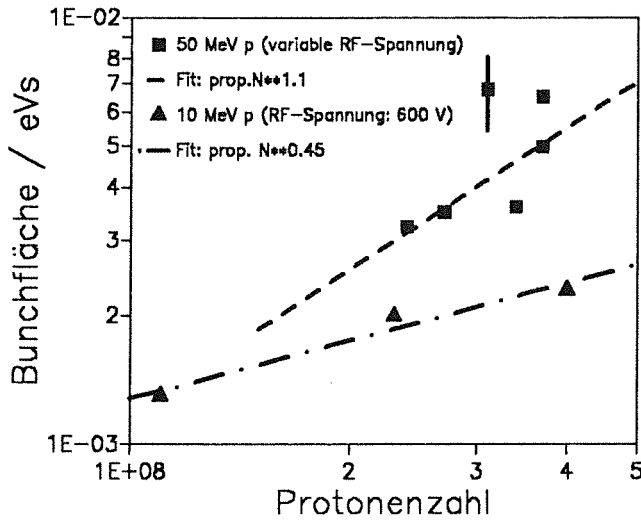


Abb. 73. Bunchfläche als Funktion der Teilchenzahl für 10 und 50 MeV

Alle diese Abhängigkeiten können etwas besser aus den Messungen mit 10 MeV p gewonnen werden, die mit einer konstanten RF-Spannung von 600 V durchgeführt wurden, deren Hauptziel es aber war, die kürzeste Bunchlänge durch Optimierung der Kathodenspannung aufzusuchen (Abb. 74). Die vorhandene Veränderung der Teilchenzahl um einen Faktor 4 ist auch hier ein Nebeneffekt. Die kürzeste Bunchlänge wurde zu 1.8 m gemessen, sie ist damit noch etwas kleiner als bei den 50 MeV p. Man erkennt auch, daß bei einigermaßen konstanter Teilchenzahl die Messung der Bunchlänge eine gute Optimierungsmethode ist. Der gezeigte Fit beruht auf der Annahme, daß die Bunchlänge linear mit der horizontalen Position des Strahls im Kühler (Gl. 6.2) anwächst. Diese Annahme bedeutet, daß wegen Gl. 2.39 die Kühlrate λ_c umgekehrt proportional zum Quadrat der horizontalen Position ist, mit Gl. 4.26 ist dabei noch $\ell_b \sim \sigma_p/p_0$ berücksichtigt. Die Diffusionskonstante D ist hierbei konstant, da wegen der konstanten Teilchendichte die Änderungsrate der Impulsbreite konstant ist. Mit Gl. 3.4 folgt dann, daß $\lambda_c \sim 1/T_{\perp}$ sein sollte, was eine plausible Annahme ist. Die beschriebene Anpassung liefert einen Anstieg der Bunchlänge von 1.73 m pro mm horizontalen Strahlversatz.

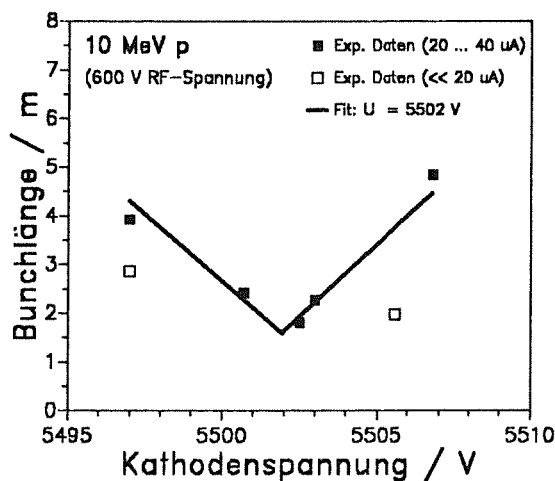


Abb. 74. Bunchlänge bei Variation der Kathodenspannung: Die Bunchlänge hängt empfindlich von der korrekten Kathodenspannung ab, so daß diese (bei konstanter Teilchenzahl) zur Optimierung eingesetzt werden kann.

Wenn nur die drei Messungen nahe der optimalen Kathodenspannung berücksichtigt werden, kann aus der gemessenen Bunchlänge, wie oben beschrieben, die Abhängigkeit der Impulsbreite von der effektiven Teilchenzahl N_{eff} bestimmt werden (siehe Abb. 55). Die Impulsbreite steigt gemäß $(N_{\text{eff}})^{0.3}$ nur langsam von 3.2 auf 4.3×10^{-4} an, dieser Anstieg ist nur wenig steiler als der des kontinuierlichen Strahls. Verglichen mit dem Verlauf der Impulsbreite des kontinuierlichen Strahls liegen die Werte hier um einen Faktor 2 höher. Diese Effekte des höheren Impulsgleichgewichts und des etwas steileren Anstiegs mit N_{eff} , die, wie oben beschrieben, auf eine langsamere Kühlung bei größeren Impulsbreiten beruhen, sind bei den 10 MeV Messungen deswegen kleiner, da aufgrund der geringeren RF-Spannung das Gleichgewicht durch die Kühlrate bei einer kleineren Relativgeschwindigkeit bestimmt ist, bei der die Kühlkraft noch maximal ist. Wiederum kann die Bunchfläche aus Bunchlänge und Impulsbreite berechnet werden (volle Dreiecke in Abb. 73). Jetzt ist ein eindeutig kontinuierlicher Anstieg zu sehen, der einer Potenz von 0.45 gehorcht. Dies ist ungefähr doppelt so steil wie der Anstieg der Impulsbreite beim kontinuierlichen Strahl. Eine Erklärung dafür ist, daß die Kühlrate durch die Impulsbreite bestimmt ist, die Bunchfläche aber proportional zu deren Quadrat ist (analog zum transversalen Phasenraum, wo die Kühlrate durch die transversale Ionengeschwindigkeit bestimmt ist, die Gleichgewichtslage aber durch die Emittanz angegeben wird). Die Bunchfläche ist bei den 10 MeV Messungen nur halb so groß, was die Skalierung mit β_0 bestätigt (Gl. 4.25).

Kapitel 7: Zusammenfassung und Ausblick

7.1 Zusammenfassung der wichtigsten Ergebnisse

- Schnelle Strahlkühlung wurde für 50, 21, 10 und 6 MeV p und \bar{p} erfolgreich demonstriert, sowohl mit einem kontinuierlichem Strahl als auch mit einem gebündelten Strahl; die Teilchenzahl variierte zwischen 10^7 und 5×10^9 . Dabei wurden unter anderem longitudinale Kühlzeiten unter 100 ms gemessen (für einen transversal kalten Strahl), Gleichgewichtsimpulsbreiten im Bereich von 10^{-5} und Strahlemittanzen kleiner als 1π mm mrad erreicht.
- Das longitudinale Schottky-Spektrum eines kalten Strahl zeigte eine Struktur mit zwei Maxima, die durch Einbeziehen der gegenseitigen Wechselwirkung der Ionen verstanden werden kann. Durch eine Anpassung der theoretischen Spektralform an die gemessenen Spektren konnte dann die Impulsbreite des Strahls gewonnen werden. Deren Abhängigkeit von der Teilchenzahl kann durch das Gleichgewicht mit der strahlinternen Streuung gedeutet werden.
- Die longitudinale Kühlkraft wurde mit zwei verschiedenen Methoden bestimmt, die beide ihre Vorteile bei verschiedenen Bereichen der Relativgeschwindigkeit haben. Die eine Methode, bei der die Gleichgewichtsverteilung bei gleichzeitigem stochastischem Heizen gemessen wurde, wurde neu entwickelt und erstmals eingesetzt. Der Einfluß des Solenoidfeldes und der Strahlemittanz auf die longitudinale Kühlkraft wurde bestätigt. Mit 50 MeV \bar{p} wurde eine maximale Kühlkraft von ungefähr 350 keV/s (0.18 eV/m) bei einer Relativgeschwindigkeit von 1.5×10^4 m/s gemessen. Es wurde ferner gezeigt, daß die neue Methode gut geeignet ist, einen bei kleinen Relativgeschwindigkeiten eventuell vorhandenen Unterschied in der Kühlkraft zwischen p und \bar{p} nachzuweisen; die bei den ersten Messungen noch vorhandenen Mängel, wie z.B. nicht-optimale stochastische Heizung, lassen sich leicht vermeiden.
- Viele Messungen sind mit den Ergebnissen eines Simulationsprogramms für Elektronenkühlung (SPEC) verglichen worden, das neben den besten Berechnungen der Kühlkraft und Einbeziehung aller Streuprozesse auch noch viele Eigenschaften des Speicherrings und des Elektronenstrahls berücksichtigt. Die gute Übereinstimmung zwischen SPEC und den Experimenten zeigt die Verlässlichkeit dieses Simulationsprogramms.
- Durch die Experimente ist die Elektronenkühlung im LEAR nun kurz vor einem routinemäßigen Betrieb. Dies zeigt sich vor allem daran, daß die Änderung der Energie und der Magnetfelder beim Abbremsen der Antiprotonen in einfacher Weise mit den entsprechenden Änderungen der Kühlerparameter koordiniert werden konnte. Dadurch konnte die Elektronenkühlung beim Abbremsen der Antiprotonen auf kleine Energien eingesetzt werden, wodurch sich die Zeit bis zum Erreichen von 100 MeV/c von 30 min auf 10 min verkürzte. Es bleibt nun nur noch, die Steuerung des Kühlers vollends in die Kontrolle des LEAR-Rings zu integrieren und die Betriebsmoden des Rings entsprechend zu erweitern.

Es bleiben aber nach diesen Experimenten noch einige Fragen der Elektronenkühlung offen, die mit einer besseren Diagnose, vor allem des transversalen Phasenraums, mit einer weiter verbesserten Kühlung, mit noch höheren Strahlintensitäten und mit anderen Ionen zu klären sind:

- Mit einer besseren Diagnose des transversalen Phasenraums, z.B. mit einem nicht-destruktiven Strahlprofilmonitor, sollten die transversale Kühlzeit und die Gleichgewichtsemittanzen genauer gemessen werden. Für die Theorie der Elektronenkühlung ist dabei interessant, ob die durch das binäre Stoßmodell vorhergesagte Aufheizung für einen transversal kälteren Strahl ($v_{i,\perp} < 2v_{i,\parallel}$) nachgewiesen werden kann (siehe Gl. 2.23).
- Dazu ist es aber unter anderem erforderlich, die bei hohen Strahldichten gefundenen transversalen Instabilitäten zu verstehen und in Griff zu bekommen. Dies ist auch dann nötig, wenn Strahlkühlung und die damit verbundenen Fragen der Stabilität und der Ionenstrahleigenschaften bei noch extremen Dichten untersucht werden sollen.

- Außerdem ist eine bessere Stabilität und ein geringeres Rauschen der Hochspannungsversorgung, als es bei den Kühlexperimenten gegeben war, wünschenswert. Die dann kleinere longitudinale Geschwindigkeitsbreite des Elektronenstrahls (siehe Gl. 3.5) hat dann bei kleinen Relativgeschwindigkeiten eine weitere Erhöhung der magnetischen Kühlkraft zur Folge (siehe Gl. 2.24), wodurch im Gleichgewicht mit der strahlinternen Streuung noch kleinere Impulsbreiten erreicht werden können. Auch das Abknicken der Impulsbreite auf ein konstantes Niveau bei kleinen Teilchenzahlen (siehe Abb. 54) wird dadurch weiter abgesenkt.
- Die Kühlung in Gegenwart eines internen Targets bleibt für LEAR noch zu zeigen (schon erfolgreich demonstriert am IUCF-Kühlerring in Indiana [10]). Einen Hinweis auf das erreichbare Gleichgewicht und die einsetzbaren Targetdichten geben die Messungen bei gleichzeitigem stochastischem Heizen.
- Eine weitere deutliche Verkürzung des Abbremszyklus der Antiprotonen kann erreicht werden, wenn Elektronenkühlung auch bei der Injektionsenergie zur Verfügung steht. Außerdem kann dann ein internes Target auch bei höheren Strahlenergien genutzt werden. Die dazu notwendige Weiterentwicklung des Kühlers, vor allem des Kollektors, ist schon untersucht worden und hat die Machbarkeit eines solchen Kühlers gezeigt [38].
- Bei den hier beschriebenen Experimenten wurde der Einfluß des Solenoidfeldes nicht genauer untersucht (die Erhöhung der Kühlkraft jedoch eindeutig bestätigt), da für eine Änderung der Feldstärke nicht genügend Zeit vorhanden war. Messungen der Kühlkraft bei mehreren Magnetfeldstärken können Auskunft geben, wie gut das binäre Stoßmodell das Solenoidfeld miteinbezieht und wie groß die Kühlkraft bei kleinen Relativgeschwindigkeiten ist. Davon hängt unter anderem ab, welche Gleichgewichtsdichte des Ionenstrahls erreicht werden kann.
- Messungen mit höherem Solenoidfeld sind auch nötig zur Untersuchung der noch offenen Frage, ob die Kühlkraft für negativ geladene Ionen in Gegenwart eines starken Magnetfeldes größer ist als für positiv geladene Ionen. Messungen mit H^- -Ionen (in Novosibirsk) hatten eine Erhöhung gefunden; die im Prinzip eindeutigeren Messungen mit Antiprotonen (keine Effekte durch Hüllenelektronen) können aufgrund der hier beschriebenen Messungen dies bis jetzt nicht bestätigen. Verbesserte Messungen der Kühlkraft von p und \bar{p} unter gleichen Bedingungen können jedoch mit der neuen Methode der Kühlkraftmessung leicht durchgeführt werden und damit diese Frage klären.
- Als letztes bleibt noch zu klären, ob die für wasserstoffähnliche Ionen entwickelte Theorie der Elektronenkühlung mit der A/Z^2 -Skalierung für die Kühlzeit auch für extrem hochgeladene Ionen gültig bleibt und ob sich ein Einfluß der Hüllenelektronen finden läßt. Die Kühlung schwererer Ionen hat begonnen [9] und wird noch zunehmen, sobald einige zur Zeit noch im Bau befindliche Kühlringe fertiggestellt sind und ihren Betrieb beginnen. Falls ein Effekt gefunden wird, muß die Theorie der Elektronenkühlung entsprechend weiterentwickelt werden.

7.2 Ausblick: Kristalline Ionenstrahlen

Die Elektronenkühlung und die mit ihr mögliche Dichte gekühlter Ionenstrahlen hat noch nicht ihre Grenzen erreicht. Eine Erhöhung der Kühlkraft, und damit noch kürzere Kühlzeiten und kleinere Impulsbreiten (Emittanzen) des Ionenstrahls, kann unter anderem durch Verringerung der Elektronenstrahltemperatur erreicht werden. Mit einer thermischen Kathode, wie sie bisher eingesetzt wurde, kann die Kathodentemperatur nicht weiter reduziert werden. Es wurde aber die Entwicklung einer neuartigen Kathode begonnen, bei welcher ein kalter Elektronenstrahl durch Photoemission von Elektronen aus einem gekühlten Halbleiterkristall erzeugt wird, der mit IR-Laserlicht bestrahlt wird [65]. Um die Aufheizung des Elektronenstrahls bei der Beschleunigung gering zu halten, ist auf eine adiabatische Beschleunigung und auf eine noch präzisere Strahlführung zu achten. Für nicht nackte Ionen bietet sich noch eine weitere, spezifischere Methode der Strahlkühlung an, deren Entwicklung in den letzten Jahren begonnen hat. Bei dieser als Laserkühlung [66] bezeichneten Methode erfolgt eine Abbremsung des Ionenstrahls entgegen der Richtung des Laserstrahls durch Absorption und anschließender isotroper Emission von Laserlicht passender Frequenz. Rechnungen und erste Experimente mit Atomstrahlen lassen für diese Methode eine schnelle Strahlkühlung erwarten, auch der kombinierte Einsatz von Elektronenkühlung und Laserkühlung ist vielversprechend [67]. Eine interessante Frage ist dann, welche Ef-

fekte bei einer noch stärkeren Strahlkühlung auftreten können, und ob und wie sich dabei das Wesen des Ionenstrahls verändert.

Ein dichter und sehr kalter Ionenstrahl könnte dann einen Phasenübergang vom Zustand unkorrelierter Ionenbewegung in einen geordneten Zustand (ein- oder dreidimensionales Ionengitter) zeigen, wie er schon für einzelne Ionen in einer Ionenfalle beobachtet wurde [68]. Der diesen Phasenübergang charakterisierende Parameter, der den Grad der Ordnung im Strahl beschreibt, ist das Verhältnis von Coulombenergie zwischen den Ionen zur Strahltemperatur (a ist dabei der mittlere Abstand der Ionen, die Gitterkonstante):

$$\Gamma = \frac{(Ze)^2}{4\pi\epsilon_0 a kT} \quad (7.1)$$

Dieser Parameter Γ wird als Plasma-Korrelationsfaktor bezeichnet. Molekulardynamische Rechnungen zeigen [69], daß für $\Gamma > 20$ sich zylindrische und helikale kristalline Strukturen im Ring bilden sollten, deren genaue Gestalt und Schichtung von der normierten linearen Ladungsdichte $\lambda = N_i/(2\pi R_0 a)$ abhängt. Die experimentelle Realisierung dieser geordneten Ionenstrahlen hängt vor allem davon ab, ob

- die Strahlkühlung stärker als die strahlinterner Streuung ist, um einen genügend kleinen Ionenabstand und eine genügend kleine Strahltemperatur zu erreichen,
- der Ionenstrahl bei der erforderlichen hohen Dichte stabil ist,
- die einmal gebildete kristalline Struktur im Ring trotz Fokussierung und Umlenkung stabil erhalten bleibt.

Experimentelle Aussagen können zum ersten Punkt gemacht werden. Dazu muß Γ zuerst durch Ionenstrahl-spezifische Größen ausgedrückt werden. Vor Erreichen des geordneten Zustands ist der mittlere Ionenabstand a durch die Ionendichte n_i bestimmt. Mit $n_i = (4\pi a^3/3)^{-1} = N_i/\bar{V}_{beam}$ und $\bar{V}_{beam} = 2\pi R_0 \pi \sigma_x \sigma_z = 2\pi R_0 \bar{\beta}_y \bar{\epsilon}_y$ folgt für a :

$$a = \left(\frac{2N_i}{3R_0 \bar{\beta}_y \bar{\epsilon}_y} \right)^{-1/3}, \quad (7.2)$$

wobei $\bar{\epsilon}_y = \sqrt{\epsilon_x \epsilon_z}$ und $\bar{\beta}_y = \sqrt{\beta_x \beta_z}$ ist. Da die Elektronenkühlung wegen der kleineren longitudinalen Elektronenstrahltemperatur den Ionenstrahl im longitudinalen Phasenraum stärker kühlt als im transversalen, wird dort zuerst das Einsetzen von Ordnung erwartet. Der entsprechende Ordnungsparameter ist dann mit Gl. 2.2

$$\Gamma_{||} = \frac{Z^2 e^2}{4\pi\epsilon_0 a kT_{||}} = \frac{2Z^2 r_i}{\beta_0^2} \left(\frac{2N_i}{3R_0 \bar{\beta}_y \bar{\epsilon}_y} \right)^{1/3} \left(\frac{\sigma_p}{p_0} \right)^{-2} \quad (7.3)$$

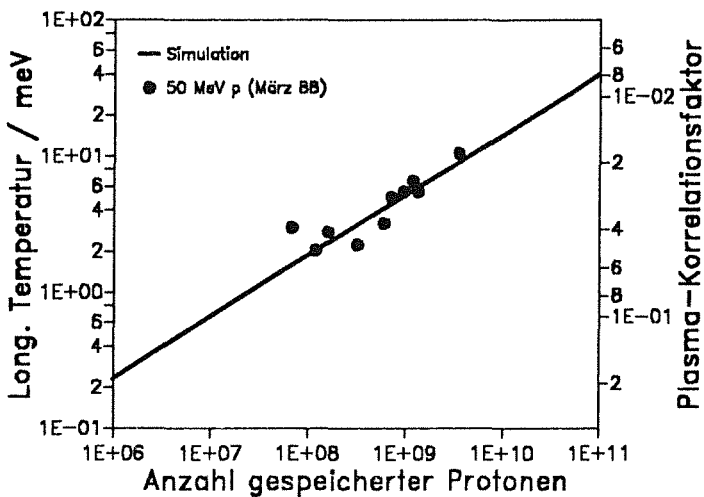


Abb. 75. Longitudinaler Plasma-Korrelationsfaktor für gekühlte Strahlen in LEAR: Durchgezogene Linie: Die Simulationsrechnungen bei Variation der Teilchenzahl (siehe Abb. 56) ergeben ein Gleichgewicht für die Impulsbreite und Emittanz des Strahls, aus dem mit Gl. 7.3 der Plasmafaktor $\Gamma_{||}$ berechnet wurde; volle Kreise: $\Gamma_{||}$ für die mit 50 MeV p gemessenen Impulsbreiten ($\bar{\epsilon}_y$ gemäß der Simulation).

Eine Abschätzung für den maximalen Wert von Γ_{\perp} , der mit dem gegenwärtigen LEAR-Kühler erreicht werden kann, geben die Messungen der Gleichgewichtsimpulsbreite mit 50 MeV Protonen als Funktion der Teilchenzahl und die Simulationsrechnungen zu diesen Messungen (siehe Abschnitt 6.3.2). Abb. 75 zeigt das Ergebnis der Simulationsrechnungen (durchgezogene Linie), welche dieselbe Skalierung mit der Teilchenzahl für die transversale und longitudinale Strahltemperatur ergeben, nur ist die transversale Temperatur entsprechend der Abflachung im Elektronenstrahl (siehe Gl. 3.5) höher. Ebenfalls eingezeichnet (volle Kreise) sind die experimentellen Daten, wobei jedoch für die Emittanz $\bar{\epsilon}_y$ die Werte der Simulation genommen wurden, da experimentell nur obere Grenzen bekannt sind. Die experimentellen Werte ergeben $\Gamma_{\perp} \lesssim 0.05$, was zeigt, daß der Protonenstrahl noch relativ weit von einem Phasenübergang in einen geordneteren Zustand entfernt ist. Die Simulation deutet an, daß prinzipiell Werte von $\Gamma_{\perp} \approx 1$ für sehr kleine Strahlintensitäten erreicht werden können, vorausgesetzt, man kann kleine Strahlemittanzen erhalten (das bedeutet erst einmal Überwindung der beobachteten transversalen Instabilität) und die Schwankungen der Kathodenspannung und weitere Ungenauigkeiten auf ein genügend kleines Niveau reduzieren. Da die transversale Temperatur um mehrere Größenordnungen höher ist, scheint es unmöglich zu sein, mit der gegenwärtigen Elektronenkühlung $\Gamma_{\perp} \approx 1$ zu erreichen.

Wie schon erwähnt, kann die Elektronenkühlung noch weiter verbessert werden, vor allem durch den Einsatz einer neuartigen Kanone, die einen viel kälteren Elektronenstrahl erzeugt. Auch mit Laserkühlung scheint ein dichter und kälterer Ionenstrahl erreichbar zu sein. Ob damit der Phasenübergang in den geordneten Zustand gelingt, hängt unter anderem auch davon ab, ob die Stabilität eines so dichten Strahls gegenüber kollektiven Oszillationen gewährleistet werden kann. Im Rahmen der Elektronenkühlung ist weiterhin zu beachten, daß deren Theorie bisher nicht für so kalte Elektronenstrahlen entwickelt worden ist, wie sie zum Erreichen von $\Gamma \approx 1$ nötig sind. Falls der Übergang in den geordneten Zustand mittels Schottky-Spektren nachgewiesen werden soll, deren Analyse sich bisher als sehr hilfreich erwiesen hat, muß der Einfluß einer stärkeren Kühlung auf die spektrale Form der Schottky-Signale besser berücksichtigt werden, vor allem für dichte Ionenstrahlen fern der durch Landaudämpfung bestimmten Stabilitätsgrenze. Ob ein kristalliner Ionenstrahl wirklich erreicht und nachgewiesen werden kann, darüber werden die kommenden Experimente an den jetzt schon oder bald fertiggestellten Kühlringen Auskunft geben können.

Literaturliste

- [1] G.I. Budker, Proc. Int. Symposium on Electron and Positron Storage Rings, Saclay, 1966, Eds. H. Zyngier und E. Cremieux-Alcan (Presses Univ. de France, Paris, 1967), S. II-1-1.
- [2] a) G.I. Budker, A.N. Skrinsky, Sov. Phys. Usp. **21** (1978), 277.
b) Y.S. Derbenev, A.N. Skrinsky, in: Physics Reviews, Ed. I.M. Khalatnikov (Harwood Academic, Chur, 1981), Vol. 3, S. 165.
- [3] H. Poth, *Electron cooling: theory, experiment, application*, CERN-EP/90-04 (zur Veröffentlichung in Physics Reports).
- [4] a) S. van der Meer, *Stochastic damping of betatron oscillations*, CERN Int. Rep. ISR-PO/72-31 (1972).
b) D. Möhl et al., Phys. Rep. **58** (1980), 75.
- [5] a) G.I. Budker et al., Part. Acc. **7** (1976), 197.
b) Y. Derbenev, I. Meskhov, CERN 77-08 (1977).
c) N.S. Dikansky et al., *The study of fast electron cooling*, INP Novosibirsk preprint 79-56 (1979).
- [6] a) M. Bell et al., Phys. Lett **87B** (1979), 275.
b) M. Bell et al., Nucl. Instr. Meth. **190** (1981), 237.
c) P. Moller-Petersen, *Studies of electron cooling in the ICE storage ring at CERN*, Dissertation, Aarhus, 1982.
- [7] a) R. Forster et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-28** (1981), 2386.
b) T. Ellison et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-30** (1983), 2636.
c) D.J. Larson, *Intermediate energy electron cooling for antiproton sources*, Dissertation, Wisconsin, Madison, 1986.
- [8] LEAR Workshops:
a) Proc. Joint CERN-KfK-Workshop on Physics with Cooled Low Energy Antiprotons, Karlsruhe, 1979, Ed. H. Poth (KfK 2836, Karlsruhe, 1979).
b) Proc. 2nd LEAR Workshop on Physics with Low Energy Cooled Antiprotons, Erice, 1982, Eds. U. Gastaldi, R. Klapisch (Plenum Press, New York, 1984).
c) Proc. 3rd LEAR Workshop on Physics in the ACOL Era with Low Energy Cooled Antiprotons, Tignes, 1985, Eds. U. Gastaldi et al. (Editions Frontieres, Gif-sur-Yvette, 1985).
d) Proc. 4th Workshop on Physics at LEAR with Cooled Low Energy Antiprotons, Villars-sur-Ollon, 1987, Eds. C. Amsler et al. (Harwood Academic, Chur, 1988).
- [9] a) M. Steck et al., Nucl. Instr. Meth. **A287** (1990), 324.
b) G. Bisoffi et al., Proc. Int. Part. Accelerator Conf., Chicago, 1989.
- [10] a) T.J.P. Ellison et al., Nucl. Instr. Meth. **B40/41** (1989), 927.
b) T.J.P. Ellison et al., Proc. Int. Part. Accelerator Conf., Chicago, 1989.
- [11] a) P. Lefevre, D. Möhl, G. Plass, *The CERN Low Energy Antiproton Ring (LEAR) Project*, in: Proc. 11th Int. Conf. on High Energy Acc., Genf, 1980 (Birkhäuser, Basel, 1980), S. 819.
b) P. Lefevre, *LEAR*, in: Proc. CERN Acc. School, *Antiprotons for colliding beam facilities*, Genf, 1983 (CERN 84-15, Genf, 1984), S. 487.
c) P. Lefevre, *LEAR present status, future development*, in: Proc. 4th LEAR Workshop, Ref. [8d], S. 19.
- [12] a) K. Kilian, *Physics with antiprotons at LEAR*, in: Proc. 6th Topical Workshop on $p\bar{p}$ Collider Physics, Aachen, 1986, Eds. K. Eggert et al. (World Scientific, Singapore, 1987), S. 763.
b) über LEAR-Experimente regelmäßig berichtet in LEAR Workshops, Ref. [8]

- [13] U. Gastaldi, D. Möhl, *Co-rotating beams of antiprotons and H^- in LEAR and high resolutions spectroscopy of $p\bar{p}$ atoms in flight*, in: Proc. 2nd LEAR Workshop, Ref. [8b], S. 649.
- [14] a) K. Kilian et al., *Internal targets for LEAR*, in: Proc. 2nd LEAR Workshop, Ref. [8b], S. 677.
 b) K. Kilian, D. Möhl, *Internal hydrogen or solid targets and polarisation experiments*, ibid., S. 701.
 c) W. Brückner et al., *Proposal for measurement of spin dependence of $p\bar{p}$ interaction at low momenta*, in: Proc. 3rd LEAR Workshop, Ref. [8c], S. 245.
- [15] a) R. Cappi et al., *Ultralow Extraction with Good Duty Factor*, in: Proc. Ref. [11a], S.335.
 b) R. Cappi et al., *Ultralow Extraction (Status Report)*, in: Proc. 2nd LEAR Workshop, Ref. [8b], S. 49.
- [16] a) C. Habfast et al., *Status report on the LEAR electron cooler*, PS/LI/Note 87-6 (1987); weitere Ref. darin.
 b) C. Habfast et al., Phys. Scr. **T22** (1988), 277.
- [17] a) L. Hütten et al., *The ultrahigh vacuum system for the electron cooling device for LEAR* (KfK 3816, Karlsruhe, 1985).
 b) C. Habfast et al., *Das Ultrahochvakuumsystem des Elektronenkühlers für LEAR*, Vakuum-Technik **7** (1985), S. 195.
- [18] A. Wolf, L. Hütten, H. Poth, *Magnetic Field Measurements in the Electron Cooling Device for LEAR* (KfK 3718, Karlsruhe, 1984).
- [19] A. Wolf, *Elektronenkühlung für niederenergetische Antiprotonen*, Dissertation (KfK 4023, Karlsruhe, 1986).
- [20] C. Habfast, *Mikrowellendiagnose am LEAR-Elektronenkühler*, Dissertation (KfK 4188, Karlsruhe, 1987).
- [21] a) J. Berger et al., Phys. Scr. **T22** (1988), 296.
 b) C. Habfast et al., Appl. Phys. **B44** (1987), S. 87
- [22] R. Schuch, H. Poth, A. Wolf, Nucl. Instr. Meth. **A276** (1989), 445.
- [23] a) H. Poth et al., Z. Phys. **A332** (1989), 171.
 b) A. Wolf et al., *Results from electron cooling experiments at LEAR*, Proc. 1st European Part. Acc. Conf. (EPAC), Rome, 1988.
 c) H. Poth et al., Nucl. Instr. Meth. **A287** (1990), 328.
- [24] I. Spitzer, *Physics of fully ionized gases* (Interscience publisher, New York, 1956), S. 80.
- [25] A.H. Sørensen, E. Bonderup, Nucl. Instr. Meth. **215** (1983), 27.
- [26] Y.S. Derbenev, A.N. Skrinsky, Part. Acc. **8** (1978), 235.
- [27] a) V.V. Parkhomchuk, *Physics of fast electron cooling*, in: Proc. of the Workshop on Electron Cooling and Related Applications (ECOOOL), Karlsruhe, 1984, Ed. H. Poth (KfK 3846, Karlsruhe, 1985), S. 71.
 b) D.V. Pestrikov, Nucl. Instr. Meth. **A274** (1989), 435.
- [28] D.J. Jackson, *Classical Electrodynamics* (J. Wiley & Sons, New York, 1975), S. 618ff.
- [29] S. Chandrasekhar, *Principles of stellar dynamics* (Dover, New York, 1960), S. 63.
- [30] S.T. Belyaev, *Plasma physics and the problem of controlled thermonuclear reactions* (Pergamon Press, London, 1959), Vol. 3, S. 77.
- [31] N.S. Dikanski et al., *Status and recent developments in electron cooling*, in: Proc. 4th LEAR Workshop, Ref. [8d], S. 101.

- [32] R. Levi, Philips Techn. Rundschau **19** (1957/58), 290.
- [33] P.T. Kirstein, G.S. Kino, W.E. Waters, *Space-charge flow* (McGraw-Hill, New York, 1967), S. 423ff.
- [34] J.R. Pierce, *Theory and design of electron beams* (D. Van Nostrand Co., Inc., New York, 1954), S. 173ff.
- [35] V.I. Kudelainen, I.N. Meskov, R.A. Salimov, Sov. Phys. Techn. Phys. **16** (1972), 1821.
- [36] W. Hermannsfeldt, *Electron Trajectory Program* (SLAC-Report-266, Stanford, 1979).
- [37] H. Poth, *High voltage stability requirements for the electron cooler*, PS/DI/LEAR/Note 81-2 (1981).
- [38] B. Seligmann, *Die Konzeption und Entwicklung eines Hochleistungskollektors für Elektronenkühlung*, Dissertation (KfK 4503, Karlsruhe, 1989).
- [39] a) A.I. Arenshtam et al., Sov. Phys. Techn. Phys. **16** (1971), 252.
b) V.I. Kudelainen et al., Sov. Phys. Techn. Phys. **21** (1976), 965.
- [40] a) R. Kollath, *Sekundärelektronen-Emission fester Körper bei Bestrahlung mit Elektronen*, in: Handbuch der Physik, Band XXI (Springer, Berlin, 1956), S. 232.
b) E.J. Sternglass, Phys. Rev. **95** (1954), 345.
- [41] C. Habfast, H. Poth, B Seligmann, A. Wolf, Nucl. Instr. Meth. **A248** (1986), 562.
- [42] A. Wolf, *Vacuum tests on the LEAR electron cooler*, PS/LI/Note 87-3.
- [43] P. Schmüser, *Basic course on accelerator optics*, in: Proc. 2nd CERN Acc. Physics Course, Aarhus, 1986 (CERN 87-10, Genf, 1987), S. 135.
- [44] E. Wilson, *Transverse beam dynamics und Non-linearities and resonances*, in: Proc. CERN Acc. School, *General Accelerator Physics*, Orsay, 1984 (CERN 85-19, Genf, 1985), S. 377.
- [45] J. Le Duff, *Longitudinal beam dynamics in circular accelerators*, in: Proc. Ref. [44], S. 144.
- [46] E. Wilson, *Linear coupling*, in: Proc. Ref. [44], S. 114.
- [47] P.J. Bryant, *Betatron frequency shifts due to self and image fields*, in: Proc. in Ref. [43], S. 62.
- [48] J.-L. Laclare, *Introduction to coherent instabilities*, in: Proc. Ref. [44], S. 377.
- [49] Y. Bacconnier, *Neutralization of accelerator beams by ionization of the residual gas*, in: Proc. Ref. [44], S. 267.
- [50] A. Piwinski, Proc. 9th Int. Conf. on High-Energy Accelerators, Stanford, 1974 (Atomic Energy Commission, Washington, 1974), S. 405.
- [51] A. Sørensen, *Introduction to intrabeam scattering*, in: Proc. Ref. [43], S. 135.
- [52] a) J.V. Allaby, *Antiproton Production*, in: Proc. Ref. [11b], S. 63.
b) E. Jones, *\bar{p} Production and Collection*, *ibid.*, S. 79.
c) B. Autin, *Principles and Limitations for Antiproton Rings*, in: Proc. 8th European Symposium on Nucleon-Antinucleon Interactions, Thessaloniki, 1986, Eds. S. Charalambous et al. (World Scientific, Singapur, 1987), S. 390.
- [53] E. Jones, *ACOL, CERN's upgrade of the antiproton accelerator complex*, in: Proc. Ref. [12], S. 691.
- [54] D.Möhl, *Phase-Space Cooling Techniques and their Combination in LEAR*, in: Proc. 2nd LEAR Workshop, Ref. [8b], S. 27.

- [55] K. Unser, *Beam Current Transformer with DC to 200 MHz Range*, CERN, ISR-CO/69-6 (1969).
- [56] H. Bethe, E. Salpeter, *Quantum Mechanics of one and two electron systems*, in: Handbuch der Physik, Band 35 (Springer, Berlin, Heidelberg, New York, 1957), S. 88.
- [57] R. Neumann, H. Poth, A. Winnacker, A. Wolf, Z. Phys. **A313** (1983), 253.
- [58] M. Bell and J.S. Bell, Part. Accel. **12** (1982), 49.
- [59] D. Boussard, *Schottky noise and beam transfer function diagnostics*, in: Proc. CERN Acc. School, *Advanced Accelerator Physics*, Oxford, 1985 (CERN 87-03, Genf, 1987), S. 416.
- [60] S. van der Meer, CERN/PS/88-60 (1980), zur Veröffentlichung in Proc. Joint US-CERN School on Beam Observation, Diagnostics and Correction, Capri, 1988.
- [61] E.N. Dement'ev et al., Sov. Phys. Tech. Phys. **25** (1980), 1001.
- [62] V.V. Parkhomchuk und D.V. Pestrikov, Sov. Phys. Tech. Phys. **25** (1980), 818.
- [63] S. Cocher, I. Hofmann, *On the stability and diagnostics of heavy ions in storage rings with high phase space density*, GSI Preprint GSI-89-61 (1989), zur Veröffentlichung in Part. Acc.
- [64] A. Wolf, *Realistic calculations concerning electron cooling in storage rings*, in: Proc. Ref. [27], S. 21.
- [65] D. Habs et al., Physica Scripta **T22** (1988), 269.
- [66] J. Javanainen et al., J. Opt. Soc. Am. **B2** (1985), 1768 und Ref. darin.
- [67] A. Wolf, *On the combination of electron cooling and laser a cooling* in: Proc. Workshop on Crystalline Ion Beams, Wertheim, 1988, Eds. R.W. Hasse, I. Hofmann, D. Liesen (GSI Report 89-10, Darmstadt, 1989), S. 307.
- [68] D.J. Wineland et al., Phys. Rev. Lett. **59** (1987), 2935.
- [69] a) J.P. Schiffer, *Order in cold ionic systems: dynamical effects* in: Proc. Ref. [67], S. 2.
b) R.W. Hasse, J.P. Schiffer, *The cylindrical confined Coulomb lattice*, ibid. S. 33.

Anhang: Häufig benutzte Symbole und Konstanten

A	Atommassenzahl (in a.u.)
A_n^2	integrierte Schottky-Signalintensität, Gl. 5.21
A_y	horizontale (vertikale) Akzeptanz der Maschine
A_b	Bunchfläche, Gl. 4.25
b	Stoßparameter
b_a	Grenze des Stoßparameters für adiabatische Stöße, Gl. 2.19
b_{\min}, b_{\max}	minimaler und maximaler Stoßparameter, Gln. 2.9 und 2.10
B	Magnetfeldstärke
B_d, B_z	Feldstärke eines Dipolmagneten bzw. eines longitudinalen Magnetfeldes
$B_{\text{sol}}, B_{\text{tor}}$	Feldstärke des Solenoidmagneten bzw. des Toroidmagneten
$B_{\text{res},n}$	Magnetfeldstärke der resonanten Fokussierung, Gl. 3.3
c	Lichtgeschwindigkeit (2.998×10^8 m/s)
C_o	nominaler Umfang des Speicherrings
D(s)	Dispersion des Ionenstrahls, Gl. 4.14
D_{nm}	Diffusionstensor, Gl. 2.4a
D_v, D_r	(eindim.) Diffusionskonstante im Geschwindigkeits- bzw. Frequenzraum
e	Elementarladung (1.602×10^{-19} C)
E	Energie der Ionen (Elektronen) o d e r elektrisches Feld
E_a	Energie des atomaren Grundzustands im Wasserstoff (13.6 eV)
E_o	Elektronenenergie auf der Strahlachse, Gl. 3.11 o d e r nominale Energie des Ionenstrahls
E_r	Relativenergie im Schwerpunktssystem
E_{rl}	radiales Raumladungsfeld, Gl. 3.8
f, F	Frequenz o d e r Verteilungsfunktion
f_o	Umlauffrequenz der Ionen auf der nominalen Umlaufbahn, Gl. 4.2
$f_{c,n}$	kohärente Frequenzverschiebung, Gl. 5.17
f_r	Umlauffrequenz eines Ions im Speicherring
f_{RF}	Frequenz der an einer Radio-Frequenz-Kavität angelegten Wechselspannung
f_{syn}	Frequenz der Synchrotronoschwingungen, Gl. 4.42
F_{\parallel}, F_{\perp}	longitudinale bzw. transversale (Komponente der) Kühlkraft
F_o	Normierungskonstante der Kühlkraft, Gl. 2.7
F^a	adiabatische (magnetische) Kühlkraft, Gl. 2.17
h	Harmonische der Umlauffrequenz
\hbar	Planck-Konstante dividiert durch 2π [$= 6.58 \times 10^{-16}$ eVs]
I_e, I_p	Elektronen- bzw. Protonenstrom
k	Boltzmann-Konstante (8.617×10^{-5} eV/K) o d e r Wellenzahlvektor
k(s)	normierte Quadrupolfeldstärke
k_n	Abflachungsfaktor [$= \Delta_{\parallel}/\Delta_{\perp}$], Gl. 3.6
ℓ	Länge der Kühlstrecke
ℓ_b	Bunchlänge, Gl. 4.24
L_c, L_c^a	(adiabatischer) Coulomb-Logarithmus, Gln. 2.11 und 2.22a
m_e	Elektronenmasse (0.511 MeV/c ²)
m_p, m_i	Protonenmasse (938.3 MeV/c ²) bzw. Ionenmasse [$= A m_p$]
n	Hauptquantenzahl o d e r beliebige ganze Zahl (z.B. Ordnung)
n_e	Dichte des Elektronenplasmas (Elektronenstrahls)
n_g	Dichte der Restgas- bzw. Targetatome, Gl. 4.34
$n_p(f)$	spektrale Dichte des (Anti)protonenstrahls
N_i, N_p	Anzahl der gespeicherten Ionen (Protonen)
N_{cr}	kritische Teilchenzahl (Grenze des Keil-Schnell-Kriteriums), Gl. 5.19

p	Impuls eines Ions
p_0	Impuls der Ionen auf der nominalen Umlaufbahn
P_0	Skalierungskonstante der Perveanz ($7.3 \times 10^{-6} AV^{-3/2}$), Gl. 3.1a
P_K, P_{coll}	Perveanz der Kathode, Gl. 3.1, bzw. des Kollektors, Gl. 3.17
q_y	Bruchteil des Betatron-Tunes Q_y , Gl. 4.7
Q_y	Betatron-Tune (oder Q-Wert) in y-Richtung, Gl. 4.6
r	radialer Abstand von der Strahlachse o d e r beliebiger Ortsvektor
r_c	Zyklotronradius [$= v_{\perp} / \omega_c$]
r_e	klassischer Elektronenradius (2.818×10^{-15} m)
r_p, r_i	klassischer Protonenradius (1.535×10^{-18} m) bzw. Ionenradius [$= r_p / A$]
r_s	Radius des Elektronenstrahls
R_0	effektiver Radius der nominalen Umlaufbahn [$= C_0 / 2\pi$]
R_H	Rate der durch Elektroneneinfang gebildeten H-Atome, Gl. 5.5
s	Koordinate der longitudinalen Richtung
S_e, S_y	Amplitude des longitudinalen bzw. transversalen Schottky-Signals
t	Zeit
T_e, T_i	Elektronen- bzw. Ionenstrahltemperatur
\bar{T}_K	Kathodentemperatur
T_0, \bar{T}_1	durch Beschleunigung und Strahlführung verursachte, transversale Elektronentemperatur, Gl. 3.4
u	Relativgeschwindigkeit zwischen einem Elektron und einem Ion
u_a	adiabatische Relativgeschwindigkeit, Gl. 2.18
U_0	Kathodenspannung bei optimierter Kühlung
U_{coll}	Kollektorspannung
U_m	Amplitude bei Modulation der Kathodenspannung
U_K	Kathodenspannung
U_{RF}	Amplitude der Wechselspannung, die auf die Radio-Frequenz-Kavität gegeben wird
U	Rauschamplitude (r.m.s) der Kathodenspannung
v, v_n	Geschwindigkeit bzw. Komponente der Geschwindigkeit
v_e, v_i	Elektronen- bzw. Ionengeschwindigkeit
v_r	Relativgeschwindigkeit im Schwerpunktsystem
V	elektrisches Potential
x	Koordinate der horizontalen Richtung
y	Koordinate für eine beliebige Richtung (x oder z)
z	Koordinate der vertikalen Richtung
Z	Ladungszahl eines Ions (Ladungszahl des Kerns minus Anzahl gebundener Elektronen)
Z_0	Vakuuimpedanz [$= \mu_0 c = 377 \Omega$]
Z_g	Ladungszahl des Atomkerns eines Restgas- bzw. Targetatoms
Z_n	Abkürzung für $Z_i(nf_0)$
$Z_{ }(f), Z_{\perp}(f)$	longitudinale bzw. transversale Kopplungsimpedanz der Maschine, Gl. 5.14
α_0	normierte Rate der durch Elektroneneinfang gebildeten H-Atome, Gl. 5.6
α_p	<i>momentum compaction factor</i> , beschreibt Änderung der Umlaufbahn mit $\Delta p/p_0$, Gl. 4.16
α_r	Rekombinationskoeffizient, Gl. 5.4
$\alpha_y(s)$	Twiss-Parameter [$= -\beta'_y(s)/2$], Gl. 4.5
β	Teilchengeschwindigkeit in Einheiten von c
β_0	nominale Teilchengeschwindigkeit in Einheiten von c
$\beta_y(s)$	Beta-Funktion (Twiss-Parameter) in y-Richtung, Gl. 4.5
γ	relativistischer Lorentz-Faktor [$= (1 - \beta^2)^{-1/2}$]
γ_{tr}	Übergangsenergie dividiert durch $m_e c^2$, Gl. 4.17
$\gamma_y(s)$	Twiss-Parameter [$= (1 + \alpha_y(s)^2) / \beta_y(s)$], Gl. 4.5
Γ	Plasma-Korrelationsfaktor, Gl. 7.1
δ	Deltafunktion
Δ	Breite (FWHM) o d e r Abweichung einer Variablen
Δ_e	Geschwindigkeitsbreite der Elektronen (r.m.s), Gl. 2.13

$\Delta_{\parallel}, \Delta_{\perp}$	longitudinale bzw. transversale Geschwindigkeitsbreite der Elektronen (r.m.s), Gl. 2.15
ϵ_0	Dielektrizitätskonstante des Vakuums (8.854×10^{-12} As/Vm)
$\epsilon(k, \omega)$	dielektrische Funktion des Elektronenplasmas, Gl. 2.26
$\epsilon_n(f)$	dielektrische Funktion des Ionenstrahls, Gl. 5.22
ϵ_y	Strahlemittanz in y-Richtung, Gl. 4.10
ζ	Grad der Raumladungskompensation
η	Umrechnungsfaktor zwischen Impulsbreite und Frequenzbreite, Gl. 4.17
η_c	Verhältnis von Kühlerlänge zu Ringumfang [$= \ell/C_0$]
θ	Streuwinkel o d e r azimutaler Winkel im Ring
θ_{acc}	Akzeptanzwinkel der Maschine
θ_B	Winkel des Solenoidfeldes mit der Strahlachse, Gl. 3.15
θ_{ms}	Winkelbreite aufgrund von Vielfachstreuung
θ_y	Divergenz des Ionenstrahls in y-Richtung, Gl. 2.2a
λ_a	adiabatische Abschirmlänge, Gl. 2.10
λ_c	Zyklotron-Spirallänge, Gl. 3.2, o d e r Dekrement der Kühlung (bel. Richtung), Gl. 2.39
λ_{IBS}	Anwachsrate der strahlinternen Streuung, Gl. 4.42
$\lambda_{ss}, \lambda_{ms}$	Anwachsrate durch Einzelstreuung bzw. Vielfachstreuung, Gln. 4.32 und 4.38
$\lambda_{\parallel}, \lambda_{\perp}$	Dekrement der longitudinalen bzw. transversalen Kühlung, Gl. 2.41
λ_c	Compton-Wellenlänge des Elektrons dividiert durch 2π [$= 3.862 \times 10^{-13}$ m]
μ	Maß der Phasenraumdichte, Gl. 4.41
μ_0	Permeabilität des Vakuums [$= 1/\epsilon_0 c^2$]
ξ	Chromatizität, Gl. 4.18
ρ	Umlenkradius der Ionen im Biegemagnet, Gl. 4.1
$\rho(v), \rho(f)$	Teilchendichte im Geschwindigkeits- bzw. Frequenzraum, Gln. 6.5 und 6.7
ρ_o, ρ_{ind}	ungestörte bzw. induzierte Ladungsdichte
σ	Wirkungsquerschnitt
σ_y	r.m.s.-Breite einer Größe y
$(\sigma_p/p_o)_{cr}$	kritische Impulsbreite (Grenze des Keil-Schnell-Kriteriums), Gl. 5.20
$\tau_{\parallel}, \tau_{\perp}$	longitudinale bzw. transversale Kühlzeit, Gl. 2.41
ϕ	elektrostatisches Potential o d e r Phase der Ionenbewegung im gebündelten Strahl
ϕ_A, ϕ_K	Anoden- bzw. Kathodenpotential
ϕ_{coll}, ϕ_D	Kollektorpotential bzw. Potential der Driftstrecke
ϕ_s	synchrone Phase, Gl. 4.19
ω_{az}	Kreisfrequenz der azimutalen Drehung der Elektronen, Gl. 3.14
ω_c	Kreisfrequenz der Zyklotronbewegung [$= eB/\gamma m$]
ω_{pl}	Plasmafrequenz, Gl. 2.10
ω_s	Kreisfrequenz der Synchrotronschwingung, Gl. 4.22