Beschleuniger

Autor(en): **Gugelot, P.C.**

Objekttyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **33 (1960)**

Heft [5]: **Supplementum 5. Beiträge zur Entwicklung der Physik**

PDF erstellt am: **25.05.2024**

Persistenter Link: https://doi.org/10.5169/seals-513242

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.
Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.
Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Ein Dienst der *ETH-Bibliothek*
ETH Zürich, Rämistrasse 101, 8092 Zürich, Schweiz, www.library.ethz.ch

http://www.e-periodica.ch

Beschleuniger

Von P. C. GUGELOT, Oak Ridge National Laboratory, USA
(beurlaubt vom Instituut voor Kernphysisch Onderzoek, Amsterdam)

1. Teilchenbeschleuniger als Hilfsmittel der Kernphysik

Im Jahre 1919 entdeckte RUTHERFORD [1][1]), dass Heliumkerne, die beim Zerfall von Radium mit grosser Energie ausgesandt werden, beim Zusammenstoss mit anderen Elementen Kernumwandlungen hervorrufen konnten. Die erste in der Nebelkammer beobachtete Reaktion bestand in der Umwandlung von Stickstoff durch α-Teilchen (Heliumkerne) in Sauerstoff und Wasserstoff:

$$^{14}N + {}^{4}He = {}^{17}O + {}^{1}H.$$

Die Wahrscheinlichkeit, dass solch ein Treffer stattfindet, ist jedoch ausserordentlich klein; RUTHERFORD schätzte ab, dass auf eine Million α-Teilchen nur eine Reaktion eintritt. Eine gründliche Erforschung der Kernumwandlungen hätte deshalb ungeheure Mengen von Radium erfordert. Trotzdem wurden viele von den grundlegenden Arbeiten mit Hilfe von α-Teilchen, die von Radium oder Polonium emittiert wurden, ausgeführt. In dieser Weise hat CHADWICK das Neutron mit der Reaktion $^{9}Be + \alpha = {}^{12}C + n^{1}$ entdeckt, wobei der Zerfall von Polonium die α-Teilchen lieferte [2].

Es zeigte sich jedoch, dass die künstliche Herstellung von intensiven Strömen von α-Teilchen, von Protonen (Wasserstoffkerne) oder von Deuteronen (Kerne des schweren Wasserstoffisotops) für die weitere Entwicklung der Kernphysik unumgänglich war. Nicht nur intensive Teilchenquellen waren erforderlich, sondern auch sehr energiereiche Projektile, denn positiv geladene Teilchen werden von den positiv geladenen Kernen elektrostatisch abgestossen, bevor sie sich genügend genähert haben, um zu reagieren. Die anziehenden Kräfte, die für die Bindung im Kern, also auch für die Kernreaktionen verantwortlich sind, nehmen bei zunehmender Distanz der Partner im Gegensatz zu den elektrostatischen Kräften sehr rasch ab. Sie machen sich deshalb erst an der Oberfläche des Kernes bemerkbar; tatsächlich kann die Oberfläche des Kernes dadurch

[1]) Die Ziffern in eckigen Klammern verweisen auf das Literaturverzeichnis, Seite 124.

definiert werden. Aus den Rutherfordschen Streuversuchen ergibt sich so ein Kernradius von einigen 10^{-13} cm.

Ausserhalb dieses Kernradius wirkt auf ein positiv geladenes Teilchen, welches sich einem Kern nähert, nur die abstossende elektrostatische Kraft. Damit beispielsweise ein α-Teilchen die Oberfläche eines Bleikerns erreichen kann, muss es einen Potentialwall von $29 \cdot 10^6$ eV überwinden, wozu es eine entsprechend grosse Anfangsgeschwindigkeit benötigt.

Im Anfang der Kernphysik war es technisch noch nicht möglich, Beschleuniger zu bauen, welche so schnelle Teilchen lieferten. Die ersten Untersuchungen mussten sich daher auf leichte Kerne beschränken, deren abstossende Potentialwälle infolge der geringeren Kernladung weniger hoch sind.

Reaktionen in schweren Kernen konnten daher zunächst nur auf Umwegen ausgelöst werden. Durch die Entdeckung der Reaktion

$$^2\mathrm{D} + {}^2\mathrm{D} = {}^3\mathrm{He} + n$$

gelang es OLIPHANT, HARTECK und RUTHERFORD mit Hilfe von Deuteronenströmen niedriger Energie Neutronen zu erzeugen [3]. Da das Neutron nicht geladen ist, kann es die Oberfläche eines Kernes sehr leicht erreichen. Tatsächlich fanden FERMI, AMALDI, PONTECORVO, RASETTI und SEGRÈ, dass gerade die langsamen Neutronen in vielen Elementen radioaktive Isotope erzeugen [4]. Auf dieser berühmten Arbeit basieren die meisten späteren Forschungen auf dem Gebiete der Kernenergie.

Es zeigte sich jedoch im Laufe der Zeit, dass man auf dem Weg zu einem bessern Verständnis der Kernkräfte zu immer höhern und höhern Energien greifen musste. In der Kernforschung zeigte sich da eineAnalogie zur Geschichte der Atomforschung, wo RUTHERFORD den Bau der Atome erst durch die Verwendung der energiereichen α-Teilchen aufklären konnte. So ergaben sich auch viele Fortschritte im Verständnis der Kerne erst durch die Verwendung der energiereicheren Teilchen, welche dem Forscher dank den neueren Entwicklungen in der Theorie und der Technologie der Beschleuniger zur Verfügung gestellt wurden. Wohl hat man bis heute noch keine zufriedenstellende Theorie der Kernkräfte finden können; doch hat man schon zahlreiche neue und oft unerwartete Ergebnisse erhalten.

2. Die verschiedenen Arten von Beschleunigern

2. 1 *Elektrostatische Beschleuniger*

Die erste Beschleunigungsmaschine wurde von COCKROFT und WALTON im Jahre 1932 gebaut [5]. Sie bestand aus einer Gasentladungsröhre, deren perforierte Kathode sich oberhalb einer Kanalstrahlröhre befand.

In dieser wurden die in der Gasentladung gebildeten Wasserstoffionen durch ein Potentialgefälle von 300000 V beschleunigt. Die Beschleunigungsspannung lieferte ein Röhrengleichrichter. COCKROFT und WALTON zeigten, dass die in dieser Apparatur beschleunigten Protonen Lithiumkerne in zwei α-Teilchen umwandeln konnten:

$$^{7}\mathrm{Li} + {}^{1}\mathrm{H} = {}^{4}\mathrm{He} + {}^{4}\mathrm{He}.$$

Beschleuniger, die auf dem Prinzip von COCKROFT und WALTON beruhen, werden heute noch gebraucht. Viele von den Experimenten, die das Gebiet der Kernphysik eröffneten, wurden mit solchen Maschinen ausgeführt. Des grossen Stromes wegen eignen sie sich ausgezeichnet für die Produktion hoher Neutronen-Intensitäten.

Die Röhrengleichrichter waren jedoch ungeeignet für die Erzeugung der höheren Spannungen, welche für die Erforschung von Kernreaktionen an schweren Kernen erforderlich sind. Im Jahre 1931 hatte VAN DE GRAAFF eine neuartige elektrostatische Maschine vorgeschlagen, die sich alsbald für die Erzeugung von mehreren Millionen Volt sehr geeignet erwies [6]. Elektrische Ladungen wurden in dieser Maschine mittels rasch rotierender endloser Bänder in eine Hochspannungselektrode von der Form einer Kugel hinaustransportiert. Die elektrostatische Abstossung gleicher Ladungen sorgte dafür, dass die Ladungen in der Hochspannungselektrode durch Metallkämme vom Band weggesaugt und an die Oberfläche der Metallkugel befördert wurden. Die van-de-Graaff-Maschine ermöglichte es den Physikern, ihre Versuche bis zu $10 \cdot 10^6$ V auszudehnen. Da die Hochspannung sehr genau reguliert und konstant gehalten werden konnte, liess sich die Energieauflösung durch die Entwicklung einer geeigneten Ionenquelle auf Bruchteile eines Prozentes bringen. Damit ergab sich die Möglichkeit von Präzisionsversuchen über Kernreaktionen mit geladenen Teilchen.

Zur Vermeidung von Durchschlägen muss die Hochspannungskugel eines van-de-Graaff-Beschleunigers selbstverständlich genügend weit von geerdeten Gegenständen und Wänden entfernt sein. Die erforderlichen Abstände wachsen mit zunehmender Spannung so stark an, dass Spannungen über $10 \cdot 10^6$ V aus praktischen Gründen kaum in Frage kommen, auch wenn der «van-de-Graaff» in ein Druckgefäss eingeschlossen wird.

Eine neue Entwicklung, die Ionenumladung, hat es jedoch möglich gemacht, im sogenannten Tandem van de Graaff dieselbe Spannung zweimal zu gebrauchen [7]. In dieser Maschine befindet sich die positive Elektrode in der Mitte des Beschleunigungsrohres, während die beiden Enden auf Erdpotential liegen. Negative Wasserstoffionen, das heisst Wasserstoffatome, die ein zusätzliches Elektron aufgenommen haben, werden von einem Ende her bis zur positiven Elektrode beschleunigt, wo sie eine dünne Materieschicht durchlaufen müssen. Dabei werden

beide Elektronen, sowohl das zusätzliche wie auch das ursprünglich vorhandene, abgestreift. Die Wasserstoffionen sind nun positiv geladen (Protonen) und können deshalb in der zweiten Hälfte des Rohres, beim Übergang von der positiven Elektrode zum Erdpotential gerade noch einmal beschleunigt werden.

Es scheint nicht ausgeschlossen, dass in der Zukunft solche oder ähnliche van-de-Graaff-Beschleuniger Ionen von 20 MeV liefern können. Eine solche Ausdehnung des Energiebereiches wäre der Kernforschung ganz besonders willkommen, weil sich diese Art Beschleuniger durch besonders gute Eigenschaften, wie etwa die hohe Energieauflösung und die kontinuierliche Einstellbarkeit der Beschleunigungsspannung, auszeichnen.

2.2 *Das konventionelle Festfrequenz-Zyklotron*

Schon im Jahre 1930 wurde von LAWRENCE eine Maschine vorgeschlagen, bei der die gleiche Hochspannung mehrmals für die Beschleunigung der Ionen gebraucht wird [8]. Diese Idee bildet die Grundlage für fast alle grossen Resonanzbeschleuniger. Die erste Maschine dieser Art erhielt den Namen Zyklotron [9]. Geladene Teilchen beschreiben in einer Ebene senkrecht zu einem Magnetfelde Kreisbahnen, deren Radius von der Grösse des Feldes und vom Impuls der Teilchen abhängt.

In einem Magnetfelde ist

$$\frac{m\,v^2}{r} = e\,v\,B_z.$$

Hier ist m die Masse des Teilchens, v seine Geschwindigkeit in einer Ebene senkrecht zum Magnetfelde B_z, e die Ladung des Teilchens und r der Radius des Kreises. Hieraus ergibt sich die Winkelgeschwindigkeit des Ions

$$\omega = \frac{v}{r} = \frac{e}{m}\,B_z \qquad \text{oder die Umlaufszeit} \qquad T = \frac{2\,\pi}{\omega} = \frac{2\,\pi}{\frac{e}{m}\,B_z}.$$

Die Energie des Ions ist demnach

$$E = \frac{I^2}{2\,m} = \frac{e^2\,B_z^2\,r^2}{2\,m}.$$

Daraus folgt beispielsweise, dass ein Proton mit einer Energie von 12 MeV in einem technisch leicht realisierbaren Felde von 10000 Oe einen Kreis von 50 cm Radius beschreibt. Da die Umlaufsfrequenz nicht von der Geschwindigkeit abhängt, kann die Beschleunigung in der Weise erfolgen, dass die Richtung eines geeigneten elektrischen Beschleunigungsfeldes mit der Umlaufsfrequenz umgepolt wird. Die Beschleunigung wirkt dann immer in der Flugrichtung des Teilchens, und bei jedem Felddurchgang wird seine Energie um den Betrag $e \cdot V$ vergrössert, wobei V die Beschleunigungsspannung ist. Im obigen Beispiel müsste das elektrische

Feld mit einer Frequenz von 15,3 MHz umgepolt werden. Die Grösse der Beschleunigungsspannung bestimmt die Anzahl Umläufe, die das Teilchen bis zum Erreichen der Endenergie E ausführen muss.

Die Elektroden, an welche die Beschleunigungsspannung angelegt wird, sind die beiden Hälften einer flachen, entlang eines Durchmessers aufgeschnittenen Kupferdose. Wegen ihrer Form haben die Elektroden den Namen «D's» erhalten. Solange das Teilchen in der Dose verweilt, ist es vom elektrischen Felde abgeschirmt; hingegen unterliegt es im Spalt zwischen den beiden «D's» der Beschleunigungsspannung, deren Maximalwert in der Grössenordnung von 100000 V liegt. Ein Wasserstoffatom, das im Zentrum zwischen den «D's» in einer Gasentladung ionisiert wird, braucht dementsprechend etwa 120 Spaltdurchgänge oder 60 Umläufe, bis es die Energie von 12 MeV erreicht; dabei beträgt die zurückgelegte Bahnlänge etwa 120 m.

In Anbetracht der Weglänge, die das Teilchen im Zyklotron zurücklegen muss, würde man zunächst nur einen sehr kleinen Strom erwarten; denn bei einer Höhe der «D's» von etwa 10 cm hält man es für unwahrscheinlich, dass das Teilchen die ganze Strecke zurücklegen kann, ohne an die Wand der «D's» zu geraten. Es müssen daher noch zusätzliche Kräfte auf das Teilchen wirken, um es in einer Bahn zu halten, die möglichst nahe an der Mittelebene der «D's» liegt. Wie man leicht aus den Bewegungsgleichungen ableiten kann, erhält man solche Fokussierungskräfte, wenn das Feld nach aussen hin langsam abnimmt.

Die Gleichung der vertikalen Bewegung lautet $m\,\ddot{z} = e\,r\,\omega\,B_r$, wobei $e\,r\,\omega\,B_r$ die Lorentz-Kraft in der vertikalen Richtung darstellt. Hierbei ist B_r die radiale Komponente des Magnetfeldes und $\omega = e\,B_z/m$ die Umlaufsfrequenz.

Die Grösse der Radialkomponente B_r lässt sich mit der radialen Feldabnahme $\partial B_z/\partial r$ in Beziehung bringen. Da das Magnetfeld rotationsfrei ist, gilt $\partial B_z/\partial r = \partial B_r/\partial z$. In der Mittelebene ($z = 0$) ist B_r aus Symmetriegründen null. Für kleine Abweichungen von der Mittelebene ergibt sich deshalb durch Integration $B_r = z\cdot(\partial B_z/\partial r)$. Charakterisieren wir die Abhängigkeit des Magnetfeldes vom Radius durch einen *Feldindex* $n = -\,(r/B_z)\,(\partial B_z/\partial r)$, so erhält man schliesslich als Gleichung für die vertikale Bewegung:

$$\ddot{z} = \frac{-\,e\,r\,\omega\,B_z\,n}{m\,r}\,z = -\,n\,\omega^2\,z.$$

Vorausgesetzt, dass $n > 0$, ist die Lösung dieser Gleichung eine harmonische Schwingung mit der Frequenz $\omega_z = \omega\sqrt{n}$. Im Falle $n < 0$, würde z dagegen mit der Zeit exponentiell anwachsen. Demnach muss für die vertikale Fokussierung der Bahnen die Bedingung $n > 0$ erfüllt sein. Nach der Definition des Feldindex n bedeutet dies, dass das Magnetfeld nach aussen hin abnehmen muss.

Diese Forderung steht jedoch mit der Bedingung für Synchronismus zwischen Hochfrequenzspannung und Umlaufsfrequenz des Teilchens im Widerspruch; denn eine Abnahme des Feldes B_z mit r führt während der Beschleunigung des Teilchens zu einer Abnahme der Umlaufsfrequenz. Eine weitere Abnahme der Umlaufsfrequenz ergibt sich aus der relativistischen Vergrösserung der Teilchenmasse $m = m_0 (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$. Um trotz dieser Massenzunahme eine konstante Umlaufsfrequenz zu erzwingen, müsste das Magnetfeld eigentlich nach aussen hin zunehmen, was jedoch der oben abgeleiteten Stabilitätsbedingung widersprechen würde.

Man umgeht diese Schwierigkeit im konventionellen Zyklotron, indem man das Ion mit möglichst hoher «D»-Spannung in verhältnismässig wenig Umläufen auf die Endenergie bringt. Je weniger Umläufe dafür erforderlich sind, desto weniger fallen die Teilchen ausser Takt. Der Maximalwert der Wechselspannung kann jedoch in der Praxis kaum mehr als 400 kV betragen. Sogar bei so hohen Spannungen zeigt der Teilchenstrom als Funktion des Zyklotronradius eine stetige Abnahme, weil einerseits die z-Fokussierung im langsam abnehmenden Felde zu schwach ist und weil andererseits die Teilchen doch allmählich ausser Takt fallen und schliesslich erst im Beschleunigungsspalt ankommen, wenn die sinusförmige Hochfrequenzspannung weit unter ihren maximalen Wert gefallen oder gar negativ geworden ist. Mit 400 kV zwischen den «D's» können Protonen auf 25 MeV beschleunigt werden; dabei werden in einigen Zyklotrons noch Ströme in der Grössenordnung von Milliamperes erreicht.

2.3 *Das frequenzmodulierte Zyklotron*

Im konventionellen Festfrequenz-Zyklotron ist der erreichbaren Teilchenenergie eine technische Grenze gesetzt, da die Umlaufsfrequenz der Ionen bei zunehmender Energie allzu sehr von der festen Beschleunigungsfrequenz abweicht. Um zu höheren Energien zu gelangen, muss man deshalb die Beschleunigungsfrequenz während der Beschleunigung der Teilchen allmählich erniedrigen. Auf diese Weise kann man eine Gruppe von Teilchen von der Ionenquelle bis zum Austrittsradius führen und erhält dann einen Strahlimpuls von einigen Mikrosekunden Dauer. Diesen Vorgang kann man mit der Modulationsfrequenz wiederholen und dabei einen mittleren Strom in der Grössenordnung einiger Mikroamperes erzeugen. Die Modulationsfrequenz hängt von der Grösse des Zyklotrons ab und variiert von 2000 Hz bei den kleinsten zu 50 Hz bei den grössten Anlagen.

Das frequenzmodulierte Zyklotron oder «*Synchrozyklotron*» wurde gleichzeitig von McMillan [10] und von Veksler [11] vorgeschlagen. Bohm und Foldy [12] konnten anschliessend zeigen, dass im Synchrozyklotron die Umlaufsphase und die HF-Phase in stabiler Weise gekop-

pelt sind, indem die Phasendifferenzen Φ zwischen Teilchenumlauf und Hochfrequenzspannungen langsame Schwingungen um einen Gleichgewichtsbetrag Φ_0 ausführen ($0 < \Phi_0 < 180°$).

Das Zustandekommen dieser *Phasenfokussierung* kann man qualitativ leicht einsehen. Der Gleichgewichtsphase Φ_0 entspricht eine Teilchengruppe, die den Beschleunigungsspalt jeweils erst dann erreicht, wenn die Beschleunigungsspannung von ihrem Scheitelwert auf den Wert $V \cos \Phi_0$ abgesunken ist. Ein Teilchen, welches der Gruppe um einen kleinen Betrag $\delta\Phi$ vorauseilt, erfährt bei jedem Spaltdurchgang eine etwas höhere Beschleunigungsspannung $V \cos (\Phi_0 - \delta\Phi)$, und damit wächst auch der Bahnradius dieses Teilchens rascher an als der Bahnradius der Vergleichsgruppe. Im radial abfallenden Magnetfeld nimmt deshalb die Umlaufsfrequenz des vorauseilenden Teilchens schneller ab. Dies hat zur Folge, dass sich der Phasenvorsprung mit der Zeit in einen Phasenrückstand verwandelt. Eine analoge Betrachtung lässt sich nun auch auf Teilchen anwenden, die in der Phase zurückgeblieben sind, und man findet entsprechend, dass diese mit der Zeit ihren Rückstand ausgleichen.

Zur Modulation der Beschleunigungsfrequenz hat man verschiedene Lösungen vorgeschlagen. Die klassische Methode beruht darauf, dass man in den Schwingkreis, der vom «D» als Kapazität und «D»-Träger als Selbstinduktion gebildet wird, noch einen zusätzlichen rotierenden oder vibrierenden Kondensor aufnimmt, der die Eigenfrequenz des Kreises zwischen den erforderlichen Grenzen variiert.

Neuerdings sind in Holland Versuche im Gange, die Selbstinduktion des «D»-Trägers zu ändern, indem man diesen mit Ferrit umgibt. Durch eine zusätzliche Magnetisierungswindung kann dann die Permeabilität des Ferrites und damit die Selbstinduktion des koaxialen Leiters geändert werden. Leider haben erste Versuche gezeigt, dass diese Methode zu sehr hohen Verlusten im Ferrit führt.

In einer analogen Weise kann die Frequenz moduliert werden, wenn der rotierende Kondensor durch einen Kondensor mit seignettesalzähnlichem Dielektrikum ersetzt wird. Die Dielektrizitätskonstante kann dann durch eine niederfrequente Vorspannung geändert werden. Auch hier treten grosse Hysteresisverluste auf; sie lassen sich jedoch verkleinern, wenn das Dielektrikum über die Curie-Temperatur erhitzt wird. Diese Art von Modulation wird im Synchro-Zyklotron in Bonn verwendet.

2.4 *Das isochrone Zyklotron*

Aus der Beschreibung des frequenzmodulierten Zyklotrons geht hervor, dass der darin erreichbaren Beschleunigungsenergie keine prinzipielle

Grenze gesetzt ist. Für die experimentelle Kernphysik hat diese Art von Beschleunigern jedoch gegenüber dem konventionellen Zyklotron grosse Nachteile. Erstens ist der Strom im Zeitmittel sehr viel kleiner und beträgt nur einige μA, und zweitens führt die kurze Impulsdauer bei den häufigen Koinzidenzmessungen oft zu Schwierigkeiten.

Zur Umgehung dieser Schwierigkeiten wurde deshalb das isochrone Zyklotron vorgeschlagen, welches auch im relativistischen Energiebereich mit konstanter Frequenz arbeitet. Um die Resonanz zwischen der Umlaufszeit der Teilchen und der Hochfrequenz zu erhalten, muss das mittlere Magnetfeld als Funktion des Zyklotronradius zunehmen ($n < 0$). Da dabei die Fokussierung verloren geht, müssen zusätzliche Kräfte eingeführt werden, welche die Fokussierung bewerkstelligen.

Aus der Optik ist bekannt, dass man sogar dann Fokussierung erhalten kann, wenn man eine Sammellinse (Brennweite $f_1 > 0$) mit einer stärkeren Zerstreuungslinse ($f_2 < 0$) kombiniert. In der elementaren Optik berechnet man die Gesamtbrennweite eines Systems aus zwei Linsen in einem Abstand d nach der Formel $F = f_1 f_2/(f_1 + f_2 - d)$. Auch wenn die Streulinse stärker ist als die Sammellinse ($|f_2| < f_1$), kann sich noch eine positive Fokussierung ($F > 0$) ergeben; dies ist dann der Fall, wenn der Unterschied ($f_1 - |f_2|$) der absoluten Brennweiten kleiner ist als der Abstand der beiden Linsen.

Ähnliche Fokussierungseigenschaften erhält man, wenn man im Magnetfeld des Zyklotrons entlang der Teilchenbahn Regionen mit positivem Feldindex und solche mit negativem Feldindex abwechseln lässt. Für einen Feldindex $n > 0$ erhält man vertikale Fokussierung, für $n < 0$ Zerstreuung. Im gesamten kann man dabei sogar dann vertikale Fokussierung erhalten, wenn der negative Feldindex überwiegt. Dies bedeutet, dass sich vertikale Stabilität der Teilchenbahnen auch dann erreichen lässt, wenn das Magnetfeld im Mittel radial ansteigt. Man kann daher das Magnetfeld als Funktion des Radius der relativistischen Massenzunahme anpassen und so selbst im relativistischen Energiebereich noch eine feste Umlaufszeit («Isochronie») erzwingen. Damit wird es möglich, auch im Festfrequenz-Zyklotron Energien zu erreichen, die bisher dem frequenzmodulierten Zyklotron vorbehalten blieben.

Das isochrone Zyklotron wird den Kernphysikern Experimente mit polarisierten Teilchen sehr stark erleichtern. Polarisationsexperimente bedingen im allgemeinen zwei- oder dreifache Streuung der Teilchen und setzen deshalb sehr hohe Strahlintensitäten voraus. Für das Verständnis der Kernkräfte und der Kernreaktionen sind Polarisationsmessungen vor allem bei Energien von etwa 20 MeV bis 150 MeV interessant. Gerade in diesem Energiebereich wird die Konstruktion des isochronen Zyklotrons ohne grosse Schwierigkeiten möglich sein.

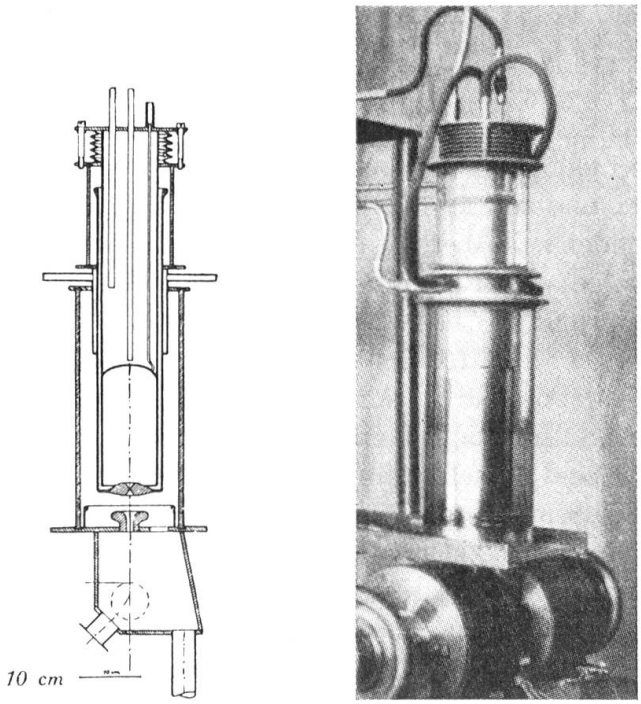
3. Die Teilchenbeschleuniger der ETH

3.1 *Beschleuniger nach dem Prinzip von Cockroft-Walton*

Das Interesse an der Kernphysik zeigte sich in Zürich schon frühzeitig. Eine erste Messung, *Die Zerstreuung von α-Strahlen durch He,* wurde im Jahre 1928 mit Hilfe eines natürlichen α-Strahlers ausgeführt [13]. Im Jahre 1935 konstruierte ALEXOPOULOS [14] die erste Beschleunigungsmaschine des Typus Cockroft-Waltons. Untersuchungen über die Stromausbeute von Ionenquellen führten zur Wahl einer speziellen Form der Kathode. Für die späteren Maschinen führte man solche Untersuchungen immer wieder aus. Die Gasentladungsspannung war 25 kV, die Nachbeschleunigung betrug 140 kV; diese Spannungen wurden mit Hilfe von Greinacher-Schaltungen erzeugt. ALEXOPOULOS verwendete die Reaktion

$$^2\mathrm{D} + {}^2\mathrm{D} = {}^3\mathrm{He} + {}^1n$$

zum Studium der Anregungskurve für die Produktion von Neutronen, woraus er die Schlussfolgerung zog, dass Deuteronen niedriger Energie mittels dieser Reaktion eine beträchtliche Neutronenintensität erzeugen.



Figur 1
Schnitt und Photographie der Beschleunigungsröhre
(aus BALDINGER, HUBER und STAUB, H.P.A. *11*, 249. Figuren 4 und 5)

Die Anlage, die von BALDINGER, HUBER und STAUB [15] zwei Jahre später fertiggestellt wurde, glich im wesentlichen der Apparatur von

ALEXOPOULOS. Figur 1 zeigt einen Schnitt und eine Photographie der Beschleunigungsröhre. Eine Erhöhung der Gasentladungspannung auf 50 kV ergab eine Vergrösserung des Deuteronenstromes, der von einem Magnet in Molekül- und Atomionen zerlegt wurde. Der Strom der Atomionen von 180 μA wurde zur Neutronenproduktion auf eine D_3PO_4-Target aufgefangen. Ausbeutemessungen ergaben, dass diese Neutronenquelle ungefähr 0,5 g Ra-α-Be gleichkam [16]. Da die D-D-Reaktion exoenergetisch ist, erhält man in der Vorwärtsrichtung 2,6 MeV Neutronen, womit mehrere (n,p)- und (n,α)-Reaktionen untersucht werden konnten. Mit Hilfe einer Ionisationskammer konnten Reaktionsenergien und Wirkungsquerschnitte gemessen werden. Diese Maschine hat mit verschiedenen Verbesserungen (Ionenquelle [17], Ersetzung der D_3PO_4-Target durch D_2O-Eis [18]) und entsprechend erhöhter Neutronenausbeute viele Jahre zuverlässige Dienste geleistet, und sie lieferte Material für etwa 15 Arbeiten.

Es war jedoch unmöglich, mit Hilfe dieses Beschleunigers genügende Mengen radioaktiver Isotope für weitere Untersuchungen herzustellen, und die Energie der Neutronen war im allgemeinen für die Anregung metastabiler Kernzustände zu niedrig. Für solche Untersuchungen wurden dann fast gleichzeitig drei neue Maschinen geplant.

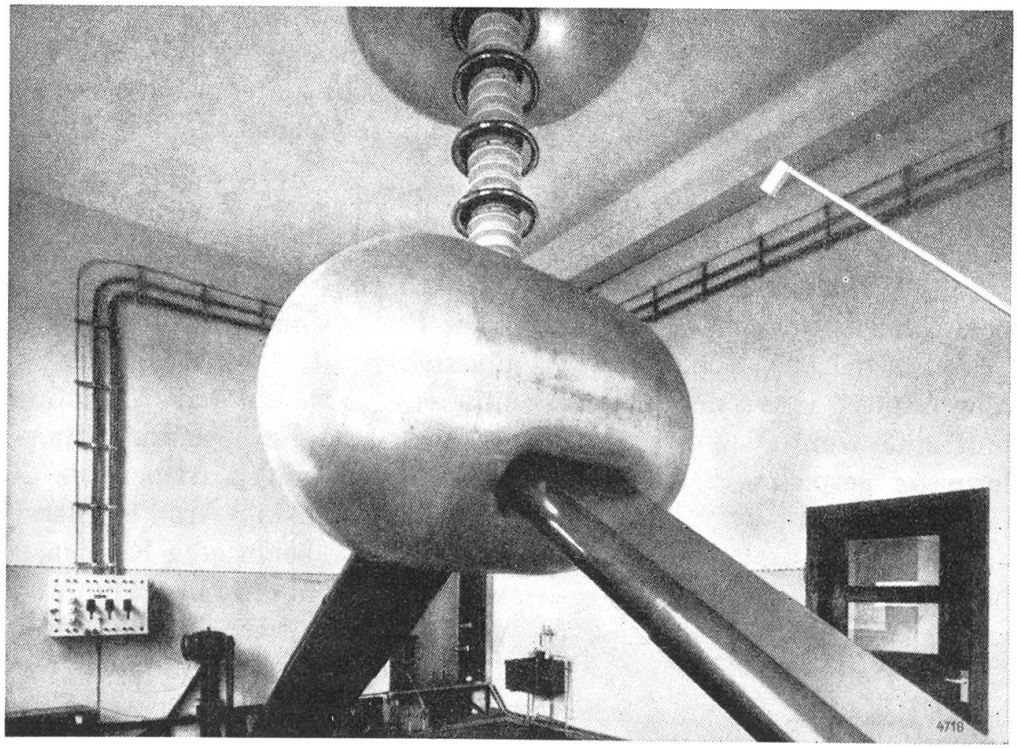
3.2 *Der «Tensator»*

Eine Maschine, die von der Firma MICAFIL gebaut wurde, wurde unter dem Namen «*Tensator*» [19] bekannt. Die Hochspannung wird von 20 in Serie geschalteten Spannungsverdopplern erzeugt, deren Gleichrichterröhren durch rotierende Kontaktventile ersetzt waren. Jede Verdoppelungsstufe wurde von einem Generator mit einem Hochspannungstransformator gespiesen. Zwei schlanke rotierende Stangen trieben die 20 Generatoren und die 40 Gleichrichterventile, welche in 3 Atm. Stickstoff arbeiteten. Diese ganze Anordnung und die dazu benötigten Kondenser befanden sich entlang dem Beschleunigungsrohr in Resocelrohren, welche alle zusammen nochmals von ölgefüllten Resocelhülsen mit 130 cm Durchmesser umgeben sind. Das Hochspannungsende des 6 m hohen Beschleunigers trägt eine Aluminiumkugel von 1,5 m Durchmesser. Das Kanalstrahlrohr, das von WÄFFLER [20] entworfen wurde, war aus 30 cm langen Porzellanzylindern aufgebaut, in denen sich die Beschleunigungselektroden befanden.

Nachdem dieser Generator an der Landesausstellung im Jahre 1939 vorgeführt war, ist er im Physikgebäude von BLEULER und ZÜNTI für die Beschleunigung von Deuteronen ausgebaut worden. Im Betrieb erhält man Deuteronen von 1 MeV, die durch die Reaktionen Be + d und Li + d zur Erzeugung von Neutronen verwendet werden [21].

3.3 *Ein van-de-Graaff-Beschleuniger*

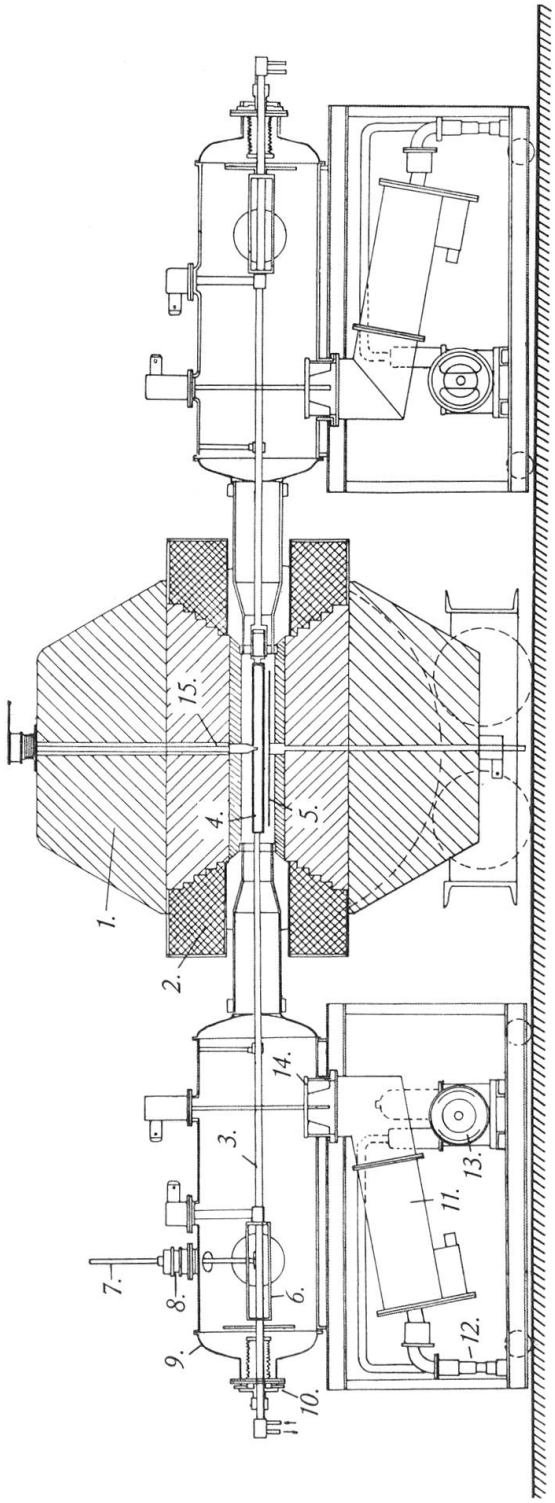
Ungefähr zur gleichen Zeit wurde von HUBER, LIENHARD, PREISWERK, SCHERRER und WÄFFLER [22] eine van-de-Graaff-Anlage für eine Spannung von 850 kV gebaut. Zwei Gummibänder von 52 cm Breite und etwa 7 m Länge, auf die von einem 10-kV-Gleichrichter Ladungen aufgespritzt wurden, rotierten mit einer Geschwindigkeit von 17 m/s. Das Kanalstrahlrohr, in dem die Beschleunigung in 5 Stufen erfolgte, reichte bis ins nächste Stockwerk hinauf, wo die Target angebaut war. Der Protonenstrom betrug etwa 100 μA. Durch Einfang der Protonen in ^{7}Li liess sich γ-Strahlung von 17 MeV erzeugen. Diese Apparatur hat damit vieles zur Kenntnis der Kernphotoeffekt genannten (γ, n)- und (γ, p)-Reaktionen beigetragen. Als dann infolge des Krieges die Beschaffung der Gummibänder Schwierigkeiten bereitete, wurde die ganze Hochspannungseinrichtung durch Röhrengleichrichter ersetzt. Figur 2 zeigt eine Abbildung der ursprünglichen van-de-Graaff-Anlage.



Figur 2
Photographie des Van de Graaff's (aus HUBER, LIENHARD, PREISWERK, SCHERRER und WÄFFLER, H.P.A. *15*, 45 [1942])

3.4 *Das Zyklotron*

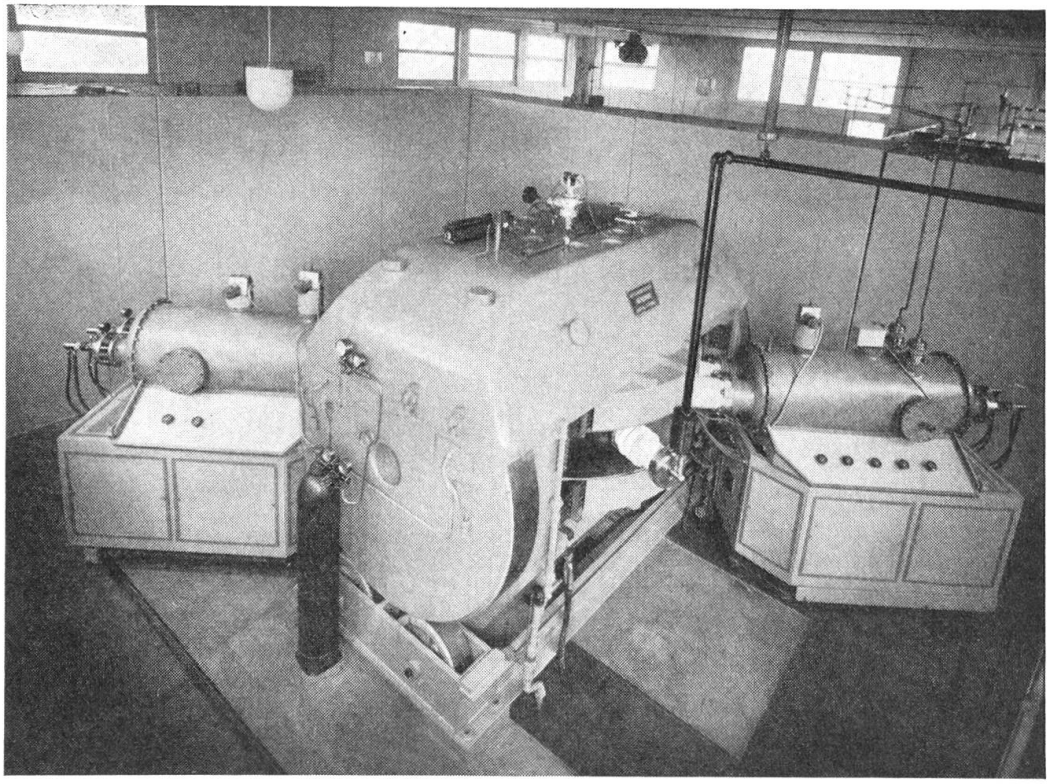
Im Jahre 1940 wurde im Physikalischen Institut mit dem Bau eines Zyklotrons angefangen. Diese Maschine sollte durch (p, n)-Reaktionen viele und intensive radioaktive Präparate für die β-Spektroskopie her-



Figur 3
Querschnitt durch das Zyklotron (aus Baumgartner, Extermann, Gugelot, Preiswerk und Scherrer, Experientia *1*, 69 [1945], Figur 2)

stellen. Hier lag noch ein gewaltiges Gebiet brach, wo viele interessante Forschung erst durch das Zyklotron möglich gemacht wurde.

Der 40 t schwere Magnet wurde von der Firma Oerlikon gebaut, während die Hochfrequenzanlage für die «D»-Spannung mit gittergesteuertem Quecksilberdampf-Gleichrichter für 75 kW durch Brown Boveri & Cie. entworfen und gebaut worden war. Die Hochfrequenz wurde in Abweichung vom traditionellen selbsterregten Oszillator von einem gesteuerten Sender erzeugt. Diese Anordnung gewährleistete eine grosse Frequenzkonstanz. Die weiteren Bestandteile des Zyklotrons wurden im Institut von BAUMGARTNER, EXTERMANN, GUGELOT, PREISWERK und SCHERRER [23–25] entwickelt. Die Konstruktion der «D»-Träger und der Ionenquelle wich von der gebräuchlichen Bauart ab. Die «D's» der frühen Zyklotrons wurden von Isolatoren getragen, die gleichzeitig der Hochfrequenzdurchführung in die Vakuumkammer dienten. Die Zürcher Versuche, Isolatoren zu finden, die einer genügend hohen Hochfrequenzspannung standhalten würden, schlugen fehl; man beschloss daher, die «D's» mittels eines verkürzten Lecher-Systems (Halbwellenlänge) zu unterstützen. Die äusseren Enden dieses Systems waren mit einer hydraulischen Spannvorrichtung versehen. Die Aluminium-Vakuumtanks, die das Lecher-System umschliessen, sind in der Figur 3 ersichtlich.



Figur 4
Photographie des Zyklotrons (aus BAUMGARTNER *et al.*, Experientia *1*,69, Figur 4)

Die Ionenquelle wurde durch das Joch des Magneten in das Zentrum der Beschleunigungskammer eingeführt. Diese Bauweise ermöglichte es, eine grosse und robuste Quelle zu entwerfen, deren Glühkathode über ihre ganze Oberfläche für die Emission von Elektronen wirksam war. Durch die starke Konvergenz der magnetischen Kraftlinien im Loch in der Polplatte wurde das Gasentladungsplasma zu einem scharfen Strahl von nur wenigen Millimetern Durchmesser fokussiert. Dieser Strahl endete im Zentrum der Kammer, wo die hochfrequente Spannung die Ionen in die «D's» hineinsaugte und beschleunigte. Die Störung des Magnetfeldes im Zentrum der Kammer, die durch das Loch verursacht war, wurde mittels eisernen Korrekturringen kompensiert. Figur 4 zeigt eine Photographie des Zyklotrons.

Im Jahre 1943 wurde das Zyklotron zum ersten Male ausprobiert, und vom Jahre 1944 an war es möglich, einen Strom von 100 bis 200 μA Protonen mit 6,9 MeV für die Produktion radioaktiver Quellen für die Betaspektroskopie zu gebrauchen [26].

In einer späteren Ausbauetappe ist der Protonenstrahl aus der Kammer ausgelenkt worden, womit auch Experimente über den Mechanismus der Kernreaktionen ermöglicht worden sind. Blaser, Boehm, Marmier und Peaslee [27] erhielten so im Jahre 1951 in der Reaktionskammer einen Strom von 0,5 μA mit einer Energieauflösung von 25 KeV.

4. Ausblick

Die Erforschung der Kernkräfte und der ihnen zugrunde liegenden Mesonenfelder hat die Physiker in ein neues Gebiet hineingeführt, wo die experimentellen Arbeiten nur mit Hilfe der höchsten verfügbaren Energien ausgeführt werden können. Diese höchsten Energien erreicht man heute mit «Synchrotrons», bei denen mit der Frequenz der Beschleunigungsspannung auch das Magnetfeld variiert wird, so dass sich die Protonen während der Beschleunigung auf einer fixen Bahn bewegen. Es zeigt sich dabei, dass mittels Protonen von mehr als 1 GeV (= 1000 MeV) ein ganzes Spektrum von neuen Elementarteilchen erzeugt werden kann. Diese haben sehr unerwartete Eigenschaften, die möglicherweise eine neue Definition des Begriffs «Elementarteilchen» verlangen. Die Wechselwirkung dieser «Mesonen», «Hyperonen» und der «Antiteilchen» mit den Nukleonen zu ergründen, wird die Aufgabe von zwei neuen Maschinen sein, die zurzeit in Brookhaven (USA) und beim CERN in Genf gebaut werden. Der Durchmesser der Magnetringe beträgt bei diesen Synchrotrons 200 m, und es sollen darin Teilchen bis zu 25 GeV beschleunigt werden.

Es ist selbstverständlich, dass solche grosse Beschleuniger des Aufwands wegen nur in sehr geringer Zahl gebaut werden können und dass ihr Bau in Europa eine internationale Zusammenarbeit erfordert. Der

Bau von noch wesentlich grössern Beschleunigern scheint zurzeit aussichtslos, so erwünscht er auch vom Standpunkt der Physik aus sein könnte. Auch die Natur wirkt uns hier entgegen, indem die effektiv verfügbare Energie der zusammenstossenden Teilchen in diesem extremrelativistischen Gebiete nur noch mit der Wurzel der Beschleunigerenergie ansteigt.

Lösungen dieses Problems werden in zwei Richtungen gesucht. Einerseits studiert man neue Beschleunigungsmethoden, die die Verwendung von kleineren Maschinen erlauben würden. Dabei darf man jedoch nicht vergessen, dass auch die *Versuche* mit den energiereichen Teilchen derart kostspielig sind, dass die Baukosten des Beschleunigers im Vergleich damit keine so grosse Rolle spielen.

Eine andere Lösungsmöglichkeit bestünde in der Verwendung zweier in entgegengesetzter Richtung beschleunigter Strahlen, die miteinander zum Zusammenstoss gebracht werden. Dieser Plan ist speziell für die Erforschung der Wechselwirkung von Elektronen von Interesse. Wenn zwei Elektronen, jedes mit einer Energie von 3 GeV, zusammenprallen, so wird die Energie im Schwerpunktsystem gleich gross wie beim Zusammenstoss eines 15000-GeV-Elektrons mit einem ruhenden. Ein Beschleuniger für 15000 GeV hätte einen Durchmesser von 100 km, während die 3-GeV-Maschine einen Durchmesser von nur 20 m benötigt.

Trotz dem Interesse an den extrem hohen Energien gibt es noch viele lösenswerte Probleme im mittleren Energiebereich, wo die Forschung auch den Hochschulen zugänglich ist. Es ist zu hoffen, dass der in Zürich eingeschlagene Weg weiterverfolgt wird und dass dabei auch weiterhin wertvolle Beiträge zum Verständnis der Kernphysik geleistet werden.

LITERATURVERZEICHNIS

[1] RUTHERFORD, E., Phil. Mag. *37*, 581 (1919).
[2] CHADWICK, J., Proc. Roy. Soc., London [A] *136*, 692 (1932); Nature *129*, 312 (1932).
[3] OLIPHANT, M. L. E., HARTECK, P., und RUTHERFORD, E., Proc. Roy. Soc., London [A] *144*, 692 (1934).
[4] FERMI, F., AMALDI, E., PONTECORVO, B., RASETTI, F., und SEGRÈ, E., Ricerca Sci. *5* (*2*), 282 (1934).
[5] COCKROFT, J. D., und WALTON, E. T. S., Proc. Roy. Soc., London [A] *137*, 229 (1932).
[6] VAN DE GRAAFF, R. J., Phys. Rev. *38*, 1919 (1931).
[7] DANFORTH, J. L., Can. Electr. Eng. *2*, 18 (1958).
[8] LAWRENCE, E. O., und EDLEFSEN, N. E., Science *72*, 376 (1930).
[9] LAWRENCE, E. O., und LIVINGSTON, M. S., Phys. Rev. *40*, 19 (1932).
[10] MCMILLAN, E. M., Phys. Rev. *68*, 143 (1945).
[11] VEKSLER, V., J. Physics, U.S.S.R. *9*, 153 (1945).
[12] BOHM, D., und FOLDY, L., Phys. Rev. *72*, 649 (1947).
[13] HARDMEIER, W., Helv. Phys. Acta *1*, 193 (1928).

[14] Alexopoulos, K. D., Helv. Phys. Acta *8*, 601 (1935).
[15] Baldinger, E., Huber, P., und Staub, H., Helv. Phys. Acta *10*, 254 (1937).
[16] Baldinger, E., Huber, P., und Staub, H., Helv. Phys. Acta *11*, 244 (1938).
[17] Baldinger, E., und Huber, P., Helv. Phys. Acta *11*, 373 (1938).
[18] Baldinger, E., und Huber, P., Helv. Phys. Acta *12*, 330 (1939).
[19] Imhof, A., Helv. Phys. Acta *12*, 285 (1939).
[20] Wäffler, H., Helv. Phys. Acta *12*, 288 (1939).
[21] Bleuler, E., und Zünti, W., Helv. Phys. Acta *19*, 137 (1946).
[22] Huber, O., Lienhard, O., Preiswerk, P., Scherrer, P., und Wäffler, H., Helv. Phys. Acta *15*, 45 (1942).
[23] Baumgartner, H., Extermann, E., Gugelot, P. C., Preiswerk, P., und Scherrer, P., Helv. Phys. Acta *15*, 330 (1942).
[24] Baumgartner, H., Extermann, E., Gugelot, P. C., Preiswerk, P., und Scherrer, P., Helv. Phys. Acta *15*, 332 (1942).
[25] Baumgartner, H., Extermann, E., Gugelot, P. C., Preiswerk, P., und Scherrer, P., Helv. Phys. Acta *15*, 333 (1942).
[26] Baumgartner, H., Extermann, E., Gugelot, P. C., Preiswerk, P., und Scherrer, P., Experientia *1*, 69 (1945).
[27] Blaser, J. P., Boehm, F., Marmier, P., und Peaslee, D. C., Helv. Phys. Acta *24*, 3 (1951).