

KERNFORSCHUNGSZENTRUM

KARLSRUHE

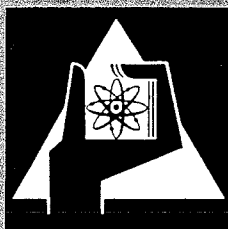
Februar 1971

KFK 1264

Institut für Experimentelle Kernphysik

Moderne Flugzeitspektrometer
als Instrumente der Kernphysik

H. Brückmann



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.

KARLSRUHE



Moderne Flugzeitspektrometer als Instrumente der Kernphysik

H. BRÜCKMANN

Institut für Experimentelle Kernphysik des Kernforschungszentrums
und der Universität Karlsruhe

Time-of-flight spectrometers are frequently used in nuclear physics instrumentation. The characteristic features of such a spectrometer are described and the experimental setup is illustrated on the basis of the large Karlsruhe time-of-flight spectrometer. This instrument uses a flight path of 190m and proves to be a very high resolution spectrometer with the additional feature of very high intensity. The experimental results obtained are demonstrated by a discussion of the measurement of neutron cross sections.

Einleitung

Instrumente, mit denen die *kinetische Energie* von Neutronen oder von Atomkernen über eine Flugzeitmessung bestimmt wird, tragen in der Kernphysik den Namen Flugzeitspektrometer. Das Meßprinzip beruht auf einer Geschwindigkeitsmessung. Es nutzt die allgemein bekannte physikalische Verknüpfung zwischen Masse M , Energie E und Geschwindigkeit v eines bewegten Teilchens aus, um die kinetische Energie des Teilchens aus der gemessenen Geschwindigkeit zu bestimmen. In nichtrelativistischer Näherung nimmt diese Beziehung die einfache Form

$$v = \sqrt{\frac{2E}{M}}$$

an. Die Geschwindigkeit wird durch Messung der Flugzeit t , in der ein Teilchen einen festgelegten Flugweg durchläuft, ermittelt.

Bei der Anwendung von Flugzeitspektrometern in der Kernphysik ist die Messung sehr hoher Teilchengeschwindigkeiten, häufig hinauf bis in die Nähe der Lichtgeschwindigkeit, erforderlich. Ein Meßbereich zwischen 10^8 und 10^{10} cm/sec ist beispielsweise erforderlich, um Neutronenenergien zwischen 5 keV und 50 MeV zu bestimmen. Da aus Intensitätsgründen nur Flugwege bis zu einigen hundert Metern verwendet werden können, ist die Meßgenauigkeit und damit auch die Güte eines solchen Flugzeitspektrometers hauptsächlich durch die Genauigkeit, mit der Start- und Ankunfts-Zeitpunkt erfaßt werden können, bestimmt. Für die Anwendungen in der Kernphysik ist eine Messung dieser beiden Zeitpunkte mit einer Genauigkeit von besser als 10^{-9} sec anzustreben. Bei Experimenten im Bereich mittlerer und höherer Teilchenenergien wird der Startzeitpunkt im allgemeinen dadurch definiert, daß die Neutronen oder die Atomkerne nur während eines sehr kurzen Zeitintervalls mit Hilfe einer Kernreaktion produziert werden. Dieses Verfahren setzt voraus, daß ein Teilchenbeschleuniger zur Verfügung steht, der entsprechend kurze Strahlpulse liefern kann.

Es gibt derzeit mehrere Flugzeitspektrometer mit Flugwegen bis zu hunderten von Metern. Für die Erläuterung des Prinzips eines solchen modernen Instruments der Kernphysik wird das *Karlsruher Neu-*

tronenflugzeitspektrometer herausgegriffen, da es insofern eine Sonderstellung einnimmt, als hier höchste Präzision der Flugzeitmessung mit sehr hoher Intensität im Neutronenimpuls vereint wurde. Das Isochronzyklotron Karlsruhe¹ kann infolge seiner Bauart extrem kurze Strahlpulse liefern. Spezielle technische und elektronische Entwicklungen des Kernforschungszentrums Karlsruhe führten dazu, daß an diesem Beschleuniger besonders leistungsfähige Flugzeitapparaturen für die Grundlagenforschung und für die angewandte Forschung zur Verfügung stehen. Diese spezielle Meßtechnik findet ein so allgemeines naturwissenschaftlich-technisches Interesse, daß eine dieser Anlagen bereits in der Tagespresse als „modernstes Flugzeitspektrometer der Welt“ bezeichnet wurde [1].

Experimentelle Anordnung

Die Bauart des Isochronzyklotrons Karlsruhe weicht von der üblichen Konzeption eines Zyklotrons [2] mit nur zwei Beschleunigungsspalten insofern ab, als das Hochfrequenzbeschleunigungssystem hier insgesamt sechs Beschleunigungsspalte besitzt. Auf die technischen Einzelheiten dieses Beschleunigers kann hier nicht eingegangen werden, es werden nur die für die Flugzeittechnik wesentlichen Merkmale anhand einer Skizze erläutert.

Fig. 1 zeigt schematisch einen Ausschnitt aus der Zyklotronmitte. Deuterium-Ionen werden in der etwas exzentrisch angeordneten Ionenquelle produziert. Die drei Beschleunigungs-Elektroden („Dees“) werden mit einer Hochfrequenzspannung U_{HF} versorgt, deren Frequenz über die Zyklotron-Resonanz-Bedingung auf 33 MHz festgelegt ist. Die Deuterium-Ionen durchlaufen beim Eintritt und beim Austritt aus einem „Dee“ einen Beschleunigungsspalt. Es werden also insgesamt sechs Beschleunigungsstrecken auf jedem der etwa 200 Umläufe durchlaufen. Auf dem ersten Umlauf wird der Ionenstrahl durch eine Laufzeitkammer L und drei Blenden B räumlich begrenzt. Das bewirkt, daß nur solche Ionen in den

¹ Erstellt von AEG, Frankfurt, für die Beschleunigung von Deuteronen auf eine Energie von 50 MeV und von α -Teilchen auf 100 MeV.

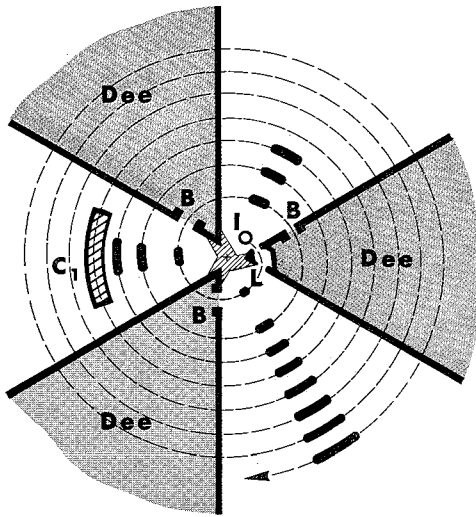


Fig. 1. Ausschnitt aus der Zyklotronmitte, schematisch. *I* Ionenquelle, *L* Laufzeitkammer, *B* Blenden, „Dee“ drei Beschleunigungselektroden, *C*₁ Ablenk-Kondensator

weiteren Beschleunigungszyklus aufgenommen werden, die bereits im ersten Beschleunigungsprozess zwischen Ionenquelle und Laufzeitkammer eine ganz bestimmte Energie erlangt haben. Alle diese Ionen müssen daher innerhalb einer sehr kurzen Zeitspanne an der Ionenquelle starten. Der beschleunigte Strahl hat infolgedessen eine zeitliche Impulsstruktur

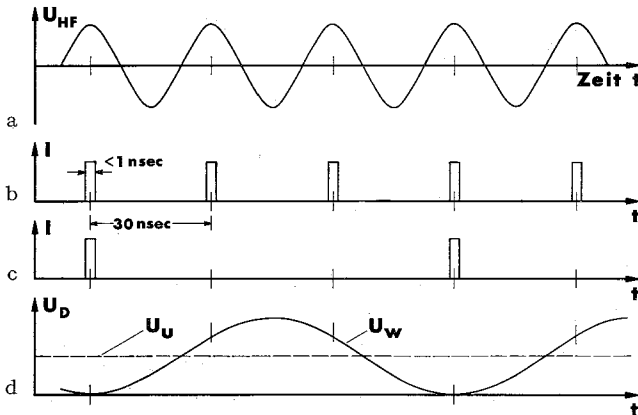


Fig. 2a—d. Der zeitliche Verlauf der Hochfrequenzspannung und die entsprechende zeitliche Lage der Ionenpakete. a Beschleunigungsspannung 33 MHz; b zeitliche Struktur des Zyklotronstrahles (*I* Intensität); c zwei von drei Ionenpaketen sind unterdrückt; d Spannungsverlauf am Ablenk-Kondensator *C*₁ (*U*_u Gleichspannung, *U*_w Wechselspannung)

(Fig. 2b). Solange keine weiteren Kunstgriffe angewendet werden, beträgt der zeitliche Abstand zwischen zwei aufeinanderfolgenden Impulsen 30 nsec ($1 \text{ nsec} = 10^{-9} \text{ sec}$) und die zeitliche Länge des einzelnen Strahlimpulses weniger als 1 nsec. Unter optimalen Bedingungen kann eine zeitliche Impulslänge von weniger als 0,2 nsec erreicht werden [3]. Diese für Flugzeitexperimente sehr vorteilhafte extreme Kürze der Strahlimpulse ist eine direkte Folge der 3-Dee-Struktur, der damit verbundenen hohen Frequenz der Beschleunigungsspannung und der geometrischen Begrenzung des Strahls in der Zyklotronmitte.

Die bisher erläuterten Besonderheiten dieses Zyklotronstrahles werden in Verbindung mit einer speziellen Flugzeitmethode [3] bei vielen experimentellen Untersuchungen von Kernreaktionen am externen Strahl des Zyklotrons ausgenutzt (s. z.B. [3, 4]). Für den Aufbau eines Neutronenflugzeitspektrometers höchster Auflösung wird allerdings ein sehr langer Flugweg benötigt. Es stellt sich heraus, daß der zeitliche Abstand von 30 nsec zwischen zwei Strahlimpulsen so kurz ist, daß sich Neutronen unterschiedlicher kinetischer Energie, die aus zeitlich aufeinanderfolgenden Strahlimpulsen über Kernreaktionen entstehen, auf einem langen Flugweg überholen können. Damit geht die Eindeutigkeit der Energiebestimmung verloren. Für das große Neutronen-Flugzeitspektrometer (190 m Flugweg) wurde daher ein spezielles Verfahren entwickelt [5], mit dem sehr kurze und extrem intensive Neutronenimpulse in größerem zeitlichem Abstand erzeugt werden können.

Zwei neuartige Ideen bilden die Basis zu diesem Verfahren:

Erstens werden in der Zyklotronmitte bei noch geringer Ionenenergie jeweils 2 von 3 aufeinanderfolgenden Strahlimpulsen unterdrückt (Fig. 2c). Der zeitliche Abstand zwischen zwei aufeinanderfolgenden Impulsen wird damit auf 90 nsec vergrößert. Veranschaulicht man sich die geometrische Lage der verbleibenden Ionenpakete während ihrer Beschleunigung, so zeigt sich, daß dann nur noch eine von den ursprünglich drei Gruppen („Speichen“) von Ionenpaketen in dem Beschleuniger umläuft (Fig. 1 außen).

Zweitens werden nach der Beschleunigung auf eine Energie von 40–50 MeV etwa 30–40 dieser Ionenpakete *gemeinsam* aus der Mittelebene herausgelenkt. Alle diese Ionenpakete treffen dann gleichzeitig auf ein oberhalb der Mittelebene aufgestelltes Uran-Target und produzieren dort über Kernreaktionen einen extrem intensiven Neutronenimpuls.

Aus der Erklärung des Prinzips gehen die Vorteile dieses Verfahrens bereits deutlich hervor. Die zeitliche Länge der so produzierten Neutronenimpulse ist genauso kurz wie die der einzelnen Strahlimpulse der Fig. 2b. Die Intensität in jedem einzelnen Neutronenimpuls wird jedoch erheblich gesteigert, da viele Ionenpakete gleichzeitig auf das Uran-Target auftreffen.

Die Methoden zur experimentellen Realisierung dieser beiden Ideen können hier nur skizziert werden. Eine detaillierte Darstellung ist in der entsprechenden Originalliteratur [5] zu finden. Für den ersten Schritt, die Strahlimpulsunterdrückung, wird ein kleines Ablenkplattenpaar (*C*₁ in Fig. 1) in der Zyklotronmitte verwendet. An der unteren Platte dieses Plattenpaares wird sowohl eine Gleichspannung *U*_u als auch eine Hochfrequenzspannung *U*_w angelegt. Die Frequenz von *U*_w beträgt genau 1/3 der Beschleunigungsfrequenz und ist damit mit der Umlauffrequenz der Ionen identisch. Die Phasenlage der Hochfrequenzspannung *U*_w wird so gewählt, daß ein Ionenpaket das Plattenpaar zu dem Zeitpunkt passiert, an dem $U_w + U_u = 0$ ist. Wenn zu diesem Zeitpunkt die Spannung an der oberen Platte ebenfalls gleich Null ist, so wird dieses Ionenpaket im Ablenkplattenpaar *C*₁ nicht beeinflusst. Die beiden nächsten Ionenpakete gelangen zu einem Zeitpunkt an den Ablenkenden

sator, an dem eine Momentanspannung $3/2 U_u$ anliegt. Diese beiden Pakete werden infolgedessen aus der Mittelebene abgelenkt, treffen auf die Wand und werden vom weiteren Beschleunigungsvorgang ausgeschlossen. Durch Anlegen einer Rechteckspannung U_0 an die obere Ablenkplatte läßt sich außerdem erreichen, daß insgesamt jeweils nur eine Kette von 30–40 einzelnen Ionenpaketen durchgelassen wird (während $U_0=0$ ist). Alle später kommenden Ionen werden durch diese zusätzliche Ablenkspannung U_0 eliminiert. Auf diese Weise entsteht die in Fig. 3

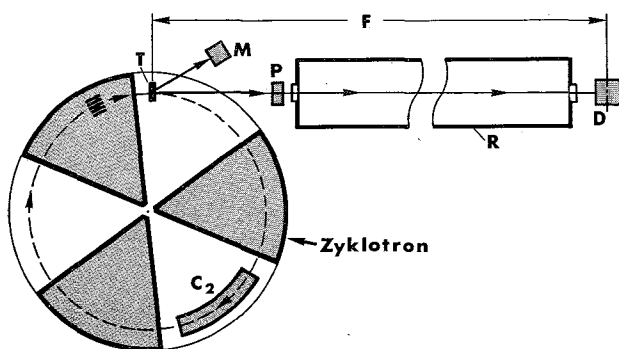


Fig. 3. Schema des Flugzeitspektrometers. C_2 Ablenk-Kondensator, T Uran-Target, F Neutronen-Flugweg 190 m lang, R Flugrohr, D Detektor, M Monitor-detektor für die Bestimmung des Startzeitpunktes, P Probe, von der im Transmissionsexperiment der Neutronenwirkungsquerschnitt als Funktion der Energie bestimmt wird

schematisch eingezeichnete Gruppe von Ionenpaketen. Der zweite Schritt, die Ablenkung aller dieser Ionen-Pakete auf das Uran-Target, wird mit einem zweiten Ablenkplattenpaar C_2 erreicht (Fig. 3). Dieses Plattenpaar wird ebenfalls mit einer Impulsspannung versorgt. Sobald die Gruppe der Ionenpakete auf den entsprechenden Radiusbereich beschleunigt worden ist, bewirkt diese Spannung eine gemeinsame Ablenkung aller Ionen auf das Uran-Target. Außer für die Erzeugung der Ablenkspannungen muß auch für eine geeignete zeitliche Korrelation zwischen den einzelnen Spannungen gesorgt werden, jedoch können diese elektronischen Details hier nicht näher erläutert werden.

Fig. 3 zeigt ein Schema des Flugzeitspektrometers. Die intensiven und kurzen Neutronenimpulse entstehen in dem Uran-Target T . Der Neutronen-Flugweg F ist bei dem Karlsruher Flugzeitspektrometer 190 m lang. Um Streuung der Neutronen an den Luftmolekülen zu vermeiden, wird das Flugrohr R evakuiert ($<10^{-2}$ Torr). Im Detektor D werden die Neutronen nachgewiesen. Er liefert die Ankunftszeit als elektronisches Signal. Spezielle Entwicklungen [3, 5] erlauben bei hochenergetischen Neutronen eine Messung der Ankunftszeit mit einer Genauigkeit von besser als 10^{-10} sec. Der Startzeitpunkt der Neutronen kann aus der Zyklotron-Hochfrequenzspannung und der Impulsspannung am Plattenpaar C_2 abgeleitet werden und wird außerdem durch den Nachweis von prompter γ -Strahlung im Monitor-detektor M überwacht. Die eigentliche Neutronenflugzeit wird aus Startzeitpunkt und Ankunftszeitpunkt des Neutrons elektronisch ermittelt und auf eine elektronische Rechenmaschine übertragen.

Dieses Flugzeitspektrometer ermöglicht es, die Neutronenwirkungsquerschnitte aller Elemente im Energiebereich von 0,3–35 MeV mit sehr hoher Genauigkeit zu ermitteln. Die Kenntnis der Neutronenwirkungsquerschnitte ist nicht nur für die Erforschung der Struktur der Atomkerne von großer Bedeutung, sondern auch für viele Anwendungen der Kernphysik. Beispielsweise bauen die Berechnungen und Konzipierungen von modernen Reaktoren unter anderem auf dem Zahlenmaterial der experimentell bestimmten Neutronenwirkungsquerschnitte auf. Aus der Fülle der vorliegenden Meßergebnisse [6] wird hier nur anhand eines Beispiels die Messung eines solchen Neutronenwirkungsquerschnittes herausgegriffen.

Messung des Neutronenwirkungsquerschnittes

Der totale Neutronenwirkungsquerschnitt σ_T wird in einem Transmissionsexperiment gemessen. In einem solchen Experiment wird die Meßprobe P in einen Neutronenstrahl gebracht, dessen Spektrum vorher aufgenommen wurde (Fig. 4). Aus der Schwächung der Neutronenintensität läßt sich dann der Wirkungsquerschnitt σ_T als Funktion der Neutronenenergie ermitteln.

Fig. 4 zeigt ein typisches Neutronenenergiespektrum, das beim Beschuß von Uran mit Deuteronen von

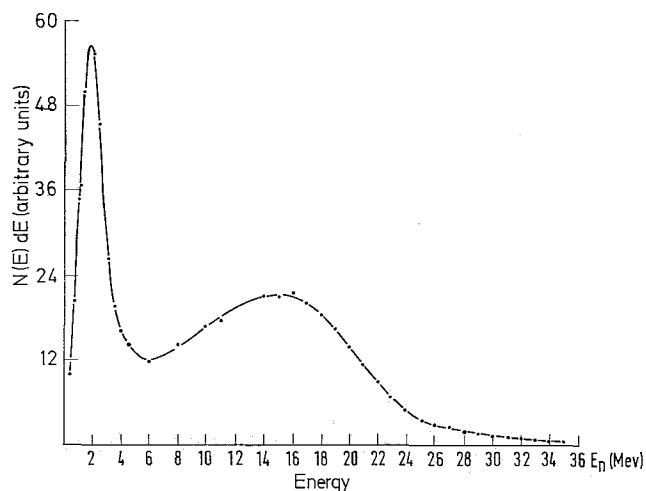


Fig. 4. Typisches Neutronenspektrum, das beim Beschuß von Uran mit Deuteronen einer Energie von 40–50 MeV auftritt [5]

40–50 MeV entsteht. Unterhalb von 5 MeV ist die Gestalt des Energiespektrums hauptsächlich durch die Bildung von Spaltungsneutronen und das Abdampfen von Neutronen aus hoch-angeregten Kernen bestimmt. Die hochenergetische Neutronenverteilung mit dem Maximum bei 16 MeV entsteht überwiegend durch Aufbruch des Deuterons im Coulombfeld der Urankerne. Die Meßkurve in Fig. 5 zeigt den totalen Neutronenwirkungsquerschnitt σ_T von Sauerstoff im Energiebereich von 0,4 bis 4 MeV. Wirkungsquerschnitt und Energie sind logarithmisch aufgetragen. Die ausgeprägte Struktur enthält Neutronenresonanzen sehr unterschiedlicher Energiebreite, und damit veranschaulicht dieses Meßergebnis die Präzision, mit

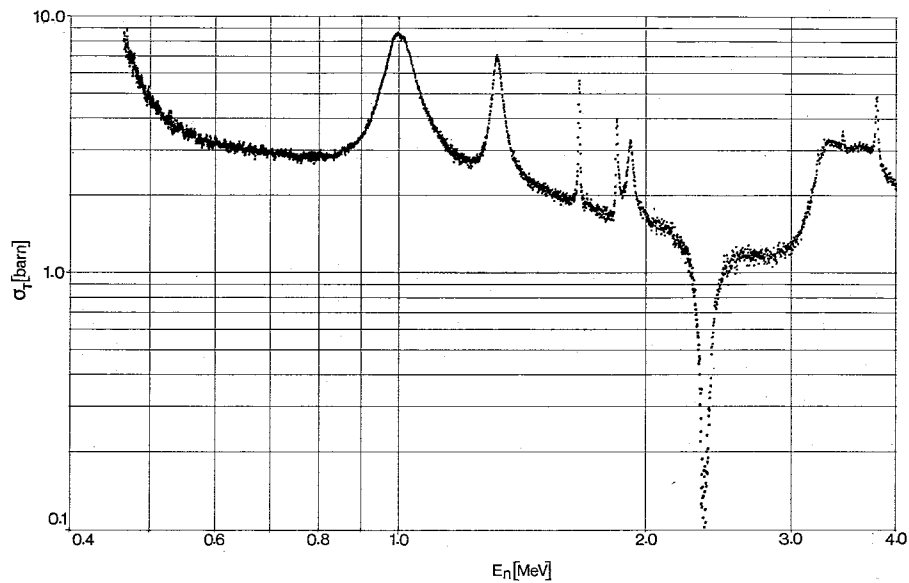


Fig. 5. Der totale Wirkungsquerschnitt σ_T von Sauerstoff im Energiebereich von 0,4—4 MeV

der diese Wirkungsquerschnittsbestimmungen durchgeführt werden können. Das Spektrum zeigt bei 2,3 MeV ein „Neutronenloch“, d. h., der Wirkungsquerschnitt nimmt in einem schmalen Energiebereich sehr niedrige Werte an. Die Kenntnis der Existenz und der energetischen Lage solcher „Neutronenlöcher“ ist einerseits für die Verwendung der verschiedenen Materialien als Neutronenabschirmung von Bedeutung. Andererseits lassen sich die „Neutronenlöcher“ auch beim Aufbau von Neutronenfiltern ausnutzen. Aufgrund eines solchen schmalen Loches im Wirkungsquerschnitt läßt so ein Filter fast ausschließlich Neutronen aus einem schmalen Energiebereich durch. Die Neutronen benachbarter Energie werden in dem Filter gestreut oder absorbiert. Die Leistungsfähigkeit eines Neutronenflugzeitspektrometers ist aus seiner Energieauflösung und der

Neutronenintensität zu ersehen. Die Energieauflösung ΔE hängt von der Neutronenenergie ab. Für das beschriebene Spektrometer (190 m, 1 nsec Zeitauflösung) seien noch einige charakteristische Zahlenwerte der Auflösung angegeben: $\Delta E = 0,055$ keV bei 0,5 MeV Neutronenenergie, $\Delta E = 1,7$ keV bei 5 MeV und 25,5 keV bei 30 MeV. Als Maß für die Gesamtintensität sei erwähnt, daß am Ort des Detektors oberhalb von 0,3 MeV insgesamt mehr als 10^4 Neutronen $\text{cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1}$ für die Experimente zur Verfügung stehen. Dieses Instrument eröffnet infolgedessen viele Möglichkeiten, neue Forschungsergebnisse zu erzielen. Diese Ergebnisse sind für das Gebiet der modernen Reaktorentwicklung, für neue Erkenntnisse auf dem Gebiet der Struktur der Atomkerne und für die Prüfung von Theorien der Astrophysik von großer Bedeutung.

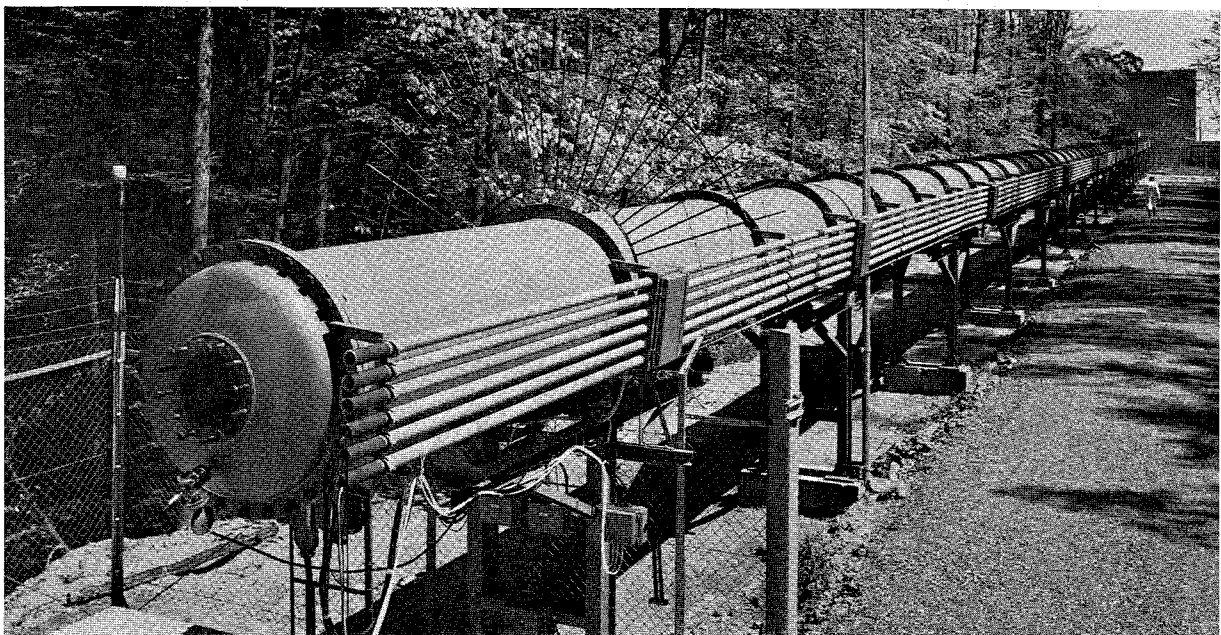


Fig. 6. Das 190m-Flugrohr des großen Karlsruher Neutronen-Flugzeit-Spektrometers

[1] Die Welt, 23. 9. 69, und Pressedienst des Bundesministeriums f. wiss. Forsch. Nr. 18, 159 (1969). — [2] Kollath, R.: Teilchenbeschleuniger. Braunschweig: Vieweg 1962. — [3] Brückmann, H., et al.: Nucl. Instr. Meth. **67**, 29 (1969). — [4] Brückmann, H., Kluge, W., Schänzler, L.: Z. Physik **217**, 350 (1968); **221**, 379 (1969); Brückmann, H., et al.: *ibid.* **235**, 453 (1970). — [5] Cierjacks, S., et al.: Rev. Sci. Instr. **39**, 1279 (1968). — [6] Cierjacks, S., et al.: Bericht des Kernforschungszentrums Karlsruhe KFK 1000 (1968); Cierjacks,

S., et al.: Proc. Washington D. C. Conference 1968, NSB Spec. Publ. 299 Vol. II, 743ff; Cierjacks, S., et al.: Physics Letters **29B**, 417 (1969); Cierjacks, S., et al.: Phys. Rev. Letters **23**, 866 (1969); Kirouac, G. J., Nebe, J.: Nuclear Physics (im Druck).

Eingegangen am 22. Juni 1970

