

**BAM-BERICHT Nr. 26** DER BUNDESANSTALT FÜR  
MATERIALPRÜFUNG (BAM)  
BERLIN

**Der Elektronen-Linearbeschleuniger der BAM  
-Eigenschaften und erste Anwendungen-**

von Dipl.-Ing. P. Jost  
Dr.-Ing. P. Reimers  
Dr.-Ing. P. Weise

39 Seiten mit 42 Abbildungen und 2 Tabellen

Herausgegeben von der  
Bundesanstalt für Materialprüfung (BAM)  
1 Berlin 45, Unter den Eichen 87  
Telefon (030) 8104-1  
Telex 01-83 261 bamb d

<b>Inhalt</b>	<b>Seite</b>
<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2. Technische Beschreibung</b>	<b>1</b>
<b>3. Messungen zur Abnahme</b>	<b>9</b>
3.1 Betriebseigenschaften des Beschleunigers	9
3.1.1 Messung der Elektronenenergiespektren mit einem Magnetspektrometer	9
3.1.1.1 Kalibrierung des Spektrometers	9
3.1.1.2 Elektronenenergiespektren	11
3.1.2 Bestimmung der Energie aus der Reichweite der Elektronen im Wasser	14
3.1.3 Messung des Elektronenstroms	15
3.2 Arbeitsdiagramm des Beschleunigers	16
3.3 Eigenschaften des Bremsstrahlungsbündels	19
3.4 Neutronenproduktion	25
3.5 Zusammenstellung der Meßergebnisse	27
<b>4. Photonenaktivierungsanalyse</b>	<b>27</b>
4.1 Bestimmung von Sauerstoff in OFHC-Kupfer	27
4.2 Empfindlichkeit für die Photonenaktivierungsanalyse von Blei	31
4.3 Multielementanalyse	32
4.4 Bestimmung von Fluor und Stickstoff in Knochen	33
<b>5. Literatur</b>	<b>37</b>



## 1. Einleitung

Der 35-MeV-Elektronenlinearbeschleuniger wurde von der BAM im Frühjahr 1971 bei der Firma Vickers, jetzt RDL, für 1,3 Mio DM bestellt. Geliefert wurde die Maschine im Dezember 1972. Der Probetrieb konnte im Mai 1973 aufgenommen werden.

Die Maschine soll von den Fachgruppen 6.2 und 6.3 für Hochenergie-  
radio-  
graphie, Neutrographie, Aktivierungsanalyse und Isotopenproduktion be-  
nutzt werden. Aufbau, Wartung, Betrieb und Reparaturen werden vom La-  
bor 6.31 durchgeführt.

Der vorliegende Bericht umfaßt eine technische Beschreibung der Maschine,  
die Messungen zur Abnahme sowie einige vom Labor 6.31 durchgeführte  
Aktivierungsanalysen.

## 2. Technische Beschreibung

Das Prinzip eines Linearbeschleunigers /1/ besteht darin, daß die Wechsel-  
wirkung zwischen einer elektromagnetischen Welle und einem Elektronenstrahl  
zur Beschleunigung von Elektronen ausgenutzt wird. Das eigentliche Beschleu-  
nigungsrohr, durch das die Elektronen geschossen werden, ist ein Hohlleiter,  
in dem sich eine elektromagnetische Welle mit einer bestimmten Phasenge-  
schwindigkeit ausbreiten kann. Für einen Energieaustausch zwischen dem  
elektromagnetischen Feld und dem Elektronenstrahl gelten zwei Voraussetzun-  
gen. Einerseits muß die Phasengeschwindigkeit der Welle mit der Elektronen-  
geschwindigkeit übereinstimmen und andererseits das elektromagnetische Feld  
eine axiale elektrische Komponente besitzen.

Der Linearbeschleuniger der BAM ist aus zwei hintereinandergeschalteten  
jeweils 2 m langen Beschleunigungssektionen aufgebaut, Bild 1. Jede besteht  
aus einem Hohlleiter mit 8 cm Durchmesser, in dem eine transversalmagnetische  
Welle (2,85 GHz) vom  $E_{01}$ -Typ geführt wird. Die H.F.-Energie wird von einem  
kommerziellen 5-Kammer-Radar-Klystron mit einer Impulsleistung von 24 MW  
(mittlere Leistung 24 KW) erzeugt. Das Klystron hat zwei Rechteckhohlleiter-  
ausgänge je 12 MW. Von dem einen Ausgang wird die erste Sektion mit konstan-  
ter Leistung (max. 12 MW) gespeist, während die zweite Sektion über ein  
Dämpfungsglied und einen Phasenschieber mit variabler Leistung betrieben  
werden kann, Bild 2.

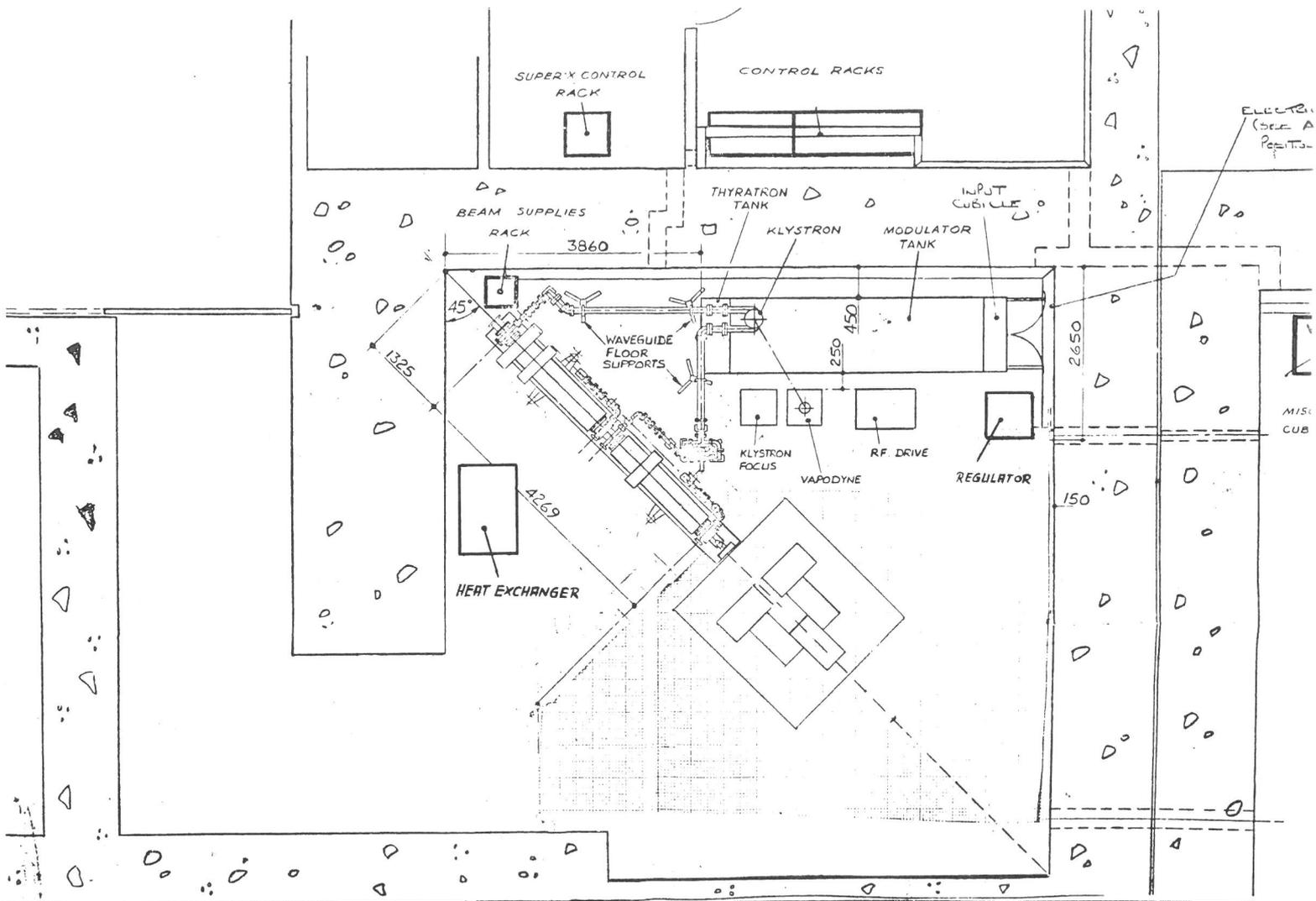


Bild 1: Lageplan der Maschine

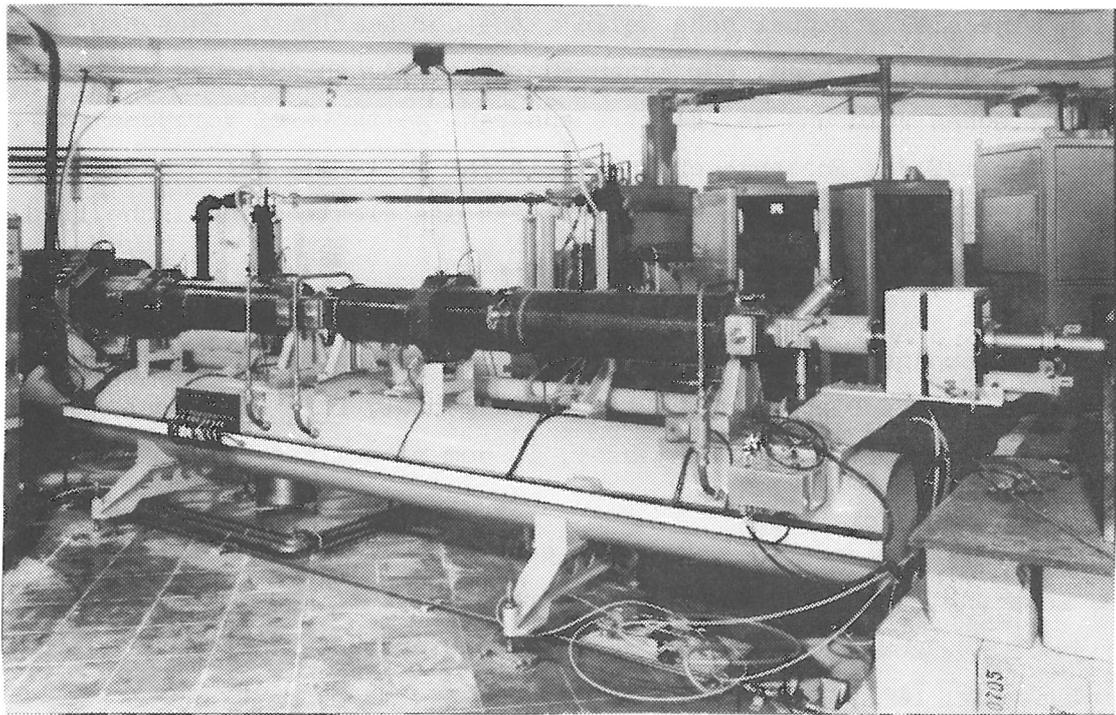


Bild 1 b: Gesamtansicht der beiden Beschleuniger-Sektionen

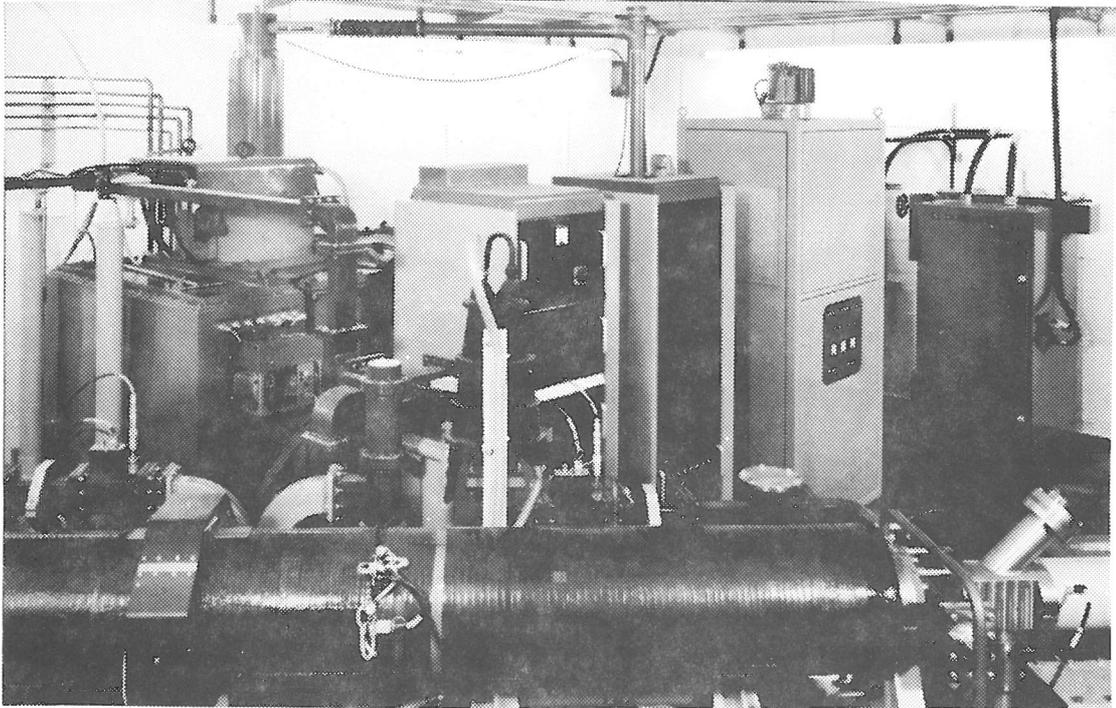


Bild 1 c: Modulator mit Hauptklystron, Klystron-Kühlaggregat, Netzgerät für den Fokussiermagneten des Klystrons, Treiberklystron-Schrank, Regeltransformator für die Modulatorspannung. Im Bild unten: zweite Beschleuniger-Sektion.

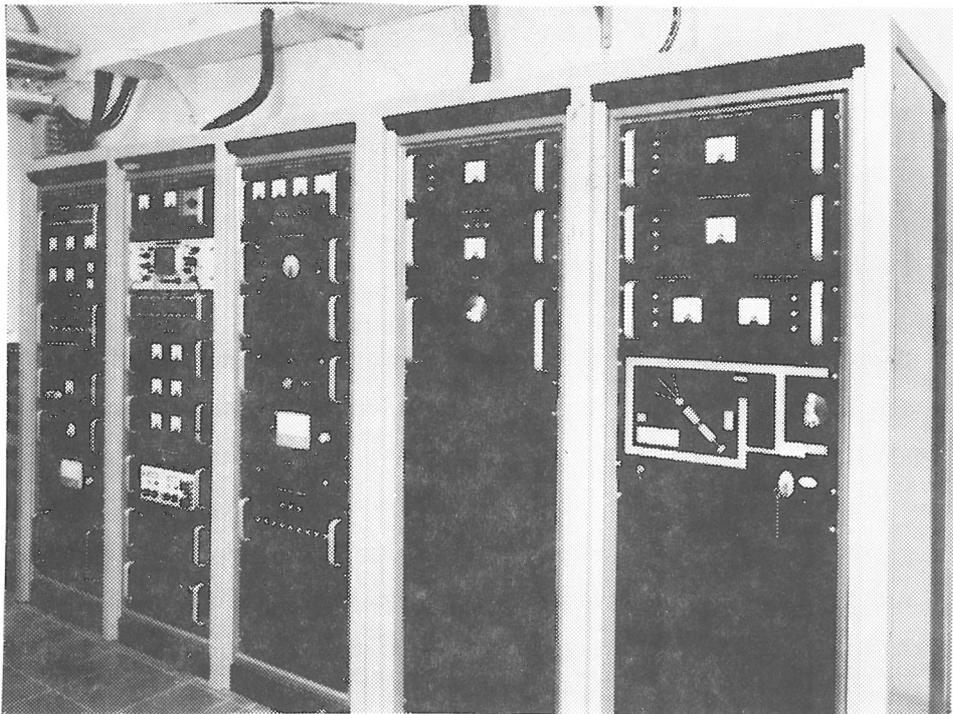


Bild 1 d: Kontrollpult der Maschine

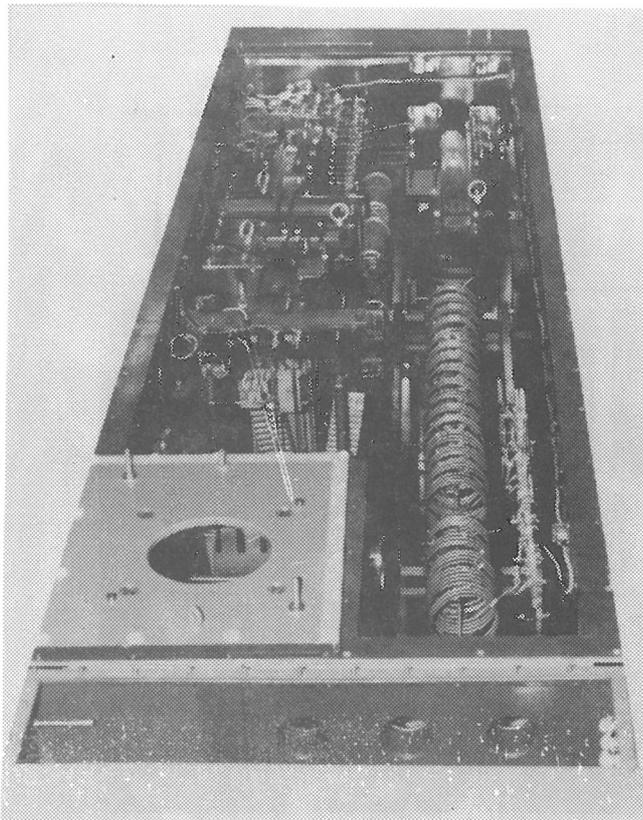


Bild 1 e:

Blick in den geöffneten  
Modulatortank

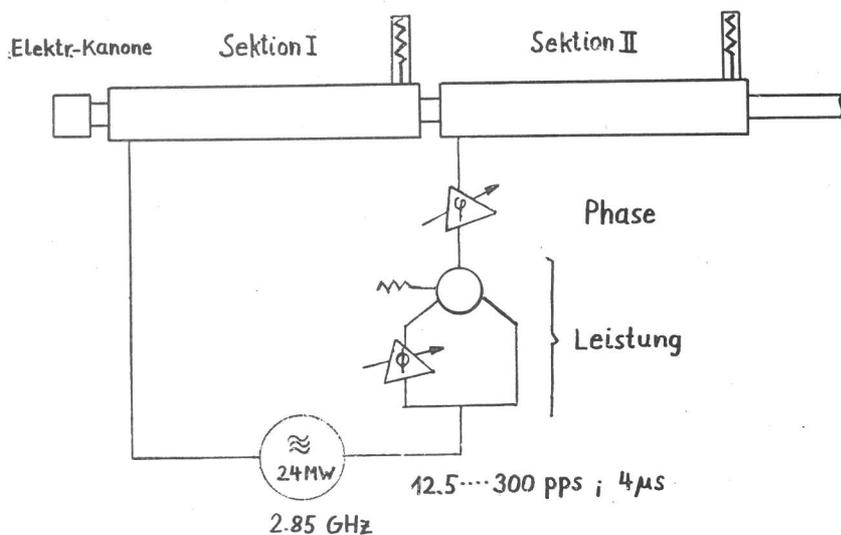


Bild 2:

Verteilung der  
Hochfrequenzleistung

Die in der 1. Sektion konstant auf maximal 17 MeV beschleunigten Elektronen werden in der 2. Sektion je nach Amplitude und Phasenlage der H.F.-Welle auf maximal 35 MeV beschleunigt oder auf minimal 4 MeV abgebremst. Der Leistungsregler wird auf maximale bzw. minimale H.F.-Einspeisung in die 2. Sektion eingestellt und der Phasenschieber so justiert, daß die Elektronenenergie am Ende der 2. Sektion maximal bzw. minimal ist, d. h., daß der Phasenwinkel der elektrischen Feldstärke in der 2. Sektion relativ zu dem der Feldstärke in der 1. Sektion den Wert 0 bzw.  $\pi$  hat. Dem Klystron wird von einem Treiberklystron ca. 250 W Steuerleistung zugeführt, das wiederum von einem 106 MHz Quarzoszillator ( $10^{-6}$ -Stabilität) über einen

Varaktorvervielfacher angesteuert wird. Beide Klystrons und die Elektronenkanone werden gepulst mit einer Tastfrequenz von wahlweise 12,5; 25; 50; 100; 150 und 300 1/sec. Die Synchronisation der gepulsten Einheiten geschieht durch Triggerung von einem netzsynchronen Oszillator im Schaltpult aus. Um die Energiestreuung der beschleunigten Elektronen möglichst gering zu halten, müssen sowohl die Ausgangsleistung des Klystrons als auch die injizierte Elektronenladung innerhalb des Pulses äußerst konstant sein. Die Hochspannungspulse werden im Modulator erzeugt, und zwar für die Elektronenkanone mit 40 kV Amplitude,  $3,2\mu\text{s}$  Dauer,  $0,1\mu\text{s}$  Anstiegszeit und 0,5 % Dachschräge; für das Klystron mit 250 kV Amplitude,  $4\mu\text{sec}$  Dauer,  $0,5\mu\text{s}$  Anstiegszeit und 0,5 % Dachschräge. Der Modulator wird von einem Dreiphasenautotransformator aus dem Netz versorgt, der eine Regelung der Gleichspannung zwischen 18 kV und 36 kV gestattet.

Die Stabilisierung wird von einem Thyristorspannungsregler übernommen, dessen Stromflußwinkel derart gesteuert wird, daß die Differenz zwischen einer der eingestellten Arbeitsspannung proportionalen Spannung und der tatsächlichen Spannung zu Null geregelt wird. Die Regelgenauigkeit beträgt  $\pm 0,5\%$  bei Eingangsspannungsschwankungen von  $\pm 6\%$ . Die vom Regeltrafo, der 95 % der Modulatorleistung übernimmt, und die vom Thyristorregler gelieferten Wechselspannungen werden in je einen Transformator hochtransformiert, in je einer Drehstrombrückenschaltung gleichgerichtet und dann addiert, so daß eine Gleichspannung von maximal 36 kV zur Verfügung steht, Bild 3. Mit dieser wird über <sup>eine</sup> Drossel ein LC-Netzwerk aufgeladen, das als Laufzeitkette zur Pulsformung dient. Die Drossel bildet mit der Kapazität der Laufzeitkette einen Parallelresonanzkreis, der so dimen-

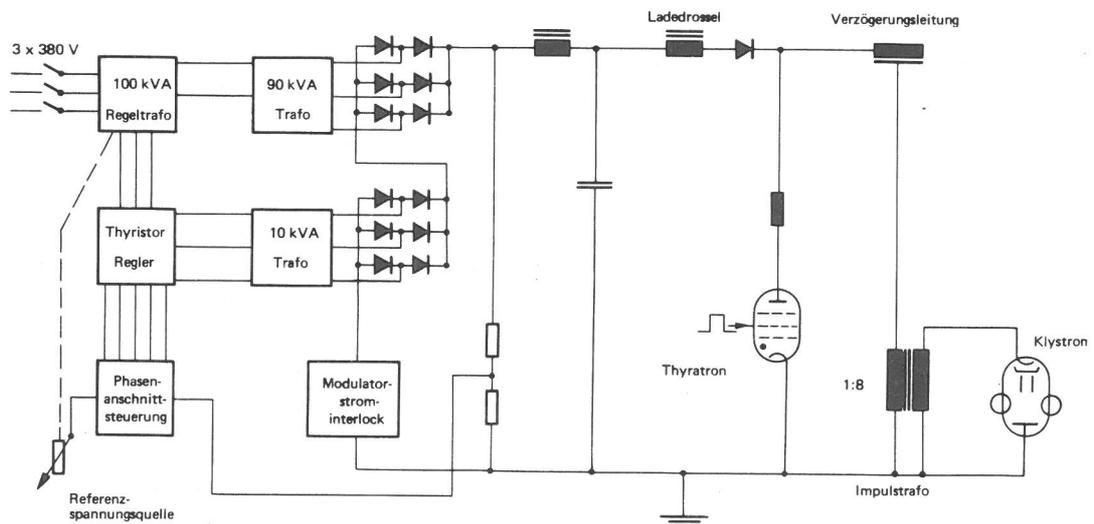


Bild 3:

Modulator - Prinzipschaltbild

sioniert ist, daß innerhalb  $t = 1/300$  sec eine Spannungsverdoppelung (70 kV) am Ende der Kette erreicht wird. Mit Hilfe eines Wasserstoffthyratrons, das nach Ladung der Kette auf maximale Energie vom Triggeroszillator gezündet wird, und die Leitung am Anfang kurzschließt, entlädt sich die Verzögerungsleitung durch die Primärwicklung des Pulstrafos (Leerlaufübersetzungsverhältnis 1:8), der die Pulsspannung auf die Klystronkathode (-250 kV) überträgt. Um Überschläge zu vermeiden, befinden sich die beiden Dreiphasentransformatoren, die Gleichrichterbrücke, die Laufzeitkette und der Heiztrafo für das Thyatron in einem Öltank (1,4x1,4x4,5) m<sup>3</sup>. In dem Tank ist auch der Sockel für das Klystron untergebracht, so daß alle hochspannungsführenden Teile durch Öl voneinander isoliert sind. Der Tank ist wassergekühlt.

Die Elektronenkanone, Bild 4, besteht aus einer durch Elektronenstoß geheizten Tantalscheibe. Von der mit 20 V und maximal 10 A geheizten Wolframwendel werden die Elektronen mit 6 kV auf die Tantalscheibe geschossen. Diese wird mit einer Spannung von - 40 kV gepulst (das Beschleunigungsrohr hat 0-Potential), die von einem Abgriff des Pulstransformators im Modulator über ein Koaxialkabel zur Kathode gelangt. Die Stromzuführungen zum Heizer sind wassergekühlte Kupferrohre. Das ganze Kathodensystem befindet sich isoliert in einem Glaszylinder, der an die Beschleunigungssektion angeflanscht ist.

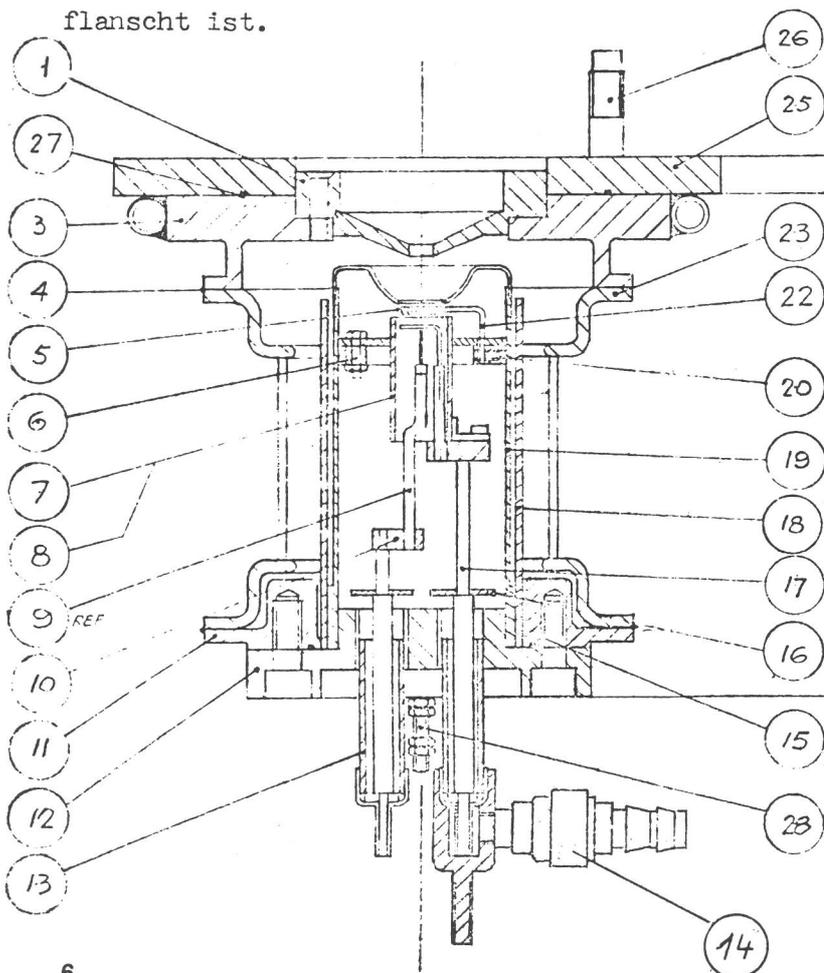


Bild 4: Hauptbestandteile  
der Elektronenkanone

- |    |                               |
|----|-------------------------------|
| 3  | Anode                         |
| 4  | Kathodenabschirmung           |
| 5  | Tantalkathode                 |
| 7  | Heizerabschirmung             |
| 9  | Heizer                        |
| 13 | keramische Durchführung       |
| 14 | Wasserzufluß                  |
| 17 | Edelstahlträger               |
| 18 | Abschirmung                   |
| 19 | Kathodenabschirmungsstützrohr |
| 20 | Glasisolierrohr               |
| 25 | magnetische Abschirmung       |

Werden die Elektronen koinzident mit dem Beginn des H.F.-Pulses injiziert, so ergibt sich im Energiespektrum ein niederenergetischer Schwanz. Wird der Beginn des Kathodenpulses um mindestens eine Füllzeit nach Beginn des H.F.-Pulses verzögert, so erhält man einen hochenergetischen Anteil im Spektrum. Um ein optimales Spektrum zu erhalten, wird die Kathode um weniger als eine Füllzeit nach Beginn des H.F.-Pulses getastet. In diesem Fall beträgt die Verzögerung  $0,3\mu\text{sec}$ . Die Füllzeit ist die Zeit, die die Beschleunigerstruktur benötigt, um sich auf maximale elektromagnetische Energie aufzuladen. Sie ist proportional zur Länge der Beschleunigersektion und umgekehrt proportional zur Gruppengeschwindigkeit der H.F.-Welle. Sie beträgt in diesem Fall  $0,6\mu\text{sec}$ .

Die Geschwindigkeit der Elektronen beträgt bei einer Einschußenergie von 40 keV  $0,37 c$ . Die Phasengeschwindigkeit der H.F.-Welle muß daher der Geschwindigkeit der Elektronen angepaßt werden. Dies wird mit Hilfe von Lochscheiben in der Beschleunigungsröhre erreicht. Durch kontinuierliche Änderung der geometrischen Abmessungen (Lochdurchmesser, Abstand) der Scheiben wächst die Phasengeschwindigkeit der Welle im Hohlleiter, so daß die Elektronen stetig beschleunigt werden, bis sie nach ca. 40 cm Energien im MeV-Bereich besitzen, entsprechend einer Geschwindigkeit von ca.  $0,99 c$ . Es tritt eine Bündelung der Elektronen in diesem Abschnitt ein ("Buncher"). Die Elektronenbündel haben den Abstand einer Wellenlänge und reiten sozusagen auf dem Wellenkamm einer Wanderwelle durch den Beschleuniger. Von hier ab nimmt die Elektronengeschwindigkeit nicht mehr zu, und die Energiezunahme erscheint als Massenvergrößerung des Elektrons. Im übrigen Beschleunigerabschnitt bleibt die Phasengeschwindigkeit der Welle konstant, was zu einer äquidistanten Anordnung der Lochscheiben mit konstanten geometrischen Abmessungen führt. Bedingt durch die Raumladung der Elektronen treten radiale Kräfte auf, die mit wachsender Geschwindigkeit geringer werden. Daher ist das gesamte Beschleunigerrohr von fokussierenden Zylinderspulen umgeben.

Die axiale magnetische Feldstärke beträgt in der "Buncher"-Sektion 1 kG und sinkt auf 200 G am Ende des Beschleunigers ab. Zur Strahlzentrierung in x,y-Richtung sind besondere Steuerspulen vorhanden, und zwar in der 1. Sektion zwei und in der 2. Sektion eine. Am Ende der 2. Sektion befindet sich eine magnetische Quadrupollinse. Die Zylinderspulen werden von einer Edelstahlröhre getragen, die das Beschleunigerrohr konzentrisch umgibt. Das Edelstahlrohr wird von Kühlwasser durch-

flossen, das zur Abführung der Wärmeverluste dient, die durch die Wandströme der  $E_{01}$ -Welle in der Beschleunigerstruktur und durch Streuelektronen bedingt sind. Die Wassertemperatur wird von einem Wärmeaustauscher konstant auf  $34 \text{ }^{\circ}\text{C} \pm 1 \text{ }^{\circ}\text{C}$  gehalten.

Der Linearbeschleuniger wird von einem zentralen Schaltpult aus kontrolliert und gesteuert. Das Schaltpult besteht aus 6 Einschüben, in denen folgende Einheiten untergebracht sind:

- 1.) Netzteile und Regelung der Fokussier- und Steuerspulen
- 2.) Stromanzeige der Ionengetterpumpen für Beschleunigerrohr und Klystron
- 3.) Trigger-Oszillator mit Wahlschalter für Wiederholungsfrequenz
- 4.) Abstimmbarer Quarzoszillator mit regelbarem Leistungsverstärker und Vervielfacherstufe
- 5.) Steuerungs- und Anzeigeneinheiten für Phasenschieber und Dämpfungsglied
- 6.) **Steuerung des Strahlstromes durch Regelung der Kathodenheizung**
- 7.) Netzteil und Regelung des Quadrupols
- 8.) Zweistrahloszillograph zur Kontrolle der Pulsform von Strömen und Spannungen an verschiedenen Meßpunkten des Beschleunigers, die vom Schaltpult aus auf den Monitor geschaltet werden können.
- 9.) Steuereinheit zum Hochfahren der Modulatorhochspannung per Hand oder automatisch
- 10.) Interlocksystem mit Anzeigelampen zur Fehlermeldung 11 mechanischer und elektrischer Größen

Die Maschine schaltet sich ab bzw. läßt sich nicht hochfahren, wenn einer der Sollwerte überschritten oder nicht erreicht wird. Zum Schutz des Klystrons, das einen Wert von ca. 60.000 DM hat, sind an verschiedenen kritischen Stellen der Rechteckhohlleiter sowie an den Klystronfenstern Mikrophone installiert, die bei Überschlügen ansprechen. Über einen PIN-Dioden-Regelkreis wird die Steuerleistung des Treiberklystrons innerhalb von Mikrosekunden um 20 dB abgesenkt und stufenweise innerhalb von 10 sec wieder auf den ursprünglichen Wert hochgeregelt.

Zum Interlocksystem liegen folgende Sicherheitsschaltungen zum Personenschutz in Reihe: 2 Schlüsselschalter in der Beschleunigerhalle, Endschalter für die Bleitür und Schlüsselschalter im Kontrollpult.

Die Schlüsselschalter müssen in festgelegter Reihenfolge (von der Halle zum Schaltpult) betätigt werden, anderenfalls läßt sich die Maschine nicht einschalten. Außerdem befinden sich noch drei Notschalter in der Halle.

### 3. Messungen zur Abnahme

#### 3.1 Betriebseigenschaften des Beschleunigers

##### 3.1.1 Messung der Elektronenenergie-Spektren mit einem Magnetspektrometer

###### 3.1.1.1 Kalibrierung des Spektrometers

Zur Messung der Elektronenenergiespektren wurde an das Driftrohr des Beschleunigers ein  $90^\circ$ -Magnetspektrometer angeflanscht. Die experimentelle Anordnung ist in Bild 5 skizziert. Durch den Eintrittsspalt (3) wird ein schmales Bündel aus dem Elektronenstrahl ausgeblendet und um  $90^\circ$  magnetisch abgelenkt. Der

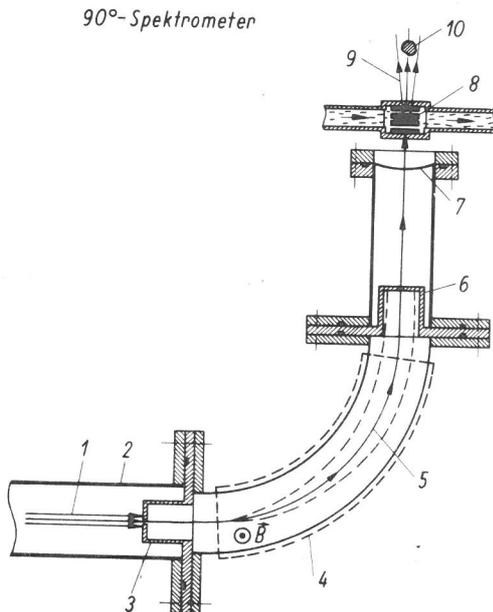


Bild 5:

#### 90° - Magnetspektrometer

- 1.) Elektronenstrahl
- 2.) Driftrohr des Beschleunigers
- 3.) Eintrittsspalt des Spektrometers
- 4.) Magnetpolschuh
- 5.) Zentralstrahl
- 6.) Austrittsspalt
- 7.) Titan - Fenster
- 8.) wassergekühltes Wolfram-Target
- 9.) Bremsstrahlungs-Bündel
- 10.) Probe (Graphit oder BeO)

Zentralstrahl tritt durch den energiedefinierenden Spalt (6) aus dem Spektrometer aus, verläßt durch ein Titanfenster das Vakuumsystem und wird vollständig in einem wassergekühlten Wolfram-Target (8) abgebremst. (Bei diesem einfachen Spektrometer liegt der Austrittsspalt nicht in der Bildebene des Eintrittsspalt, so daß die Richtungsfokussierung des magnetischen Sektorfeldes nicht ausgenutzt und damit die optimale Transmission des Spektrometers nicht erreicht wird). Zur Kalibrierung des Spektrometers wurde der Zusammenhang zwischen Magnetstrom und Luftspaltinduktion gemessen. Eine einzige absolute Energiemessung reicht dann aus, um den Zusammenhang zwischen Magnetstrom und Elektronenenergie im gesamten Strombereich nach Gl. (1) zu ermitteln<sup>2/</sup>.

$$B(I_M) \cdot r = 3,3356 \cdot 10^{-3} \sqrt{E_K^2 + 2 E_K E_0} \quad (1)$$

$B(I_M)$  = Induktion als Funktion des Magnetstroms in  $Vsm^{-2}$

$E_K$  = kinetische Energie der Elektronen in MeV

$E_0$  = Ruheenergie des Elektrons = 0,511 MeV

$r$  = Bahnradius in m

Aus dieser Messung folgt der Bahnradius  $r$  des Zentralstrahls als gesuchter Proportionalitätsfaktor. Diese Methode ist wesentlich genauer als eine geometrische Bestimmung von  $r$ .

Als Energiekalibrierwerte wurden die Schwellenenergien der beiden Kernreaktionen



benutzt. Als Proben wurden bekannte Mengen von BeO bzw. Graphit benutzt, die unter gleichen geometrischen Bedingungen und gleichem Targetstrom bei verschiedenen Elektronenenergien oberhalb der Schwelle bestrahlt wurden. In Bild 6 ist die Wurzel der spezifischen Aktivität als Funktion des Magnetstroms aufgetragen. Aus der Extrapolation gegen Null folgt der zur Schwellenenergie gehörende Magnetstrom. Damit folgt aus Gleichung (1) unter Benutzung der gemessenen Funktion  $B(I_M)$  die Eichkurve des Spektrometers, Bild 7.

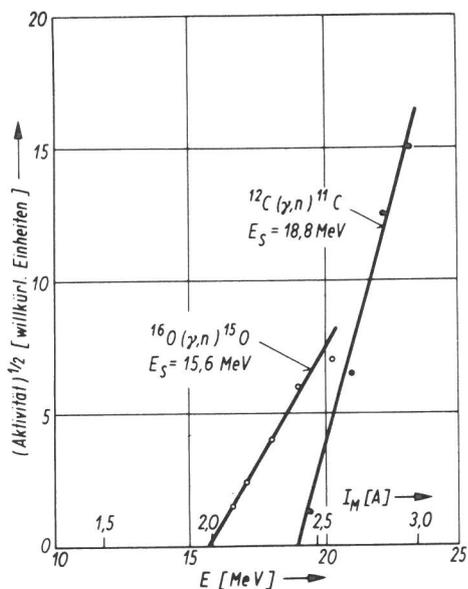
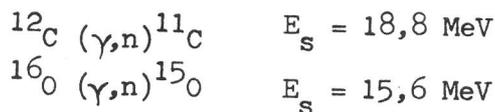


Bild 6:

Eichung des Spektrometers mit Hilfe der Schwellenenergien der Kernreaktionen:



Durch Extrapolation folgen die zu den Schwellenenergien gehörenden Magnetströme.

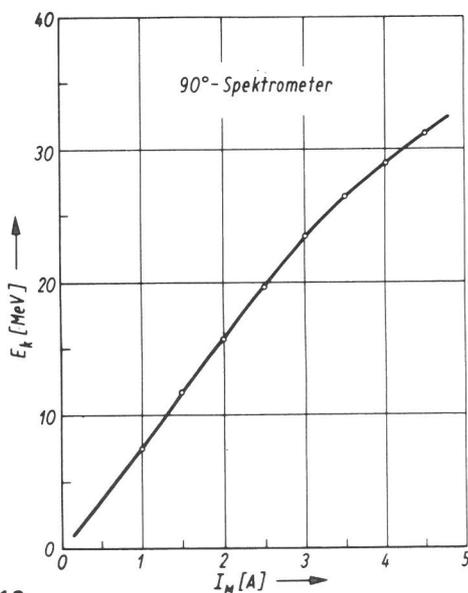


Bild 7:

Eichkurve des Magnetspektrometers

### 3.1.1.2 Elektronenenergiespektren

Zur Registrierung der Spektren wurde der Elektronenstrom auf dem Bremsstrahlungstarget mit einem Keithley-Elektrometer gemessen und als Funktion des Magnetstroms auf einem XY-Schreiber dargestellt. Die Messungen wurden für verschiedene Werte der folgenden Parameter durchgeführt:

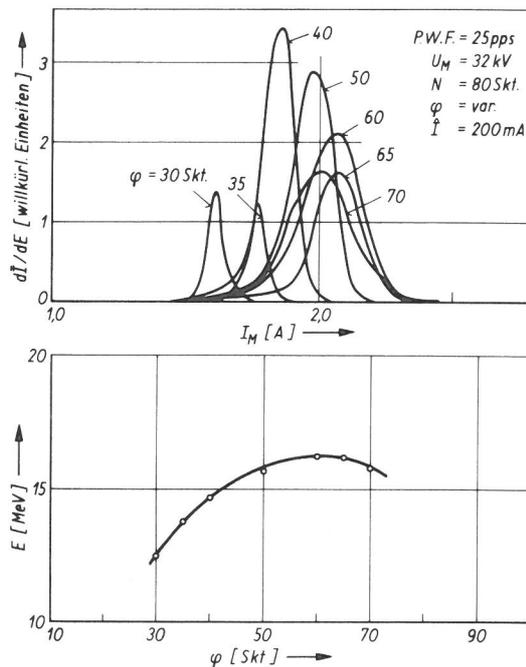
$N$  = Hochfrequenzleistung am Eingang der zweiten Beschleunigersektion

$\varphi$  = Phase der Wanderwelle in der zweiten Sektion relativ zur ersten Sektion

$\hat{I}$  = Elektronenpulsstrom am Ausgang der zweiten Sektion

$U_M$  = Modulatorspannung

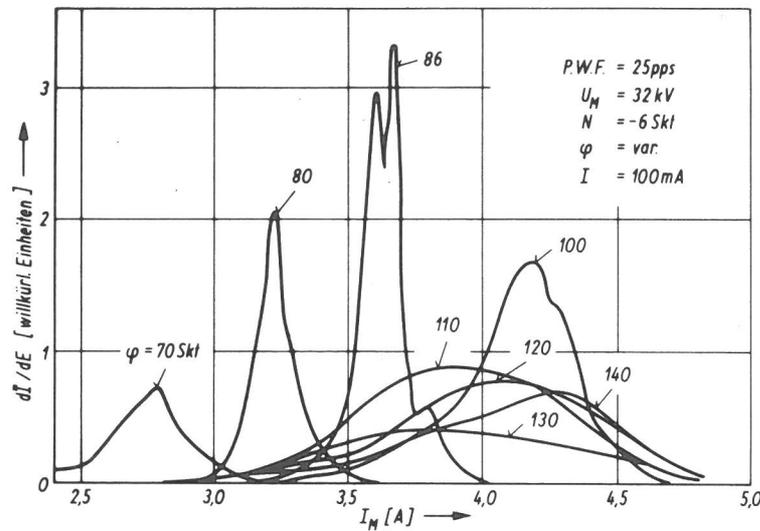
P.W.F. = Pulswiederholfrequenz



**Bild 8:** oben: Elektronenenergiespektren in Abhängigkeit von der Phasenschiebereinstellung (alle anderen Maschinenparameter sind konstant)

unten: Mittlere Elektronenenergie als Funktion der Phasenschiebereinstellung.

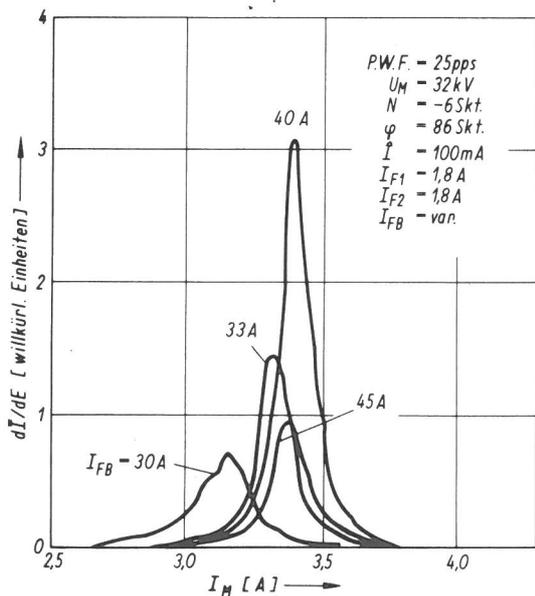
**Bild 8** zeigt einige Spektren für verschiedene Einstellungen des Phasenschiebers (s. Bild 2). Mit steigender Phase nimmt die Energie zunächst zu, gleichzeitig erhöht sich die Halbwertsbreite der Energieverteilung. Von einer bestimmten Phase an nimmt die Energie wieder ab. Die maximale Energie wird erreicht, wenn die Phase der Wanderwelle in der zweiten Sektion so eingestellt ist, daß die aus der ersten Sektion austretenden Elektronenbunches in der zweiten Sektion auf den Maxima der elektrischen Feldstärke weiterbeschleunigt werden. Wird dieser Phasenwinkel überschritten, so "sehen" die Elektronenbunches eine kleinere Feldstärke und gewinnen somit eine geringere Energie in der zweiten Sektion.



**Bild 9:**

Elektronenenergiespektren in Abhängigkeit von der Phasenschieber-einstellung bei maximaler Hochfrequenzleistung in beiden Sektionen.

In Bild 9 sind einige Spektren für den Fall maximaler Hochfrequenzleistung in Sektion II dargestellt. Oberhalb des Phasenwinkels für optimale Energie nimmt die Halbwertsbreite der Spektren sehr stark zu. Bei  $\varphi = 86$  Skt. ist die mittlere Elektronenenergie  $E = 27$  MeV und die Energiebreite  $\Delta E = 0,7$  MeV. Bei  $\varphi = 110$  Skt. sind dagegen  $E = 28,5$  MeV und  $\Delta E = 4$  MeV. Zum Teil haben die Spektren eine komplizierte Form mit Einsattelungen und Nebenmaxima. Die Form der Energieverteilung hängt von vielen Betriebsparametern des Beschleunigers ab. In Bild 10 sind einige Spektren zusammengestellt, die bei verschiedenen Fokussierungsbedingungen des Elektronenstrahls im Buncher-Bereich der ersten Sektion



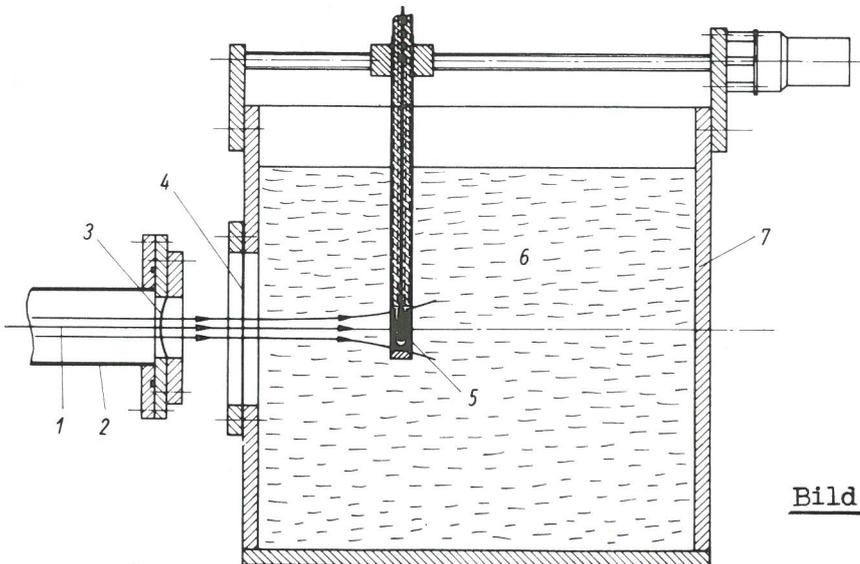
**Bild 10:**

Elektronenenergiespektren in Abhängigkeit vom Magnetstrom in der Fokussierungsspule am Eingang der ersten Sektion  $I_{FB}$  (Buncher-Bereich).

Alle anderen Maschinenparameter sind konstant.

registriert wurden. Man erkennt, daß mittlere Elektronenenergie und Halbwertsbreite der Spektren erheblich vom axialen Fokussier-Magnetfeld am Anfang der ersten Sektion abhängen. Die Höhe des axialen Magnetfeldes in der zweiten Sektion hat nur geringen Einfluß auf das Energiespektrum.

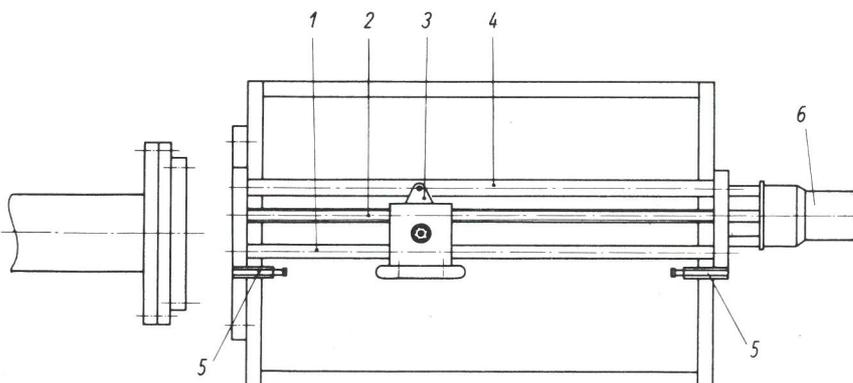
Für eine genaue Einstellung der Elektronenenergie mit Hilfe der Maschinenparameter und zur laufenden Kontrolle des Energiespektrums ist ein achromatisches Magnetsystem oder zumindest ein einfaches energiedispersives Spektrometer dringend erforderlich.



**Bild 11:**

Anordnung zur Energiebestimmung aus der Reichweite der Elektronen im Wasser

- |  |                       |
|--|-----------------------|
| 1.) Elektronenstrahl                     | 5.) Ionisationskammer |
| 2.) Driftröhre des Beschleunigers        | 6.) Wasser            |
| 3.) Austrittsfenster aus Titan-Folie     | 7.) Plexiglastank     |
| 4.) Eintrittsfenster aus Aluminium-Folie |                       |



**Bild 12:**

Aufsicht des Wassertanks

- |                     |                               |
|---------------------|-------------------------------|
| 1.) Führungsspindel | 4.) Potentiometer             |
| 2.) Gewindespindel  | 5.) Endabschalter             |
| 3.) Schleifkontakt  | 6.) Elektromotor mit Getriebe |

### 3.1.2 Bestimmung der Energie aus der Reichweite der Elektronen in Wasser

Um zu untersuchen, wie genau man die mittlere Elektronenenergie ohne Benutzung eines Magnetspektrometers bestimmen kann, wurde eine einfache Anordnung zur Messung der "praktischen Reichweite" von Elektronen in Wasser gebaut, siehe Bild 11 und Bild 12. Sie besteht aus einem Wassertank aus Plexiglas mit einem Eintrittsfenster aus 0,2 mm starkem Aluminiumblech. Die Reichweitkurve wird mit einer längs der Achse des Elektronenstrahls verschiebbaren Ionisationskammer registriert. Zur Wegmessung dient ein Potentiometer, dessen Ausgangsspannung die X-Ablenkung eines XY-Schreibers steuert. Der mit einem Keithley-Elektrometer gemessene Ionisationskammerstrom liefert die Y-Ablenkung. Eine typische Meßkurve zeigt Bild 13. Zwischen  $s = 8$  cm und  $s = 14$  cm fällt der Ionisationskammerstrom fast linear ab. Oberhalb von  $s = 15$  cm geht die Kurve mit sehr geringer Steigung gegen Null. Diese von Null verschiedene Ionisation jenseits der Maximalreichweite der Elektronen ist durch die bei der Abbremsung der Elektronen im Wasser entstehende  $\beta$ -Strahlung zu erklären. Als praktische Reichweite ist der Schnittpunkt des extrapolierten linearen Abfalls mit dem zu kleinen Abständen extrapolierten Bremsstrahlungsausläufer definiert. Zur Bestimmung der Elektronenenergie wurde die empirische Beziehung (4) nach Katz und Penfold /3/ benutzt.

$$R_p = 0,53 E - 0,106 \quad \text{für} \quad E \geq 2,5 \text{ MeV} \quad (4)$$

$R_p$  = "praktische" Reichweite in cm

$E$  = Elektronenenergie in MeV.

Diese Energie-Reichweite-Beziehung stimmt gut mit der in /4/ angegebenen überein (weitere Literatur in /5/).

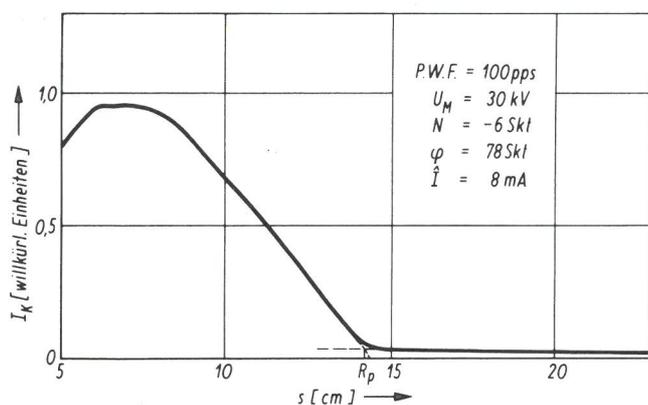


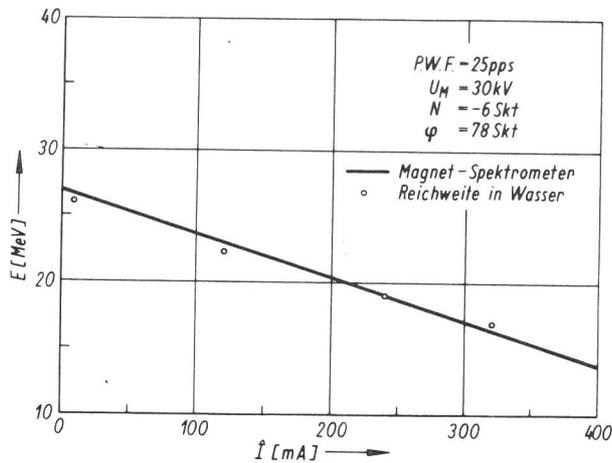
Bild 13:

Elektronenreichweitkurve in Wasser

$R_p$  = praktische Reichweite

$I_K$  = Ionisationskammerstrom

In Bild 14 sind einige aus den gemessenen Reichweiten bestimmte Energiewerte mit den entsprechenden Magnet-Spektrometer-Messungen verglichen. Die gute Übereinstimmung zeigt, daß man mit dieser einfachen Methode die mittlere



**Bild 14:**

Vergleich der aus der Reichweite bestimmten Energiewerte mit Magnetspektrometer-Messungen.

Elektronenenergie recht zuverlässig bestimmen kann. Leider eignet sich die Methode nicht für Kontrollmessungen während des Betriebs, da hierfür das Bremsstrahlungstarget, die Rohrpost-Bestrahlungsposition und Teile der Abschirmung entfernt werden müssen. Zur laufenden Kontrolle der Elektronenenergie und des Spektrums ist nur ein magnetischer Energieanalysator geeignet.

### 3.1.3 Messung des Elektronenstroms

Die Makro-Pulsstruktur des Elektronenstrahls ist bestimmt durch die Tastung des Klystrons. Die Pulsdauer beträgt  $4 \mu s$ ; 7 diskrete Pulsfolgefrequenzen sind am Haupttriggeregenerator wählbar (12,5; 25; 50; 75; 100; 150; 300 Pulse/sec.). Mit einem externen Generator kann die Pulsfolgefrequenz kontinuierlich zwischen 0 und maximal 300 Hz variiert werden. Aus der maximalen Folgefrequenz und der Pulslänge folgt als maximales Tastverhältnis 0,0012. Jeder der  $4 \mu s$  langen Makropulse hat aufgrund der Hochfrequenz (2,85 GHz) eine Mikrostruktur, die aus ca. 11000 Elektronenbunches besteht (ein Elektronenpaket pro Hochfrequenzperiode). Die Makropulse werden gemittelt über die Mikrostruktur mit einem Ferritring-Detektor nachgewiesen, der nach dem Stromwandlerprinzip arbeitet. Der Primärstrom ist der gepulste Elektronenstrahl im Beschleunigerrohr. Das in der Sekundärwicklung induzierte Meßsignal wird verstärkt und mit einem Oszillographen registriert. Der Meßwandler wurde geeicht mit Hilfe eines Aluminiumtargets, in dem der aus dem Fenster des Beschleunigerrohrs austretende Elektronenstrahl vollständig absorbiert wurde. Der Targetstrom wurde als Spannungsabfall am  $50 \Omega$ -Abschlußwiderstand des Meßkabels mit dem Oszillographen gemessen, siehe Bild 15. Zusätzlich wird am Kontrollpult der mittlere Strahlstrom angezeigt. Dieser Meßwert wird durch Bildung des arithmetischen Mittelwertes des verstärkten Stromwandler-Ausgangssignals gewonnen. Er läßt sich kontrollieren mit Hilfe des jeweiligen Tastverhältnisses und des gemessenen Pulsstroms:

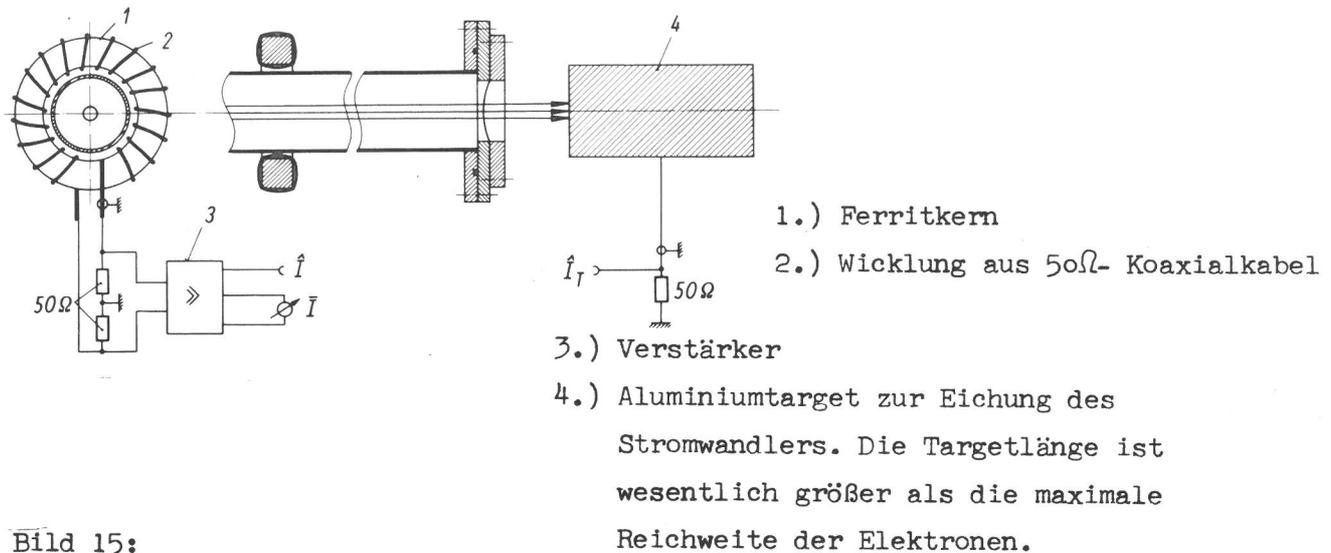


Bild 15:

Anordnung zur Messung des Elektronenpulsstroms  $\hat{I}$  und des mittleren Stroms  $\bar{I}$ .

$$\bar{I} = \hat{I} \cdot \text{Pulsfolgefrequenz} \cdot 4 \mu\text{s} \quad (5)$$

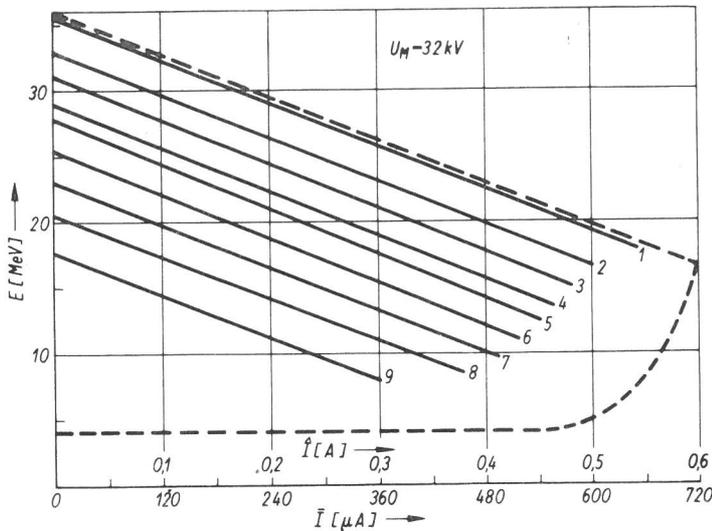
$\bar{I}$  = mittlerer Strahlstrom

$\hat{I}$  = Pulsstrom

Pulsfolgefrequenz  $\cdot 4 \mu\text{s}$  = Tastverhältnis.

### 3.2 Arbeitsdiagramm des Beschleunigers

Aus den Messungen der Elektronenenergie und des Pulsstroms erhält man die Arbeitskennlinien der Maschine (Load-Kurven). Aus Bild 16 geht hervor, daß die Elektronenenergie linear mit dem Pulsstrom abnimmt. Der Beschleuniger verhält sich wie eine Spannungsquelle mit Innenwiderstand, deren Klemmenspannung linear mit dem entnommenen Strom abfällt. Die verschiedenen Geraden gelten für unterschiedliche Hochfrequenzleistungen (bzw. - feldstärken) in der zweiten Sektion bei maximaler Leistung in der ersten Sektion. Die oberste Kennlinie 1 gilt für den Fall maximaler Hochfrequenzleistung in der zweiten Sektion. Die Phase ist so gewählt, daß die Elektronenbunches in der zweiten Sektion auf dem Maximum der elektrischen Feldstärke "reiten" und damit die maximal mögliche Energie gewinnen. Die Maximalenergie für verschwindenden Strom (Leerlaufenergie) liegt mit 35,5 MeV erheblich über dem garantierten Wert 34 MeV. Bei den übrigen Kennlinien ist die Hochfrequenzleistung in Sektion II mit Hilfe des Mikrowellenabschwächers (siehe Bild 2) reduziert. Aus dem Funktionsschema der Kombination Abschwächer-Phasenschieber (Bild 37) geht hervor, daß bei Veränderung der Leistung mit dem Phasenschieber 2 die Einstellung des Phasenschiebers 5 variiert werden muß, um wieder die optimale Phase der Wanderwelle in Sektion II bezüglich der aus Sektion I kommenden Elektronenbunches zu erreichen, denn der Abschwächer, bestehend aus den Kom-



Kennlinie	N [Skt]	$\varphi$ [Skt]
1	- 6	107
2	- 6	86
3	+ 6	84
4	+ 40	65
5	+ 40	55
6	+ 80	55
7	+ 80	40
8	+ 80	30
9	+116	170

$N = 116$  Skt entspricht  $P_{II} = 0$

**Bild 16:** Kennlinienfeld des Beschleunigers. Der mittlere Strom  $I$  gilt für die maximale Pulswiederholungsfrequenz 300 pps. Die Kennlinien gelten für die folgenden Parameter:

$$U_M = 32 \text{ kV} \quad \text{P.W.F.} = 300 \text{ pps}$$

$N, \varphi$  = Skalenteile des Leistungsreglers bzw. Phasenschiebers

ponenten 1, 2, 3 und 4, schiebt zusätzlich die Phase in Abhängigkeit von der Ausgangsleistung.

Kennlinie 9 gilt für den Fall, daß keine Hochfrequenzleistung in die zweite Sektion eingespeist wird. Die auf verschwindenden **Strahlstrom null extrapolierte** Energie ist dann gleich der Elektronenenergie am Ausgang der ersten Sektion. Sie ist ungefähr halb so groß wie die Maximalenergie. Eine noch kleinere Energie wird erreicht, wenn die Phase der Wanderwelle in der zweiten Sektion gegenüber den Elektronenbunches um  $\pi$  verschoben ist. Dann "sehen" die Elektronen eine entgegen ihrer Flugrichtung zeigende elektrische Feldstärke und verlieren dadurch wieder einen Teil ihrer in Sektion I gewonnenen Energie. Die auf diese Weise erreichbare Minimalenergie beträgt ca. 4 MeV.

Der maximale Strom für eine bestimmte Hochfrequenzleistung ist dadurch gegeben, daß die gesamte zur Verfügung stehende Hochfrequenzenergie auf den Elektronenstrahl übertragen wird. Dann ist am Ende der Beschleunigungsstrecke die Hochfrequenzfeldstärke gleich Null.

Die theoretische Behandlung /1, 6, 7, 8/ liefert für die Kennlinie einer Beschleunigerstruktur, die so dimensioniert ist, daß die Z-Komponente der elektrischen Feldstärke (Z-Richtung = Flugrichtung der Elektronen) bei verschwindendem Elektronenstrom unabhängig ist von Z /8/:

$$\frac{E}{e} = E_{\text{HF}} \cdot L - \hat{I} \cdot \frac{Z}{2} \left[ L - \left( \frac{1 - \lambda L}{\lambda} \right) \ln \left( \frac{1}{1 - \lambda L} \right) \right] \quad (6)$$

$$\text{mit } \lambda = \frac{q_0}{Z}$$

$e$  = Elementarladung

$E$  = Elektronenenergie am Ausgang der Beschleunigersektion

$L$  = Länge der Beschleunigersektion

$E_{\text{HF}}$  = Z-Komponente der elektrischen Feldstärke am Eingang der Beschleunigersektion

$\hat{I}$  = Elektronenpulsstrom

$q_0$  = Serienimpedanz des Beschleunigerrohres

$Z$  = Parallelimpedanz des Beschleunigerrohres.

Die Parameter  $q_0$  und  $Z$  hängen von den geometrischen Dimensionen der Beschleunigerrohre (Öffnung, Abstand und Dicke der Blenden) und von der Höhe der Wandstromverluste ab. Die elektrische Feldstärke  $E_{\text{HF}}$  ist proportional zur Wurzel aus der in die Sektion eingespeisten Hochfrequenzleistung  $P$ . Gleichung (6) läßt sich daher schreiben:

$$E(\hat{I}) = C \cdot \sqrt{P} - K \hat{I} \quad (7)$$

$C$  und  $K$  sind für die Konstruktion des Beschleunigerrohres typische Konstanten. Die Theorie liefert also einen linearen Zusammenhang zwischen Energie und Elektronenpulsstrom.  $C \cdot \sqrt{P}$  ist die Leerlauf-Energie. Für einen Beschleuniger mit zwei Sektionen gilt:

$$E(\hat{I}) = C_I \sqrt{P_I} + C_{II} \sqrt{P_{II}} - (K_I + K_{II}) \hat{I} \quad (8)$$

Dabei ist vorausgesetzt, daß die in die zweite Sektion eintretenden Elektronen gleichphasig weiterbeschleunigt werden. Aus dem gemessenen Kennlinienfeld (Bild 16) liest man ab:

$$K_I + K_{II} = 32,5 \text{ MeV/A} \quad (9)$$

Die Parallelität der Geraden zeigt, daß in Übereinstimmung mit der Theorie  $K_I + K_{II}$  nur von den Eigenschaften der beiden Beschleunigerrohre, nicht dagegen von den Betriebsbedingungen abhängt. Aus der Leerlaufenergie für maximale Hochfrequenzleistung in Sektion I und Sektion II und gleichphasige Beschleunigung der Elektronenbunches in Sektion II folgt:

$$C_I \sqrt{P_{I\max}} + C_{II} \sqrt{P_{II\max}} = 35 \text{ MeV} \quad (10)$$

Aus Kennlinie 9 für  $P_{II} = 0$  folgt:

$$C_I \sqrt{P_{I\max}} = 17,5 \text{ MeV und damit} \quad (11)$$

$$C_{II} \sqrt{P_{II\max}} = 17,5 \text{ MeV} \quad (12)$$

Die Beziehungen (11) und (12) erlauben eine Berechnung der Leerlaufenergie für beliebige Leistungen  $P_I$  und  $P_{II}$ :

$$E(\hat{I} = 0) = 17,5 \left[ \sqrt{\frac{P_I}{P_{I\max}}} + \sqrt{\frac{P_{II}}{P_{II\max}}} \right] \quad (13)$$

oder ausgedrückt durch die elektrischen Feldstärken:

$$E(\hat{I} = 0) = 17,5 \left[ \frac{E_{HF I}}{E_{HF I\max}} + \frac{E_{HF II}}{E_{HF II\max}} \right] \quad (14)$$

Das Verhältnis der Feldstärken läßt sich mit Hilfe von Induktionsschleifen mit Gleichrichterdiolen messen, die in die Hohlleiter vor den Einspeisungen der beiden Sektionen eingebaut sind. Damit kann man aus der folgenden Beziehung eine beliebige Kennlinie ausrechnen, vorausgesetzt, daß die Elektronenbunches in der zweiten Sektion auf dem Maximum der Feldstärke beschleunigt werden:

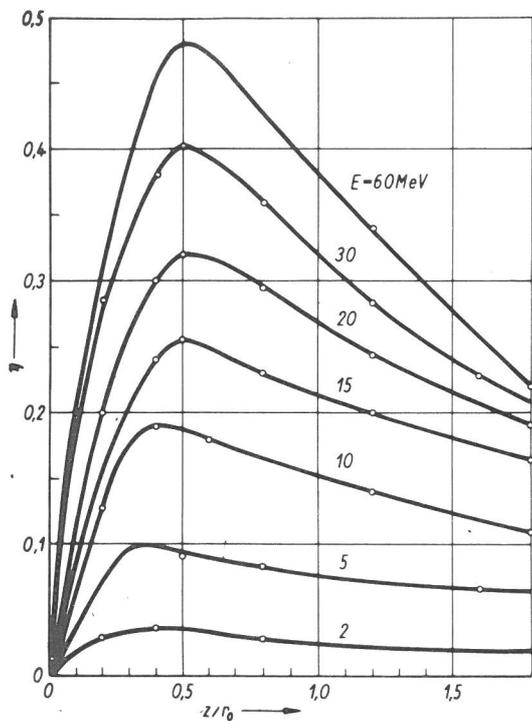
$$E(\hat{I}) = 17,5 \left[ \frac{E_{HF I}}{E_{HF I\max}} + \frac{E_{HF II}}{E_{HF II\max}} \right] - 32,5 \hat{I} \quad (15)$$

$$[E] = \text{MeV}$$

$$[\hat{I}] = \text{A}$$

### 3.3 Eigenschaften des Bremsstrahlungsbündels

Zur Erzeugung hochenergetischer  $\gamma$ -Strahlung wird der aus dem Fenster des Beschleunigerrohrs austretende Elektronenstrahl in einem Wolfram-Target abgebremst. Ein Teil der Strahlleistung wird dabei in Wärme umgesetzt, der Rest in Bremsstrahlung. Bild 17 zeigt, daß der Wirkungsgrad für Bremsstrahlungserzeugung stark von der Elektronenenergie abhängt /9/. Ferner spielt die Dicke  $Z$  des Targets eine Rolle. Für jede Elektronenenergie gibt es eine bestimmte Targetdicke, die die optimale  $\gamma$ - Ausbeute liefert. Die Targetdicke



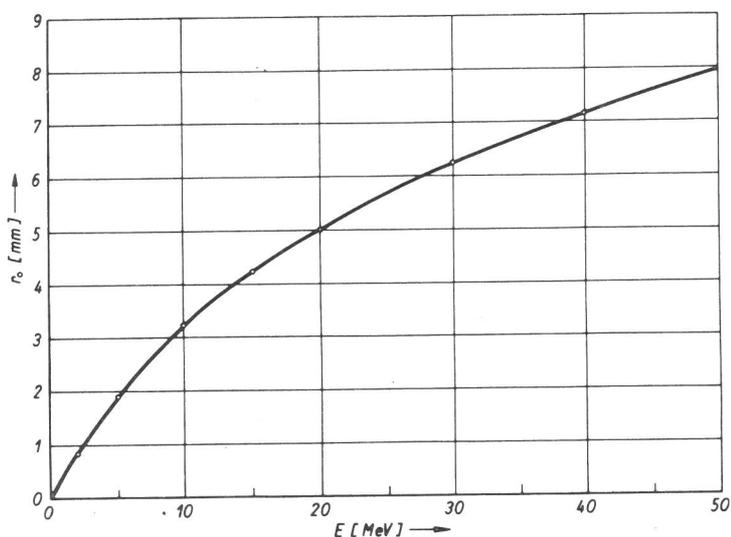
**Bild 17:**  
Wirkungsgrad  $\eta$  für die Erzeugung von Bremsstrahlung in einem Wolframtarget 9)

$\eta$  ist das Verhältnis zwischen  $\gamma$ -Strahlungsleistung und Elektronenstrahlleistung.

$Z$  = Targetdicke,

$r_0$  = mittlere Reichweite der Elektronen in Wolfram

ist in Bild 17 bezogen auf die mittlere Reichweite  $r_0$  der Elektronen in Wolfram. Bild 18 gibt den Zusammenhang zwischen mittlerer Reichweite in Wolfram und der Elektronenenergie an /9/. Ist die Targetdicke zu klein, so werden nicht alle Elektronen innerhalb des Targets abgebremst, ein Teil der Elektronen verläßt das Target und geht damit für die Erzeugung von Bremsstrahlung verloren. Der steile Anstieg der  $\gamma$ - Ausbeute bei kleinen Targetstärken ist daher darauf zurückzuführen, daß mit steigender Targetstärke ein wachsender Anteil der Elektronen innerhalb des Targets abgebremst wird. Mit wachsender Targetstärke wird jedoch die Bremsstrahlung zunehmend innerhalb des Targets absorbiert. Bei der optimalen Targetdicke ist das Verhältnis zwischen erzeugter und im Target absorbiertem  $\gamma$ -Strahlung am günstigsten.



**Bild 18:**  
Mittlere Reichweite der Elektronen in Wolfram als Funktion der Energie 9).

Das von der Firma RDL gelieferte Target ist so ausgelegt, daß die Elektronen bei der Maximalenergie von 35 MeV noch sicher im Target absorbiert werden. Bei 23 MeV ist  $z/r_0 \approx 1,5$  und damit der Wirkungsgrad  $\eta = 0,23$ . Aus der Kennlinie 1 in Bild 16 folgt für  $E = 23$  MeV eine Elektronenstrahlleistung von  $\approx 10$  kW; dazu werden also 2,3 kW in  $\gamma$ -Strahlung konvertiert, und 7,7 kW müssen als Verlustwärme abgeführt werden. Daher besteht das Target aus mehreren Wolframscheiben, zwischen denen Kühlwasser fließt (siehe Bild 30).

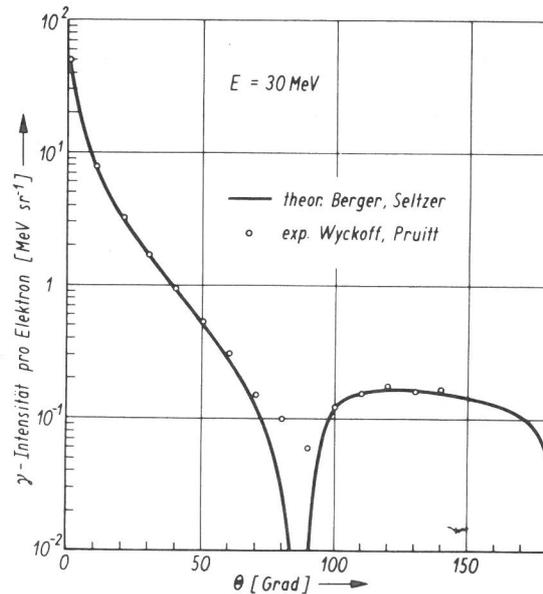
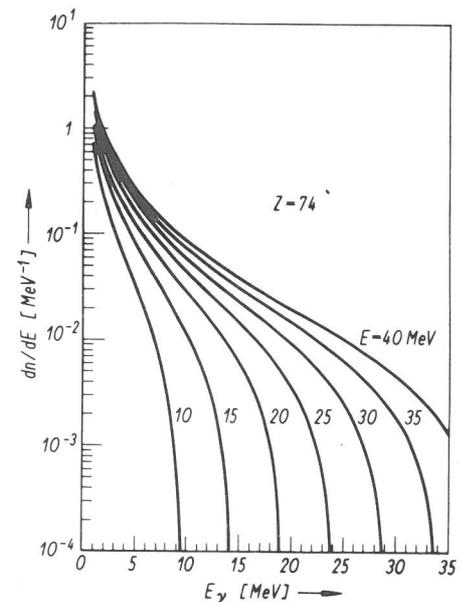


Bild 19:

Winkelverteilung der Bremsstrahlung bei einer Elektronenenergie von 30 MeV. Target: Tantal, 21,5 g cm<sup>2</sup> dick [11]). Die  $\gamma$ -Intensität ist auf ein primäres Elektron bezogen.

Bild 20:

Bremsstrahlungsspektren für verschiedene Elektronenenergien [10]). Target = Wolfram, Dicke = maximale Elektronenreichweite bei der betreffenden Energie. Die Zahl der  $\gamma$ -Quanten pro Energieintervall bezieht sich auf ein primäres Elektron.



In Bild 19 ist eine für den Fall eines dicken Wolfram-Targets gemessene Winkelverteilung der  $\gamma$ -Strahlung dargestellt [11]. Man erkennt, daß die Hauptintensität in einem sehr schmalen Winkelbereich um die Vorwärtsrichtung konzentriert ist. Sie fällt zwischen 0° und 90° um drei Größenordnungen ab, und steigt für  $\theta > 90^\circ$  wieder an, so daß auch in Rückwärtsrichtung noch eine erhebliche Bremsstrahlungsintensität vorhanden ist.

Bild 20 zeigt für verschiedene Elektronenenergien das Energiespektrum der  $\gamma$ -Strahlung. Der Anteil der hochenergetischen  $\gamma$ -Strahlung an der Gesamtintensität nimmt mit steigender Elektronenenergie stark zu. Für die Aktivierungsanalyse ist nur der Teil des Spektrums interessant, der oberhalb der Schwellenenergie der betreffenden Kernreaktion liegt. Die Form des  $\gamma$ -Spektrums hängt außer von der Elektronenenergie und der Targetdicke auch vom Emissionswinkel  $\Theta$  der  $\gamma$ -Quanten ab.

Um die von der Firma RDL garantierten Werte zu überprüfen, wurde die  $\gamma$ -Dosisleistung in Vorwärtsrichtung mit einer Fingerhuthionisationskammer gemessen. Die Messung wurde für maximale Hochfrequenzleistung in Sektion I und II und mitphasige Beschleunigung in Sektion II bei verschiedenen Elektronenströmen durchgeführt. Die Ionisationskammer wurde in dem bekannten Strahlungsfeld

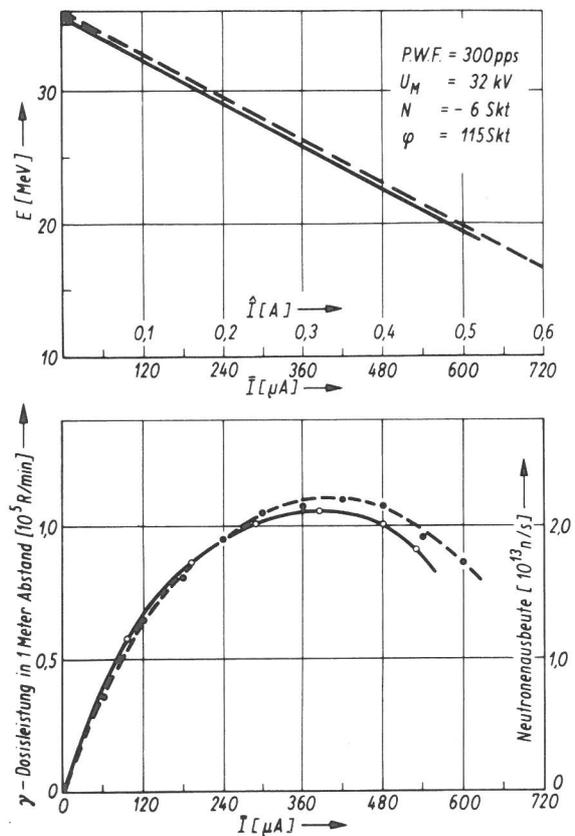


Bild 21: o b e n : Beschleuniger-Kennlinie für maximale Hochfrequenzleistung in beiden Sektionen und gleichphasige Beschleunigung der Elektronen in Sektion II.

u n t e n : 1.) gemessene  $\gamma$ -Dosisleistung auf der Strahlachse (Vorwärtsrichtung  $\Theta = 0^\circ$ ) in 1 m Abstand vom Target (ausgezogen).

2.) Neutronenausbeute für ein dickes Natururan-Target (gestrichelt) (siehe Bild 26).

einer  $^{60}\text{Co}$ -Quelle geeicht. Da die  $\gamma$ -Energien im Bremsstrahlungsspektrum wesentlich höher sind als die der  $^{60}\text{Co}$ -Strahlung, mußte die Ionisationskammer mit einem dickwandigen Plexiglaszylinder umgeben werden, um das Sekundärelektronengleichgewicht zu erreichen /12/. Die in Vorwärtsrichtung in 1 m Abstand vom Target gemessene  $\gamma$ -Dosisleistung ist in Bild 21 unten als Funktion des Elektronenpulsstroms aufgetragen. Die Kurve erreicht bei  $E = 25 \text{ MeV}$ ;  $\hat{I} = 0,32 \text{ A}$ ;  $\bar{I} = 380 \mu\text{A}$  den Maximalwert  $\dot{D} = 1,05 \cdot 10^5 \text{ R/min}$ . Er liegt wesentlich höher als der von RDL garantierte Wert. Das Maximum der Kurve erklärt sich daraus, daß bei hohen Elektronenenergien zwar der Wirkungsgrad für die Bremsstrahlungserzeugung hoch ist, der Beschleuniger aber nur einen geringen Strom liefert, während bei kleinen Energien der Strahlstrom der Maschine hoch, der Wirkungsgrad der Bremsstrahlungserzeugung dagegen klein ist. Zwischen diesen beiden Extremfällen existiert ein Optimalwert für das Produkt aus Elektronenstrahlstrom und  $\gamma$ -Konversionsfaktor.

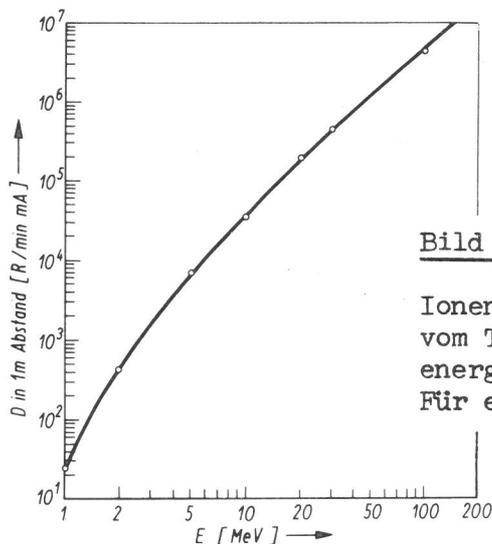


Bild 22:

Ionendosisleistung der Bremsstrahlung in 1 m Entfernung vom Target in Vorwärtsrichtung als Funktion der Elektronenenergie (11). Target: Tantal, optimale Dicke. Für ein Wolfram-Target ist die Kurve praktisch identisch.

In Bild 22 ist die  $\gamma$ -Dosisleistung für ein Target optimaler Dicke als Funktion der Elektronenenergie angegeben /11/. Für  $E = 25 \text{ MeV}$  und  $\hat{I} = 380 \mu\text{A}$  folgt  $\dot{D} = 1,3 \cdot 10^5 \text{ R/min}$  in Vorwärtsrichtung 1 m vom Target entfernt. Der kleinere Meßwert von  $\dot{D} = 1,05 \cdot 10^5 \text{ R/min}$  ist darauf zurückzuführen, daß die Gesamtdicke des von RDL gelieferten Targets erheblich größer ist als die optimale Dicke bei  $E = 25 \text{ MeV}$ .

Die Halbwertsbreite des  $\gamma$ -Bündels wurde mit der senkrecht zum Strahl verschiebbaren Ionisationskammer gemessen (Verschiebemechanismus ähnlich wie in Bild 12). In Bild 23 ist die Halbwertsbreite als Funktion der Elektronenenergie aufgetragen. Mit steigender Energie wird die Winkelverteilung der Bremsstrahlung schmaler und damit der Anteil der Intensität in der Umgebung der Vorwärtsrichtung größer. Für die Aktivierungsanalyse ist jedoch nicht

die Winkelverteilung der Gesamtdosisleistung interessant, sondern nur die Winkelverteilung von  $\gamma$ -Quanten, deren Energie höher ist als die Schwellenenergie der betreffenden Kernreaktion. Als Beispiel wurde das Aktivierungsprofil von Kupfer mit der in Bild 24 skizzierten Anordnung gemessen. Eine Reihe von Kupferplättchen, die in einer Ebene senkrecht zum  $\gamma$ -Strahl in definierten Abständen angebracht waren, wurden bei  $E = 29$  MeV bestrahlt. Die durch  $(\gamma, n)$ -Reaktionen induzierte Aktivität ist in Bild 25 als Funktion

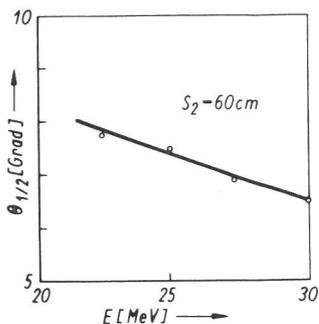
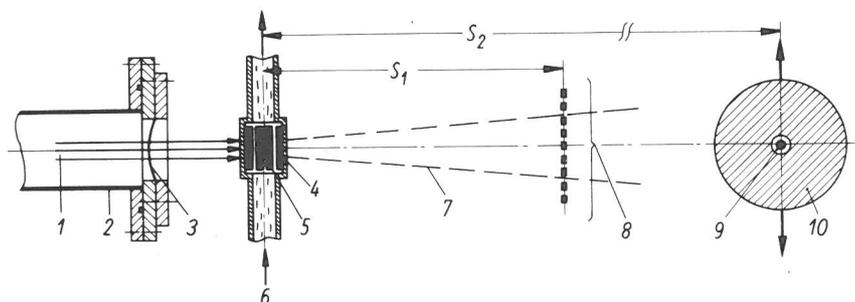


Bild 23:

Halbwertsbreite der Winkelverteilung der Bremsstrahlung als Funktion der Elektronenenergie, gemessen mit einer Fingerhuthionisationskammer in einem Plexiglaszylinder mit 90 mm Durchmesser.



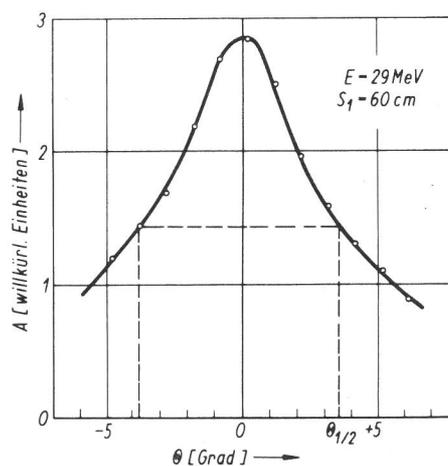
- 1) Elektronenstrahl
- 2) Beschleuniger-Driftrohr
- 3) Titan-Fenster
- 4) Bremsstrahlungstarget
- 5) Wolframscheiben
- 6) Kühlwasser
- 7) Bremsstrahlungsbündel
- 8) Kupferscheiben
- 9) Ionisationskammer
- 10) Plexiglaszylinder 90 mm  $\varnothing$

Bild 24:

Anordnung zur Messung der Winkelverteilung der Bremsstrahlungsintensität und des Aktivierungsprofils in Kupfer

Bild 25:

Aktivierungsprofil von Kupfer in 60 cm Entfernung vom Bremsstrahlungstarget bei einer Elektronenenergie von 29 MeV



des Winkels aufgetragen. Die Halbwertsbreite der Aktivierungsverteilung ist  $3,5^\circ$  und damit wesentlich geringer, als der mit der Ionisationskammer gemessene Wert von  $\Theta_{1/2} = 6,7^\circ$ . Dies ist darauf zurückzuführen, daß die Winkelverteilung der hochenergetischen  $\gamma$ -Strahlung (oberhalb der Schwelle

$E_s = 10,8$  MeV der Reaktion  $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$  wesentlich schmaler ist, als die der niederenergetischen Bremsstrahlung. Daher ist auch die Winkelverteilung der Gesamtintensität (integriert über das ganze Spektrum), die mit der Ionisationskammer gemessen wird, breiter als die der  $\gamma$ -Strahlung oberhalb von 10,8 MeV.

### 3.4 Neutronenproduktion

Der Linearbeschleuniger läßt sich außer zur Erzeugung hochenergetischer  $\gamma$ -Strahlung auch als intensive Neutronenquelle benutzen. Das Bremsstrahlungstarget selber stellt bereits eine Neutronenquelle hoher Intensität dar. Die Neutronen entstehen, ausgelöst durch  $(\gamma, xn)$ -Reaktionen ( $x = 1, 2, 3$ ), im Wolfram /13/. Bei  $E = 25$  MeV und  $I = 380 \mu\text{A}$  (Kennlinie 1 in Bild 16) ist die Quellstärke  $Q \approx 6 \cdot 10^{12}$  n/sec für ein Wolfram-Target, dessen Dicke der Reichweite der Elektronen entspricht /14/. Eine erheblich höhere Ausbeute kann man erreichen, wenn man den Elektronenstrahl in einem Uran-Target abbrems /15/. Aus Bild 26 folgt für dieselben Strahl-Daten:  $Q \approx 2,3 \cdot 10^{13}$  n/sec. Der Nachteil dieser Methode besteht darin, daß die gesamte Elektronenstrahl-

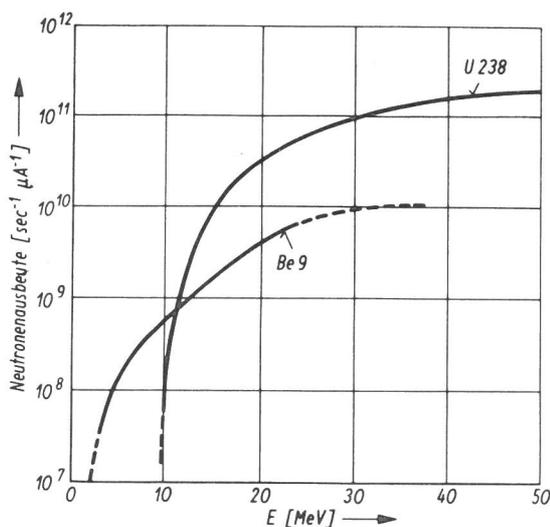


Bild 26:

Neutronenausbeute als Funktion der Elektronenenergie für ein  $^9\text{Be}$ - bzw.  $^{238}\text{U}$ -Target.

leistung im Uran-Target absorbiert wird (maximal 10 kW). Weniger kritisch ist die in Bild 27 skizzierte von der Firma RDL gelieferte Anordnung, bei der Bremsstrahlungserzeugung und Neutronenproduktion getrennt sind. Das im wassergekühlten Bremsstrahlungstarget (2) erzeugte  $\gamma$ -Bündel wird praktisch vollständig in einem massiven Natururan-Zylinder absorbiert. Bei den oben angegebenen Elektronenstrahl-Daten beträgt die thermische Belastung des Uran-Targets durch die  $\gamma$ -Strahlung nur ca. 2 kW. Zur Neutronenproduktion in Natururan tragen im wesentlichen die Reaktionen  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, 2n)$  und  $(\gamma, \text{Spaltung})$  des  $^{238}\text{U}$  bei, Bild 28. Die zum Teil gasförmigen Spaltprodukte werden

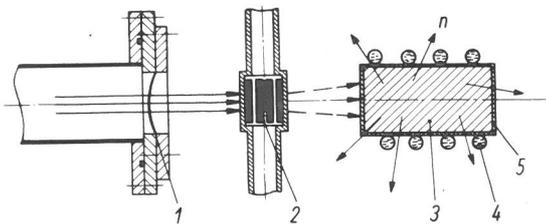


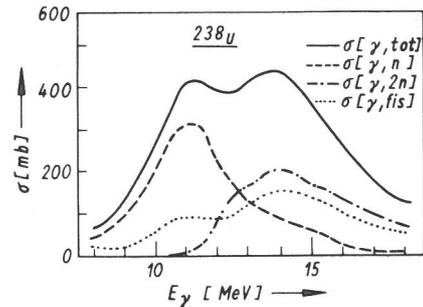
Bild 27:

Anordnung zur Neutronenproduktion

- 1) Austrittsfenster des Beschleunigers, 2) Bremsstrahlungstarget
- 3) Natururan-Zylinder 4) Kühlschlange
- 5) Edelstahl-Umhüllung

Bild 28:

Wirkungsquerschnitte für die Neutronenerzeugung in  $^{238}\text{U}$  als Funktion der  $\gamma$ -Energie 16)



durch eine Umhüllung aus Edelstahl zurückgehalten. Da die Reaktionsprodukte stark aktiv sind, muß der Uran-Zylinder nach der Bestrahlung zur Abschirmung in einen dickwandigen Bleibehälter eingefahren werden.

Die Winkelverteilung der Neutronen ist annähernd isotrop. Das Neutronenenergiespektrum ist kontinuierlich mit einem Maximum bei ca. 1 MeV. Die Form des Spektrums, Bild 29, entspricht etwa der der Spaltneutronen in einem Reaktor. Durch einen zusätzlichen Moderator kann der Anteil der niederenergetischen Neutronen an der Gesamtintensität erhöht werden. Der thermische Neutronenfluß kann zur Aktivierungsanalyse und zur Neutronenradiographie benutzt werden. Der schnelle Neutronenfluß (ohne Moderator) kann in einigen Fällen ebenfalls zur Aktivierung ausgenutzt werden.

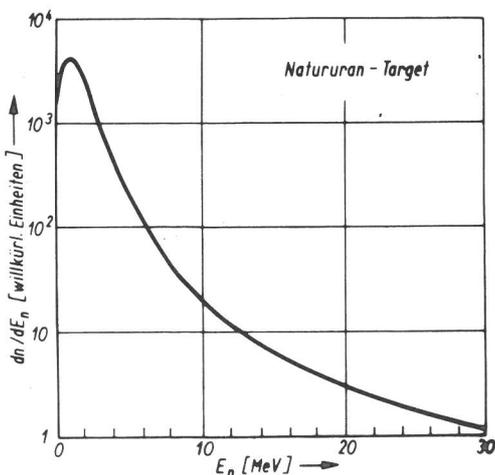


Bild 29:

Typisches Energiespektrum der Neutronen aus einem Natururan-Target 17)

### 3.5 Zusammenstellung der Meßergebnisse

Tabelle I

Parameter	Einheit	Garantiewert	Meßwert
Elektronenstrahl-Pulslänge	$\mu$ sec	3,0	4,0
Leerlaufenergie	MeV	34	35,5
Pulsstrom bei 30 MeV	A	0,14	0,17
Mittlerer Strom bei 30 MeV	$\mu$ A	125	200
Pulsstrom bei 23 MeV	A	0,31	0,38
Mittlerer Strom bei 23 MeV	$\mu$ A	270	450
Strahldurchmesser unter 1 kW Strahlleistung	mm	2 max	3
Strahldurchmesser oberhalb 1 kW Strahlleistung	mm	6 max	-
- Dosisleistung in 1 m Abstand auf der Achse	R/min	60000	100000
Neutronenausbeute	n/sec	$1,2 \cdot 10^{13}$	-

#### 4. Photonenaktivierungsanalyse

Nach der bisher gültigen Planung /18, 19/ soll die Maschine überwiegend (zu 60 % der verfügbaren Strahlzeit) zur Produktion energiereicher Bremsstrahlung benutzt werden, um damit Photonen-Aktivierungsanalysen durchzuführen. Schwerpunkte bilden dabei die Multielementanalysen und die Spurenanalyse der leichten Elemente. Dieses Programm ist auch im Forschungsbericht K des BMFT /20/ als besonders förderungswürdig anerkannt worden.

Wichtigste Voraussetzung für die Durchführung von Aktivierungsanalysen am Beschleuniger ist ein Transportsystem für die zu bestrahlenden Proben.

Vorerst wurde eine provisorische Rohrpostanlage gebaut, deren Ladestation sich hinter einer vorhandenen, fahrbaren Bleiwand mit Fenster und zwei Zangen befindet. In der Bestrahlungsposeition werden die Kapseln durch seitlich zugeführte Druckluft gedreht und gleichzeitig gekühlt, Bild 30. Die Bestrahlungszeit kann am Beschleuniger durch An- und Abschalten des Strahlstromes mit einer elektrischen Uhr eingestellt werden.

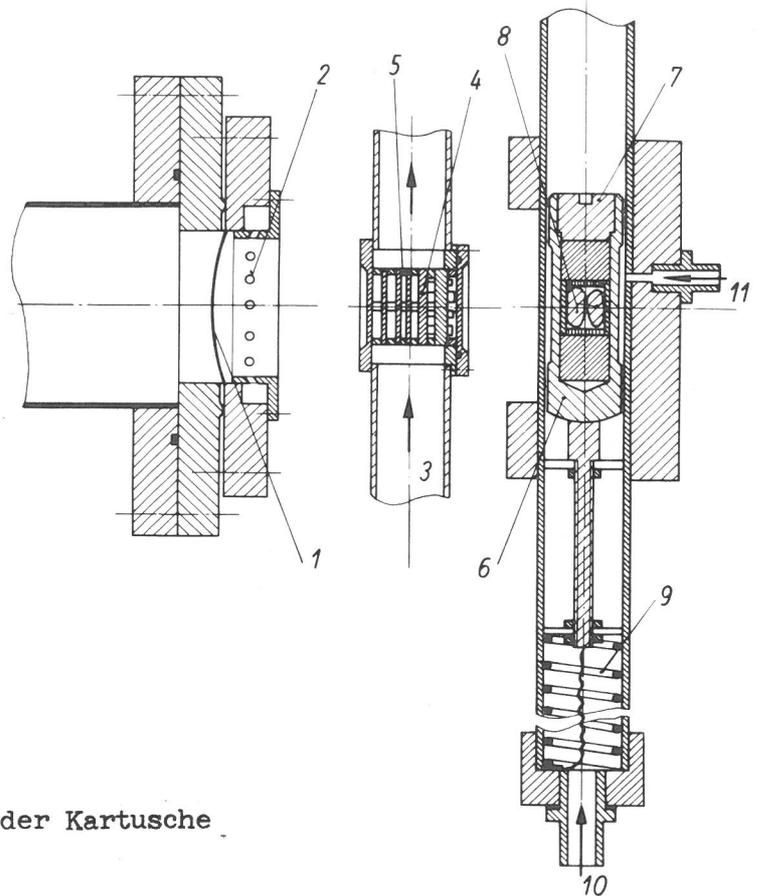
##### 4.1 Bestimmung von Sauerstoff in OFHC-Kupfer

Im Rahmen eines Forschungsauftrages des Instituts für Metallphysik der

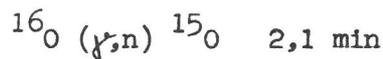
Bild 30:

Bestrahlungsposition der  
provisorischen Rohrpost

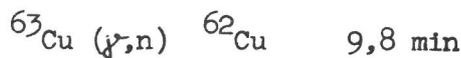
- 1) Titanfenster
- 2) Düsen für Druckluftkühlung  
des Fensters
- 3) Targetkühlwasser
- 4) Wolframscheiben
- 5) Abstandsstücke
- 6) Aluminiumkartusche
- 7) Schraubverschluß
- 8) Probe und Standard
- 9) Pufferfeder
- 10) Druckluft für Rücktransport
- 11) Druckluft für Rotation und Kühlung der Kartusche



TU Berlin soll untersucht werden, ob ein Zusammenhang zwischen Restwiderstandsverhältnis bzw. Sprödbruchverhalten und Sauerstoffkonzentration bei OFHC-Kupfer besteht. Die Sauerstoffkonzentration von OFHC-Kupfer liegt im Bereich  $< 10 \text{ ppm}$  /21/. Der Sauerstoff wird über die Reaktion



aktiviert. Das radioaktive Isotop  $^{15}\text{O}$  muß durch Heißextraktion von dem über die Reaktion

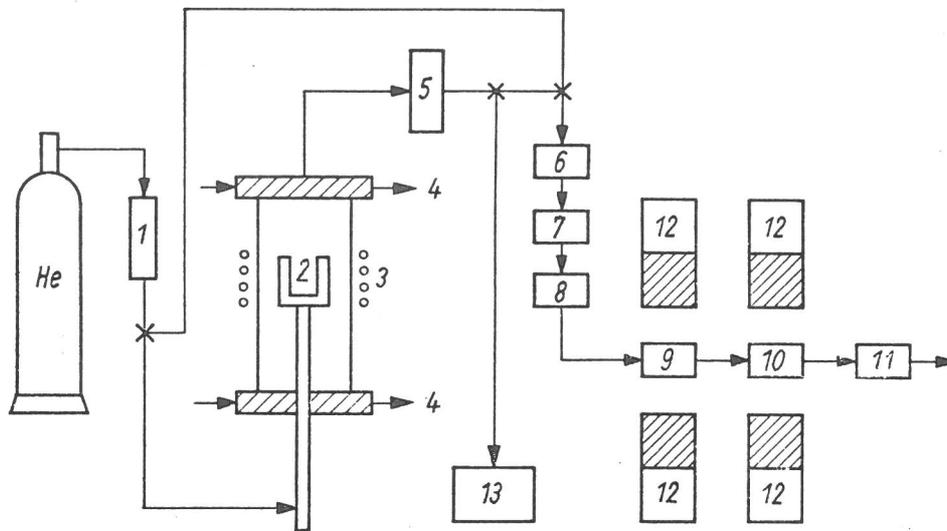


außerordentlich stark aktiven  $^{62}\text{Cu}$  chemisch abgetrennt werden /22/

Bild 31, da beide Nuklide reine Positronenstrahler sind und sich deshalb gammaspektroskopisch nicht trennen lassen. Nach einer Bestrahlung mit den folgenden typischen Parametern

Elektronenenergie	30 MeV
mittlerer Strahlstrom	$100 \mu\text{A}$
Dicke des W-Targets	10 mm
Bestrahlungsdauer	4 min
Masse der Cu-Probe	1 g

ergab sich eine Empfindlichkeit von  $40 \text{ ips}/\mu\text{g}$  Sauerstoff, gemessen mit zwei NaJ-Detektoren ( $4'' \text{ } \varnothing \times 2''$  hoch) in Koinzidenz; der Untergrund der Detektor-



**Bild 31:** Schema der Heißextraktion für Sauerstoff aus Metallen ohne Getterwirkung

- |                                |   |
|--------------------------------|---|
| 1) entfällt                    | 7) Schtze - Reagenz                                |
| 2) Graphittiegel               | 8) entfällt   |
| 3) Spule des HF-Ofens (1700°C) | 9) Natronasbest                                     |
| 4) Kühlwasser                  | 10) entfällt  |
| 5) Glaswolle                   | 11) Gasdurchflumesser                              |
| 6) CuO (600°C)                 | 12) NaJ-Detektoren<br>(Koinzidenz der 511 keV-Linie |

anordnung betrug 0,2 ips; die in der Cu-Matrix erzeugte Aktivität war > 10 Ci. Deshalb mußten Manipulationen, wie ffnen der Transportkapsel, Abätzen des Oberflchensauerstoffs nach der Bestrahlung, Aufschmelzen des Kupfers im Graphittiegel bei 1700 °C, hinter Bleiwnden ausgeführt werden. Um Schwankungen der Photonenfludichte, der Elektronenenergie und der Probenlage in der Bestrahlungsposition zu erfassen, wurden mit jeder Cu-Probe einige mg BeO-Pulver als Flumonitor mitbestrahlt. BeO ist dafür besonders gut geeignet, da Be nicht aktiviert wird und einen vernachlässigbaren Absorptionskoeffizienten hat.

Leider ist die am Natronasbest absorbierte  $^{15}\text{O}$ -Aktivität immer mit  $^{11}\text{C}$  ( $T_{1/2} = 20,3$  min) kontaminiert, Bild 32. Dieser Nachteil ist wegen des chemischen Trennverfahrens (Bildung von  $\text{CO}_2$ ) grundsätzlich nicht zu vermeiden. Der Kohlenstoff  $^{11}\text{C}$  wird über zwei Reaktionen gebildet:



Deshalb muß bei jeder Messung die Abklingkurve der 511 keV-Linie, Bild 32,

in ihre Komponenten zerlegt werden. Aus dem zeitlichen Aktivitätsverlauf im CO<sub>2</sub>-Absorber kann man auch sehr schön die Ankunft des im Ar-Strom transportierten aktiven CO<sub>2</sub> beobachten.

In der Tabelle 2 sind die Einzelwerte der Sauerstoffgehalte (Gew.ppm) zusammengestellt, um die Reproduzierbarkeit der Methode zu demonstrieren. Das Verfahren wurde mit CuO und mit einer Analysenkontrollprobe der BAM (60 ppm) kalibriert.

Tabelle 2

Einzelwerte der Sauerstoffgehalte (ppm) in OFHC-Kupfer unterschiedlicher Vorbehandlung

Probe	Konvent. Analyse Amax	Konvent. Analyse BAM	Aktivierungsanalyse						
8	3	-	0,9	1,3	1,1	0,95			
9	3	-	4,3	3,7	4,15				
6	4	-	2,1	1,85	2,0	2,3			
5	5	6	1,4	1,6	1,2				
1	6	8	1,7	1,65	1,65				
4	7	2	1,2	1,2	1,2				
7	8	-	1,05	1,0	1,0				
2	9	3	4,25	4,55	4,15	4,45			
3	11	6	3,3	3,4	3,3	3,3	3,4	3,4	3,2
OFHC	-	-	0,5	0,7	0,5				
Asarco	-	-	0,09	0,15	0,12				
AKP			60	60	59	60	60	61	

Amax, Asarco = Kupferhersteller

AKP = Analysenkontrollprobe der BAM

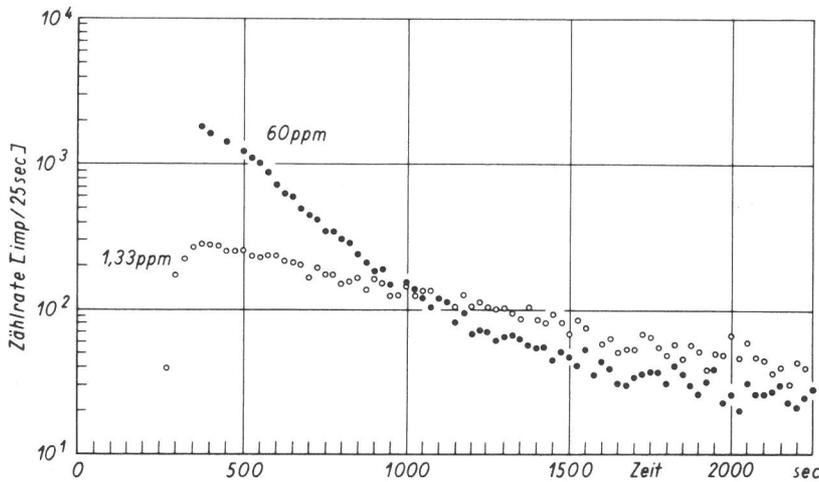
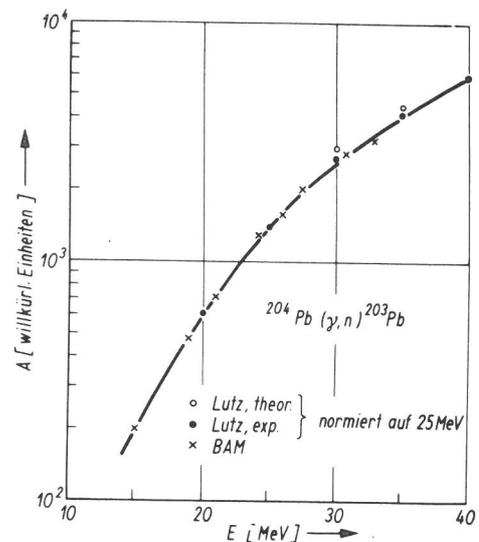


Bild 32:  
Abklingkurven von <sup>150</sup>

#### 4.2 Empfindlichkeit für die Photonenaktivierungsanalyse von Blei

In Umweltproben (Lebensmittel, Staubfilter, Flüssigkeiten) lassen sich mit der Aktivierungsanalyse zahlreiche Elemente gleichzeitig, zerstörungsfrei und mit guter Empfindlichkeit nachweisen. Zur quantitativen Bestimmung von Blei in Luftfiltern soll die Photonenaktivierungsanalyse benutzt werden. Um die optimale Elektronenenergie festlegen zu können, wurde die Ausbeutekurve für die zur Pb-Analyse benutzte Reaktion <sup>204</sup>Pb (γ,n) <sup>203</sup>Pb als Funktion der Energie im Bereich 15 - 30 MeV gemessen und mit theoretischen Abschätzungen verglichen, Bild 33.

Bild 33: Aktivierungskurve der Reaktion  
<sup>204</sup>Pb (γ,n) <sup>203</sup>Pb



Für die Analyse wurden die folgenden Bestrahlungsdaten gewählt:

Elektronenenergie            26 MeV  
mittlerer Strahlstrom    240 μA  
Bestrahlungsdauer        1 h .

Wegen der hohen β<sup>+</sup>-Aktivität der bestrahlten Filter waren Wartezeiten von mehreren Stunden nötig. Zur quantitativen Bestimmung wurde die intensivste Gammalinie des <sup>203</sup>Pb (T<sub>1/2</sub> = 52,1 h) mit 279 keV benutzt. Neben Pb konnten

die Elemente: Sb, Ba, Ca, Fe, Mg, Na, Sr, Zn, Zr nachgewiesen werden. Leider interferiert die 279 keV-Linie des  $^{203}\text{Pb}$  mit der 276 keV-Linie von  $^{133\text{m}}\text{Ba}$  ( $T_{1/2} = 39 \text{ h}$ ), so daß hohe Ba-Gehalte die Pb-Bestimmung über diese Linie stören können.

#### 4.3 Multielementanalyse

Um die Methoden der rechnerunterstützten Gammaskopie in der Fachgruppe zu verbessern, wurde mit der Multielementbestimmung durch Photonenaktivierung **begonnen**. Bei den Proben handelt es sich um Sedimente aus dem östlichen Mittelmeer. Im Rahmen einer Forschungsarbeit der TU soll die Abhängigkeit geoelektrischer Daten von der chemischen Zusammensetzung der Ablagerungen untersucht werden. Für die Methode der Aktivierungsanalyse ist weiter die Frage interessant, welche Vor- und Nachteile die Photonenaktivierung gegenüber der Neutronenaktivierung hat. Reaktorbestrahlungen im BER II werden voraussichtlich ab Frühjahr 1974 möglich sein.

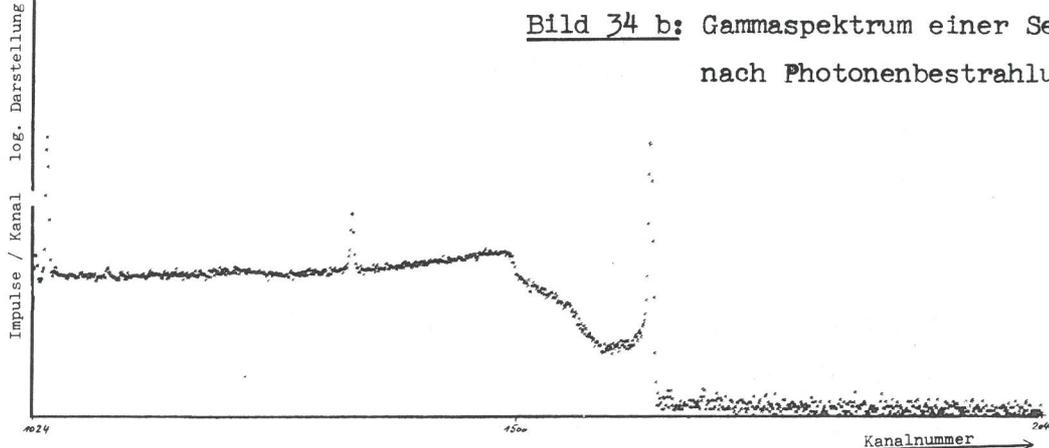
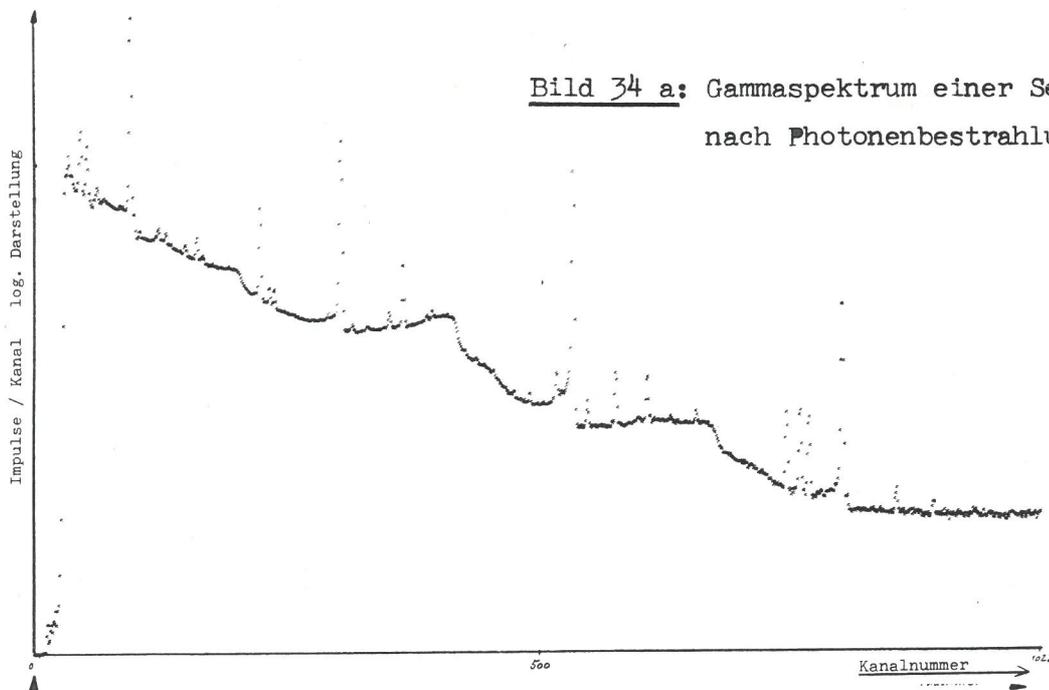


Bild 34 zeigt das Ge(Li)-Spektrum (quadratisch logarithmische Darstellung, 2048 Kanäle) einer Sedimentprobe mit den folgenden Bestrahlungsparametern:

$$t_B = 20 \text{ min}$$

$$t_W = 4,8 \text{ h}$$

$$t_Z = 15 \text{ h}$$

$$E = 30 \text{ MeV}$$

$$I = 200 \mu\text{A} .$$

Bei der qualitativen Auswertung der gefundenen Gammaenergien konnten mit Sicherheit 19 Elemente nachgewiesen werden, und zwar: Na, Ca, Mg, Cs, Rb, Cl, Br, J, Zr, Cr, Fe, Mn, Ti, Zn, V, Te, Y, Sm, Nd. Der für die quantitative Auswertung erforderliche Multielementstandard ist inzwischen hergestellt worden.

#### 4.4 Bestimmung von Fluor und Stickstoff in Knochen

In Zusammenarbeit mit dem HMI sollen grundsätzliche Methoden zur zerstörungsfreien Bestimmung von Fluor und N in Knochen /22/ ermittelt werden. Daraus können einerseits im Rahmen des Umweltschutzes quantitative Aussagen über den Einbau von Fluor in rezenten Knochen gewonnen werden. Andererseits läßt sich aus dem Fluor- und Stickstoffgehalt in fossilen Knochenfunden eine relative Altersbestimmung ableiten, die auf folgenden Prinzipien basiert: Der Stickstoff, der im Knochenprotein gebunden ist, verläßt langsam die Knochen, während Fluor aus dem Grundwasser im Lauf der Zeit im Knochen akkumuliert wird.

Sofern die Knochen aus derselben Fundstelle stammen, ist aus dem Verhältnis N/F eine relative Alterbestimmung gewährleistet. Die ( $\gamma, n$ )-Schwellenenergien von N und F betragen jeweils 10,5 MeV. Um Kohlenstoffinterferenzen zu vermeiden, darf die maximale Elektronenenergie 18,7 MeV nicht überschreiten. Andererseits stellte sich bei der Bestrahlung mit ca. 15 MeV eine starke Chlorinterferenz heraus ( $E_S = 12,6 \text{ MeV}$ ,  $T_{1/2} = 32 \text{ min}$  - aus dem NaCl des Blutes). Es kommt also nur eine Aktivierung mit 12 MeV in Frage. Der Verlauf des Wirkungsquerschnitts für die Reaktion  $^{19}\text{F} (\gamma, n) ^{18}\text{F}$  ( $T_{1/2} = 110 \text{ min}$ ) /25/ zeigt bei 12,5 MeV ein scharfes Maximum, Bild 35, welches man für die Aktivierung unbedingt ausnutzen sollte, um die Nachweisempfindlichkeit zu erhöhen. Die Elektronenenergie muß also sehr genau auf 12,6 - 12,8 MeV eingestellt werden. Als Standard diene Fluor-Apatit - ein Doppelsalz von Tricalciumphosphat und

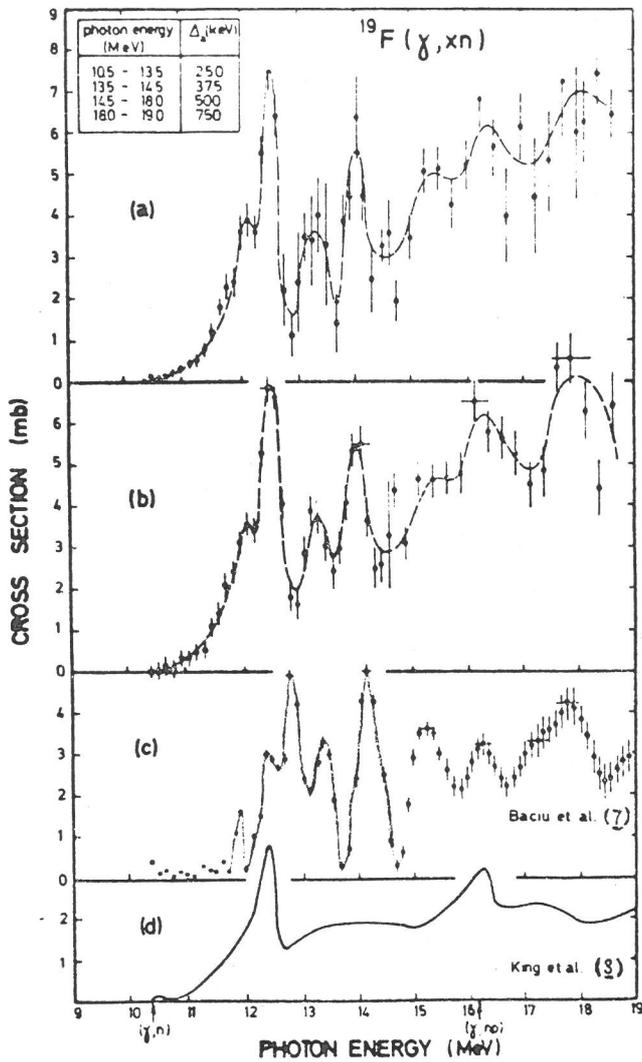
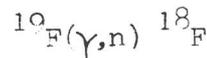


Bild 35:

Wirkungsquerschnitt der Reaktion



$$A_{\text{Apatit}}^{\circ} = \frac{6,1 \cdot 10^4}{9 \text{ min} \cdot 0,42 \text{ g} \cdot 0,039} = 413 \frac{\text{ipm}}{\text{mg}}$$

$$A_{^{18}\text{F}}^{\circ} = \frac{4,8 \cdot 10^3}{9 \text{ min}} = 533 \text{ ipm}$$

$$A_{^{13}\text{N}}^{\circ} = \frac{10^4}{9 \text{ min}} = 1,1 \cdot 10^3 \text{ ipm}$$

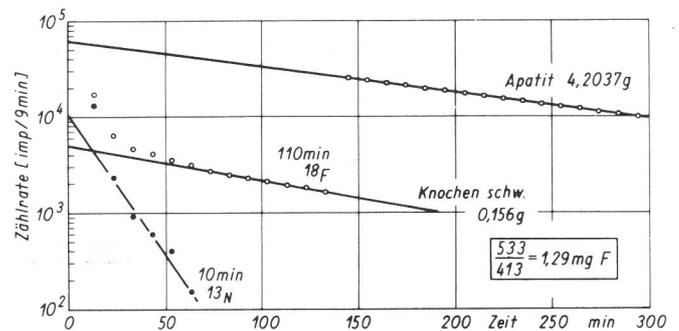
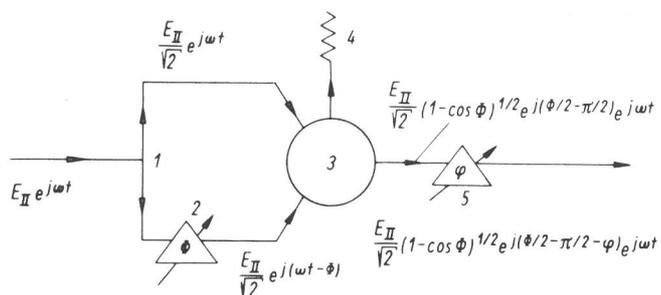


Bild 36: Abklingkurven von  $^{18}\text{F}$

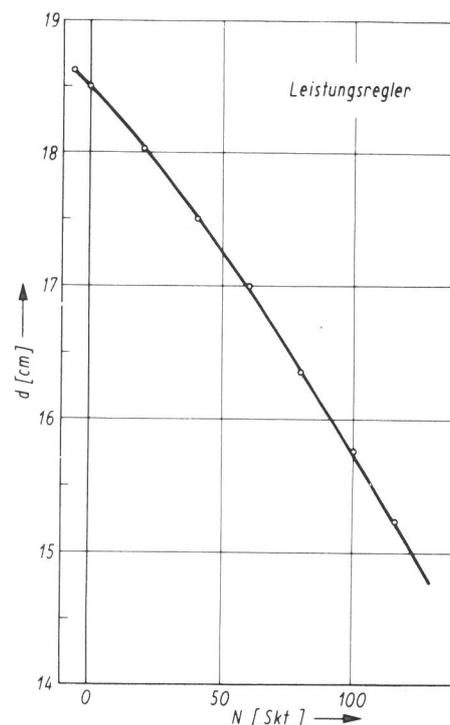
Calciumfluorid - mit 3,9 Gew. % Fluorgehalt. Bei den Bestrahlungsdaten 15 MeV, 320  $\mu\text{A}$ , und  $t_B = 2 \text{ h}$ , ergab sich eine Nachweisgrenze von 5  $\mu\text{g}$ , Bild 36. Dieser Wert deckt sich mit den Angaben von Lutz /23/ und Hislop /24/, die für 12 MeV eine untere Nachweisgrenze von 10  $\mu\text{g}$  angeben.

Die theoretische Nachweisempfindlichkeit bei Bestrahlung mit Reaktorneutronen beträgt 1  $\mu\text{g}$  Fluor. Dabei muß man jedoch berücksichtigen, daß die Aktivität des  $^{20}\text{F}$  durch das immer in Knochen vorhandene Na stark gestört wird. Der Einfangsquerschnitt von Na ist 50 mal so groß wie der von F. Die Halbwertszeit des  $^{24}\text{Na}$  beträgt 15,4 h, während die 11,2 sec des  $^{20}\text{F}$  den Einsatz einer schnellen Rohrpost erfordern. Stickstoff läßt sich auf Grund seines kleinen Aktivierungsquerschnittes für thermische Neutronen nur sinnvoll mit Photonen aktivieren, und zwar beträgt die erreichbare Nachweisgrenze 1  $\mu\text{g}$ . Als Standard für die Stickstoffbestimmung ist Bornitrid vorgesehen.

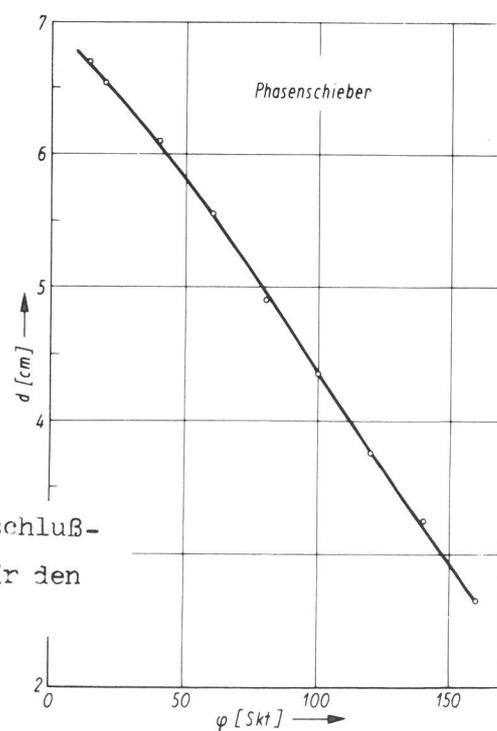
**Bild 37:**

Funktionsschema der Kombination Mikrowellenabschwächer - Phasenschieber

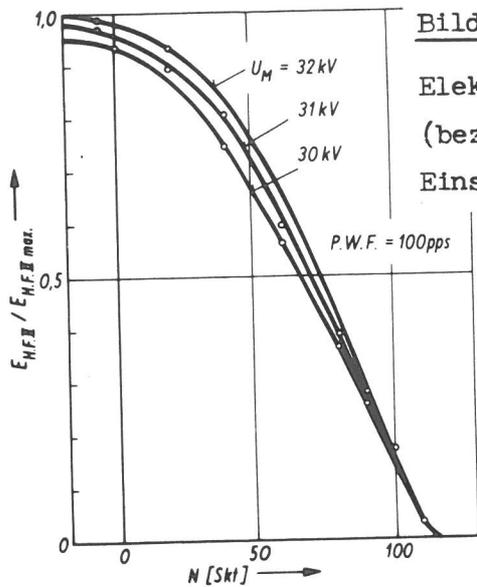
- 1) T-Stück zur Aufteilung der Hochfrequenzleistung
- 2) Phasenschieber zur Leistungsregelung
- 3) Kreisförmiges magisches T
- 4) Abschlußwiderstand
- 5) Phasenschieber

**Bild 38:**

Zusammenhang zwischen der Position des Kurzschlußschiebers und der Anzeige am Kontrollpult für den Phasenschieber 2 (Bild 37)

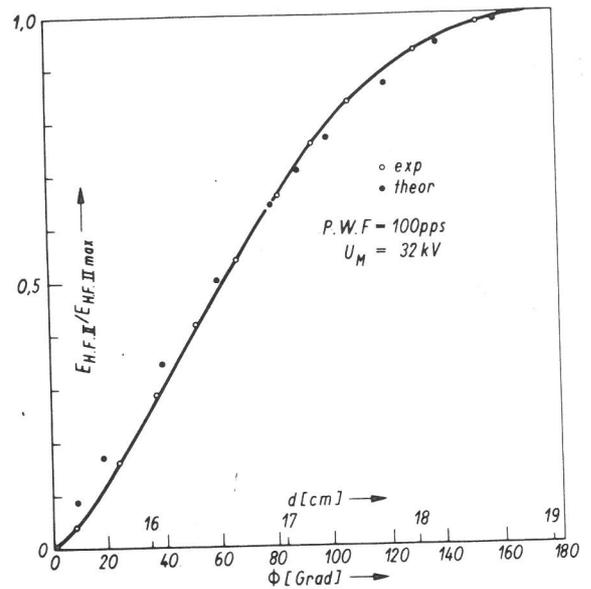
**Bild 39:**

Zusammenhang zwischen der Position des Kurzschlußschiebers und der Anzeige am Kontrollpult für den Phasenschieber 5.



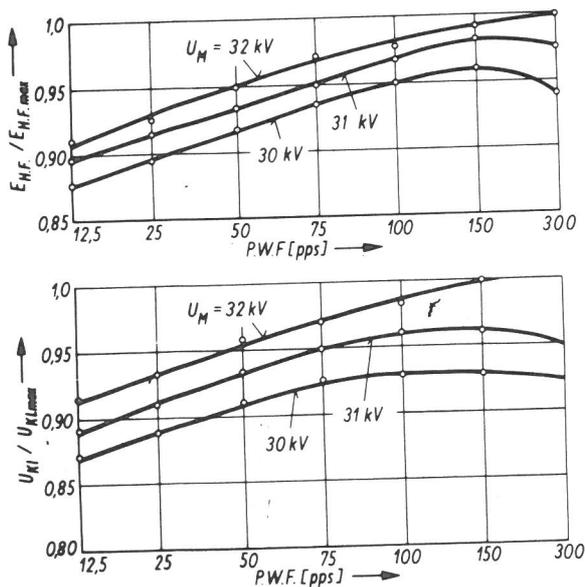
**Bild 40:**

Elektrische Feldstärke am Eingang der Sektion II (bezogen auf den Maximalwert) als Funktion der Einstellung des Leistungsregler-Phasenschiebers 2.



**Bild 41:**

Elektrische Feldstärke am Eingang von Sektion II (bezogen auf den Maximalwert) als Funktion der Phasenverschiebung am Leistungsregler-Phasenschieber 2.



**Bild 42:**

Modulatorkennlinien

- o b e n : Elektrische Feldstärke am Eingang von Sektion I oder II (bezogen auf den Maximalwert) als Funktion der Puls-  
wiederholungsfrequenz
- u n t e n : Klystron-Pulsspannung (bezogen auf den Maximalwert)  
als Funktion der Puls-  
wiederholungsfrequenz

## 5. L i t e r a t u r

- 1) Linear Accelerators  
edited by P.M. Lapostolle, A.L. Septier  
North-Holland Publishing Company - Amsterdam (1970)
- 2) Praktische Physik Bd. III  
F. Kohlrausch  
B.G. Teubner-Verlag, Stuttgart (1968)
- 3) Range-energy relations for electrons and the determination  
of beta-ray endpoint energies by absorption  
L. Katz, A.S. Penfold, Rev. Mod. Phys. 24, 28 (1952)
- 4) Phys. Med. Biol. 11, 505 (1966)
- 5) Elektronenreichweite und Tiefendosiskurve im Energiebereich  
30 - 62 MeV  
H.J. Schulz, D. Harder, U. Kneißl  
Tagungsbericht: Elektronenbeschleuniger - Arbeitsgruppen  
Gießen 1971, Herausgeber: H. Schneider, Strahlencentrum  
Gießen, Abteilung Angewandte Kernphysik  
S. 227
- 6) Principles of Particle Accelerators  
E. Persico, E. Ferrari, S.E. Segre  
W.A. Benjamin, Inc. New York, Amsterdam (1968)
- 7) Partikel - Beschleuniger  
G. Clausnitzer et al.  
Verlag Karl Thiemig KG, München 1967
- 8) Electron Linear - Accelerator for X-Ray and  
Electron Dosimetry  
Radiation Dynamics Limited, Specification  
R.D. 14. N. (1965)
- 9) Bremsstrahlung and Photoneutrons from Thick Tungsten  
and Tantalum Targets.  
M.J. Berger, S.M. Seltzer, Phys. Rev. C, 2, 621, (1970)

- 10) Cross Sections and Spectra for Negative Electron  
Bremsstrahlung  
N.E. Hansen, S.C. Fultz  
Report UCRL-6099 (1960)
- 11) Dose VS.-Angle and Depth Produced by 20 to 100 MeV  
Electrons Incident on Thick Targets  
J.M. Wyckoff, J.S. Pruitt, G. Svensson  
International Congress on Protection against  
Accelerator and Space Radiation,  
Geneva, Switzerland (1971)
- 12) Radiation Dosimetry  
Edited by F.H. Attix, W.C. Roesch  
Academic Press, New York, London (1968)
- 13) Atlas of Photoneutron (cross Sections Obtained with  
Monoenergetic Photons  
Compiled by B.L. Berman, Lawrence Livermore  
Laboratory (1973)  
Report UCRL - 74622
- 14) Photoneutron Production in Thick Bremsstrahlungs -  
Targets.  
J.F.B. Dealler, Health Physics 16, 238 (1969)
- 15) Das Neutronen-Flugzeitspektrometer des Z.B.K.M., Geel.  
Transmissionsexperimente  
K.H. Böckhoff  
Tagungsbericht: Elektronen-Beschleuniger-Arbeitsgruppen,  
Gießen (1971), Herausgeber: H. Schneider, Strahlenzentrum  
Gießen, Abteilung Angewandte Kernphysik.  
S 63
- 16) Study of the Giant Resonance of Fissile Nuclei  
R. Bergere, H. Beil, P. Carlos, A. Veyssièrè, A. Leprètrè  
Nuclear Structure Studies Using Electron Scattering and  
Photoreaction.  
Proceedings of the International Conference on Nuclear  
Structure Studies Using Electron Scattering and Photoreaction  
Sendai (1972) Editors K. Shoda, H. Ui  
Tohoku University, Sendai, Japan  
S. 273

- 17) Saskatchewan Linear Accelerator  
King, J.D.: Report No. 6
- 18) Planung der Fachgruppe 6.3, BAM Febr. 1968
- 19) Aktivierungsanalyse mit Photonen und geladenen Teilchen  
P. Reimers, BAM Ber. 017 (1972)
- 20) Forschungs- und Entwicklungsprogramm für die Aktivierungs-  
analyse in der Bundesrepublik Deutschland  
BMFT - FBK, April 1973
- 21) Kupfer Gmelin, 60 Teil A (1955) S. 402
- 22) Non destructive activation analysis with protons,  
deuterons and "gamma" - photons.  
P. Meyers  
Proceedings of the 2<sup>nd</sup> conference on practical aspects  
of activation analysis with charged particles  
Liege (Belgium), September 21-22, 1967      EUR 3896 d-f-e
- 23) Photons Activation Analysis - A Review, G.J. Lutz  
Analytical Chemistry 43, 93, (1971)
- 24) Photon Activation Analysis of biological and environmental samples.  
J.S. Hislop  
Proceedings of the international Conference on photonuclear  
reactions and applications, S. 1159  
March 26-30, 1973      Pacific Grove / California
- 25) Study of the  $^{19}\text{F}$  Photoneutron Cross Section  
R. Van de Vyver et al.  
Proceedings of the Sendai - Conference on Nuclear  
Structure Studies, Sept. 1972, S. 307

