

UMBAU EINES 2 - M V
VAN DE GRAAFF - BESCHLEUNIGERS
VON ELEKTRONEN - AUF IONEN -
BESCHLEUNIGUNG

Diplomarbeit von
Ludwig T a u s c h e r

Durchgeführt am
Max - Planck - Institut für Kernphysik Heidelberg
- Heidelberg 1963 -

I n h a l t.

	Seite
Zusammenfassung	3
A. Ziel der Arbeit	4
B. Aufbau der Maschine	
1. Potentialerzeugendes System	5
2. Elektronenquelle	6
C. Das Beschleunigungsrohr	
1. Aufbau	6
2. Ionenoptische Betrachtungen	6
3. 'Conditioning'	14
D. Umbau auf Ionenbeschleunigung	
1. Änderung der Polarität der Maschine	16
2. Die Ionenquelle	17
E. Messung der Eichreaktionen	
1. Schwelle $\text{Be}^9(\gamma, n)\text{Be}^8$	23
2. Resonanzen $\text{Be}^9(p, \gamma)\text{B}^{10}$ und $\text{Al}^{27}(p, \gamma)\text{Si}^{28}$	25
3. Diskussion	29
Literaturverzeichnis	32
Anhang	33

Z u s a m m e n f a s s u n g .

Der Bandgenerator BG 42 wurde als Elektronenbeschleuniger getestet und umgebaut für die Beschleunigung von Ionen.

Aufgrund rechnerischer Untersuchungen über die Fokussierungseigenschaften von Beschleunigungsröhren konnte eine allgemeine Abbildungsgleichung angegeben und durch Messungen bestätigt werden.

Weiterhin wurde eine Ionenquelle vom Typ Penning gebaut und auf einem Prüfstand auf Brenn- und Fokussierungseigenschaften untersucht. Es wurde die Lage der Strahlteile im Extraktionskanal festgestellt und die Abhängigkeit des extrahierbaren Ionenstromes von Druck und Anodenleistung bestimmt.

Eine vorläufige Eichung des rotierenden Voltmeters wurde anhand der Messung der Schwelle $\text{Be}^9(\gamma, n)\text{Be}^8$ sowie der Resonanzen $\text{Be}^9(p, \gamma)\text{B}^{10}$ und $\text{Al}^{27}(p, \gamma)\text{Si}^{28}$ vorgenommen. Es ergab sich eine lineare Anzeige des rotierenden Voltmeters über den gesamten Messbereich.

Anhand der Linienverbreiterung der Resonanzen wurde die Spannungsinstabilität der Maschine ermittelt. Es wurden Schwankungen zwischen 10 und 30 kV beobachtet.

Der Bandgenerator BG 42 besitzt keine Stabilisierung.

A. Ziel der Arbeit.

Der 2-Millionen-Volt Bandgenerator BG 42, der von dem Zentralinstitut für wissenschaftliches Apparatewesen Aachen als Elektronenbeschleuniger gebaut war, sollte als solcher getestet und sodann für die Beschleunigung von Ionen umgebaut werden. Zur vorläufigen Eichung des rotierenden Voltmeters sollten die Schwelle $\text{Be}^9(\gamma, n)\text{Be}^8$ bei Betrieb mit Elektronen sowie, bei Betrieb mit Ionen, die Resonanzen $\text{Be}^9(p, \gamma)\text{B}^{10}$ und $\text{Al}^{27}(p, \gamma)\text{Si}^{28}$ gemessen werden.

B. A u f b a u d e r M a s c h i n e .

1. Das potentialerzeugende System.

Bei dem Umfang der zur Zeit vorliegenden Literatur über elektrostatische Generatoren (siehe HERB (1), LIVINGSTONE (2)) scheint es angebracht, im folgenden lediglich die für den BG 42 charakteristischen Details anzuführen, ohne auf fundamentale Funktionsprinzipien solcher Generatoren einzugehen.

Der Bandgenerator BG 42 ist ein Drucktankgenerator in horizontaler Bauweise. Der Betriebsdruck beträgt bis zu 20 atm, wobei als Isolationsgas ein Gemisch von 30% CO₂ und 70% N₂ Verwendung findet.

69 auf einen Steatitträger im Abstand von 14 mm voneinander aufgeschrumpfte Potentialscheiben aus Aluminium bilden die Potentialsäule. Sie trägt die Widerstandskette von ca. 22 000 MOhm. Eine Funkenstrecke ist zwar eingebaut, jedoch wegen des zu großen Abstandes der Elektroden unwirksam. Bei Überschlägen, besonders bei Kesselüberschlägen, treten kurzzeitig erhebliche Überspannungen auf. Um diese Überspannungen aufzufangen, ist eine hohe Kapazität der Potentialsäule und eine wirksame Funkenstrecke nötig. Die Kapazität zweier Potentialscheiben einschließlich der Blenden im Beschleunigungsrohr beträgt zur Zeit ca. 30 pF. Um die Spannungsspitzen einigermaßen gut aufzufangen, sind nach BIELAJEW (3) jedoch einige 100 pF erforderlich. Außerdem muß eine Funkenstrecke eingebaut werden, die Spannungsspitzen von mehr als 35 kV kurzschließt.

Ein endlos gewobenes, nylongetränktes Band von 11 cm Breite dient als Ladeband. Nach LANGE (4) beträgt bei 15 atm Betriebsdruck und einer Bandgeschwindigkeit von 30 m/sec die Ladungsdichte ca. $32 \cdot 10^{-10}$ Asec/cm². Bei positiver Polarität konnte die Ladungsdichte wesentlich erhöht werden (siehe Abschnitt D).

2. Die Elektronenquelle.

Als Elektronenquelle diente eine Fernfokuskathode nach Steigerwald. Bei Strömen von $30 \mu\text{A}$ ließ sich der Strahl auch bei Maximalspannung auf weniger als 3 mm^2 zusammenziehen.

C. Das Beschleunigungsrohr.

1. Aufbau.

Das für den Bandgenerator BG 42 benützte Beschleunigungsrohr setzt sich aus 67 ebenen, polierten Potentialblenden aus Vacon zusammen, die durch Porzellanringe voneinander isoliert und mit warmhärtendem Araldit verbunden sind. Der Innendurchmesser der Blenden verkleinert sich zur Hochspannungsseite hin von 70 mm auf 50 mm. Dadurch wird der Abschirmfaktor γ^* in Nähe der Partikelquelle von 1,0 auf 1,5 heraufgesetzt. Für Ionenbeschleunigung wird i.a. ein Faktor von 2,5 bis 3,0 gefordert, der jedoch wegen der zu hohen Drosselung der Pumpleistung nicht verwirklicht werden konnte. Die Gesamtlänge des Rohres beträgt 115,6 cm. Seine Evakuierung erfolgt durch eine Quecksilber-Pumpanlage mit einer Sauggeschwindigkeit von 175 l/sec. Für das Beschleunigungsrohr wurde ein Leitwert von 11 l/sec, an seinem oberen Ende eine Sauggeschwindigkeit von 10 l/sec gemessen.

2. Ionenoptische Betrachtungen.

a. Rechnungen.

In der folgenden Betrachtung soll der Strahlverlauf in dem Beschleunigungsrohr ohne Berücksichtigung von Raumladungseinflüssen sowie seine Ionenoptik untersucht werden.

)* Der Abschirmfaktor ist das Verhältnis der Randbreite der Blenden zu ihrem Abstand.

Hierzu wird das Abbildungssystem (siehe Fig.1) in drei Teile jeweils konstanter Feldstärke zerlegt, die durch je eine Lochblende voneinander getrennt sind. Diese Aufteilung entspricht der Wirklichkeit für achsennahe Strahlen. Ebenso gelten auch alle weiteren Ausführungen nur für achsennahe Strahlen.

Dies und die weitere Behandlung des Problems ist bereits von ELKIND (5) durchgeführt worden und soll hier im einzelnen nicht aufgeführt sondern angedeutet werden.

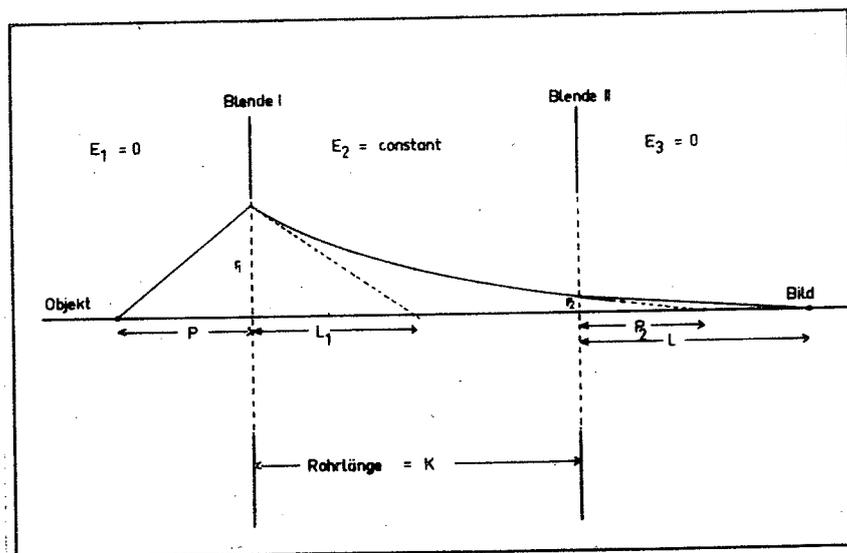


Fig.1.: Strahlverlauf in einer Beschleunigungs- röhre (nach ELKIND).

Der Gegenstand im Abstand P von der Lochblende I (Fig.1) wird von dieser nach den Gesetzen der geometrischen Optik in die Beschleunigungs- röhre abgebildet. Die Bildweite L_1 und der Achsabstand des einfallenden Strahles r_1 bestimmen die Steigung der an die Lochblende I ansetzenden Parabelbahn der Teilchen. Steigung und Achsabstand r_2 der Parabel in der Lochblende II bestimmen den für die Abbildung an dieser Blende nötigen Gegenstand mit der Gegenstandsweite P_2 . Sie liefert das endgültige Bild im Abstand L von der Blende II.

In den Berechnungen von ELKIND wurde für die Blende II die übliche Lochblendenbrennweite f_0 verwandt, für Blende I

wurde dagegen eine von ZWORYKIN et al. (6) berechnete Brennweite der Form

$$f = cf_0 = c(V/(E_1 - E_2), D) \frac{4V}{E_1 - E_2}$$

benützt, wobei V das Potential der Blende ist, bezogen auf die Ionengeschwindigkeit Null

E_1, E_2 die Feldstärken vor bez. hinter der Blende

D Durchmesser der Blende

c Korrekturfaktor

$f_0 = 4V/(E_1 - E_2)$ üblich Lochblendenbrennweite.

Während ELKIND in seiner Arbeit die linksseitige Brennweite der rechtsseitigen gleichsetzte und die insbesondere bei kürzeren Gegenstandsweiten ins Gewicht fallenden Hauptebenen mit der Lochblende zusammenfallen ließ, wurde in der vorliegenden Arbeit in Anlehnung an PÖSCHL und VEITH (7) die bildseitige Brennweite gesondert berechnet und für die gegenstandsseitige die von ZWORYKIN angegebene verwandt.

Im folgenden wird die Berechnung der Brennweite kurz skizziert.

Trennt eine Lochblende wie in dem vorliegenden Fall einen feldfreien Raum ($E_1=0$) von einem solchen konstanter Feldstärke ($E_2=const.$), so ist die effektive Reichweite des Lochblendenfeldes gleich dem Radius der Blende (GLASER (8)), In diesem Bereich läßt sich die Radialkomponente E_r der Feldstärke für achsennahe Strahlen berechnen, indem

$$\text{div } E = \frac{dE_z}{dz} + \frac{1}{r} \frac{d}{dr}(rE_r)$$

E_z Axialkomponente von E

über r integriert wird. Es ist dann approximativ

$$E_r = - \frac{r}{2} \frac{dE_z}{dz}$$

Bei geringer Ablenkung des Strahls von seiner Achsen-

parallelität ($dr/dz = \operatorname{tg}\beta = \sin\beta$) ist, bezüglich der Teilchenbahn, die Normalkomponente E_n der Feldstärke

$$E_n = -E_z \sin\beta + E_r \cos\beta = -E_z \frac{dr}{dz} - \frac{r}{2} \frac{dE_z}{dz}$$

Analog zum Plattenkondensator ist die Ablenkung des Strahls

$$dr/dz = - E_n z / 2U(z)$$

Hiermit und mit $E = -\operatorname{grad}(U)$ wird die Bewegungsgleichung für achsennahe und fast achsenparallele Strahlen

$$\frac{dr}{r} = \frac{1}{2} \frac{z dz}{U} \frac{d^2 U / dz^2}{dU/dz}$$

Wird der Feldverlauf auf der Achse im Bereich der Blende I durch eine Gerade approximiert, die die Steigung der den reellen Feldverlauf wiedergebenden arctg - Funktion in Blendenmitte hat (GLASER), so erhält man das Potential entlang der Achse

$$U(z) = U(D) + E_2 D/2 - E_2 z^2/2D,$$

so daß die Bewegungsgleichung für ein achsenparallel einfallendes geladenes Teilchen ohne Berücksichtigung der Raumladung im Intervall $z=0$ bis $z=D$ übergeht in

$$\frac{dr}{r} = \frac{-z dz}{f_0 D - 2D^2 + 4z^2} \quad)*$$

Definiert man den Brennpunkt F_2 (siehe Fig.2) als Schnittpunkt der Tangente im Punkt $z = D$ an den Strahl mit der Achse, die zugehörige Hauptebene H_2 als Ebene

)* Diese Gleichung läßt sich elementar integrieren. Die von PÖSCHL und VEITH angewandte Entwicklung der Bewegungsgleichung konvergiert nur für Zerstreuungslinsen, d.h. für E_1 größer E_2 .

durch den Schnittpunkt dieser Tangente mit der Tangente im Punkt $z = 0$ an den Strahl, so erhält man folgende bildseitige Brennweite

$$f = f_0 \left(1 + \frac{2D}{f_0}\right) \left(\frac{1 + \frac{2D}{f_0}}{1 - \frac{2D}{f_0}}\right)^{1/8}$$

Der Abstand des Brennpunktes von der Blendenebene ist

$$z_F = f_0 + 5D/2$$

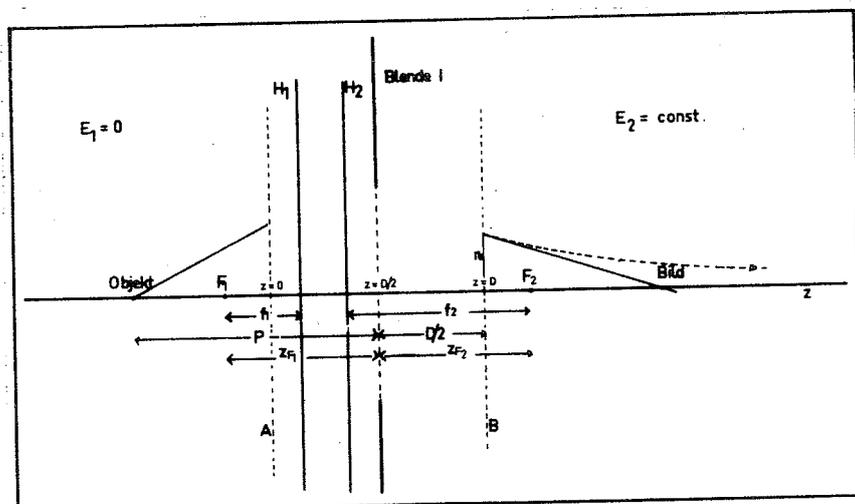


Fig.2.: Zur Brennweitenbeziehung an der Eintrittsblende eines Beschleunigungsrohres.

Im weiteren wird derselbe Weg beschrrieben wie von ELKIND, mit dem Unterschied, daß die Parabelbahn nicht an die Blende anschließt, sondern an den Strahl im Punkt $z = D$ (Fig.2). Man erhält dann die folgende Abbildungsgleichung für das Beschleunigungsrohr.

Abbildungsgleichung eines Beschleunigungsrohres:

$$\frac{L}{K} = -\frac{4}{N} \frac{\frac{f_1 f_2}{P - z_{F1}} + \frac{2K}{N-1} + D/2 + z_{F2} + \frac{2}{N-1} \sqrt{KN(K + (N-1)D/2)}}{\left(\frac{f_1 f_2}{P - z_{F1}} + \frac{2K}{N-1} + D/2 + z_{F2}\right)(N-1) - 6 \sqrt{KN(K + (N-1)D/2)}}$$

Hierbei sind:

- f_1 gegenstandsseitige Brennweite nach ZWORYKIN der Blende I
 - z_{F1} Abstand des Brennpunktes F_1 von der Blende I
 - f_2 bildseitige Brennweite der Blende I
 - z_{F2} Abstand des Brennpunktes F_2 von der Blende I
 - P Abstand des Gegenstandes von der Blende I
 - L Abstand des Bildes von der Blende II
 - K Länge des Beschleunigungsrohres
 - N Energiegewinn = Endenergie / Einschußenergie)*
 - D Durchmesser der Eintrittsblende (Blende I)
-)* Energie, mit der die Ionen in den Bereich der Blende I einlaufen.

Das Ergebnis obiger Rechnung ist in Figur 3 graphisch dargestellt. Für feste Gegenstandsweite ist die Abhängigkeit der Bildweite von dem Energiegewinn aufgezeichnet. Dabei wurden die im Bandgenerator BG 42 vorliegenden Abmessungen eingesetzt, nämlich $K = 115,6$ cm, $D = 5,0$ cm und $P = 9,8$ cm.

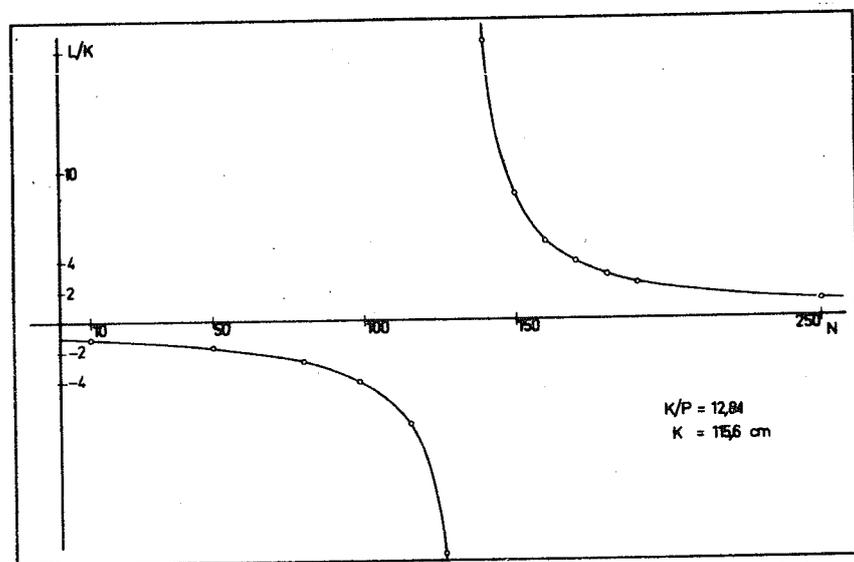


Fig.3.: Abhängigkeit der auf die Rohrlänge K reduzierten Bildweite L vom Energiegewinn N in einem Beschleunigungsrohr. Die Gegenstandsweite ist festgehalten.

b. Praktische Ausführung.

Die aus der Quelle austretenden Ionen werden von einer Saugelektrode beschleunigt (Fig.6). Zur Vermeidung störender Randstrahlen und zu hoher Ströme begrenzt eine Blende das Feld der ersten Beschleunigungselektrode (Blende I). Zur Beobachtung des Brennfeldes diente als Auffänger eine mit einem Nickelnetz bedeckte Quarzplatte.

Die Potentialanordnung entspricht nicht ganz den in der Rechnung gemachten Voraussetzungen, obzwar die Quelle auf dem Potential des Hochspannungskonduktors und die den Strahl begrenzende Blende zusammen mit der obersten Blende des Beschleunigungsrohres auf Extraktionspotential liegen ($E_1 = 0$).

Indessen wird die Potentialdifferenz zwischen der ersten, auf Extraktionspotential liegenden und der zweiten Blende des Beschleunigungsrohres durch einen Widerstand zwischen Hochspannungskonduktor und zweiter Blende erzeugt, der höher bemessen ist als die folgenden, um den Gradienten einigermaßen konstant, jedoch immer noch nicht unabhängig von der Extraktion zu machen.

Außerdem wurden im oberen Teil des Potentialsystems kleinere Widerstände verwandt als im mittleren und unteren Teil, um den Potentialgradienten oben niedriger zu halten und damit die Gefahr von Überschlügen bei Überspannungen zu vermindern (siehe Abschnitt B 1). Es liegt im Beschleunigungsrohr also kein konstantes Feld vor.

Dadurch daß das Feld der Blende I begrenzt ist, besitzt sie gegenstandsseitig eine höhere Brechkraft als in der Rechnung benützt. Dies hat zur Folge, daß mit höherer Energie eingeschossen werden muß, was den Energiegewinn N wiederum verkleinert.

c. Messungen.

Bei optimaler Fokussierung wurden die Werte von Einschuß-)* und Endenergie gemessen. Es wird erwartet, daß

)* In diesem Fall setzt sich die Einschußenergie aus der Potentialdifferenz zwischen Plasma und Kathode (V_a) sowie dem Extraktionspotential (V_e) zusammen.

die beiden Größen einander proportional sind. Eine quantitative Prüfung der Rechnung ist aus den im vorigen Abschnitt angeführten Gründen ohne umfangreiche Korrekturen nicht möglich. Indessen haben die Messungen (Fig. 4) folgende Ergebnisse:

1. Es wird eine Proportionalität von Einschuß- und Endenergie festgestellt.
2. Die bei verschiedenen Anodenspannungen der Quelle gemessenen Werte von N sind voneinander verschieden. Grund dafür ist die prinzipielle Unkenntnis des Plasmapotentials in der Quelle und damit der Einschußenergie.

Der bei derselben Brennspannung auftretende scheinbare Sprung der Einschußenergie ist vermutlich auf eine Änderung des Brennzustandes in der Quelle und ein damit auftretendes, durch zusätzliche Belastung bedingtes Absinken der Extraktionsspannung zurückzuführen. Denn die Extraktionsspannung wird nicht direkt, sondern über die Winkeleinstellung eines Potentiometers gemessen.

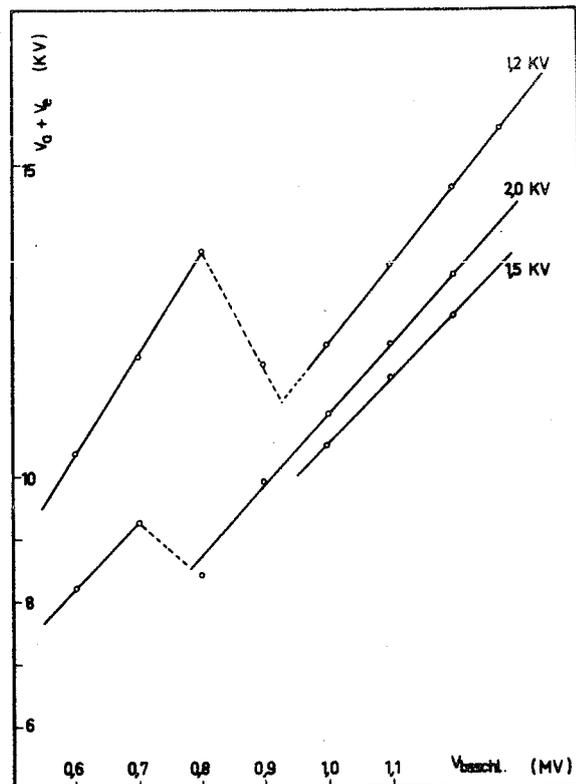


Fig. 4.: Bei optimaler Fokussierung gemessene Werte von Einschußenergie $V_0 + V_e$ und Beschleunigungsspannung. Bild- und Gegenstandsweite sind fest. Parameter ist die Anodenspannung.

Weitere Versuche haben gezeigt, daß, um eine positive Bildweite, d.h. ein reelles Bild der Extraktionsöffnung zu erhalten, der Strahl divergent in das Rohr einlaufen, die Gegenstandsweite also ebenfalls positiv sein muß. Versuche, bei denen, mittels einer Einzellinse zwischen Quelle und Beschleunigungsrohr, ein konvergenter Strahl eingeschossen wurde, ergaben eine sehr schlechte Bildqualität.

Bei den Messungen hatte, wie aus ionenoptischen Gründen auch zu erwarten ist, das Bild der Extraktionsöffnung bei allen Beschleunigungsspannungen ziemlich konstante Größe. Sein Durchmesser schwankte zwischen 4 mm und 6 mm.

3. Konditionierung des Beschleunigungsrohres.

Bei Steigerung der Generatorspannung auf ihr Maximum treten in Beschleunigungsrohren Entladungen auf, die die Durchschlagsfestigkeit beeinträchtigen. Die Verlustströme im Rohr bestehen zu 98% aus Elektronen, negative Ionen spielen eine untergeordnete Rolle. Die Emission von Sekundärelektronen durch Aufprall positiver Ionen und neutraler Teilchen auf Wände und Blenden sowie die durch rückfließende Elektronen erzeugte Röntgenstrahlung sind vom Material der Blenden und ihren Verunreinigungen abhängig.

Die Konstruktion des im BG 42 eingebauten Beschleunigungsrohres bietet keine Möglichkeit, rückfließende Elektronen zu bremsen, was durch konische Anordnung der Blenden (HUNT (9)), neuerdings auch durch gewendelte Elektroden (VAN DE GRAAFF (10)) erreicht werden kann. Auch liegt der Abschirmfaktor für Ionen (siehe B 1) zu nieder, um Aufladungen der Isolatorflächen zu verhindern, was durch trichterförmige Elektroden leicht erreichbar wäre. So wird einerseits infolge der hohen Röntgenstrahlung am Hochspannungsende das Restgas in erhöhtem Maße ionisiert und damit die Durchschlagsfestigkeit gegen End-zu-End-Überschläge verringert, andererseits treten infolge Aufladung Überschläge

und dadurch hervorgerufene Beschädigungen an den Isolatoren auf.

Die bei unseren Versuchen maximal erreichte Spannung ohne Ionenstrahl betrug 1,85 MV. Mit Ionenstrahl betrug die maximale Spannung ca. 1,65 MV.

Figur 5 zeigt ein typisches Conditioning-Verhalten. Es wurde die Röntgenstrahlung auf der Hochspannungsseite gemessen und mit der Spannung verglichen. Dabei war die Strahlung beim Hochregeln der Spannung im allgem. höher als beim Zurückregeln. Bei Wiederholung dieses Vorgangs beziehungsweise mit zunehmender Betriebszeit geht die Strahlung zurück.

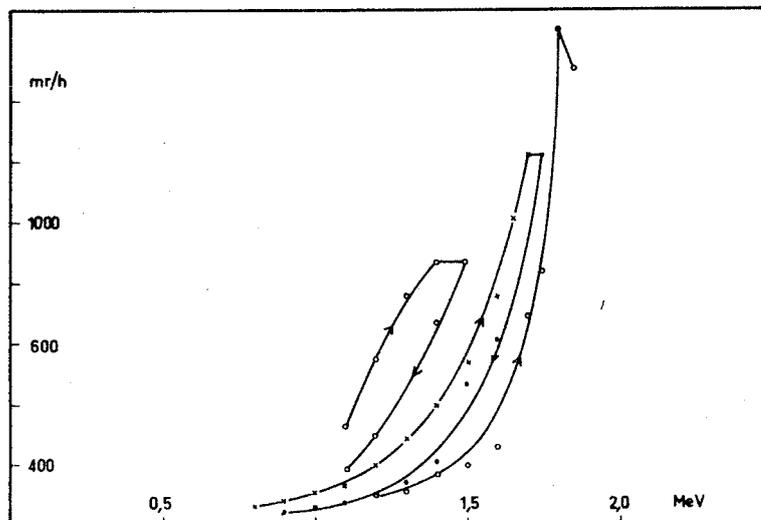


Fig.5.: Diagramm zu dem Conditioning der Beschleunigungsrohre des BG 42. Die drei Zyklen wurden nacheinander im Abstand von 4h über je 1/2h gemessen.

Die von HUNT et al. (7) gemessene Abhängigkeit des Elektronenrückflusses vom Druck in der Röhre konnte bei unserem Beschleunigungsrohr nicht gefunden werden. Im Gegensatz zu HUNT ist ein deutliches Ansteigen der Röntgenstrahlung mit zunehmendem Druck gemessen worden.

Eine Steigerung der Maximalspannung läßt sich nach HUNT erreichen, wenn für die Isolatoren statt Porzellan Glas verwendet wird. Eine bessere Abschirmung der Isolatoren gegen den Strahl und eine gute Unterdrückung des Elektronenrückflusses könnte eine Erhöhung der Durchschlagfestigkeit bringen, ebenso wie die Verwendung von Aluminium an Stelle von Vacon für die Blenden.

D. Umbau auf Ionenbeschleunigung.

1. Änderung der Polarität des Bandgenerators.

Während bei dem Betrieb des Bandgenerators BG 42 als Elektronenbeschleuniger eine negative Polarität nötig war, mußte zum Betrieb mit Ionen eine Umpolung vorgenommen werden. An Stelle einer negativen Spannungsquelle für den Aufsprühstrom wird jetzt ein spannungsstabilisiertes Gerät positiver Polarität eingebaut, das zwischen 5-60 kV regelbar ist und Ströme bis zu 700 μ A liefert.

Bei negativer Polarität waren sowohl das Aufsprüh- sowie das Abnahme-Netz in einer Distanz von 1 - 2 mm zum Band angebracht. Damit bei positiver Polarität eine Stromabnahme möglich wurde, mußte zunächst das Abnahmenetz auf dem Band schleifend angebracht werden. Im weiteren Betrieb der Anlage wurde auch das Aufsprühnetz schleifend angebracht, was die Aufsprühspannung bei gleichem Aufsprühstrom auf etwa ein Viertel senkte. Sie betrug bei Kesseldrücken von 8 atm statt 30 KV nur noch 7 - 8 KV.

Die Bandgeschwindigkeit beträgt ca. 30 m/sec)*. Bei einer effektiven Bandbreite von 10,5 cm lassen sich maximal 140 μ A auf die Hochspannungsseite transportieren.

)* siehe LANGE (4), Seite 25.

Im Laufe der Versuche konnte beobachtet werden, daß bei verminderter Bandgeschwindigkeit mit der vorhandenen Beladevorrichtung eine erhöhte Ladungsdichte auf dem Band erzielt werden kann. Reduzierung der Bandgeschwindigkeit auf ca. die Hälfte ergibt bei gleicher Aufsprühspannung eine Verdoppelung der Hochspannung, also ungefähr eine Vierfachung der Ladungsdichte auf dem Band. Außerdem wurde bei reduzierter Bandgeschwindigkeit eine wesentlich höhere Stabilität des Aufsprühstromes und damit der Hochspannung erreicht. Spannungsschwankungen von 10% verminderten sich auf weniger als 1%.

Indessen konnte aus diesen Vorteilen im Dauerbetrieb mit Ionen noch kein Nutzen gezogen werden, da einerseits der in der hochspannungsseitigen Bandrolle eingebaute Stomgenerator bei verminderter Bandgeschwindigkeit eine entsprechend verminderte Frequenz und Leistung abgibt, so daß die Stromversorgung der Ionenquelle nicht mehr die nötige Leistung besitzt, andererseits der Antriebsmotor des Bandes als Kurzschlußläufer nicht über längere Zeit mittels Regeltransformatoren herabgeregelt werden darf.

2. Die Ionenquelle.

Die Potentialsäule erlaubt eine maximale zusätzliche Last von ca. 10 kg. Das Beschleunigungsrohr selbst ist mit etwa 2 kg belastbar. Für die Stromversorgung der Quelle stehen 500 Watt und insgesamt 3 Regelmöglichkeiten zur Verfügung. Der Betriebsdruck des Generators beträgt bis zu 20 atm.

Diese Daten schränken die Wahl auf eine Penning-Ionenquelle ein, obgleich eine Hochfrequenz-Ionenquelle wegen ihrer wesentlich höheren Protonenausbeute von 50 % günstiger wäre. Eine Penning-Ionenquelle erzeugt lediglich ca. 10 % Protonen.

a. Aufbau der Quelle und des Extraktionssystems.

Figur 6 zeigt den schematischen Aufbau der Ionenquelle. Zwei Permanentmagnete (4) aus Oxit, gehalten durch ein Distanzstück aus Aluminium (5), erzeugen ein Magnetfeld von 300 - 400 Gauß. Die Kathodenbleche (3) sowie die Anode und die Kanalauskleidung sind aus unmagnetischem Vacromium. Die Anode wird durch eine Zündkerzendurchführung gehalten. Ein Quarzzyylinder (2) zwischen Anode und Wand verhindert ein Zünden der Entladung nach außen. Die Ionen treten durch einen 12 mm langen Kanal von 2,4 mm Durchmesser aus der Quelle aus. Die Quelle befindet sich in einem Eisengehäuse, das gleichzeitig den magnetischen Schluß herstellt und mittels eines Gewinderinges auf einem auf das Beschleunigungsrohr passenden Aluminiumflansch befestigt und mit Teflon abgedichtet wird. Die Zündkerzendurchführung sowie die Gaszufuhr (1) sind mit Silicongummiringen abgedichtet.

Die Extraktionshalterung sitzt auf vier Lavite-Isolatoren (6), die mit Schrauben aus Sustamid auf dem Aluminiumflansch befestigt und justierbar sind. Die Extraktionselektrode (7) sowie die Blende (8) sind aus Aluminium, die Halterung aus Messing. Die Elektrode hat eine Öffnung von 5 mm und ist, mit einem Feingewinde versehen, auf einen Abstand von i.a. 4 - 5 mm zur Extraktionsöffnung einstellbar. Die Blende hat eine Öffnung von 8 mm und dient dazu, störende Randstrahlen auszublenden und den Elektronenrückstrom im Beschleunigungsrohr abzubremesen. Die Stromzuführung erfolgt wieder über eine mit Araldit in den Flansch gekittete Zündkerze.

Die Gaszufuhr erfolgt über ein Fowler-Ventil, das mit einem Servomotor durch Seilzüge von der Erdseite bedient werden kann. Als Gasbehälter dient eine Druckgasflasche von 0,5 l Inhalt.

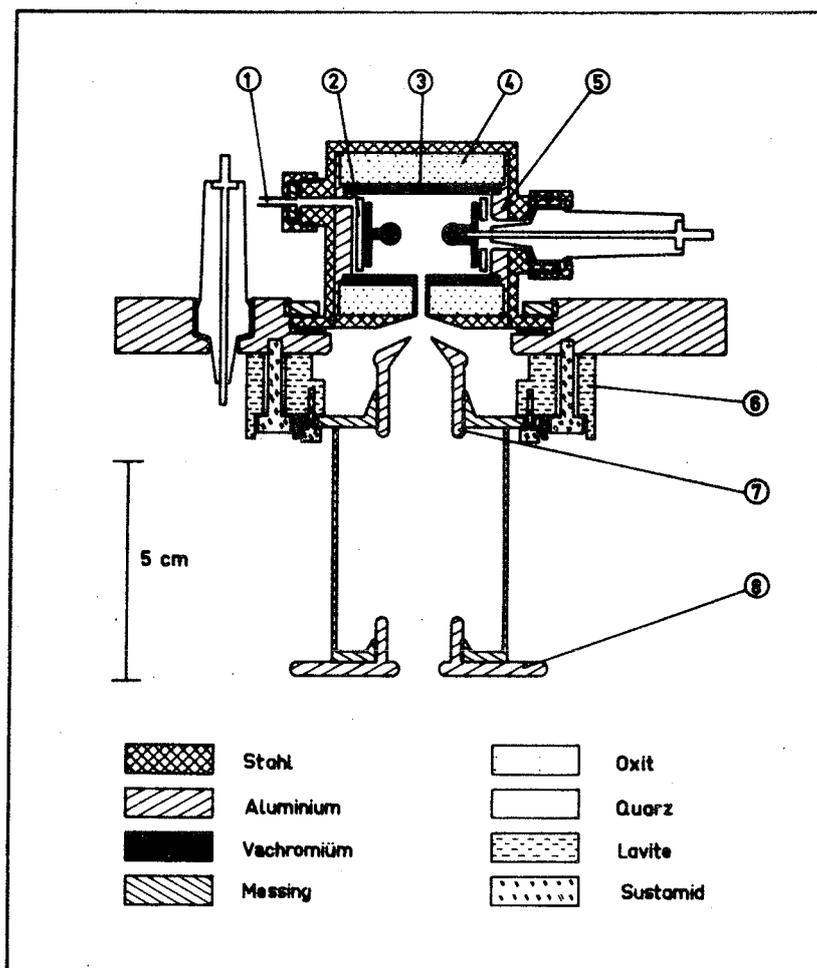


Fig. 6.: Ionenquelle und Extraktionssystem.
(1) Gaszufuhr, (2) Quarzzyylinder,
(3) Kathodenbleche, (4) Permanent-
magnete, (5) Distanzstück, (6) La-
viteisolatoren, (7) Extraktionselek-
trode, (8) Blende.

b. Stromversorgung.

Die hochspannungsseitige Bandrolle des BG 42 ist als Außenläufer-Generator ausgebildet, der bei einer Bandgeschwindigkeit von 30 m/sec auf zwei Phasen ca. 110 Volt mit je 250 Watt und einer Frequenz von 180 Hertz liefert.

Eine Phase speist einen Transformator mit einer Sekundärwicklung von 3 kV, die mittels Graetz-Schaltung gleichgerichtet wird und als Anodenspannung mit ca. 30 Watt Leistung dient. An die zweite Phase ist ein 5 kV-Transformator

angeschlossen, der in Kaskadenschaltung eine negative Spannung von 20 kV und 5 Watt Leistung liefert, die der Extraktion zugeführt wird.

Geregelt werden sowohl Anoden - wie Extraktionsspannung durch Potentiometer, die über Nylonstäbe von erdseitig angebrachten Bedienungselementen betätigt werden.

c. Funktion der Ionenquelle.

Bevor der Einbau der Quelle in den Generator erfolgte, mußten auf einem Prüfstand ihre Brenn- und Fokussierungseigenschaften untersucht werden, um die für den Betrieb im Generator speziell anzufertigende Stromversorgung richtig zu dimensionieren. Der Prüfstand setzte sich aus einer Hg-Pumpanlage, einem dem oberen Teil des Original-Beschleunigungsrohres nachgebauten, jedoch verkürzten Beschleunigungsrohr und einem Auffänger mit Quarzplatte zusammen. Als Stromversorgungen dienten eine 1,2 kV sowie eine 10 kV-Anlage.

Um den Gasverbrauch der Quelle möglichst niedrig halten zu können, wurde zunächst die Lage der Strahltaille im Kanal festgestellt. Der Kanal sollte an dieser Stelle verengt werden, so daß ohne große Intensitätsverlust eine Drosselung der Pumpleistung und damit des Gasverbrauchs erreicht worden wäre. Die Strahltaille ließ sich mit Hilfe einer im Kanal verschiebbaren Blende ausfindig machen. Figur 7 zeigt, daß die Strahltaille bei sinkendem Druck in der Quelle vom Kanal-Eingang zum Kanal-Ausgang wandert.

Indessen zeigt Figur 7a, daß der aus der Quelle austretende Ionenstrom bei sehr niederem Druck in der Quelle am höchsten ist. Die Erklärung hierfür ist einmal in der Wanderung der Strahltaille zu suchen, zum andern jedoch in folgendem: Bei Drücken von $5 - 15 \times 10^{-5}$ Tor in der Quelle

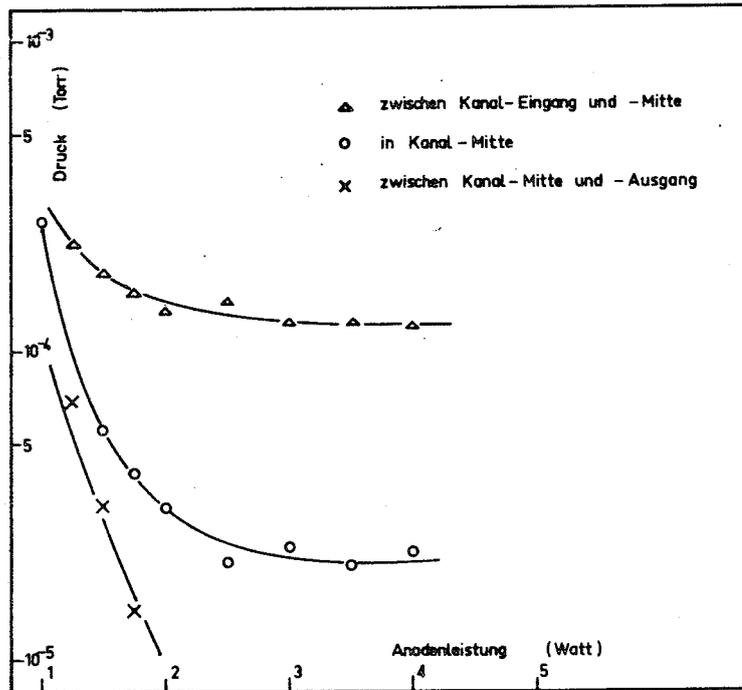


Fig. 7.: Lage der Strahlteile im Kanal

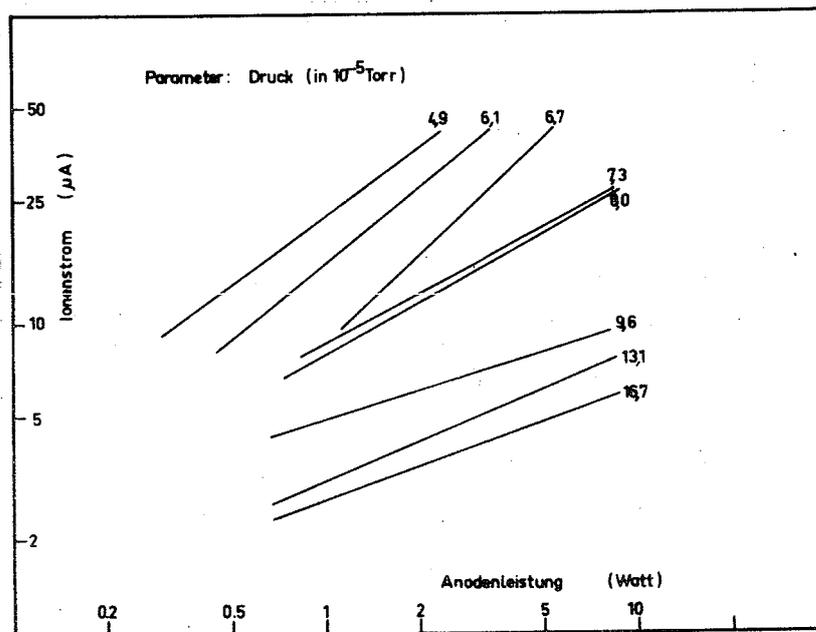


Fig. 7a.: Extrahierter Ionenstrom als Funktion der Anodenleistung. Parameter: Druck.

fließen sehr geringe Anodenströme (kleiner als 1 mA), umso höher ist jedoch die Anodenspannung. Da nun bei dem langen und engen Kanal ein Durchgriff des Extraktionsfeldes nicht möglich ist, wirkt nur die Spannungsdifferenz zwischen Plasmapotential und Kathode als Saugspannung, und diese wächst mit der Anodenspannung.

Eine Verengung des Kanals erwies sich infolgedessen als unnötig, da bei den geringen zur Verfügung stehenden Sauggeschwindigkeiten (siehe Abschnitt B 1) Drucke in der Quelle von 10^{-4} Tor ohnehin nur schwer zu erreichen sind.

Weiterhin waren auf dem Prüfstand je nach Druck zwei bis drei verschiedene Brennzustände der Quelle beobachtbar.

Endlich wurde bei Beschleunigungsspannungen bis 100 kV die Fokussierungseigenschaft des Systems Quelle-Extraktion-Beschleunigungsrohr überprüft und die unter Abschnitt C 2 errechneten Gesetzmäßigkeiten bestätigt.

Im Betrieb auf dem BG 42 brennt die Quelle bei Drucken von wenigen 10^{-4} Tor mit bis zu 3 kV Anodenspannung. Unter diesen Bedingungen liefert die Quelle nach Ausblenden der Randstrahlen immer noch 10-20 μ A. Zu bemerken ist jedoch, daß, da die Quelle mit Wasserstoff betrieben wird, diese Ströme sich aus einem Gemisch von H^+ , H_2^+ , H_3^+ , O_2^+ , N_2^+ ect. zusammensetzen und eine Analyse wegen der Spannungsinkonstanz der Hochspannung nicht möglich war. Bei den obigen Betriebsbedingungen liegt der Gasverbrauch der Quelle bei weniger als 1 cm^3/h Normalbedingungen.

E. Die Eichreaktionen.

Das rotierende Voltmeter des Bandgenerators BG 42, der weder eine langsame Stabilisierung der Hochspannung über den Ladestrom noch eine schnelle über eine Koronaentladung besitzt und Spannungsschwankungen von einigen Kilovolt aufweist, sollte anhand von Kernreaktionen geeicht werden. Die Größe der Spannungsschwankungen sollte aufgrund der Linienverbreiterung der Resonanzen festgestellt werden.

1. Die Schwelle $\text{Be}^9(\gamma, n)\text{Be}^8$

Während in den meisten Elementen die Bindungsenergie des Neutrons zwischen 5 und 10 MeV liegt, beträgt sie bei Be^9 nur 1,666 MeV.

Die Intensität einer bestimmten Gamma-Energie aus dem Bremsstrahlspektrum eines dicken Targets ist nach GUTH (11)

$$P(E_\gamma, E_0) dE_\gamma = \text{const.} (E_0 - E_\gamma) dE_\gamma$$

E_0 Energie der einfallenden Elektronen.

Da das Neutron aus einem s-Zustand emittiert wird, ist der Wirkungsquerschnitt für seine Emission

$$\sigma(E_\gamma) = \text{const.} (E_\gamma - E_s)^{1/2}$$

E_s Schwellenenergie.

Die Empfindlichkeit eines BF_3 - Zählers ist abhängig von der Energie der Neutronen, indem nämlich der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\text{B}^{10}(n, \alpha)\text{Li}^7$ proportional ist zu $(E_\gamma - E_s)^{-1/2}$. Die gemessene Neutronenergiebiegigkeit ist demnach

$$Y(E_0) = \text{const.} \int_{E_s}^{E_0} \sigma(E_\gamma) P(E_\gamma, E_0) (E_\gamma - E_s)^{-1/2} dE_\gamma$$

beziehungsweise, integriert

$$Y = \text{const.} (E_0 - E_s)^2 .$$

Figur 8 zeigt die Neutronenausbeute in Abhängigkeit von der Energie der Elektronen in Einheiten des rotierenden Voltmeters. Normiert wird auf die Intensität der Bremsstrahlung. Es wurde eine Proportionalität der Neutronenausbeute zu $(E_0 - E_s)^{3/2}$ gemessen (die Gerade in Fig.8). Grund dafür sind die bei diesem Experiment beträchtlichen Spannungsschwankungen von $\pm 15\%$. Die Schwelle liegt bei 1606 Rotierende-Voltmeter-Einheiten, die Schwellenenergie beträgt dagegen 1666 keV.

Die Skalenwerte des Rotationsvoltmeters sind also, sofern die Anzeige linear ist, mit dem Faktor 1,04 zu multiplizieren, um sie in Kilo-Volt zu eichen.

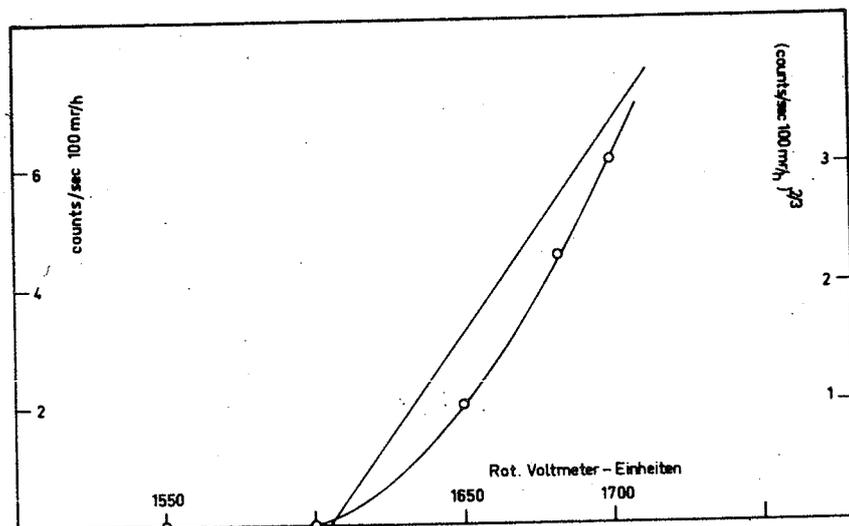


Fig. 8.: Schwelle $\text{Be}^9(\gamma, n)\text{Be}^8$. Die auf die Intensität der Bremsstrahlung normierte Neutronenausbeute ist aufgetragen gegen die Energie der Elektronen in Einheiten des rot. Voltmeters. Die Gerade (rechte Ordinate) erlaubt die Extrapolation auf die Schwellenenergie gemäß $Y^{2/3} \sim (E_0 - E_s)$.

Im Experiment traf der Elektronenstrahl ein dickes Messing - Bremstarget. Die dort erzeugte Bremsstrahlung löste in einem dicht hinter dem Bremstarget angebrachten Berylliumzylinder einer Länge von 5 cm und eines Durchmessers von 3 cm die Reaktion aus. Die Neutronen wurden mit einem BF_3 - Neutronenmonitor gemessen. Die Messung der Intensität der Bremsstrahlung erfolgte mit einem Geiger-Müller-Zählrohr.

2. Die Resonanzen $\text{Be}^9(p,\gamma)\text{B}^{10}$ und $\text{Al}^{27}(p,\gamma)\text{Si}^{28}$.

a. Der apparative Aufbau.

Der Ionenstrahl wird auf ein 2 mm dickes Target aus metallischem Beryllium bzw. Aluminium geschossen, das sich in einem Faraday-Käfig befindet. Der Ionenstrom wird über die Messzeit integriert, eine Gegenspannung von 75 Volt unterdrückt die am Target entstehenden Sekundärelektronen.

In der Achse des Strahls schließt sich in einem Abstand von etwa 5 mm ein NaJ(Tl) - Scintillationskristall von 50 mm Länge und 50 mm Durchmesser an. Die aus dem Photomultiplier RCA Typ 6342 kommenden Impulse werden in einem Kathodenfolger vorverstärkt, in einem Telefunken-Verstärker mit Einkanaldiskriminator verstärkt und in einem Tracerlab "1000 scaler" gezählt.

Das Detektorsystem wurde geeicht, indem das integrale Impulsspektrum eines Na^{22} - Präparates aufgenommen wurde. Dieses Präparat sendet eine Gamma-Linie einer Energie von 1,28 MeV aus, die ungefähr der oberen Grenze der Energie der während des Betriebs des Generators entstehenden Röntgenstrahlung entspricht. Damit war es möglich, den in der Maschine entstehenden Untergrund von der interessierenden Resonanzstrahlung zu diskriminieren.

b. $\text{Be}^9(p,\gamma)\text{B}^{10}$.

Die erste Resonanz liegt bei einer Protonenenergie $E_p = 991 \pm 2$ keV und emittiert im wesentlichen eine Gammastrahlung von 7,5 MeV. Die Breite der Resonanz beträgt nach AJZENBERG - SELOVE (12) 88 ± 3 keV.

Die zweite Resonanz liegt bei einer Protonenenergie von $E_p = 1083,7 \pm 0,7$ keV und emittiert eine Gamma-Linie von 6,9 MeV. Die Breite der Resonanz beträgt $3,8 \pm 0,5$ keV. Wegen ihrer geringen Breite ist diese Resonanz gut für Eichzwecke und für eine Bestimmung der Spannungsschwankungen geeignet.

c. $\text{Al}^{27}(p,\gamma)\text{Si}^{28}$.

Die Resonanz liegt bei einer Protonenenergie von $E_p = 992 \pm 0,5$ keV (nach MARION (13)), ihre Breite beträgt 0,08 keV. Die Energie der Gammastrahlung beträgt 11,58 MeV.

d. Messung.

Für die Messung wurde der Diskriminator so eingestellt, daß alle Impulse mit weniger als 4 MeV-Gamma-äquivalent-Höhe unterdrückt wurden. Das Integral der Resonanzen wurde an dicken Targets gemessen. Figur 9 und Figur 10 zeigen die auf den Ionenstrom normierten integralen Kurven, Figur 9a und 10a zeigen die Resonanzen, die durch Differentiation der integralen Kurven entstanden sind.

e. Fehlerbetrachtung.

Bei der Messung der Zählraten sind die Werte mit dem üblichen statistischen Fehler behaftet. Sei n die Zahl der bei einer Messung in einer Minute gezählten Ereignisse, dann ist der statistische Fehler $\pm (n)^{1/2}$, wenn man annimmt, daß n von dem arithmetischen Mittel verschiedener n_i aus i Messungen nicht stark abweicht. Die gemessene Zählrate hat also den Fehler $n \pm (n)^{1/2}$.

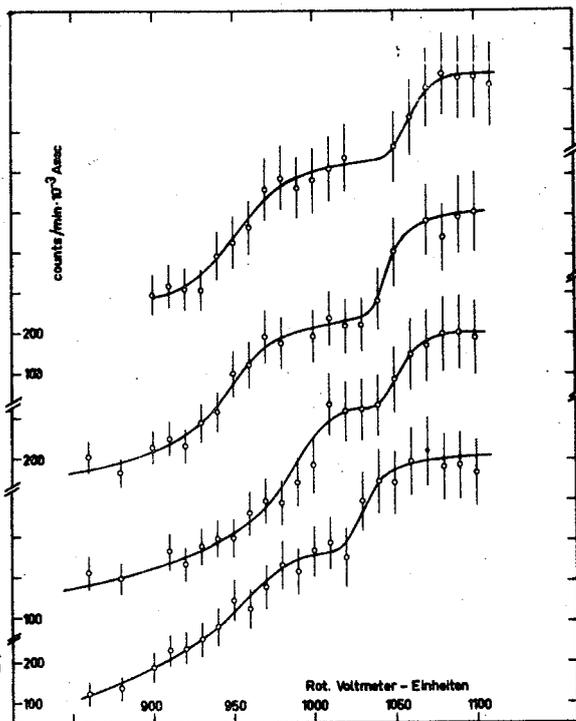


Fig.9.: $\text{Be}^9(p,\gamma)\text{B}^{10}$, integral.

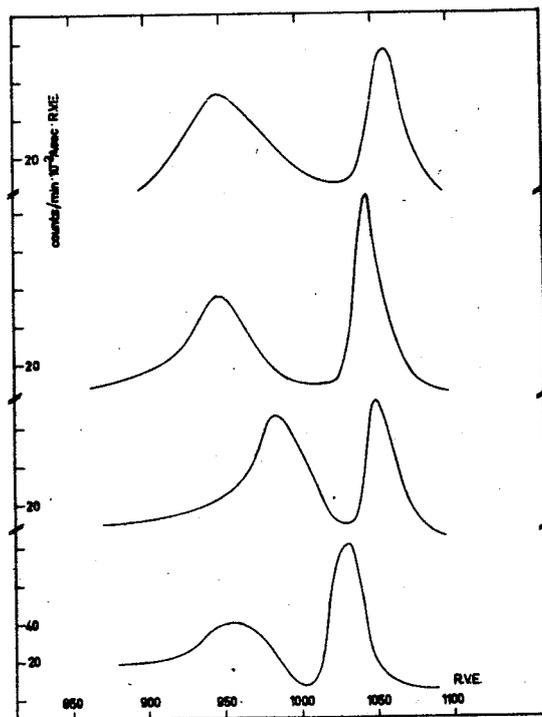


Fig.9a.: $\text{Be}^9(p,\gamma)\text{B}^{10}$.

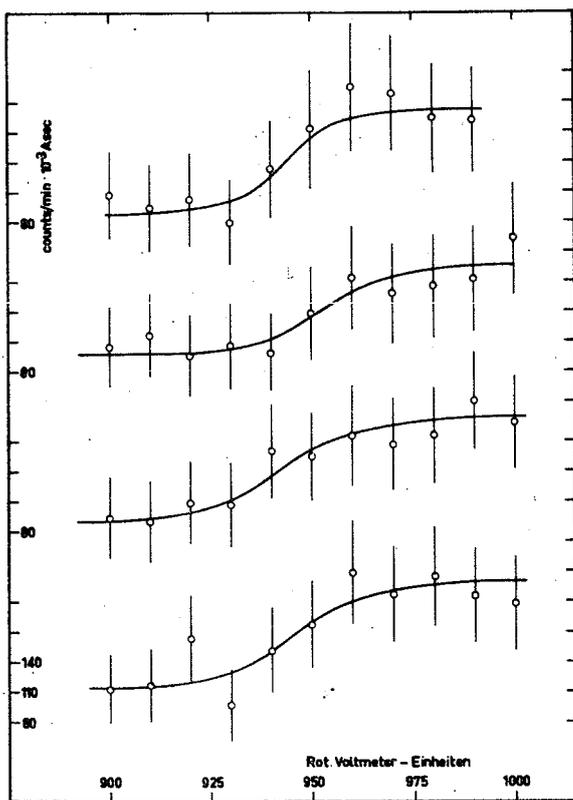


Fig.10.: $\text{Al}^{27}(p,\gamma)\text{Si}^{28}$, in-
tegral.

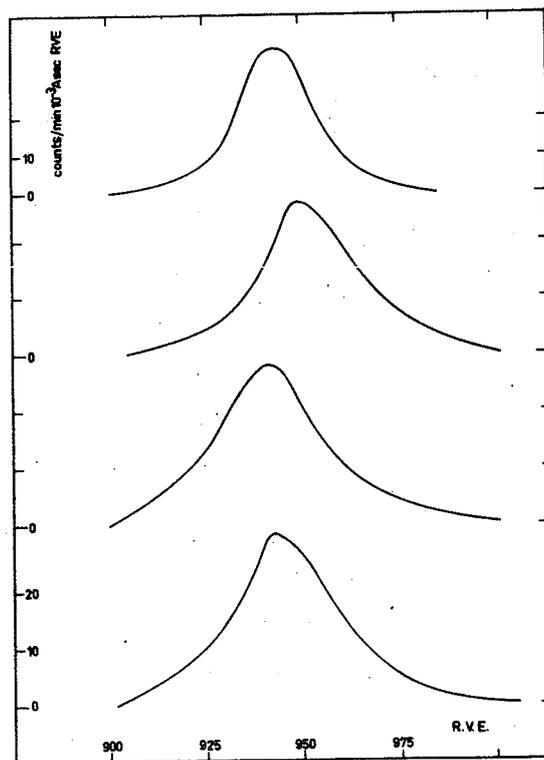


Fig.10a.: $\text{Al}^{27}(p,\gamma)\text{Si}^{28}$.

Um die Zählraten zu normieren, wurde der Ionenstrom über die Messzeit integriert. Dadurch werden Stromschwankungen ohne Bedeutung. Indessen ist die Schaltuhr, die den Integrationsprozess nach Ablauf der Zählzeit unterbricht, mit einem Fehler von $\pm 0,5\%$ behaftet. Außerdem ist die Uhr des Zählers selbst nur bis auf $\pm 0,1\%$ genau.

Die normierten Zählraten sind also zusätzlich mit einem Zeitfehler zu versehen, so daß der Gesamtfehler sich schreiben läßt als

$$\frac{n \pm (n)^{1/2}}{I \pm 0,06 I} = \frac{n}{I} \pm \left(0,06 \frac{n}{I} + 1,06 \frac{(n)^{1/2}}{I} \right)$$

n Zählrate

I integrierter Ionenstrom

Diese Fehlergrenzen sind in den Diagrammen (Fig.9,10) eingezeichnet. Diesen Fehlern gegenüber fallen Fehler in der Ablesung der Instrumente oder deren Ungenauigkeit nicht ins Gewicht.

Jeder Punkt einer Kurve wurde einmal gemessen. Die Messdauer betrug eine Minute. Eine Verlängerung der Messzeiten oder Wiederholung der einzelnen Messpunkte war nicht möglich, da die Maschine bei verminderter Bandgeschwindigkeit betrieben wurde und aus den unter Abschnitt C 1 aufgeführten Gründen höchstens $1/2$ h laufen durfte. Die schlechte Reproduzierbarkeit der Bandgeschwindigkeit machte eine Kontrolle der Ionenquellenparameter unmöglich, so daß die Zusammensetzung des Ionenstromes von Mal zu Mal sich ändern und so die Normierung auf den Strom Verfälschungen bringen konnte. Es wurde deshalb vorgezogen, eine Schar von Kurven aufzunehmen und aus ihnen die interessierenden Größen zu gewinnen, anstatt die Punkte einer einzelnen Kurve aus vielen Messpunkten zu mitteln.

3. Diskussion.

Die Resonanzenergien liegen genau in den Wendepunkten der integralen bzw. in den Maxima der differentiellen Kurven. MARION (13) hat in seiner Arbeit auf diese Vorteile bei Verwendung dicker Targets zur Messung von Resonanzen hingewiesen, durch die Korrekturen auf Absorptionsdicken unnötig werden.

Im folgenden wird eine Zusammenstellung der aus den gemessenen Kurven erhaltenen Resonanzwerte gegeben. Die gemessenen Werte sind in Rotations-Voltmeter-Einheiten (R.V.E.) angegeben.

$\text{Be}^9(p,\gamma)\text{B}^{10}$: Die Resonanz für die Protonenenergie
 $E_p = 991,0 \pm 1,4 \text{ keV}$ liegt bei $950,9 \pm 6,7 \text{ RVE}$

$E_p = 1083,7 \pm 0,7 \text{ keV}$ " " $1046,2 \pm 10,4 \text{ RVE}$

$\text{Al}^{27}(p,\gamma)\text{Si}^{28}$: Die Resonanz für die Protonenenergie
 $E_p = 992,0 \pm 0,5 \text{ keV}$ liegt bei $944,4 \pm 3 \text{ RVE}$

Daraus erhält man durch Ausgleichsrechnung die in Figur 11 gezeigte Eichung der Skala des rotierenden Voltmeters. Die Skalenwerte müssen mit dem Faktor 1,04 multipliziert werden, um die Anzeige in Kilovolt zu erhalten. Dieser Faktor stimmt überein mit dem aus der Messung der Schwelle $\text{Be}^9(\gamma,n)\text{Be}^8$ gewonnenen (siehe Abschnitt E 1). Die Anzeige des rotierenden Voltmeters ist also linear.

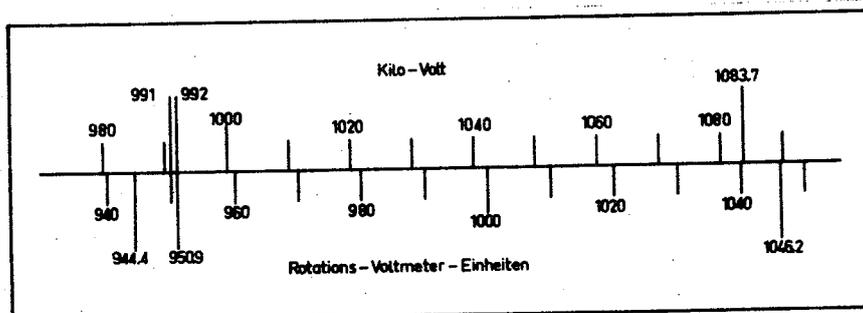


Fig. 11.: Eichung des rotierenden Voltmeters in Kilovolt.

Die Streuung der Resonanzwerte der einzelnen Kurven ist auf die schlechte Güteklasse des Instrumentes zur Messung des Voltmeterstromes, dessen Genauigkeit ± 30 RVE beträgt (Werksangabe), sowie auf die Instabilität der Verstärkung des Voltmeterstromes zurückzuführen. Ebenso sind die Abweichungen der gemessenen Resonanzwerte von den den wahren Resonanzenergien entsprechenden Energien in Rotations-Voltmeter-Einheiten zu erklären.

Schwankungen der Hochspannung des Generators können anhand der Linienverbreiterung der Resonanzen festgestellt werden. Aus Figur 9a und 10a lassen sich die gemessenen Linienbreiten entnehmen. Sie betragen für die Resonanz

$$\begin{aligned} \text{Be}^9(p,\gamma)\text{B}^{10} \text{ bei } E_p = 1083,7 \text{ keV} : \Gamma = 11 \pm 1,4 \text{ keV} \\ \text{Al}^{27}(p,\gamma)\text{Si}^{28} \text{ " } E_p = 992,0 \text{ keV} : \Gamma = 29 \pm 3,0 \text{ keV} \end{aligned}$$

Subtrahiert man von diesen Linienbreiten die natürlichen, so erhält man die Linienverbreiterungen, die direkt die Schwankungen der Hochspannung angeben. Sie sind für

$$\begin{aligned} \text{Beryllium} : \Delta E = 7,2 \pm 2 \text{ keV} \\ \text{Aluminium} : \Delta E = 29 \pm 3 \text{ keV} \end{aligned}$$

Die Unterschiede in der Stabilität der Anlage sind auf verschieden gutes 'conditioning' zurückzuführen.

Mein besonderer Dank gebührt Herrn Professor W. Gentner für die Erlaubnis, in seinem Institut diese Arbeit durchgeführt haben zu können.

Ebenso danke ich Herrn Professor A. Papkow und den Mitarbeitern seiner Gruppe für die Aufmerksamkeit und Unterstützung, die sie dieser Arbeit zuteil werden ließen.

- (1) HERB, Van de Graaff Generators, Hdb. d. Physik, Bd. XLIV, Seite 64 ff. Springer 1959
- (2) LIVINGSTONE, BLEWETT, Particle Accelerators, S. 30 ff. McGraw-Hill Book Company, 1962
- (3) BIELAIEW, Priborij y Technika Experimenta No.3, 22 (1962)
- (4) LANGE, Staatsexamensarbeit, Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg, 1961
- (5) ELKIND, Rev. Sci. Instr. 24, 129 (1953)
- (6) ZWORYKIN et al., Electron Optics and the Electron Microscope, Seite 413, 444 ff. John Wiley and Sons, 1945
- (7) PÖSCHL, VEITH, Siemens Entwicklungsberichte 1958, Seite 135 ff.
- (8) GLASER, Z. techn. Phys. 16, 222 (1935)
- (9) HUNT, CHEETHAM, EVANS, Nucl. Instr. 21, 101 (1963)
- (10) VAN DE GRAAFF, TRUMP, Nature, 195, 1292 (1962)
- (11) GUTH, MULLIN, Phys. Rev. 76, 234 (1949)
- (12) AJZENBERG-SELOVE, LAURITSEN, Energie Levels of Light Nuclei, VI.
- (13) MARION, Rev. mod. Phys. 33, 139 (1961)
- (14) PIVOVAR, TUBAEV, Techn. Phys. (Soviet Physics), 7, 521 (1962).

A n h a n g .

Vergleichstabelle spezifischer Daten des BG 42 und eines russischen Generators gleicher Größe von PIVOVAR und TUBAEV (14).

	PIVOVAR	BG 42
Bauweise	vertikal	horizontal
Tank		
Material	Stahl, innen Al-verkleidet	V2-A, innen poliert
Durchmesser oben/unten	80 cm/65 cm	90 cm/50 cm
Länge	178 cm	229,5 cm
Gasfüllung	70% N ₂ , 21% CO ₂ , 9% SF ₆	70% N ₂ , 30% CO ₂
Betriebsdruck	9 atm	18 atm
Potentialsäule		
Länge	100 cm	119 cm
Zahl der Sektionen	59	69
Durchmesser der Potentialringe	40 cm	35 cm
Funkenstrecke	2	1
Zahl der Reihen Elektrodenform und Durchm.	flach, 30 mm	Kugeln, 6 mm
Elektrodenabstand	3 mm	7 mm
Material	Duraluminium	Stahl

<p>Hochspannungskonduktor Material Form Durchmesser</p> <p>Feldstärke an dem H.S.-Konduktor bei 2 MV</p> <p>Gradient bei 2 MV maximal mit Strahl</p>	<p>Kupfer Halbkugel 43,4 cm</p> <p>201,5 kV/cm</p> <p>2,0 MV/m 2,6 MV/m</p>	<p>Aluminium Zylindr. Halbkugel 43,6 cm</p> <p>177,8 kV/cm</p> <p>1,7 MV/m 1,3 MV/m</p>
<p>Beladung</p> <p>Umladung im H.S.-Konduktor</p> <p>Kurzschlussstrom</p> <p>Widerstand pro Sektion</p> <p>Bandbreite</p> <p>Bandgeschwindigkeit</p>	<p>ja</p> <p>400 μA bei 5 atm, 1%SF₆</p> <p>1 000 MOhm</p> <p>20 cm</p> <p>18 m/sec</p>	<p>nein</p> <p>140 μA bei 1 atm</p> <p>ca. 350 MOhm</p> <p>11 cm</p> <p>30 m/sec</p>
<p>Beschleunigungsrohr</p> <p>Isolationsringe Maße (außen/innen/Höhe) in mm</p> <p>Elektroden Dicke/Innendurchm. (in mm)</p> <p>Vakuum Pumpen Sauggeschw. an der Quelle Betriebsdruck im Rohr</p>	<p>Porzellan 145 x 100 x 16,9</p> <p>Aluminium 2 / 26, Zusatzbohrungen</p> <p>Öeldiff., fl. Luftfalle 12 l/sec</p> <p>1 - 2 x 10⁻⁵ Tor</p>	<p>Porzellan 125 x 100 x 16,9</p> <p>Vacon 1 / 77 bis 55</p> <p>Quecksilber-Pumpen 11 l/sec</p> <p>5 - 10 x 10⁻⁶ Zor</p>