

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

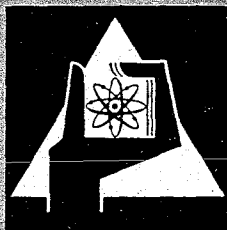
Dezember 1966

KFK 511

Zyklotron-Laboratorium

Der elektromagnetische Isotopenseparator im Zyklotron-Laboratorium
des Kernforschungszentrums Karlsruhe

H. Fabricius, K. Freitag, S. Göring, A. Hanser, H.-J. Langmann



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.

KARLSRUHE

Als Manuskript vervielfältigt.

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor.

Gesellschaft für Kernforschung m. b. H.

Karlsruhe

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Dezember 1966

K F K 511

Zyklotron-Laboratorium

Der elektromagnetische Isotopenseparator

im

Zyklotron-Laboratorium des Kernforschungszentrums Karlsruhe

H. Fabricius, K. Freitag, S. Göring, A. Hanser, H.-J. Langmann

Gesellschaft für Kernforschung mbH. Karlsruhe

1. Einleitung
2. Berechnung der Ionenoptik
3. Aufbau und Arbeitsweise
 - 3.1. Magnet
 - 3.2. Ionenquelle
 - 3.3. Auffänger
 - 3.4. Vakuumanlage
4. Testmessungen
 - 4.1. Abbildungseigenschaften des Magneten
 - 4.2. Auflösungsvermögen mit Ionenstrahlen und Anreicherung
 - 4.3. Ausbeute
5. Anwendungen und Weiterentwicklung

1. Einleitung

Im Zusammenhang mit dem Bau des relativistischen Isochron-Zyklotrons wurde im Frühjahr 1960 mit der Planung eines elektromagnetischen Isotopenseparators begonnen. Nach der baulichen Fertigstellung der Experimentierhalle des Zyklotronlaboratoriums konnte dort im November 1961 mit dem vorläufigen Aufbau des Isotopenseparators begonnen werden. Der Aufbau und die Erprobung erreichten im Sommer 1962 einen ersten Abschluß [1].

Nach der Inbetriebnahme des externen Strahlensystems des Zyklotrons in der Experimentierhalle erhielt der Isotopenseparator im Jahre 1966 seinen endgültigen Standort in einem Anbau des Zyklotronlaboratoriums.

Der Planung des elektromagnetischen Isotopenseparators lag die folgende Aufgabenstellung zugrunde:

A. Trennungen radioaktiver Isotope mit Gesamtaktivitäten bis zu einigen Millicurie.

Dazu gehören in erster Linie:

die Herstellung isotopenreiner Quellen für die Kernspektroskopie und Zerlegungen von Reaktionsprodukten zur Bestimmung von Wirkungsquerschnitten.

B. Trennungen stabiler Isotope zur Herstellung besonders isotopenreiner Targets in Mengen bis zu einigen Milligramm.

Aus dieser Aufgabenstellung ergaben sich für die Planung des Separators, insbesondere des Magneten und der Ionenquelle, die folgenden Gesichtspunkte:

- (1.) Wichtigste Bedingung für den Isotopenseparator ist die Forderung nach höchster Reinheit der getrennten Isotope; für eine hohe Anreicherung wird ein großes Auflösungsvermögen und damit eine große Massendispersion des Magneten benötigt; die Dispersion wächst mit dem Radius und mit der Inhomogenität des Magnetfeldes.
- (2.) Der Isotopenseparator soll es ermöglichen, eine größere Zahl von Isotopen gleichzeitig aufzufangen; Voraussetzung für einen großen Massenbereich bei großer Dispersion sind breite Polschuhe des Magneten.
- (3.) Wichtig für die Trennung von Radionukliden ist eine möglichst gute

Ausnutzung des in die Ionenquelle eingebrachten Materials; für eine große totale Ausbeute werden hohe Ionenquellenausbeute und große Transmission des Magneten benötigt.

- (4.) Die Trennung kurzlebiger radioaktiver Isotope verlangt einen schnellen Substanzwechsel; Ionenquelle und Auffänger müssen daher gut zugänglich sein, d. h. sie sollten nicht im Luftspalt des Magneten liegen.
- (5.) Mit dem Isotopenseparator sollen Isotope möglichst vieler verschiedener Elemente hergestellt werden; die Forderung nach Universalität der zu verarbeitenden Substanzen betrifft vor allem die Ionenquelle.
- (6.) Die zu verarbeitenden Substanzmengen bewegen sich im Milligramm-Bereich; bei normalen Trennzeiten (einige Minuten bis einige Stunden) kann man sich dementsprechend auf Ionenströme im Mikroampere-Bereich beschränken; die Beschränkung auf kleine Ströme erlaubt vor allem eine Vereinfachung der Ionen-Beschleunigungsoptik.

Unter diesen Gesichtspunkten haben wir uns für ein inhomogenes magnetisches Sektorfeld von 180° und eine Ionenquelle vom Nielsen'schen Typ entschieden.

2. Berechnung der Ionenoptik

Der Strahlengang in einem magnetischen Sektorfeld ist in Abb. 1 am Beispiel unseres Isotopenseparators dargestellt. Die ionenoptischen Eigenschaften inhomogener Sektorfelder wurden von mehreren Autoren untersucht ([2] bis [7]). Die dabei benutzten Orts- und Winkelkoordinaten sind in Abb. 2 gezeigt.

Die magnetische Feldstärke läßt sich von einem skalaren Potential ableiten, das gegeben ist durch:

$$\Phi_m(u, v) = r_0 B_0 \left\{ -v + n u v + \frac{1}{2} [X(1-n) - 2n] u^2 v + \dots \right\}$$

Die Komponenten der magnetischen Feldstärke lauten dann:

$$\begin{aligned} B_u &= B_0 \left\{ -nv - [X(1-n) - 2n] uv + \dots \right\} \\ B_v &= B_0 \left\{ 1 - nu - \frac{1}{2} [X(1-n) - 2n] u^2 + \dots \right\} \end{aligned}$$

wobei folgende Beziehungen gelten:

$$B_0 = B_v (u=0, v=0)$$

$$n = - \frac{r_0}{B_0} \left(\frac{\partial B(u, v=0)}{\partial r} \right)_{r=r_0}$$

$$X = \frac{2n}{1-n} - \frac{1}{1-n} \frac{r_0^2}{B_0} \left(\frac{\partial^2 B(u, v=0)}{\partial r^2} \right)_{r=r_0}$$

Ein inhomogenes Magnetfeld mit einem vorgegebenen Feldgradienten n kann man am einfachsten mit konischen Polschuhen verwirklichen. Der dazu benötigte Konuswinkel α berechnet sich zu

$$\operatorname{tg} \alpha = nb + \frac{1}{6} n (1-n) b^3 + \dots$$

mit

$$b = \frac{H}{2 r_0}, \text{ wobei } H \text{ der mittlere Polschuhabstand ist.}$$

Der Wert X ergibt sich dann zu:

$$X = 2n + \frac{1}{3} n(1-n) b^2 + \dots$$

Um den Strahlenverlauf längs der gesamten Bahn zu verfolgen, muß man die Bewegungsgleichungen für die Ionen zwischen Ionenquelle und Auffänger heranziehen.

Wählt man eine Matrixdarstellung ([6], [7]) und bezeichnet man die Koordinaten eines Teilchens in radialer Richtung mit

$$y; y' = \frac{dy}{ds}; \frac{\Delta p}{p},$$

wobei s der Gesamtweg des Teilchens der Masse M_0 von Ionenquelle bis Auffänger bedeutet und

$$\beta = \frac{\Delta p}{p} = \text{Impulsstreuung}$$

$$2\beta = \frac{\Delta M}{M_0} = \text{Massenstreuung}$$

sind, so gelten bei senkrechtem Einfall und Austritt des Strahls für die drei Wegabschnitte Ionenquelle bis Magnetfeldkante, Magnetfeld, Magnetfeldkante bis Auffänger die folgenden Beziehungen;

$$\begin{pmatrix} y_1 \\ y_1' \\ \frac{\Delta p}{p} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & l' & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} y_0 \\ y_0' \\ \frac{\Delta p}{p} \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} y_2 \\ y_2' \\ \frac{\Delta p}{p} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R_{11} & R_{12} & R_{13} \\ R_{21} & R_{22} & R_{23} \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} y_1 \\ y_1' \\ \frac{\Delta p}{p} \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} y_3 \\ y_3' \\ \frac{\Delta p}{p} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & l'' & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} y_2 \\ y_2' \\ \frac{\Delta p}{p} \end{pmatrix}$$

Die Koordinaten eines Bildpunktes ergeben sich aus denen des Gegenstandspunktes aus:

$$\begin{pmatrix} y_3 \\ y_3' \\ \frac{\Delta p}{p} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R_{11} + R_{21} \cdot l'' & R_{11} l' + l' l'' R_{21} + R_{12} + R_{22} l'' & R_{12} + R_{23} \cdot l'' \\ R_{21} & l' R_{21} + R_{22} & R_{23} \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} y_0 \\ y_0' \\ \frac{\Delta p}{p} \end{pmatrix}$$

Die Matricelemente R_{ik} sind gegeben durch:

$$R_{11} = \cos W^*$$

$$R_{12} = (1-n)^{-1/2} \cdot r_o \cdot \sin W^*$$

$$R_{13} = (1-n)^{-1} \cdot r_o \cdot (1 - \cos W^*)$$

$$R_{21} = -(1-n)^{1/2} \cdot r_o^{-1} \cdot \sin W^*$$

$$R_{22} = \cos W^*$$

$$R_{23} = (1-n)^{-1/2} \sin W^*$$

$$\text{mit } W^* = (1-n)^{1/2} \cdot W$$

Aus diesen Gleichungen ergibt sich der Ort für die maximale Breite des Ionenstrahls in radialer Richtung zu:

$$\operatorname{tg} \varphi_{\max}^* = \frac{r_0 (1-n)^{-1/2} y_1'}{y_0 + l' y_1' - r_0 (1-n)^{-1} \frac{\Delta p}{p}} \quad \text{mit } \varphi^* = (1-n)^{1/2} \varphi$$

und die maximale Breite des Strahls zu:

$$y_{\max} = \cos \varphi_{\max}^* y_1' + r_0 (1-n)^{-1/2} \sin \varphi_{\max}^* y_1' + r_0 (1-n)^{-1} (1 - \cos \varphi_{\max}^*) \frac{\Delta p}{p}$$

Im symmetrischen Fall, d.h. bei gleicher Gegenstands- und Bildweite, gilt

$$l' = l'' = \frac{r_0}{(1-n)^{1/2}} \operatorname{ctg} \frac{\varphi^*}{2}$$

Die Abbildungsgleichungen, die hier in radialer Richtung betrachtet wurden, gelten entsprechend auch in vertikaler Richtung, wenn man überall n durch $(1-n)$ ersetzt.

Daher bekommt man für $n = 0,5$ sowohl in radialer als auch in axialer Richtung eine Richtungsfokussierung erster Ordnung. Dies bedeutet eine hohe Transmission und damit eine hohe Substanzausbeute, was besonders bei der Trennung radioaktiver Substanzen wichtig ist.

Um die in der Einleitung genannten Forderungen an den Isotopenseparator im Rahmen der vertretbaren Magnetkosten zu erfüllen, haben wir uns auf der Basis der obigen Gleichungen zu folgenden Parametern des Magnetfeldes entschlossen:

r_0	= mittlerer Radius der Ionenbahn	1025 mm
n	= Feldgradient des inhomogenen Magnetfeldes (Konische Polschuhe)	0,50
Φ	= Sektorwinkel des Magneten	180°
H	= mittlerer Polschuhabstand	80 mm
	Polschuhbreite	400 mm

Der Einschub des Strahls erfolgt unter einem Winkel von $5,5^\circ$, weil das vorhandene magnetische Streufeld den Strahl um einen Winkel dieser Größe ablenkt.

Aus den obigen Parametern folgen die Größen

l', l'' = Gegenstands- bzw. Bildweite; symm. Fall	600 mm
ψ = Neigungswinkel der Bildebene zur Strahlnormalen	56°
X = Koeffizient zweiter Ordnung für die Inhomogenität des Magnetfeldes	1,00
α = Konuswinkel	$1^\circ 7'$
W = Gesamtablenkungswinkel des Strahls	191°
Breite der Vakuumkammer	330 mm

Die folgende Tabelle gibt für verschiedene $\Delta p/p$ die möglichen Öffnungswinkel und den Ort der größten Strahlbreite:

$\frac{\Delta P}{P}$	$\frac{\Delta M}{M}$	α_r	y_1'	φ_{\max}^*	γ_{\max}
$\pm 0,00$	$\pm 0,00$	$\pm 30'$	$\pm 0,0087$	$67^\circ 32'$	27,3 mm
$\pm 0,00$	$\pm 0,00$	$\pm 2^\circ$	$\pm 0,0349$	$67^\circ 32'$	109,6 mm
$\pm 0,00$	$\pm 0,00$	$\pm 4^\circ$	$\pm 0,0699$	$67^\circ 32'$	219,6 mm
$\pm 0,03$	$\pm 0,06$	$\pm 30'$	$\pm 0,0087$	$135^\circ 4'^{**}$	220,4 mm ^{**})
$\pm 0,03$	$\pm 0,06$	$\pm 2^\circ$	$\pm 0,0349$	$128^\circ 45'$	252,7 mm
$\pm 0,03$	$\pm 0,06$	$\pm 4^\circ$	$\pm 0,0699$	$100^\circ 58'$	329,3 mm
$\pm 0,04$	$\pm 0,08$	$\pm 30'$	$\pm 0,0087$	$135^\circ 4'^{**}$	290,6 mm ^{**})
$\pm 0,04$	$\pm 0,08$	$\pm 1^\circ$	$\pm 0,0175$	$135^\circ 4'^{**}$	311,3 mm ^{**})

Die sich in der Bildentfernung l'' (radiale Richtungsfokussierung erster Ordnung) ergebende Bildausdehnung in y_3 -Richtung (vergrößerte Objektbreite und Bildfehler) kann man wie folgt darstellen:

$$y_3 = -M_r \cdot \delta y + A_2 \beta + A_{11} \alpha_r^2 + A_{12} \alpha_r \beta + A_{13} \alpha_r \cdot \delta y + A_{22} \beta^2 + A_{23} \beta \delta y + A_{33} (\delta y)^2 + A_{44} \alpha_z^2 + A_{45} \alpha_z \cdot \delta z + A_{55} \cdot (\delta z)^2$$

mit den Koeffizienten der Bildfehler

$$A_{ik} = r_0 \cdot \left(M_{ik} - \frac{M_1}{N_1} N_{ik} \right)$$

Die Koeffizienten sind den angegebenen Literaturstellen zu entnehmen.

^{**}) Nach der Formel berechnet man $\varphi_{\max}^* > 135^\circ 4'$. Der Gesamtablenkungswinkel beträgt aber nur 191° ($\varphi^* = W^* = 135^\circ 4'$), d.h. der Strahl ist im Magnetfeld am Ende der Vakuumkammer am breitesten und verbreitert sich noch zum Auffänger hin.

Hierbei bedeuten:

- α_r = radialer Öffnungswinkel
- α_z = axialer Öffnungswinkel
- β = Impulsstreuung
- δy = Ausdehnung des abzubildenden Gegenstandes in y_0 -Richtung
- δz = Ausdehnung des abzubildenden Gegenstandes in z -Richtung
- M_r = radiale Vergrößerung

Für die hier benutzte ionenoptische Anordnung berechnet sich die durch die Bildfehler verursachte Bildverbreitung nach den in [2] angegebenen Formeln mit $n = 0,50$, $X = 1,00$ für den symmetrischen Fall ($l'=l''$, $M_r=1$) zu: **)

- $2 \cdot A_2 \beta = 0,82 \text{ mm}$ für $\beta = \pm 1 \cdot 10^{-4}$ (chromatische Aberration 1. Ordnung)
- $2 \cdot A_{11} \alpha_r^2 = 1,80 \text{ mm}$ für $\alpha_r = \pm 3^\circ$ (Winkelaberration 2. Ordnung)
- $2 \cdot A_{12} \alpha_r \beta = 0,02 \text{ mm}$
- $2 \cdot A_{13} \alpha_r \delta y = 0,00 \text{ mm}$ für $\delta y = \pm 0,5 \text{ mm}$
- $2 \cdot A_{22} \beta^2 = 0,00 \text{ mm}$ (chromatische Aberration 2. Ordng.)
- $2 \cdot A_{23} \beta \delta y = 0,00 \text{ mm}$
- $2 \cdot A_{33} (\delta y)^2 = 0,00 \text{ mm}$
- $2 \cdot A_{44} \alpha_z^2 = 0,57 \text{ mm}$ für $\alpha_z = \pm 1^\circ$ (axiale Winkelaberration 2. Ordng.)
- $2 \cdot A_{45} \alpha_z \delta z = 0,01 \text{ mm}$ für $\delta z = \pm 0,5 \text{ mm}$
- $2 \cdot A_{55} (\delta z)^2 = 0,00 \text{ mm}$

$\beta = \pm 1 \cdot 10^{-4}$ bedeutet, daß bei konstantem Magnetfeld die Beschleunigungsspannung auf $1 \cdot 10^{-4}$ konstant gehalten werden muß oder bei konstanter Beschleunigungsspannung das Magnetfeld um höchstens $\pm 5 \cdot 10^{-5}$ schwanken darf. Langzeitige Schwankungen (Zeitkonstante größer als 1 Sekunde) von Beschleunigungsspannung oder Magnetfeld können leicht durch eine Strahlpositionsstabilisierung am Auffänger kompensiert werden. Störend sind nur die kurzzeitigen Schwankungen der Beschleunigungsspannung (50 Hertz-Brummspannung), die so gut wie möglich kompensiert werden müssen, und die Änderung der Beschleunigungsspannung infolge Energieinhomogenität der in der Ionenquelle gebildeten Ionen.

Unter den anderen Bildfehlern ist besonders die radiale Winkelaberration zweiter Ordnung für die Bildverbreitung verantwortlich. Dieser Fehler ist

**) Die hier angegebenen Werte für A_{12} bis A_{55} weichen geringfügig von den nach [5] errechneten Werten ab.

für senkrechten Ein- und Austritt des Ionenstrahles ins Magnetfeld (Krümmungsradius R der Magnetfeldgrenzen) und für $l' = l''$ gegeben durch:

$$A_{11} \cdot \alpha_r^2 = \frac{r_0}{1-n} \cdot \left\{ \frac{(\cos W^* + 5) X}{3 \cdot (1 - \cos W^*)} + \frac{\operatorname{ctg}^3 \frac{W^*}{2}}{(1-n)^{1/2}} \frac{r_0}{R} - 1 \right\} \alpha_r^2$$

Nach dieser Formel kann man die radiale Winkelaberration zweiter Ordnung zum Verschwinden bringen, indem man einen der Werte $\bar{\phi} = 180^\circ$, $X = 1,00$ oder $R = \infty$ entsprechend abändert. Für $X = 1,00$ und $R = \infty$ (ebene Magnetfeldgrenzen) müßte $W = 169^\circ$ werden. Wir haben aus fertigungstechnischen Gründen einen Magnetwinkel von $\bar{\phi} = 180^\circ$ gewählt (Ablenkwinkel $W = 191^\circ$). Behält man diesen Ablenkwinkel bei, so kann man die radiale Winkelaberration zweiter Ordnung auch entweder durch eine Vergrößerung von X auf $X = 1,19$ oder durch kreisförmige Magnetfeldgrenzen mit einem Radius von $R = 63$ cm zum Verschwinden bringen. Da die Vergrößerung von X gleichzeitig eine Vergrößerung der axialen Winkelaberration zweiter Ordnung zur Folge hat, sollte in unserem Falle statt dessen mit zusätzlichen kreissegmentförmigen Eisenstücken den Magnetfeldgrenzen ein Krümmungsradius von $R = 63$ cm gegeben werden. Genaue Magnetfeldmessungen ergaben aber die Werte $n = 0,500 \pm 0,005$ und $X = 1,20 \pm 0,05$ (Abb. 3 b), so daß bereits mit ebenen Magnetfeldgrenzen A_{11} praktisch verschwindet, A_{44} jedoch leicht vergrößert wird und somit die axiale Winkelaberration zweiter Ordnung $2 A_{44} \cdot \alpha_z^2 = 0,74$ mm (bei $\alpha_z = \pm 1^\circ$) der dominierende sphärische Bildfehler ist. Die Überprüfung der ionenoptischen Eigenschaften mit α -Strahlen bestätigte, daß die Bildbreite im wesentlichen durch die axiale Winkelaberration zweiter Ordnung bestimmt wird und sich mit gekrümmten Magnetfeldgrenzen nicht verbessern läßt (vgl. Abschnitt 4.1.).

Damit zwei Massen M und $(M + \Delta M)$ trotz der endlichen Objektschlitzbreite und der endlichen Energiestreuung der Ionen getrennt erscheinen, d.h. aufgelöst werden, muß aber Abstand B zwischen den entsprechenden Massenlinien am Aufwähler mindestens so groß sein wie die Linienbreite b (Halbwertsbreite) für jede einzelne Masse, d.h. man hat die Bedingung

$$B \geq b.$$

Darin ist der Abstand $B = D_m \cdot \frac{\Delta M}{M}$ und die Linienbreite $b = (s' \cdot M_r + s'' + \text{Bildfehler})$ mit

$$D_m = \frac{1}{2} A_2 = \frac{1}{2} \frac{r_o}{1-n} (1 + M_r) = \text{Massendispersion [mm]}$$

s' = Objektschlitzbreite [mm] (z.B. Extraktionsöffnung der Ionenquelle)

s'' = Auffängerschlitzbreite [mm]

M_r = radiale Vergrößerung

Man erhält die Auflösungsbeziehung

$$\frac{M}{\Delta M} \leq \frac{D_m}{s' \cdot M_r + s'' + \text{Bildfehler}}$$

deren Maximalwert

$$R = \frac{M}{\Delta M} = \frac{D_m}{s' \cdot M_r + s'' + \text{Bildfehler}} \quad \text{gewöhnlich}$$

als Auflösungsvermögen bezeichnet wird.

Für den symmetrischen Fall ($l' = l''$) ist $M_r = 1$ und folglich

$$R = \frac{r_o}{(1-n) \cdot (s' + s'' + \text{Bildfehler})} = \frac{2050}{s' + s'' + \text{Bildfehler}}$$

3. Aufbau und Arbeitsweise

3.1 Magnet

Der Magnet wurde von der Firma Ruhrstahl in Hattingen hergestellt. Er besteht aus der besonders reinen und homogenen Eisensorte ZSH, die bei einer Feldstärke von 240 A/cm eine Induktion von 20 000 Gauß erreicht. Um die Polschuhe in einer möglichst großen Breite auszunutzen, wurde das Streufeld durch ein spezielles Polschuhprofil am Rande teilweise kompensiert. Dieses Profil wurde empirisch an einem Modell (Verkleinerung 1:5) ermittelt. Abb. 3a zeigt die Abmessungen des Luftspaltes mit den konischen Polschuhen und den Randshims. Die Wirksamkeit der Randshims erkennt man aus Abb. 3b, wo der für $n = 0,5$ und konische Polschuhe ohne Randshims (Berücksichtigung des Streufeldeinflusses nach [8]) errechnete Verlauf des Feldgradienten neben der gemessenen Kurve gezeigt ist. Der Magnet wurde in einem Stück geschmiedet und gedreht, dann längs eines größten Durchmessers auseinandergeschnitten und übereinandergesetzt. Der Magnetkern wurde zum Vollzylinder ergänzt und die beiden Schenkel durch zwei Scheiben einer billigeren Eisensorte verstärkt. Die Spulenwicklung, die auf einen wassergekühlten Spulenkörper um den Magnetkern gewickelt ist, besteht aus 300 Windungen eloxierten Aluminiumbleches $400 \times 0,5 \text{ mm}^2$. Der Spulenkörper besteht aus Eisen und verstärkt den Magnetkern. Die Eloxalschicht dient als Isolation der einzelnen Windungen gegeneinander. Die Eloxalschicht besitzt eine gute Wärmeleitfähigkeit, so daß eine rasche Abführung der in der Spule erzeugten Wärme in radialer Richtung gewährleistet ist. Der Magnet mit Spule und Vakuumkammer, ohne die abnehmbaren Eisenverstärkungen, wiegt 14,5 t, so daß er bequem mit Hilfe einer Traverse mit einem 15-Tonnen-Kran transportiert werden kann. Zur Stromversorgung der Spule dient eine durch Transduktoren stabilisierte Gleichrichteranordnung (AEG). Die auf $5 \cdot 10^{-5}$ stabilisierte Stromstärke ist kontinuierlich zwischen 20 und 200 A regelbar. Das Magnetfeld wird mit einer Hallsonde (Typ FC 32, Siemens), die durch eine thermostatisch geregelte Wasserkühlung auf konstanter Temperatur gehalten wird, mit einer relativen Genauigkeit von 10^{-4} gemessen. Dabei wird der Steuerstrom für die Hallsonde durch ein stromstabilisiertes Netzgerät (Stabilität besser als 10^{-4}) erzeugt und die Hallspannung mit einem digitalen Voltmeter gemessen. Die maximal notwendige Magnetfeldstärke ergibt sich für $M = 250$, $U = 70 \text{ kV}$ aus der folgenden Formel zu 5 800 Gauß:

$$B = 4\,569,5 \cdot \frac{1}{r} \cdot \sqrt{\frac{M \cdot U}{q}}$$

mit

r = Bahnradius [cm]

M = Ionenmasse [Masseneinheiten]

U = Beschleunigungsspannung [kV]

q = Zahl der Ladungen pro Teilchen

B = Magnetfeld [Gauß]

3.2 Ionenquelle

Abb. 4 zeigt einen Schnitt durch die Ionenquelle. Sie ist vom Nielsen'schen Typ [9]. Dabei handelt es sich um eine zur Richtung des austretenden Ionenstrahls axialsymmetrische Anordnung. Die Ionenerzeugung erfolgt in einer Niederspannungs-Bogenentladung durch oszillierende Elektronen in einem axialen magnetischen Führungsfeld. Die Kathode kann dabei den Entladungsraum bis auf ca. $1\ 000^{\circ}$ C aufheizen.

Die Zufuhr des Materials geschieht über ein einfaches kombiniertes Ofen-Gaseinlaßsystem. Zwei zylindrische Ofen sind hintereinander in einem Führungsrohr angeordnet und können durch einen gemeinsamen Heizfaden ebenfalls bis auf ca. $1\ 000^{\circ}$ C aufgeheizt werden. Der vordere Ofen ist fest eingebaut und kann dazu benutzt werden, mit inaktivem Trägermaterial stabile Betriebsbedingungen in der Quelle herzustellen, der hintere ist im Führungsrohr beweglich und wird mit dem aktiven Material durch eine einfache Schleuse mit minimalem Schleusenvolumen während des Betriebs mit einem Stab hereingeführt und an den vorderen Ofen herangeschoben. Die Zeit vom Beginn des Einschleusens bis zum Beginn der Trennung beträgt etwa 3 Minuten. Substanzen, die auch bei $1\ 000^{\circ}$ C noch einen zu geringen Dampfdruck haben, können durch Überleiten von Tetrachlorkohlenstoff im Ofen in Chloride überführt werden. Diese haben im allgemeinen einen höheren Dampfdruck, der für den Betrieb der Ionenquelle ausreicht. Den CCl_4 -Dampf muß man mit einem Nadelventil genau dosieren, um eine gute Ausbeute zu erhalten. Die Ionenquelle besteht gewöhnlich aus rostfreiem Stahl; bei der Verwendung von Chlor dürfen jedoch die heißen Teile nur aus Graphit, Molybdän, Wolfram und Sinterkorund bestehen, da fast alle anderen Materialien bei so hohen Temperaturen durch Chlor zersetzt werden.

Die Temperaturen von Entladungskammer und Ofen werden durch Thermoelemente kontrolliert.

Die Ionen-Beschleunigungsoptik ist sehr einfach: es gibt nur eine einzige Beschleunigungsstrecke, nämlich zwischen der Extraktionsöffnung der Ionenquelle und der Saugelektrode auf Erdpotential, diese kann kontinuierlich längs der optischen Achse bewegt werden. Für Ionenströme bis zu etwa $100 \mu\text{A}$ hat sich diese einfache Anordnung gut bewährt [10].

Abb. 5 zeigt die elektrische Stromversorgung der Ionenquelle. Die Eingangswchselspannung ist auf $1 \cdot 10^{-3}$ stabilisiert. Ein Kaskadengenerator (9 Stufen, Arbeitsfrequenz 35 kHz, ölisoliert) erzeugt die kontinuierlich zwischen 20 und 100 kV regelbare Hochspannung.

Die Spannungskonstanz beträgt kurzzeitig $1 \cdot 10^{-4}$, die Langzeitdrift wird durch eine zusätzliche Strahlpositionsstabilisierung (siehe Abschnitt 3.3) ausgeglichen. Die Welligkeit kann mit einer Kompensationsschaltung während des Betriebs immer auf einem Wert unter $10 V_{SS}$ gehalten werden. Die Stromversorgung für Kathode, Bogen, Ofen und Ionenquellenmagnetfeld erfolgt jeweils über einen Regeltransformator, einen Hochspannungsisoliertransformator und eine Brückengleichrichterschaltung mit Siebglied. Die Hochspannung wird mit einem digitalen Voltmeter, das den Spannungsabfall an einem Präzisionspotentialteiler mißt, auf $1 \cdot 10^{-4}$ genau gemessen. Die Kühlung der Ionenquelle erfolgt in einem geschlossenen Kühlkreislauf mit destilliertem Wasser, wobei sich der Wärmetauscher auf Erdpotential befindet.

3.3 Auffänger

Die getrennten Isotope werden in Metall-Folien eingeschossen, die sich in der Fokussierungsebene befinden. Diese ist gegen die Strahlnormale um den Winkel $\Psi = 56^\circ$ geneigt. Am einfachsten ist es, längs der Fokussierungsebene eine einzige durchgehende Kollektorfolie anzubringen, auf der die verschiedenen Isotope nebeneinander aufgesammelt werden. Diese Methode liefert jedoch nur bei sehr kleinen Substanzmengen gute Anreicherungen; schon bei Mengen von einigen 10^{-8} g wird durch Selbst-Sputtering ein merklicher Teil der bereits getrennten Substanz wieder zerstäubt und dadurch eine Verunreinigung der Nachbarisotope verursacht.

Größere Substanzmengen werden daher stets in einzelnen, treppenförmig in der Fokussierungsebene aufgestellten Kollektortaschen aufgefangen (Abb. 6). Am Boden jeder Tasche befindet sich die seitlich leicht auswechselbare Folie. Seitenwände und Eintritts-Spaltbacken sorgen für die nötige Abschirmung gegen gegenseitige Kontamination durch Sputtering und Verdampfung.

Auch die Spaltblenden sind auswechselbar, nach jeder Trennung können Stärke und Spektrum der Aktivitäten auf den Spaltblenden mit denen der Hauptaktivität auf der Folie verglichen und dadurch die Qualität der hergestellten Quelle kontrolliert werden.

Gewöhnlich werden die Ionen mit ihrer vollen Energie von etwa 50 keV in 20 bis 50 μ starke Al-Folien eingeschossen, mittelschwere Ionen dringen dabei etwa $10 \frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$ tief in das Aluminium ein [11]. In $10 \frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$ Aluminium beträgt der mittlere Energieverlust z.B. für 100 keV Elektronen nur etwa 35 eV, für 5 MeV α -Teilchen nur etwa 2 keV. Bei unserer kreisförmigen Extraktionsöffnung der Ionenquelle von etwa 1 mm Durchmesser (vgl. Abschnitt 3.2) und der Doppel-Richtungs-fokussierung der Ionenoptik (vgl. Abschnitt 2) entstehen also auf diese Weise recht gute Quellen für kernspektroskopische Zwecke, nämlich kleine, kreisförmige, gleichmäßige, dünne Präparate. Für α - und β -Spektroskopie mit sehr hoher Auflösung (z.B. mit magnetischen Spektrometern) kann die Dicke der Quellen und damit die Selbstabsorptionsverbreiterung noch dadurch erheblich verkleinert werden, daß die Ionen in einem Gegenfeldauffänger fast vollständig wieder abgebremst werden, bevor sie auf die Folie treffen. Ein Einzel-Gegenfeldauffänger für Abbremsungen bis auf ca. 300 eV ist erprobt worden.

Zur Justierung und zur Einstellung des optimalen Auflösungsvermögens wird das Massenspektrum auf einem Oszillographen sichtbar gemacht. Dies erfolgt entweder bei feststehender Sonde durch Wobbelung der Beschleunigungsspannung oder durch eine Schwingsonde [12], die das Massenspektrum längs der Fokussierungsebene mit einer Frequenz von ca. 20 Hz überstreicht (Schwingungsbereich ca. 60 mm). Die Position des Strahles wird durch ein 2-Pin-System, das über eine Differenzverstärkerschaltung auf die Beschleunigungsspannung einwirkt, stabilisiert. Vor der Auffängerfolie bzw. den Auffängertaschen befindet sich eine elektromagnetisch schließbare Klappe, welche die Stabilisierungspins und die Schwingsonde nicht abdeckt (Abb. 6). Sie ist notwendig, um vor Beginn des Auffangprozesses das Auflösungsvermögen optimal einzustellen. Außerdem wird die Klappe geschlossen, wenn sich während des Betriebs die Fokussierung verschlechtert.

3.4 Vakuumanlage (Abb. 7)

An die Vakuumanlage eines Isotopentrenners werden hohe Anforderungen gestellt, einmal müssen Zusammenstöße der Strahl-Ionen mit dem Restgas und Umladungen auf ein Minimum herabgesetzt werden, um die geforderte hohe Isotopenreinheit zu gewährleisten, d.h. im Betriebszustand wird ein gutes Hochvakuum von etwa 10^{-6} Torr benötigt, zum anderen muß dieses Hochvakuum aber auch verhältnismäßig schnell erreicht werden, da Ionenquellen und Auffänger häufig gewechselt, d.h. belüftet,

werden müssen und auch noch unmittelbar vor den Trennungen beim Einschleusen des Ofens in die Ionenquelle (vgl. Abschnitt 3.2) größere Gas-mengen anfallen. Das bedeutet, daß sowohl vorvakuum- als auch hochvakuum-seitig relativ große Saugleistungen benötigt werden.

Zwei Rotationspumpen mit $45 \frac{\text{m}^3}{\text{h}}$ und $6 \frac{\text{m}^3}{\text{h}}$ Saugleistung evakuieren wahlweise die Vorvakuumleitung oder die Umwegleitungen. Im normalen Dauerbetrieb hält die kleinere Vorpumpe das nötige Vorvakuum aufrecht; fallen größere Gasmengen an, so wird automatisch die große Vorpumpe zugeschaltet, solange in der Vorvakuumleitung ein bestimmter, einstellbarer Druck überschritten wird.

Der Hochvakuumbereich wird durch zwei Ventile in drei getrennte Räume unterteilt: Ionenquellenraum, Kammer und Auffängerraum. Jeder besitzt einen Pumpstand mit Öl-Diffusionspumpe, wassergekühltem Baffle, frigengekühltem Baffle und Klappventil. Die Saugleistungen betragen $1200 \frac{1}{\text{sec}}$ an der Ionenquelle und je $2000 \frac{1}{\text{sec}}$ an der Kammer und am Auffänger, an denen außerdem Kühlfallen für flüssigen Stickstoff eingebaut sind. Ionenquellenraum und Kammer sind miteinander nur durch die Öffnung der Saug-elektrode von etwa 8 mm Durchmesser verbunden, durch die der Ionenstrahl hindurchtritt. Durch dieses sog. "differentielle Pumpen" wird verhindert, daß ein merklicher Teil ^{der} in der Ionenquelle entstehenden, teilweise radio-aktiven Gase und Dämpfe in den übrigen Hochvakuumbereich gelangt.

Die gesamte Anlage wird zentral von einem Schaltpult aus gesteuert und unbeaufsichtigt Tag und Nacht betrieben. Die Ventile werden bis auf einige selten benutzte elektrisch bzw. elektro-pneumatisch bedient. Das Hochvakuum wird über drei umschaltbare Meßröhren mit einem Redhead-Manometer (Leybold) gemessen. Im Betriebszustand beträgt der Druck im Ionenquellenraum etwa $2 - 3 \times 10^{-6}$ Torr, in den übrigen Bereichen etwa 1×10^{-6} Torr ohne und $5 - 6 \times 10^{-7}$ Torr mit Kühlfallen. Ein Penning-Manometer (Leybold) an der Ionenquellenkammer schaltet bei einer einstellbaren Drucküberschreitung die elektrische Stromversorgung der Ionenquelle und die Hochspannung ab. Das Vorvakuum wird mit einem Wärmeleitungsmanometer (L K B) gemessen, von diesem wird über einen Grenzwertgeber die große Vorpumpe nach Bedarf ein- und abgeschaltet, ein zweiter Grenzwertgeber wird dazu benutzt, automatisch die gesamte Vakuumanlage abzuschalten und die Ventile zu schließen, wenn der Druck in der Vorvakuumleitung 0,2 Torr überschreitet.

Am Vakuumsystem befinden sich verschiedene Öffnungen und Ansatzstutzen, an denen Fenster zur Beobachtung des Ionenstrahls, Blendensysteme, Sonden für Strahlprofil- und Magnetfeldmessungen und andere Zusatzgeräte angebracht

werden können, wie z.B. eine α -Quelle für ionenoptische Messungen
oder eine im Bau befindliche Ionenquelle für massenspektrometrische
Analysen.

4. Testmessungen

4.1 Abbildungseigenschaften des Magneten

Durch Differenzmessungen des magnetischen Feldes mit einer Hall-Sonde (vergleiche: Abschnitt 3.1) längs eines Magnetradius wurden Feldgradient n und Koeffizient der zweiten Ableitung X des Magnetfeldes in der Mittelebene bestimmt (Abb. 3 b). Diese Messungen wurden an der Stelle $\varphi = 85^\circ$ durchgeführt, wo sich ein geeigneter Ansatzstützen an der Ablenkammer befindet. Die Messungen ergaben die Werte $n = 0,500 \pm 0,005$ und $X = 1,20 \pm 0,05$. Wie in der Ionenoptik (Abschn. 2) im einzelnen ausgeführt ist, verschwindet mit diesen Werten für ebene Magnetfeldgrenzen die radiale Winkelaberration zweiter Ordnung nahezu, während die axiale Winkelaberration zweiter Ordnung dann für $\alpha_z = \pm 1^\circ$ mit 0,74 mm praktisch zum größten Bildfehler wird.

Dies wurde qualitativ bestätigt durch eine Reihe von Messungen des Auflösungsvermögens mit α -Strahlen. Diese Messungen wurden für den symmetrischen Fall ($l' = l'' = 600$ mm) für radiale Öffnungswinkel zwischen $\alpha_r = \pm 1^\circ$ und $\alpha_r = \pm 5^\circ$ und axiale Öffnungswinkel zwischen $\alpha_z = \pm 0,2^\circ$ und $\alpha_z = \pm 1^\circ$ durchgeführt. Außerdem wurde der Einfluß von gekrümmten Magnetfeldgrenzen ($R = 63$ cm und $R = 200$ cm) auf das Auflösungsvermögen untersucht. Obwohl die Meßgenauigkeit wegen der wechselnden Qualität der α -Quellen und der geringen Zählraten (Raumwinkel ausnutzung $< 10^{-3}$) nicht ausreicht, um daraus die einzelnen Abbildungsfehler A_{ik} zu errechnen, kann man den Messungen doch folgendes entnehmen: die Verwendung gekrümmter Magnetfeldgrenzen bringt keine Verbesserung des Auflösungsvermögens; eine Verkleinerung von α_r wirkt sich kaum, eine entsprechende Verkleinerung von α_z dagegen relativ stark aus.

Die dabei verwendeten α -Quellen von etwa $10 \mu\text{C}$ Aktivität waren Pb^{212} mit seinen Töchtern ThC ($E_\alpha = 6,042$ und $6,082$ MeV) und ThC' ($E_\alpha = 8,776$ MeV), das in einer "Th-Kuh" elektrostatisch auf Cr-Ni-Draht niedergeschlagen wurde, und Po^{210} ($E_\alpha = 5,299$ MeV), das sich aus einer salzsauren Lösung spontan elektrochemisch auf Ag-Draht abscheiden läßt. Solche Quellen ließen sich so dünn herstellen, daß die Verbreiterung der α -Linien durch Selbstabsorption und Absorption in der Unterlage höchstens 1 keV betrug ($\beta = 10^{-4}$). Die Präparatsträger waren Drähte von 0,2 mm Durchmesser und 5 mm Länge. Am Auffänger wurden die α -Teilchen hinter einem Spalt von 0,2 mm Breite und 10 mm Länge mit einem Halbleiterdetektor registriert.

Für die maximalen Öffnungswinkel $\alpha_r = \pm 5^\circ$ und $\alpha_z = \pm 1^\circ$ (keine zusätzlichen Blenden, Begrenzung allein durch die Kammerwände) ergeben die Messungen mit α -Strahlen ein Energieauflösungsvermögen von $R = 1800$, für $\alpha_r = \pm 1^\circ$ und $\alpha_z = \pm 0,5^\circ$ entsprechend einen Wert von $R = 3500$. Die gleichen Werte errechnet man für R nach der letzten Formel des Abschn. 2, wenn man $s' = s'' = 0,2$ mm einsetzt, als einzigen sphärischen Bildfehler die axiale Winkelaberration zweiter Ordnung $2A_{44}\alpha_z^2 = 0,74$ mm (für $\alpha_z = \pm 1^\circ$) bzw. $0,185$ mm (für $\alpha_z = 0,5^\circ$) berücksichtigt und die chromatische Aberration vernachlässigt, d.h. $\beta = 0$ setzt.

Mit den gleichen α -Quellen und einem zweidimensional kontinuierlich verschiebbaren Detektor mit Spalt wurde auch die Lage der Fokussierungsebene am Auffänger bestimmt. Der Winkel mit der Strahlnormalen beträgt danach $\Psi = (57 \pm 1)^\circ$. Diese Bestimmung der Fokuspunkte als Orte maximaler Auflösung erfolgte über eine Auffängerbreite von 20 cm, der ein relativer Massenbereich von 10 % entspricht. Die Messungen wurden ausgeführt bei maximalen Öffnungswinkeln; dabei ergab sich, daß der jeweilige Maximalwert der Auflösung, d.h. das Auflösungsvermögen, sich über den genannten Massenbereich von $\Delta M = \pm 5$ % selbst um höchstens ± 10 % gegenüber den oben angegebenen Werten, die für die Mitte des Auffängerkastens gelten, ändert, und zwar so, daß die Auflösung für die am stärksten abgelenkten Massen am kleinsten ist.

4.2 Auflösungsvermögen mit Ionenstrahlen und Anreicherung

Über das Auflösungsvermögen des Isotopenseparators mit Ionenstrahlen wurde in [10] ausführlich berichtet. Es hängt nicht allein von dem in Abschnitt 4.1 untersuchten Auflösungsvermögen des Magneten, sondern wesentlich auch von Ionenquelle, Vakuum, Strahlstromstärke usw. ab. Da im Grunde weniger das gewöhnlich in Halbwertshöhe definierte Auflösungsvermögen $\frac{M}{\Delta M}$ interessiert, sondern letztlich die erreichbare Isotopereinheit - bezogen auf das Anfangs-Isotopenverhältnis, die sog. Anreicherungs- spielt die Form am Fuß der Massenlinie eine große Rolle. Der Begriff des Auflösungsvermögens wird daher so erweitert, daß man den Ausdruck $\frac{M}{\Delta M}$ (M und ΔM in Masseneinheiten) in verschiedenen relativen Höhen (z.B. 10 %, 1 %, 0,1 % usw.) der Massenlinie angibt. Abb. 8 zeigt das Massenspektrum eines Blei-Ionenstrahls. Man sieht, daß das Auflösungsvermögen in Halbwertshöhe, $R_{0,5} = 6200$, recht groß ist im Vergleich zu den Werten des Abschnitts 4.1. Dies zeigt, daß der abgebildete Strahlquerschnitt wesentlich kleiner als die Extraktionsöffnung der Ionenquelle ist. Offenbar werden auch die sphärischen Bildfehler vernachlässigbar wegen der

extrem kleinen Öffnungswinkel des gerichteten, sehr gut gebündelten Ionenstrahls, die chromatisch^{en}/durch die vorausgegangene sorgfältige Optimalisierung der Betriebsbedingungen in der Ionenquelle. Die gestrichelten Linien sind die Komponenten der einzelnen Massenlinien, die sich zum Gesamtspektrum addieren. Die Intensität einer Linie sinkt im Abstand $\Delta M = 1 \text{ ME}$ (d.h. am Ort der Nachbarlinie) etwa auf $5 \cdot 10^{-5}$ des Maximalwertes ab, so daß man aufgrund des Massenspektrums allein Anreicherungen von etwa $1 - 2 \times 10^4$ erwarten könnte.

Allerdings wird die tatsächliche Anreicherung auf dem Kollektor eines Isotopenseparators nicht allein durch das Massenspektrum des Ionenstrahls wiedergegeben. Langzeitschwankungen aller Art, Hochspannungsüberschläge, Vorgänge mit neutralen Atomen, Sputtering-Prozesse u.a. treten im Massenspektrum nicht in Erscheinung. In Abb. 9 ist daher eine Kollektorverteilung nach einer halbstündigen Trennung aufgetragen. Pb^{212} wurde auf einer Folie längs der Fokussierungsebene aufgefangen und durch die α -Aktivität der Tochterkerne mit einem Halbleiterdetektor nachgewiesen, indem die Folie nach der Trennung mit einer Geschwindigkeit von 20 mm/h am Detektorspalt von 0,4 mm Breite vorbeibewegt wurde. Der Abstand zwischen den Massen 212 und 213 beträgt längs der Fokussierungsebene 20 mm. Der Vergleich mit dem Massenspektrum (Abb. 8) zeigt, daß die Linie in den verschiedenen relativen Höhen höchstens doppelt so breit und am Ort der Nachbarlinie auf $1 - 2 \times 10^{-4}$ des Maximalwertes abgefallen ist, so daß sich Anreicherungen bis zu 10^4 erzielen lassen müßten.

Wie bei der Beschreibung des Auffängersystems in Abschnitt 3.3 schon dargestellt wurde, werden radioaktive Quellen für kernspektroskopische Zwecke i.allg.in treppenförmigen Kollektortaschenhergestellt, so daß die Randgebiete einer Massenlinie jeweils auf getrennt auswertbare Spaltblenden fallen. Auf diese Weise ist es möglich, nach jeder Trennung die Qualität der Quelle zu kontrollieren. Die Abbildungen 10a und b zeigen in logarithmischem Maßstab jeweils oben das Gamma -Spektrum einer in der Anordnung von Abb. 6 mit dem Isotopenseparator hergestellten Bi^{202} -Quelle und darunter das entsprechende Spektrum je einer der auf den Spaltblenden aufgefangenen Aktivitäten. Die Breite des Spaltes betrug 6 mm, die der Blenden jeweils 3 mm. Durch Vergleiche der Aktivitäten und der Spektren mit denen von Bi^{201} , Bi^{202} und Bi^{203} läßt sich die Isotopereinheit der Bi^{202} -Quelle abschätzen: Die Gesamtverunreinigung durch die

beiden Nachbarisotope ist kleiner als 0,1 %. Die Anreicherung selbst läßt sich nur verhältnismäßig ungenau abschätzen, weil das Isotopenverhältnis der betreffenden Massen 201 : 202 : 203 nicht bekannt ist.

4.3 Ausbeute

Besonders bei der Herstellung von radioaktiven Quellen mit dem Isotopenseparator ist neben der Isotopenreinheit auch die Substanz-Ausbeute sehr wichtig, d.h. das Verhältnis der aufgefundenen, der Spektroskopie nach der Trennung als Strahlungsquelle zur Verfügung stehenden Aktivität des gewünschten Isotops zu der vor der Trennung in die Ionenquelle eingebrachten Aktivität. Letztere kann einerseits durch die Isotopenproduktion, d.h. die Bestrahlungsmöglichkeiten, begrenzt sein, zum anderen sollte sie aber in jedem Fall im Hinblick auf die Kontaminierung des Isotopentrenners so klein gehalten werden, wie nur irgend möglich ist. Die Ausbeute, die sich aus dem Produkt der Ionenquellen-Ausbeute, der Transmission des Magneten und der Ausbeute am Auffänger ergibt, ist nämlich stets so klein, daß praktisch die gesamte Aktivität im Isotopenseparator bleibt. Hierbei kann man annehmen, daß wegen des guten Vakuums und der guten Bündelung des Ionenstrahls, die man bei den normalen Stromstärken von nur einigen Mikroamperes immer erreichen kann, die Transmission des Magneten sowie auch die Auffängerausbeute fast gleich 1 sind. Erst bei großen Strömen treten hier durch Raumladungerscheinungen, Verdampfungs- und Sputteringeffekte größere Verluste auf. Die Ionenquellen-Ausbeute dagegen beträgt nur einige Prozent. Nimmt man hinzu, daß das gewünschte Isotop im zusammengesetzten Bestrahlungsprodukt, d.h. unter allen in einer Bestrahlung entstandenen und in die Ionenquelle des Isotopenseparators eingebrachten Nukliden z.B. nur den zehnten oder hundertsten Teil der Aktivität ausmachen kann, so ergibt sich daraus, daß der Isotopenseparator mit Aktivitäten beladen wird, die drei, vier oder gar fünf Größenordnungen stärker sein können, als die gewünschte Quelle. Bisher wurden bei uns aus Gesamtaktivitäten von einigen Millicurie Quellen von einigen Mikrocurie hergestellt.

Die Ausbeute wird also im wesentlichen durch die Ionenquellenausbeute bestimmt. Diese hängt so stark von den Eigenschaften der in die Ionenquelle eingebrachten Substanzen ab, daß es einen einheitlichen, für den

Isotopenseparator typischen Vergleichswert nicht gibt. Allenfalls kann man für einzelne Substanzen und genau bestimmte Verhältnisse Angaben über erzielte Ausbeuten machen.

Zum Beispiel wurden in einer Serie von Massentrennungen Quellen der neutronenarmen Wismut-Kerne Bi^{202} , Bi^{201} und Bi^{200} hergestellt, die zuvor durch Bestrahlung von Blei mit 50 MeV Deuteronen im Zyklotron gebildet worden waren [13]. Die Ausbeute der Trägersubstanz Blei läßt sich bei jeder Trennung aus der in die Ionenquelle eingebrachten Substanzmenge (in unserem Fall 1-2 mg Pb) und der Ladungsmenge (gemessen als Stromintegral) der Pb-Ionen auf einem isoliert aufgehängten Meßblech am Auffänger bestimmen (Abb. 6). Der darin eingehende Sekundärelektronenfaktor (= Zahl der austretenden Sekundärelektroden pro einfallendes Ion) wurde gemessen, indem in einem besonderen Versuch einer in die Ionenquelle eingebrachten gewogenen Blei-Menge von 1 mg etwas Pb^{212} aus einer "Thorium-Kuh" zugesetzt wurde und die Pb-Ausbeute unabhängig voneinander einmal aus den γ -Aktivitäten des Pb^{212} vor und nach der Trennung und zum anderen aus der aufgefangenen Ladungsmenge der natürlichen Pb-Isotope bestimmt wurde. Der Sekundärelektronenfaktor wurde für 50 keV Pb-Ionen, die unter 34° auf Kupfer auffallen, zu $(2,5 \pm 0,5)$ Elektronen pro Ion bestimmt, ein Wert, der gut zu den vorhandenen Literaturwerten paßt [14]. Mit diesem Sekundärelektronenfaktor betrug die Blei-Ausbeute bei 21 Massentrennungen, die alle so durchgeführt wurden, daß die Isotopenreinheit und Aktivität der hergestellten Bi-Quellen und nicht die Pb-Ausbeute maximal war, 2,5 % bis 3,5 %, im Mittel 3 %. Zusätzliche Trennungen bei anderen Ionenquellen-Betriebsbedingungen ergaben, daß bei entsprechend schlechterer Auflösung eine Substanz-Ausbeute bis zu 6 % erreicht werden kann.

Diese Werte gelten für die Trägersubstanz Blei und somit sicher auch für die durch Kernreaktionen bei der Bestrahlung entstandenen Blei-Radionuklide, sie gelten dagegen nicht ohne weiteres auch für die Radionuklide anderer Ordnungszahl, also z.B. nicht für Wismut-Isotope, die spurenweise ins Blei eingebettet sind. In solchen Fällen können Absolutwerte für die Substanzausbeute mit einiger Sicherheit überhaupt nur gegeben werden, wenn es gelingt, die betreffenden Isotope vor der Massentrennung im zusammengesetzten Reaktionsgemisch quantitativ nachzuweisen. Für den speziellen Fall des Wismut im Blei werden solche Messungen vorbereitet.

Für die praktische Herstellung starker Präparate eines kurzlebigen Isotops aus einem bestimmten, durch die Bestrahlung vorgegebenen Reaktionsgemisch gibt es eine optimale Trenndauer, nach der die Massentrennung abgebrochen werden sollte, damit die Ausbeute nicht dadurch verschlechtert wird, daß durch Zerfall mehr Aktivität verlorenght, als durch weiteres Trennen hinzukommt. Aus diesem Grunde wurde der zeitliche Verlauf des Pb : Bi-Verhältnisses am Auffänger während einer Trennung untersucht, indem mit Hilfe eines Wechselauffängers die Bi²⁰⁰-Aktivität in kleinen Portionen herausgeschleust und ausgemessen wurde. Der Vergleich mit den zugehörigen aufgefangen Pb-Mengen zeigt, daß das Pb : Bi-Verhältnis am Auffänger während der ganzen Trennung praktisch konstant bleibt.

Versuche mit Seltenen Erden, bei denen die Chlorierungsmethode angewendet werden muß, lassen vermuten, daß die Ausbeute unseres Isotopenseparators für diese Elemente etwas kleiner ist (ca. 1 %).

5. Anwendungen und Weiterentwicklung

Von den neutronenarmen Wismut-Isotopen Bi^{202} (Halbwertszeit $T = 1,6 \text{ h}$) Bi^{201} ($T = 1,8 \text{ h}$) und Bi^{200} ($T = 37 \text{ m}$) wurden Quellen mit Aktivitäten von einigen Mikrocurie hergestellt [13]. Ähnliche Präparate wurden auch von den neutronenreichen Kadmium - Isotopen Cd^{115} ($T = 43 \text{ d}/2,3 \text{ d}$), Cd^{117} ($T = 2,9 \text{ h}/50 \text{ m}$) und Cd^{118} ($T = 49 \text{ m}$) geliefert [15]. Bei der Herstellung von Quellen verschiedener Seltener Erden (Eu, Gd, Dy, Yb, Lu) wird zur Zeit die günstigste Art der Chlorierung der Oxyde in der Ionenquelle bezüglich Auflösung und Ausbeute ermittelt.

Alle im Isotopenseparator hergestellten Präparate erwiesen sich - wie im Abschnitt 3.3 schon abgeschätzt wurde - als "dünne" Quellen für β -Spektrometrie mit Halbleiterdetektoren [13].

Die Weiterentwicklung der Isotopentrennmethoden soll bei uns zunächst dahin gehen, Quellen noch kurzlebiger^{er}/Isotope und stärkere Präparate herstellen zu können. Eine Voraussetzung für beides soll eine Ionenquelle vom Freeman'schen Typ [16] schaffen, nämlich die Möglichkeit, mit größeren Ionenströmen zu arbeiten als bisher, und dadurch die Trennzeiten zu verkürzen. Die Verlustzeiten zwischen Bestrahlung und Massentrennung einerseits und Massentrennung und Spektroskopie andererseits sollen mit Hilfe einer Rohrpostanlage zum Transport der bestrahlten Folien und eines Wechselauffängers mit Schleuse demnächst bereits soweit verkürzt werden, daß z.B. brauchbare Quellen der Isotope Bi^{199} ($T = 25 \text{ m}$), Bi^{198} ($T = \text{ca. } 10 \text{ m ?}$), Bi^{197} ($T = \text{ca } 8 \text{ m ?}$) hergestellt werden können.

Ein Handschuhkasten, der bisher nur zur Aufbewahrung kontaminierter Ionenquellen diente, wird jetzt so eingerichtet, daß auch Montagearbeiten an den Ionenquellen darin ausgeführt werden können. Dadurch wird das Arbeiten mit größeren Aktivitäten möglich, so daß dann auch Präparate von einigen Millicurie mit unserem Isotopenseparator hergestellt werden können.

Literatur

- [1] A. Hanser, S. Göring, H.J.Langmann, Conf. Physics of the E.M. Separation Method (Orsay, 1962, nicht veröffentlicht)
- [2] H.A. Tasman, A.J.H. Boerboom, Z. Naturforschg. 14a (1959) 121,
A.J.H. Boerboom, H.A. Tasman, H. Wachsmuth, Z. Naturforschg. 14a (1959) 816
H. Wachsmuth, A.J.H. Boerboom, H.A. Tasman, Z. Naturforschg. 14a (1959) 818
H.A. Tasman, A.J.H. Boerboom, H. Wachsmuth, Z. Naturforschg. 14a (1959) 822
H.A. Tasman, A.J.H. Boerboom, Z. Naturforschg. 15a (1960) 736
- [3] D.L. Judd, Rev. Sci. Instr. 21 (1950) 213
- [4] W. Glaser, Elektronen- und Ionenoptik, In Handbuch der Physik Bd. 33 (ed. S. Flügge), Springer-Verlag, Berlin 1956, S. 123
- [5] M.M. Bretscher, ORNL-Report 2884 (1960)
- [6] R.M. Sternheimer, Beam Bending and Focusing Systems, in Methods of Experimental Physics Vol. 5, Part B (ed. L. Marton), Academic Press, New York 1963, S. 719
- [7] H. Courant, W. Synder, Annals of Physics 3 (1958) 1
- [8] L.J. Laslett, MURA-Report Nr. 567 (1960)
- [9] K.O. Nielsen, Nucl. Instr. 1 (1957) 289
- [10] H. Fabricius, K. Freitag, S. Göring, Nucl. Instr. and Meth. 38 (1965) 64, KFK-Bericht Nr. 439
- [11] J.A. Davies, B. Domeiy, J. Uhler, Ark. Fys. 24 (1963) 377
- [12] K.O. Nielsen, O. Skilbreid, Nucl. Instr. 1 (1957) 159
- [13] A. Hanser, K. Freitag, KFK-Bericht (wird veröffentlicht)
- [14] M. von Ardenne, Tabellen zur Angewandten Physik, Bd. 1, 2. Auflage,
- [15] E. Schwarzbach, Dissertation, KFK-Bericht (wird veröffentlicht)
- [16] J.H. Freeman, Nucl. Instr. and Meth. 22 (1963) 306

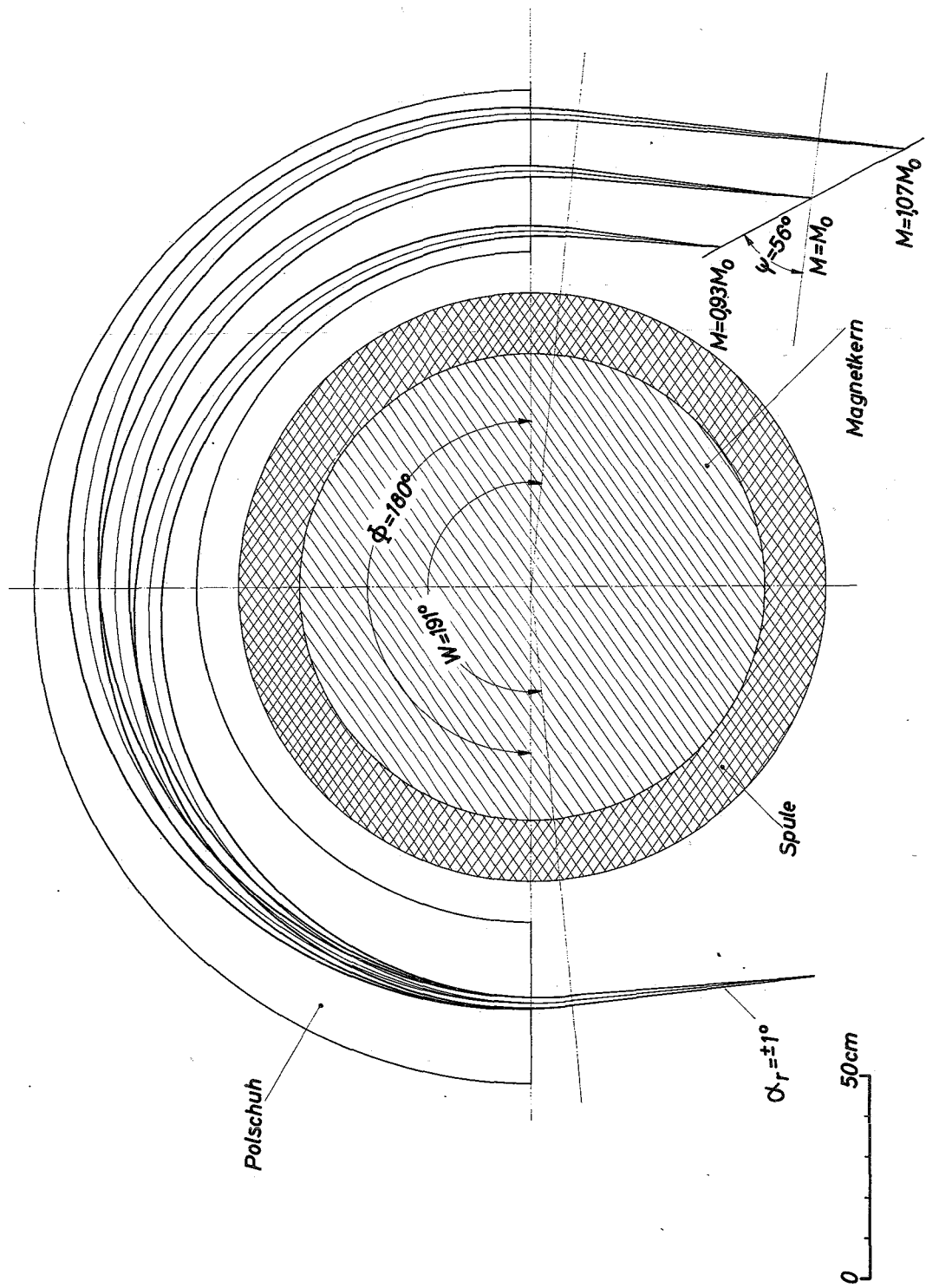
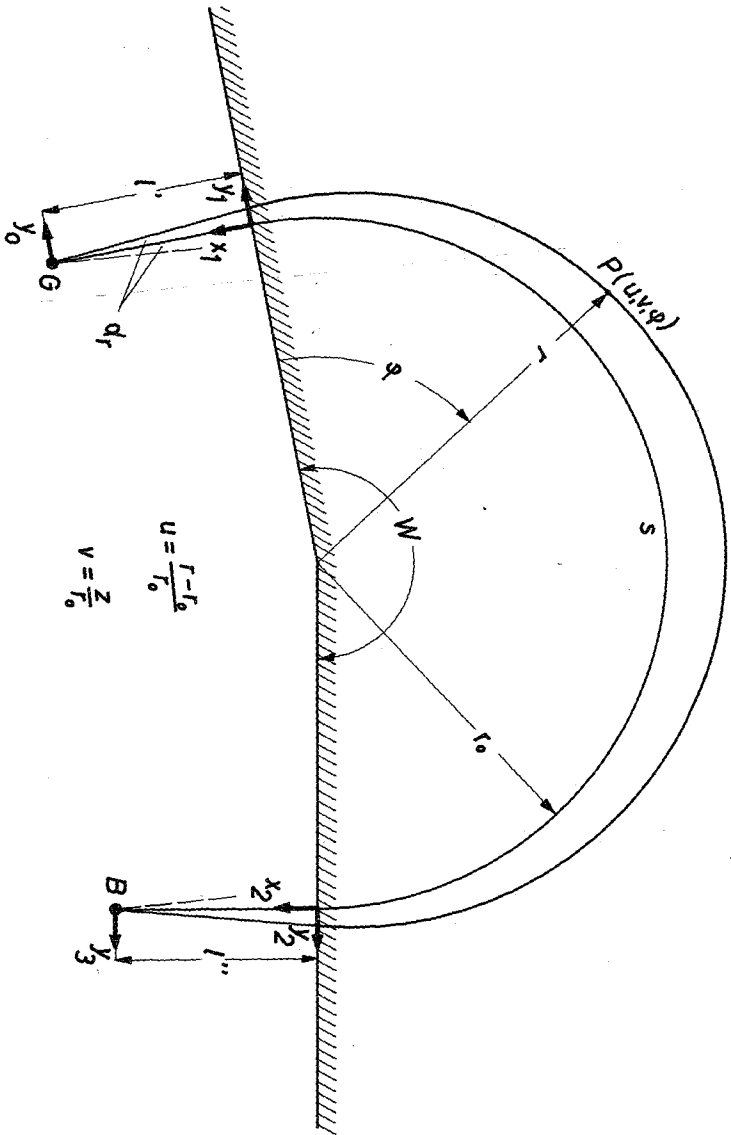


Abb.1 Ionenbahnen im inhomogenen Magnetfeld



$$u = \frac{r - r_0}{r_0}$$

$$v = \frac{z}{r_0}$$

Abb. 2 Koordinatensystem

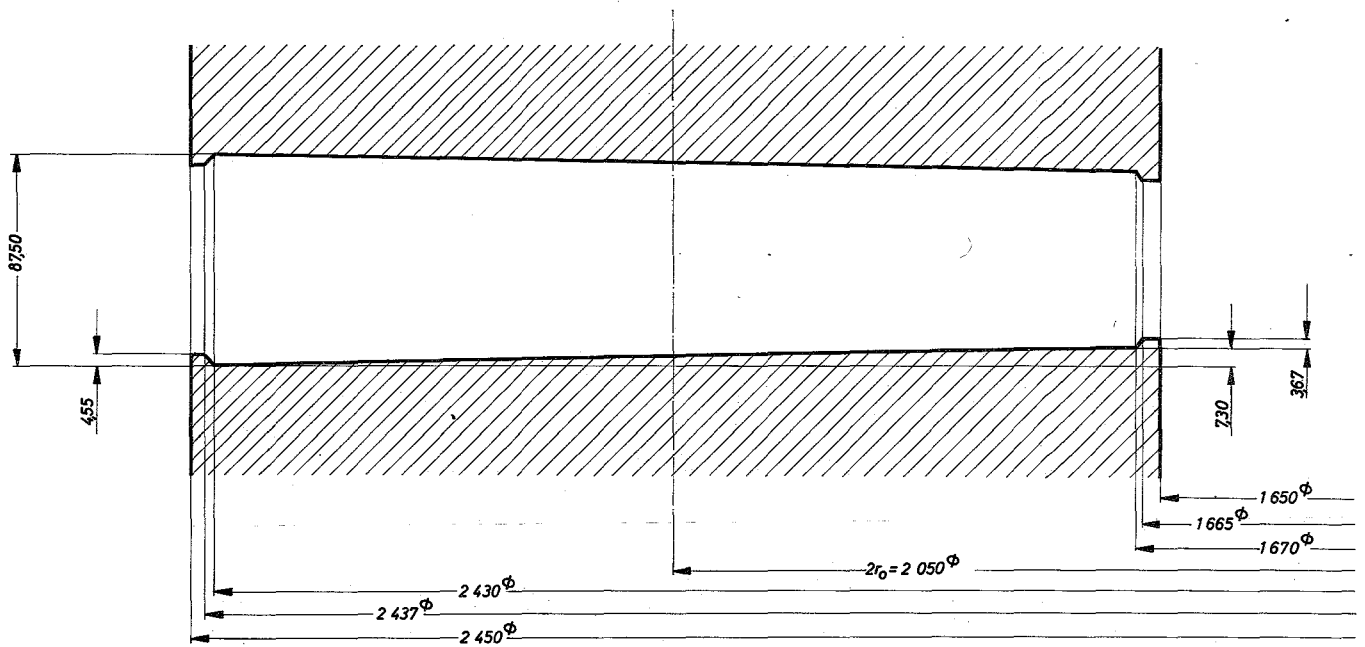


Abb. 3a Polschuhprofil des Magneten

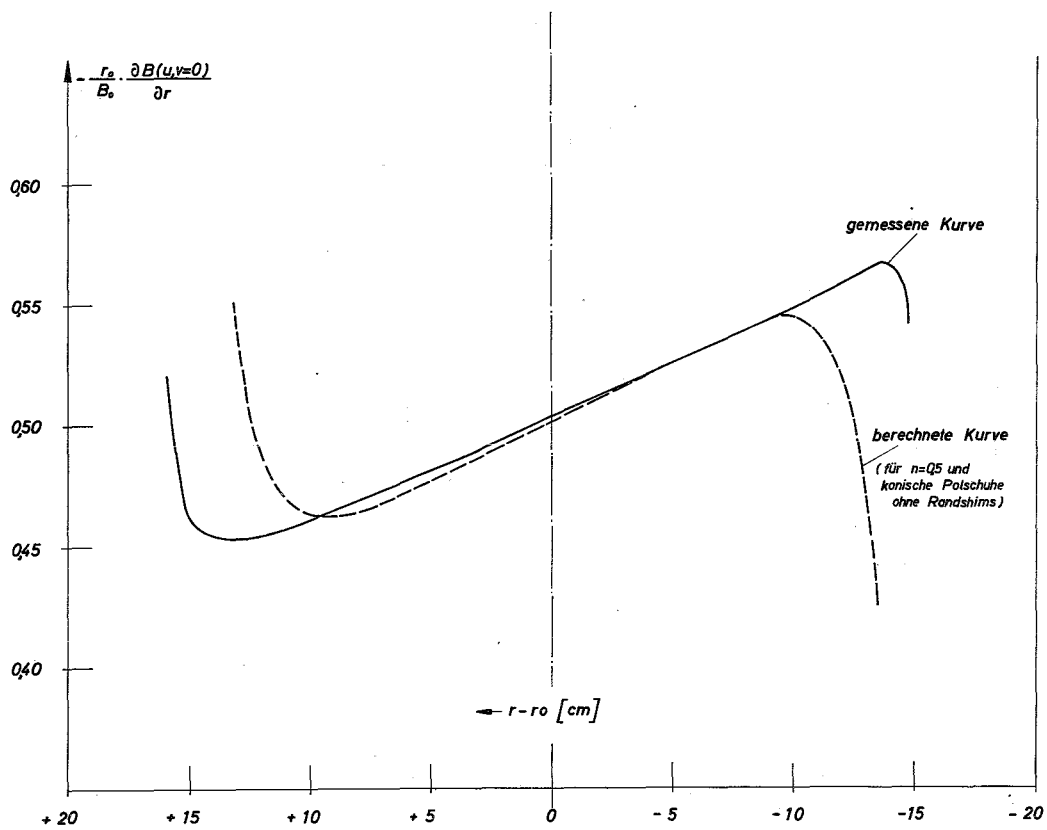


Abb. 3b Feldgradient

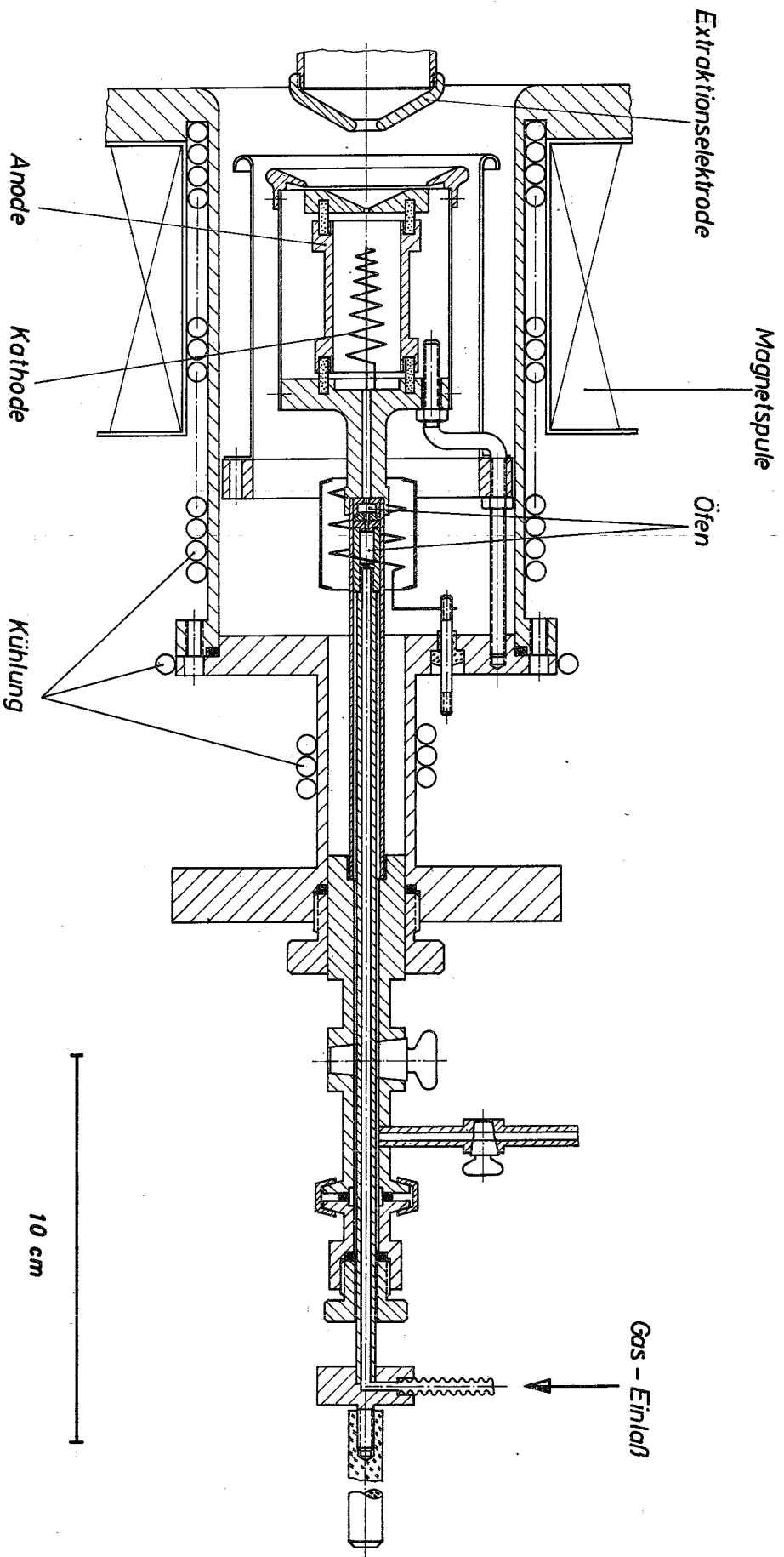


Abb. 4 Ionenquelle

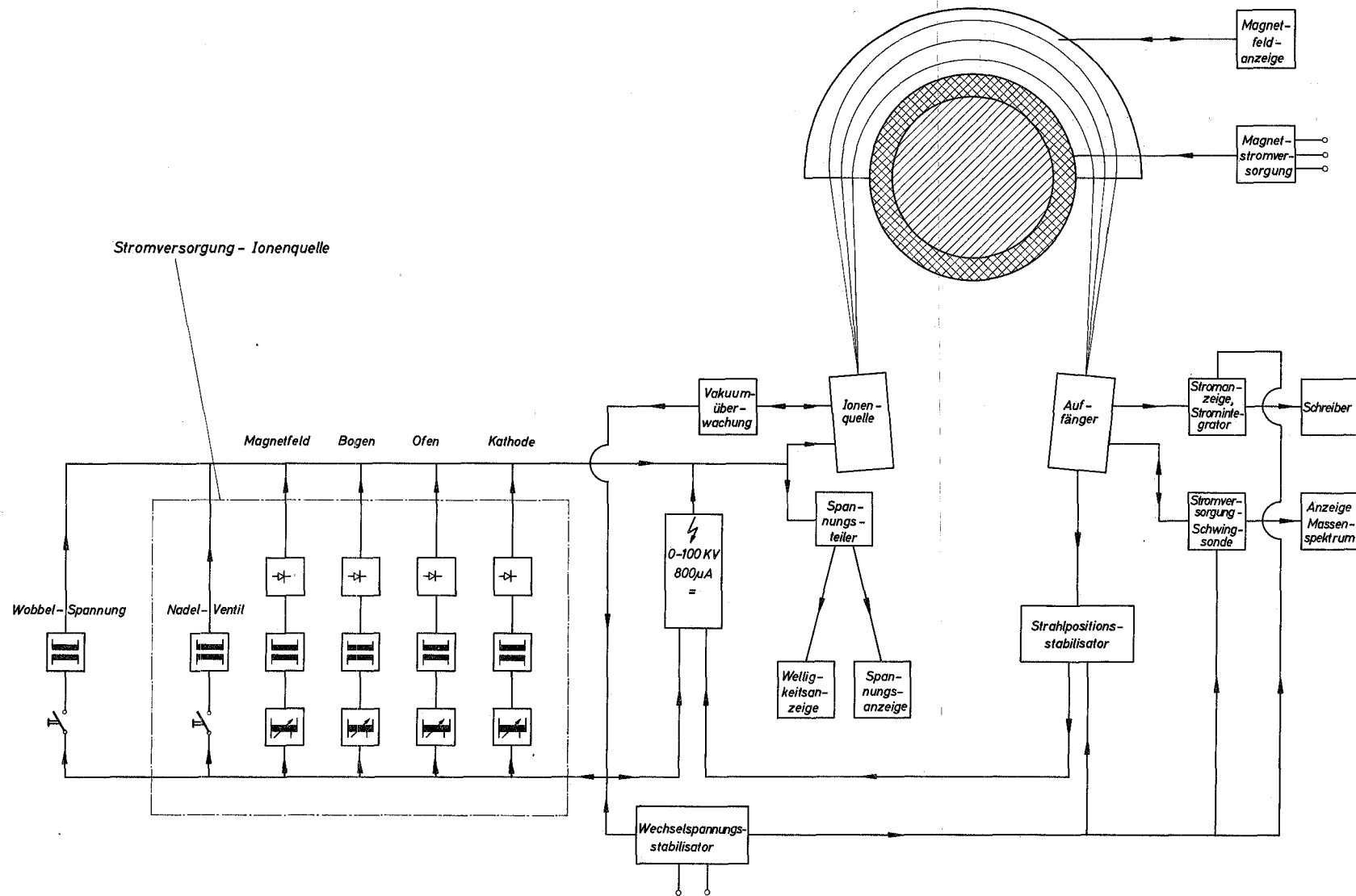


Abb.5 Stromversorgung des Isotopenseparators

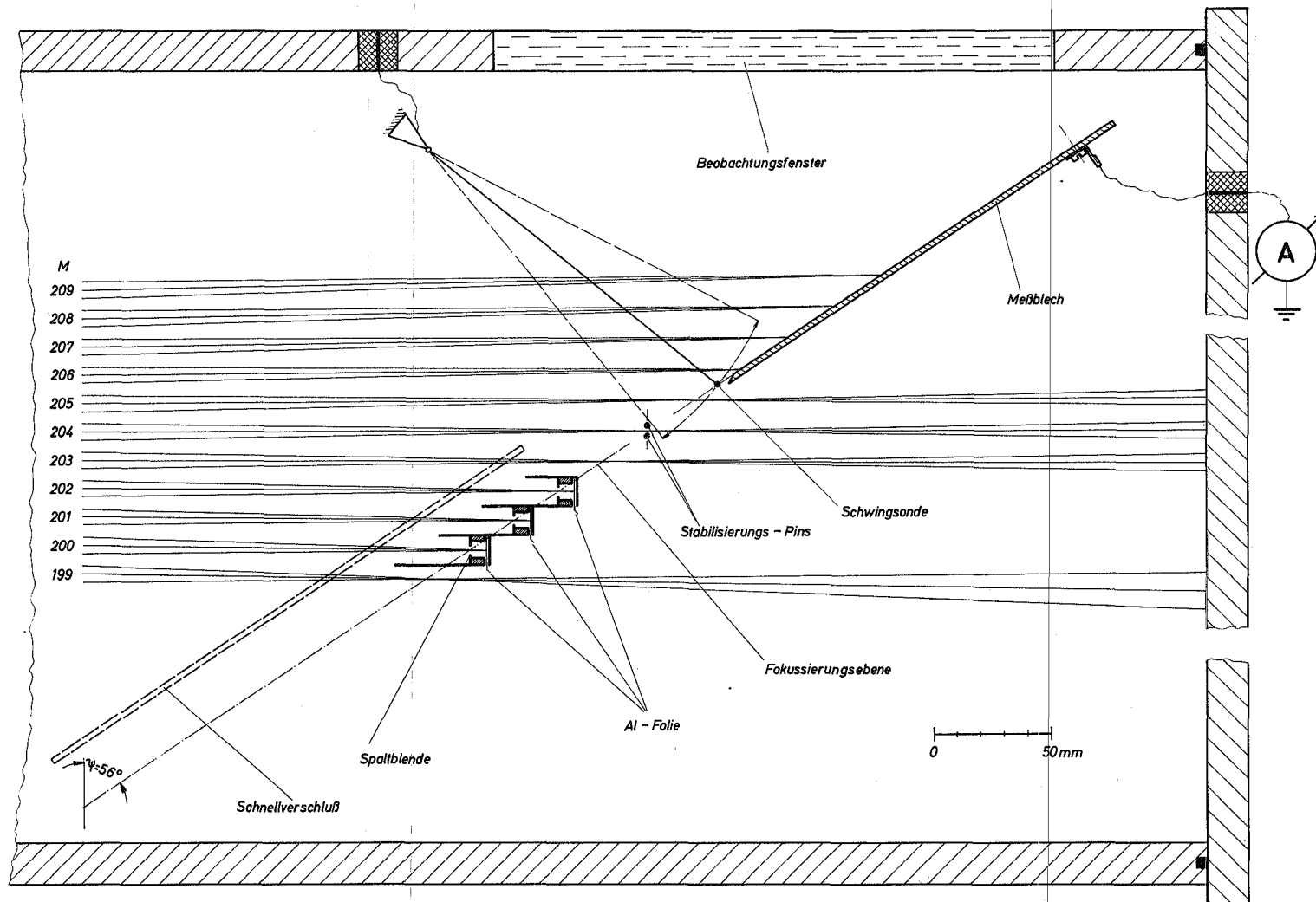


Abb.6 Auffängeranordnung zum Trennen
 von Bi^{200} , Bi^{201} , Bi^{202}

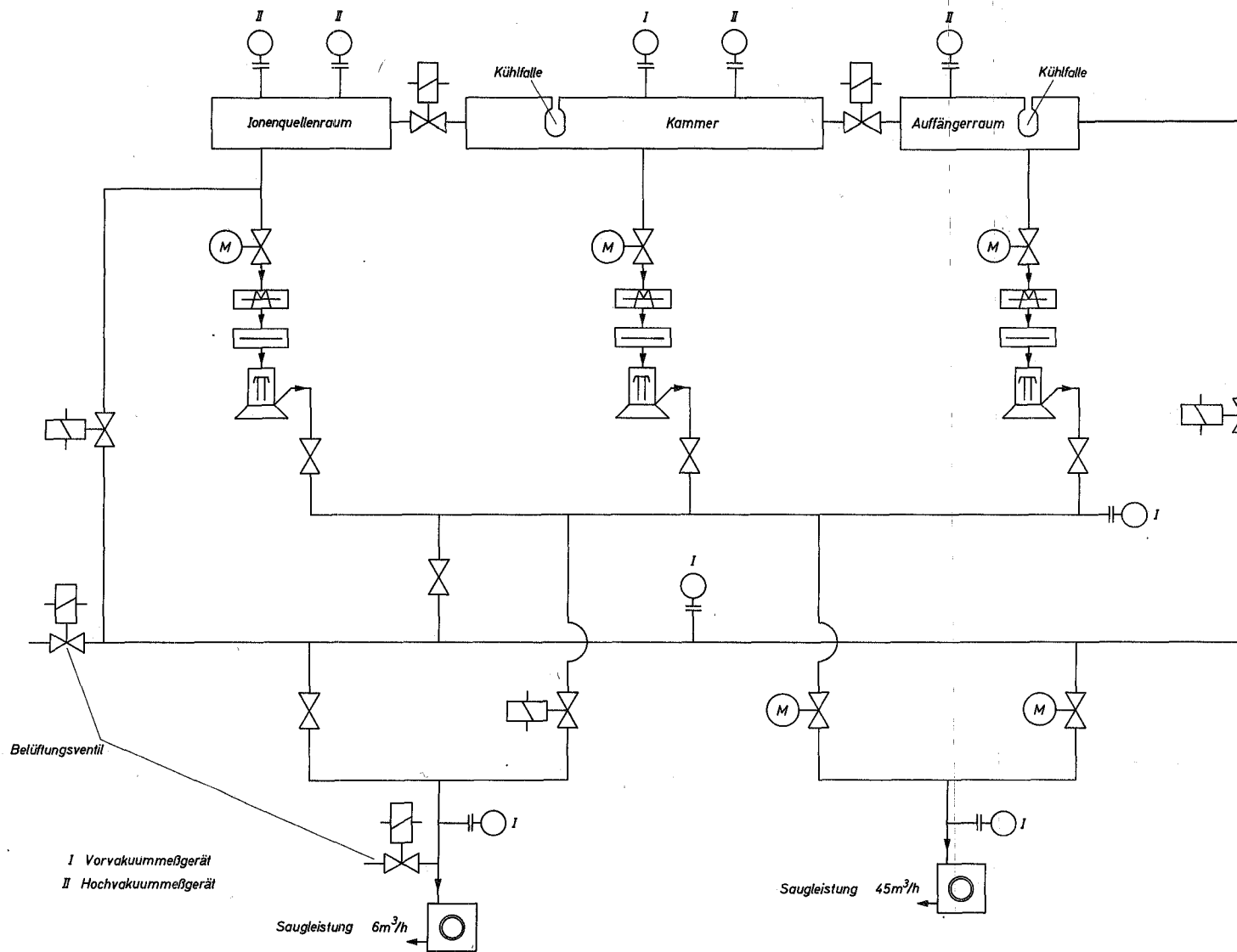


Abb.7 Vakuumanlage

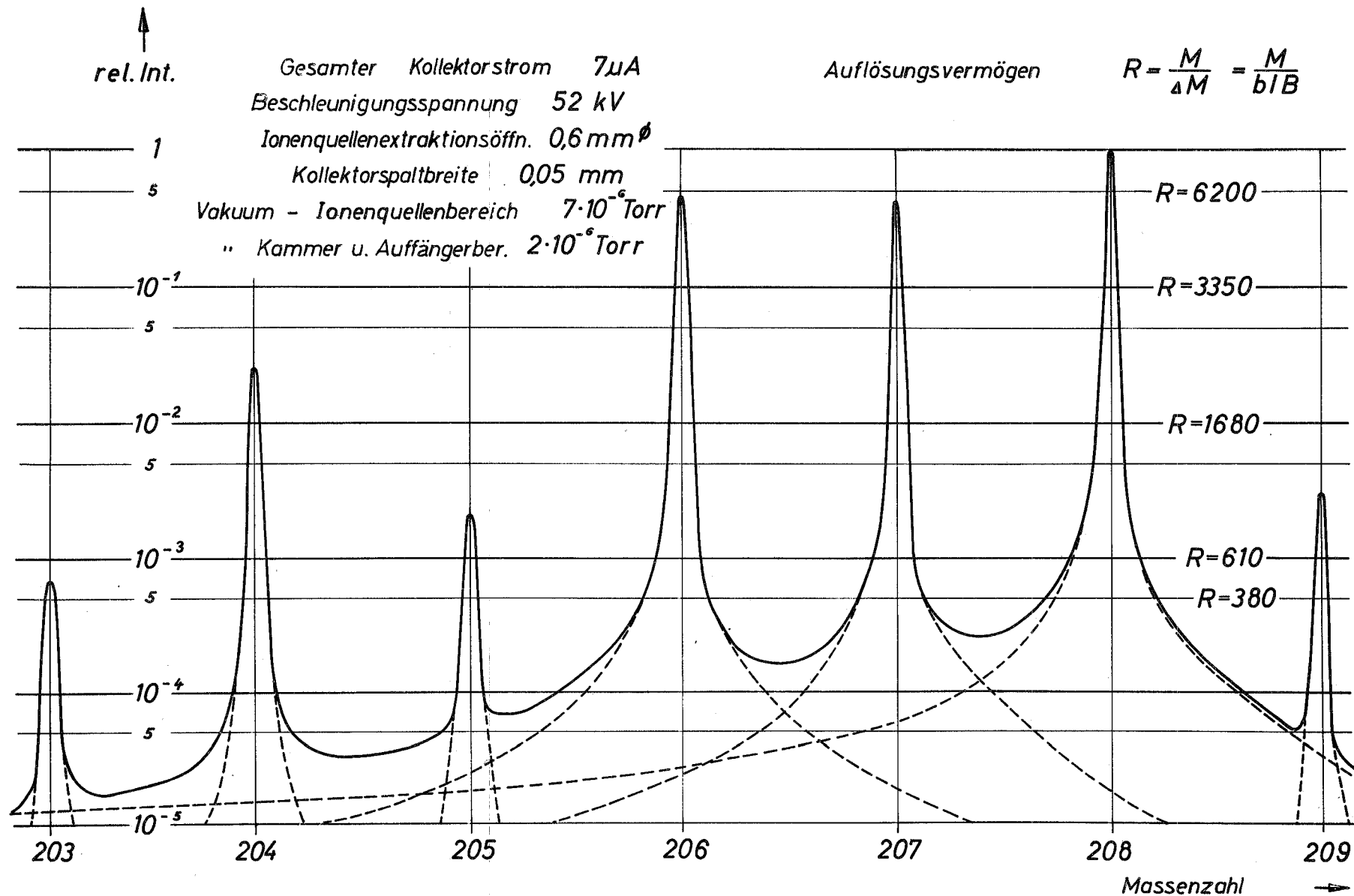


Abb.8 Massenspektrum des Pb-Ionenstrahls

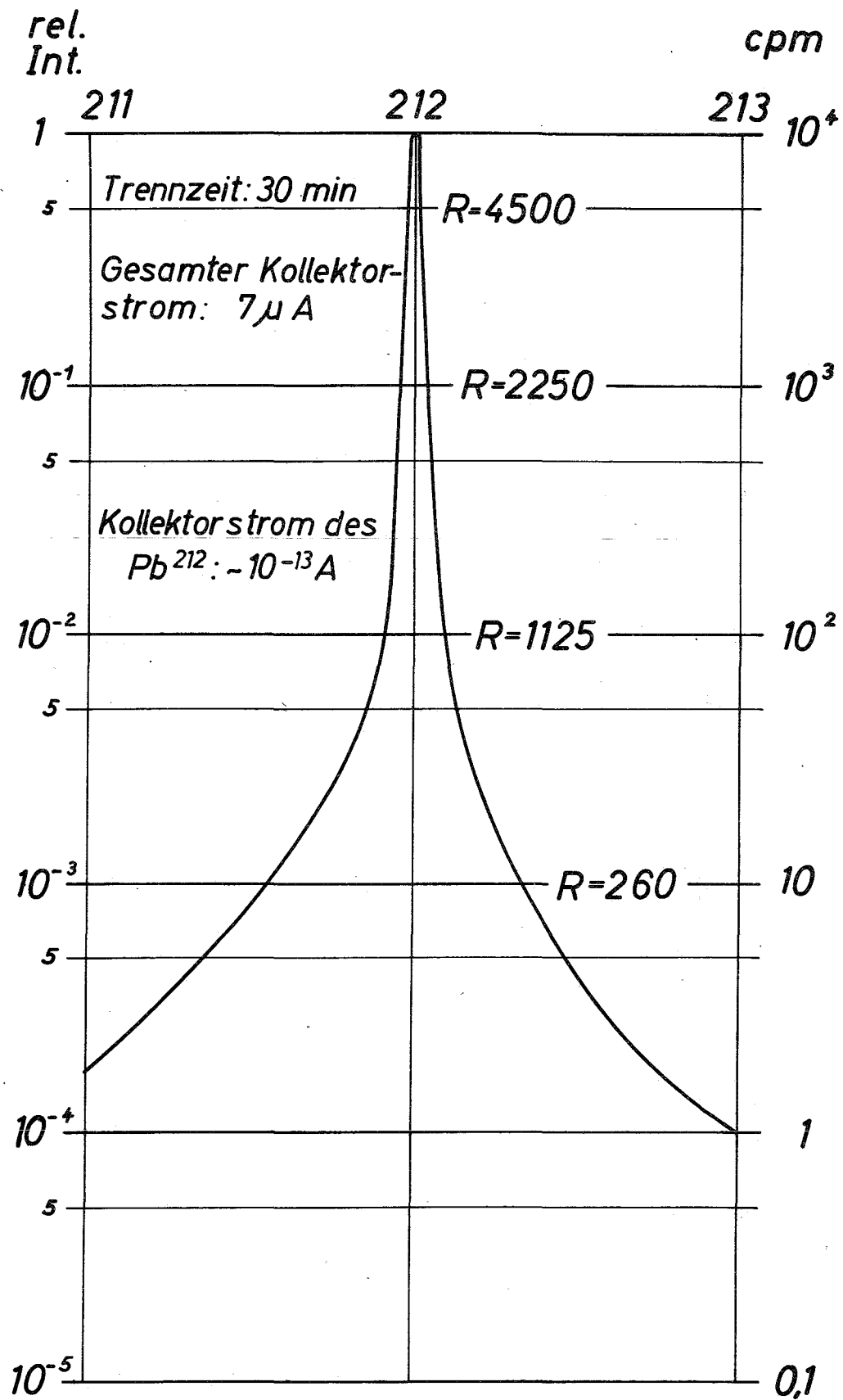


Abb.9 Aktivitätsverteilung von Pb^{212}
in der Fokussierungsebene

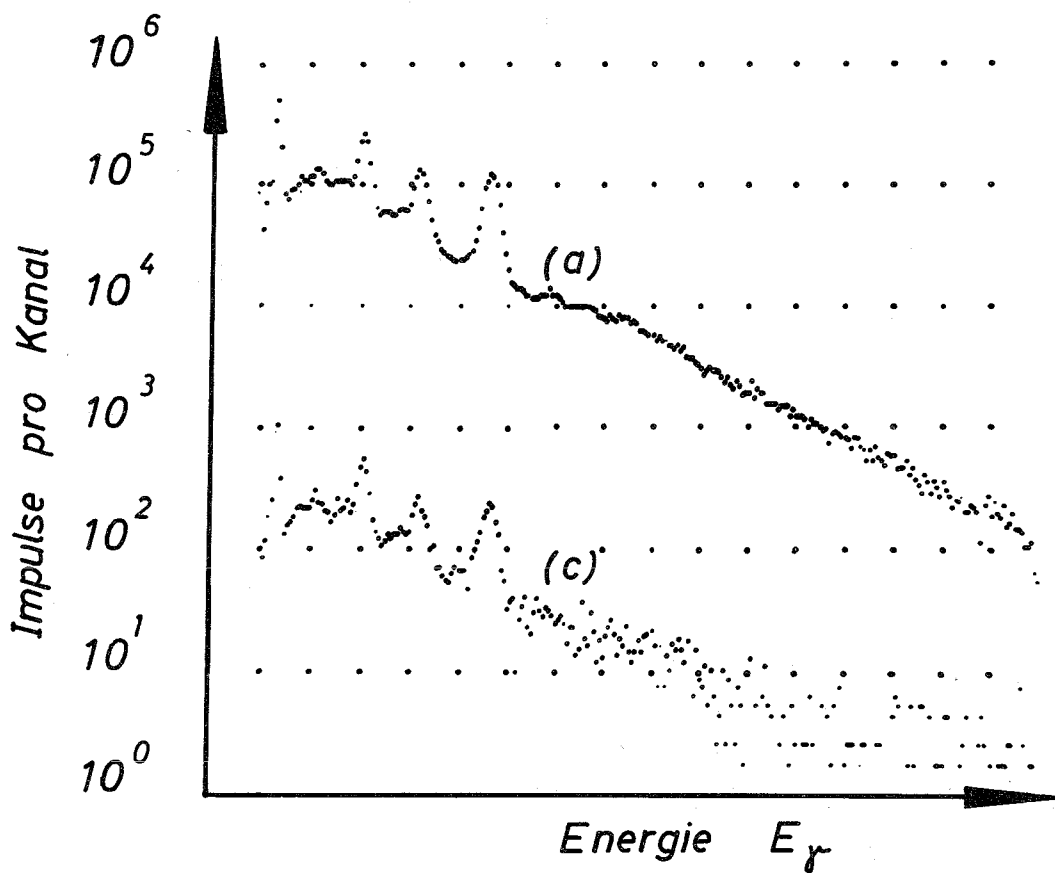
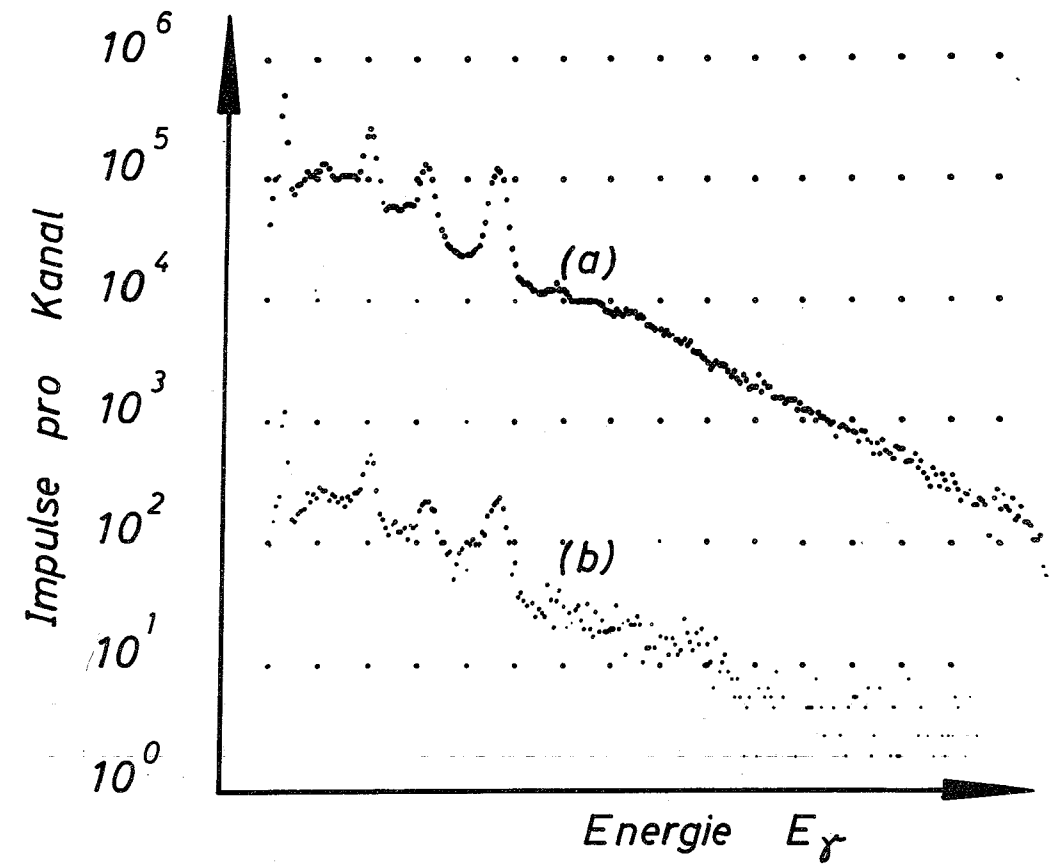


Abb.10 Gamma-Aktivität auf einer Bi^{202} -Präparat=folie (a) verglichen mit den Aktivitäten der Blendenränder zur Seite größerer Massenzahl (b) und zur Seite kleinerer Massenzahl (c)