

DEUTSCHES ELEKTRONEN - SYNCHROTRON **DESY**

Interner Bericht

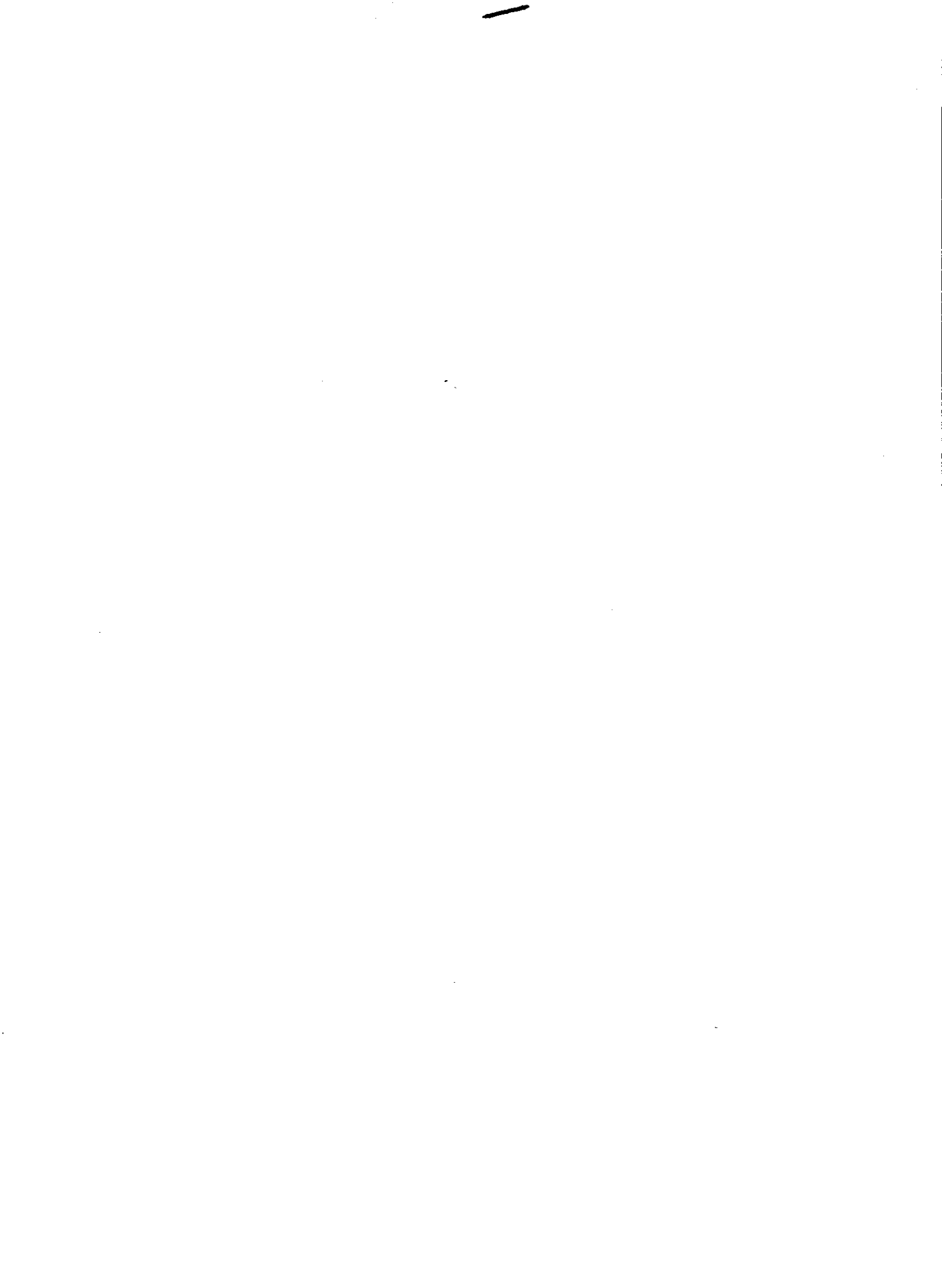
D 3-1

Juli 1966

Abschirmberechnungen zum 300-MeV-Linearbeschleuniger
für DESY

von

E. F r e y t a g



Abschirmberechnungen zum 300-MeV-Linearbeschleuniger für DESY

von

E. F r e y t a g

Inhalt:

1. Einleitung
2. Strahlungsquellen
3. Schwächung der einzelnen Komponenten
4. Abschirmberechnungen
5. Luftaktivierung
6. Zulässige Strahlenbelastung

1. Einleitung

Quellen radioaktiver Strahlung an einem Elektronenbeschleuniger sind vor allem die Stellen, an denen ein beträchtlicher Teil des Elektronenstrahls auf Materie trifft, also Blenden, Konverter usw. Bei den hier vorliegenden Strahlenergien entwickelt sich dabei eine elektromagnetische Kaskade, deren Verlauf sich durch Näherungsformeln für Abschirmzwecke gut genug beschreiben lässt. Die Gammaquanten der Kaskade sind in der Lage, durch Photoprozesse Neutronen zu erzeugen. Von diesen müssen für Abschirmungsberechnungen im wesentlichen zwei Anteile berücksichtigt werden: die im Gebiet der Riesenresonanz erzeugten Neutronen, die zahlenmässig den Hauptanteil ausmachen, und die Neutronen mit Energien über 100 MeV, die eine grosse freie Weglänge in Abschirmmaterialien haben. Die Mesonenproduktion ist bei den vorliegenden Energien zu vernachlässigen.

Neben der Abschirmung gegen diese drei Strahlungskomponenten spielen ferner die Aktivierungen von Luft und Wasser im Beschleuniger ebenso eine Rolle wie die der Komponenten des Beschleunigers selbst. Letztere kann für die Umgebung ebensowenig eine Gefährdung bedeuten wie die Aktivierung des Wassers, solange dieses in einem geschlossenen Kreislauf verbleibt. Aktivierte Luft wird dagegen ständig aus dem Beschleunigerraum entweichen oder gegen Frischluft ausgetauscht werden, so dass die Aktivität der Luft rechtzeitig in den Baumassnahmen berücksichtigt werden sollte.

2. Strahlungsquellen

Für die vorliegenden Abschirmberechnungen werden folgende Daten des Beschleunigers zugrunde gelegt, die einer maximalen Leistung des Elektronenstrahls entsprechen:

Elektronenenergie	465 MeV
Pulsstrom	400 mA
duty cycle	$1,5 \cdot 10^{-4}$
mittlerer Strom	$3,9 \cdot 10^{14}$ e/sec

Ferner wird angenommen, dass der gesamte Strahl auf einem Target optimaler Abmessungen vernichtet wird. Diese vom Standpunkt des Strahlenschutzes pessimistischste Annahme ist auch dann zu vertreten, wenn wie beim Konverter nur die halbe Strahlenergie oder bei Blenden nur ein Bruchteil des Strahles auftreffen. Energie und Strom des Strahls gehen nahezu linear in die Berechnungen ein; eine Unsicherheit um den Faktor 2 ist andererseits in den Rechnungen durch Änderungen in den Winkelverteilungen, den Wirkungsquerschnitten usw. ohnehin enthalten.

Für den Beschleunigerraum und den mit ihm verbundenen Messraum, in dem für Versuche auch Targets aufgestellt werden können, muss sich die Abschirmung also auf die Strahlungsmengen beziehen, die bei Verlust des vollen Strahls auftreten. Die Strahlung durch Verluste längs des Beschleunigers und der Strahlführung ist dagegen zu vernachlässigen.

2.1 Gammaquanten

Bei 460 MeV Elektronenenergie liegt das Maximum der Kaskade nach der Näherungsformel von Rossi (1)

$$t_{\max} = \ln(E_0 / \epsilon_0) + a$$

(t_{\max} in Strahlungslängen, ϵ_0 = kritische Energie/2,3,
a Materialkonstante)

für Kupfer bei etwa 2,5 Strahlungslängen, also bei etwa 3,5 cm Materialdicke. Im Kaskadenmaximum hat man nach

$$Q_{\gamma}/N_c = 0,18 \cdot (E_o/\epsilon_o) \cdot (\ln(E_o/\epsilon_o) - 0,18)^{-1/2}$$

etwa 4 γ -Quanten pro einfallendes Elektron (E_o Elektronenenergie, ϵ_o = kritische Energie/2,3). Bei diesen optimalen Erzeugungsverhältnissen ergibt sich eine Quellstärke von

$$Q_{\gamma} = 1,6 \cdot 10^{15} \text{ } \gamma/\text{sec}$$

2.2 Riesenresonanzneutronen

Die Zahl der Neutronen mit einigen MeV Energie, die vorwiegend im Gebiet der Riesenresonanz (E_{γ} 10 bis 30 MeV), aber auch von Gammastrahlung höherer Energie erzeugt werden, kann über die Spurlänge der Kaskadenphotonen (1) und die bekannten Wirkungsquerschnitte (2,3) abgeschätzt werden. Diese Abschätzungen ergeben, in Übereinstimmung mit Messungen (4), für ein Element mittleren Atomgewichts, beispielsweise Kupfer, 0,3 Neutronen pro Elektron und GeV; für die oben angegebenen Werte also

$$Q_{RR} = 5,7 \cdot 10^{13} \text{ } n_{RR}/\text{sec}$$

Die Erzeugungsrate in Aluminium ist um einen Faktor 2 geringer, in Blei um einen Faktor 1,5 höher. Diese Neutronen weisen eine isotrope Winkelverteilung auf.

2.3 Hochenergetische Neutronen ($E_n > 25$ MeV)

Eine Abschätzung der Erzeugungsraten dieser Neutronen ist nur in grober Näherung möglich, daher wird auf gemessene Erzeugungsrate (4) zurückgegriffen. Pro Elektron und GeV werden in Kupfer 0,02 Neutronen dieses Energiebereichs erzeugt (in Al 0,030, in Pb 0,014). Im vorliegenden Fall ist damit der Quellterm

hochenergetischer Neutronen

$$Q_N = 3,5 \cdot 10^{12} \text{ n/sec}$$

Für die Energieverteilung kann man analog zu Messungen an Photoprotonen (5) annehmen, dass bis zur Hälfte der maximalen Bremsstrahlungsenergie ein Abfall mit E^{-2} , darüber mit E^{-7} erfolgt. Das resultierende Neutronenspektrum zeigt Abb.2. Tabelle 1 gibt ferner die Anzahl der Neutronen in einzelnen Energieintervallen.

Tabelle 1

Intervall	Anteil (%)	n/sec bei $Q_N = 3,5 \cdot 10^{12}/\text{sec}$
25 bis 30 MeV	18	$6,3 \cdot 10^{11}$
30 50	35	12,3
50 75	14,3	5,0
75 125	18,0	6,3
125 175	6,2	2,2
175 230	3,7	1,3
230 460	1,9	0,66

Die Ausbreitung dieser Komponente erfolgt bevorzugt in Vorwärtsrichtung (4), jedoch ist der Fehler nicht allzu gross, wenn man auch hier Winkelisotropie annimmt. Jedenfalls stellt dies für die Berechnung der transversalen Abschirmung wieder einen pessimistischen Fall dar.

3. Schwächung der einzelnen Komponenten

Die Schwächung der Strahlung erfolgt durch Ausbreitung und Abschirmung. Im Folgenden wird die Schwächung um einen bestimmten Faktor durch diesen Schwächungsfaktor S_i charakterisiert.

Da man die Strahlungsquellen näherungsweise als Punktquelle be-

trachten kann, erfolgt die Schwächung durch Ausbreitung mit einem Schwächungsfaktor

$$S_1 = (4\pi r^2)^{-1}$$

Die Schwächung durch das Abschirmmaterial wird durch Schwächungsfaktoren

$$S_i = B(k,d) e^{-kd} \quad (i = 2,3,\dots)$$

beschrieben, wo d die Materialdicke, k der Schwächungskoeffizient, B der build-up-Faktor ist, der hier nur für die Gammakomponente eine Rolle spielt.

Für den Schwächungskoeffizienten k der Gammastrahlung wird der minimale Absorptionskoeffizient benutzt, der auch den Abfall der elektromagnetischen Kaskade beschreibt. Für den im Folgenden häufig betrachteten Beton (Schwerbeton mit $\rho = 3,7 \text{ g/cm}^3$) kann man den Schwächungskoeffizienten $k = 0,070 \text{ cm}^{-1}$ benutzen, der aus broad-beam-Messungen (4) gewonnen wurde und den build-up-Faktor mit enthält. Für Erde der Dichte $1,8 \text{ g/cm}^3$ ist $k = 0,033 \text{ cm}^{-1}$.

Für die Winkelverteilung der Gammastrahlung wird Isotropie angenommen. Diese für transversale Abschirmung äusserst pessimistische Annahme ist zwar übertrieben, jedoch wird sich zeigen, dass die Gammaquanten gegenüber den anderen Komponenten ohnehin viel schneller unter die Toleranzflussdichte (s. Abschnitt 6 und Abb.3) geschwächt werden.

Für die Schwächung der Riesenresonanz-Neutronen lässt sich die removal-Theorie benutzen: Als Schwächungskoeffizient setzt man das 0,7fache des makroskopischen Wirkungsquerschnitts bei 8 MeV Neutronenenergie an. Für Normal-Beton (N-Beton, Dichte $2,35 \text{ g/cm}^3$) ergibt sich so (2) der auch experimentell für Po-Bc-Neutronen ermittelte (8) Wert $0,065 \text{ cm}^{-1}$; für Schwerbeton ($\rho = 3,7 \text{ g/cm}^3$) der ebenfalls gemessene (7) Wert $0,070 \text{ cm}^{-1}$. Für Erde der Dichte $1,8$ erhält man aus den Daten in (2) $0,077 \text{ cm}^{-1}$.

Die Schwächungskoeffizienten für Neutronen höherer Energie wurden nach den in (9) gegebenen Daten für Erde, N-Beton und S-Beton berechnet. Einen Überblick gibt Abb.4. Die in dieser Abbildung eingezeichneten Werte für den Energiebereich über 100 MeV sind aus Messungen (10) entnommen. Diese Messungen zeigen auch, dass die Neutronenflüsse in niedrigeren Energiebereichen (z.B. 2-20 MeV Neutronenenergie), die mit hochenergetischen Neutronen im Gleichgewicht stehen, unter denen der hochenergetischen Neutronen liegen. Für Abschirmrechnungen, bei denen die Dosisleistungen hinter der Abschirmung ermittelt werden sollen, sind sie also wegen der zu niedrigeren Energien ansteigenden Toleranzflussdichte (Abb.3) zu vernachlässigen.

4. Abschirmberechnungen

4.1 Erdwall zwischen Beschleunigerraum und Klystrongebäude

Zwischen Beschleunigerraum und Klystrongebäude ist eine Zwischenschicht von 6m Erde angeordnet (Abb.1), die von zwei N-Beton-Mauern von je 40cm Dicke eingefasst wird. Die Schwächungsfaktoren für die Betonmauer sind mit S_2 bezeichnet, die für den Erdwall mit S_3 .

Der Abstand der Wand des Klystrongebäudes vom Linearbeschleuniger beträgt 8,80 m. Damit wird $S_1 = 1 \cdot 10^{-7}$.

Aus den Angaben in Abschnitt 3 folgt für Gammastrahlung $S_2 = 1,6 \cdot 10^{-1}$, $S_3 = 1,4 \cdot 10^{-9}$. Der Dosis-build-up-Faktor ist für $kd = 20$ kleiner als 10^3 . Damit wird die Gammaflussdichte an der Wand des Klystronraumes

$$\phi_{\gamma} = Q_{\gamma} B S_1 S_2^2 S_3 = 5,8 \text{ } \gamma/\text{cm}^2 \text{ sec}$$

Für die Riesenresonanz-Neutronen wird $S_2 = 7,5 \cdot 10^{-2}$, $S_3 = 5 \cdot 10^{-12}$. Die Neutronenflussdichte wird entsprechend

$$\phi_{RR} = Q_{RR} S_1 S_2^2 S_3 = 1,6 \cdot 10^{-7} n_{RR}/\text{cm}^2 \text{ sec}$$

und damit völlig zu vernachlässigen.

Für die hochenergetischen Neutronen ($E_n > 230$ MeV) ist $S_2 = 0,53$, $S_3 = 2,2 \cdot 10^{-4}$, wenn man den Schwächungskoeffizienten für Erde aus den N-Beton-Messungen dichte proportional umrechnet, wie es unter 100 MeV offenbar zulässig ist (Abb.4). Damit wird

$$\dot{\phi}_N = Q_N S_1 S_2^2 S_3 = 0,4 \text{ n/cm}^2 \text{ sec}$$

Man erkennt, dass der Erdwall zwischen den beiden Räumen völlig zur Abschirmung ausreicht (s. jedoch Abschn.4.5).

4.2 Erdwall auf dem Beschleunigerraum

Der Erdwall hat eine Dicke von 4,00 m. Der Abstand des Erdwall-Scheitels vom Linearbeschleuniger beträgt 6,30 m. Damit wird $S_1 = 2 \cdot 10^{-7}$.

Bezeichnungen und Schwächungsfaktoren für die Schwächung in Beton und Erde werden aus 4.1 übernommen.

Für Gammaquanten wird damit $S_2 = 0,16$, $S_3 = 1,8 \cdot 10^{-6}$. Daraus folgt für die Gammaflussdichte oberhalb des Beschleunigertunnels

$$\dot{\phi}_\gamma = Q_\gamma^B S_1 S_2 S_3 = 9,2 \cdot 10^3 \text{ } \gamma/\text{cm}^2 \text{ sec}$$

wobei B für $kd = 13$ etwa 10^2 ist.

Für die Riesenresonanz-Neutronen wird $S_2 = 7,5 \cdot 10^{-2}$, $S_3 = 3,4 \cdot 10^{-8}$. Damit ist die Flussdichte der Riesenresonanz-Neutronen

$$\dot{\phi}_{RR} = Q_{RR} S_1 S_2 S_3 = 2,9 \cdot 10^{-2} \text{ n}_{RR}/\text{cm}^2 \text{ sec}$$

Für die hochenergetischen Neutronen (Neutronenenergie über 230 MeV) wird $S_2 = 0,53$, $S_3 = 4 \cdot 10^{-3}$ und damit die Flussdichte

$$\dot{\phi}_N = Q_N S_1 S_2 S_3 = 28 \text{ n/cm}^2 \text{ sec} \hat{=} 9 \text{ mrem/h}$$

Die Abschirmung durch den Wall nach oben ist damit hinreichend, jedoch ist das Gebiet Kontrollbereich, wenn nicht weitere Abschirmmassnahmen getroffen werden.

4.3 Betonabschirmung des Messraums

Besteht für den Strahl keine Möglichkeit, auf die transversale Abschirmung zu treffen, so wird bei einem Abstand des Strahls von der Aussenmauer von 8,0 m $S_1 = 1,2 \cdot 10^{-7}$.

Setzt man eine Wandstärke von 360 cm Schwerbeton an, so wird für Gammastrahlung $S_2 = 1,25 \cdot 10^{-11}$, und selbst mit einem build-up-Faktor 10^3 ist der Gammafluss ausserhalb der Abschirmung vernachlässigbar.

Da die Riesenresonanz-Neutronen den gleichen Schwächungskoeffizienten wie die Gammaquanten haben, sind die Schwächungsfaktoren die gleichen, und auch der Neutronenfluss dieser Energiegruppe ist hier zu vernachlässigen.

Für die hochenergetischen Neutronen ($E_n > 230$ MeV) wird $S_2 = 3,3 \cdot 10^{-4}$. Damit ergibt sich

$$\phi_N = Q_N S_1 S_2 = 2,6 \text{ n/cm}^2 \text{ sec} \hat{=} 2,4 \text{ mrem/h}$$

Da dieser Wert über dem für die Grenze des Überwachungsbereiches (0,75 mrem/h) liegt, lohnt es sich, auch die anderen Energiegruppen zu betrachten:

E_n (MeV)	Q (sec^{-1})	S_1	S_2	ϕ ($\text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$)	DL mrem/h
230 - 460	$6,6 \cdot 10^{10}$	$1,2 \cdot 10^{-7}$	$3,3 \cdot 10^{-4}$	2,6	2,4
175 - 230	$1,3 \cdot 10^{11}$		1,2	1,9	0,95
125 - 175	2,2		$6,2 \cdot 10^{-5}$	1,6	0,80
75 - 125	6,3		1,5	1,1	0,45
50 - 75	5,0		$6,3 \cdot 10^{-7}$	0,04	0,01
					4,60

Mit einem nicht abgeschirmten Target im Messraum könnte also der Vorplatz des Beschleunigergebäudes Kontrollbereich werden, und zwar allein durch die Dosisleistung, die durch hochenergetische Neutronen verursacht wird.

4.4 Zugang zum Messraum

Für den Zugang zum Messraum neben der Strahlenfalle wurden Monte-Carlo-Rechnungen von Passow (12) zugrunde gelegt, die bei einem Querschnitt des Ganges von $1,2 \times 2,0 \text{ m}^2$ eine Mindestlänge von 9 m verlangen, wobei zwei Knicke von 90° vorgesehen sind. Für den Fall, dass Messungen dies als unzureichend erweisen sollten, wird vorgesehen, an der Aussenseite eine Betontür anzubringen.

4.5 Hohlleiterkanäle zwischen Beschleuniger- und Klystronraum

Kanäle in der Abschirmung, die nicht direkt aufs Target zielen, brauchen nur als Leiter für Riesenresonanz-Neutronen betrachtet zu werden. Zur Abschätzung für die Flächenquelle am Eingang des Kanals wird die Flussdichte der Neutronen an dieser Stelle benutzt.

Bei einem Abstand von 220 cm zwischen Linearbeschleuniger und Kanalöffnung ist $S_1 = 1,7 \cdot 10^{-6}$. Wird der Kanal bis auf den Hohlleiter selbst mit Sand oder Wasser gefüllt, so dient lediglich das Innere des Hohlleiters noch als Leiter für Neutronen. Sein Querschnitt beträgt $5 \times 10 \text{ cm}^2$. Setzt man als äquivalenten Querschnitt ein Rohr mit 8 cm Durchmesser an, so kann man nach der Simon-Clifford-Gleichung (11) den Schwächungsfaktor berechnen. Danach gilt für ein Rohr der Länge L mit dem Durchmesser d:

$$\phi / \phi_0 = (1/8)(d/L)^2$$

Damit wird für die Hohlleiter $S_2 = 1,7 \cdot 10^{-5}$. Der aus dem Hohlleiter in die Klystrongalerie austretende Neutronenfluss hat dann die Flussdichte

$$\phi_n = Q_{RR} S_1 S_2 = 1,7 \cdot 10^3 \text{ n/cm}^2 \text{ sec}$$

Bei einer Neutronenenergie von 1 MeV entspricht dies etwa 210 mrem/h, bei 100 keV nur 50 mrem/h. Falls an den Quellpunkten

keine weiteren Abschirmungen vorgenommen werden, muss das Gebiet der Klystrongalerie in einer Höhe über 2m als Kontrollbereich mit zeitlich begrenztem Zugang gelten.

5. Luftaktivierung

Für die Aktivierung der Luft im Beschleunigerraum kommen von den in Abschn.2 genannten Strahlungsquellen die Gammaquanten und die Riesenresonanzneutronen in Betracht. Für den Anlagerungsprozess bei Argon müssen weiter die thermischen Neutronen berücksichtigt werden, die durch Abbremsung in der Gebäudeabschirmung entstanden sind. Ihre Flussdichte kann man nach (14) abschätzen durch

$$\phi_{n_{th}} = 1,25 Q_n / F$$

wo Q_n die Quellstärke der schnellen Neutronen, F die Fläche der Gebäudewände ist.

Im Folgenden wird generell für ein nicht abgeschirmtes Target gerechnet. Um die Dicke der aktivierten Luftschicht abzuschätzen, wurde aus den Gebäudedimensionen für die vorwiegend vorwärts gerichteten Gammaquanten 12m, für die isotrop verteilten Riesenresonanz-Neutronen 6m angenommen.

Zur Berechnung der Erzeugungsrate N_{ij} der radioaktiven Nuklide (Tab.2) wurde zunächst aus dem jeweiligen Gewichtsanteil P_i die Anzahl der Atome/cm³ berechnet.

Für den (γ,n)-Prozess wurde aus (2) der bis 25 MeV integrierte Wirkungsquerschnitt σ_{ij} entnommen. Da das Maximum der Resonanz bei 23 bzw. 24 MeV liegt, wurden die Erzeugungsraten noch mit einem Faktor 2 multipliziert. Die Zahl der Gammaquanten pro MeV für die Resonanzenergie wurde einem Bremspektrum entnommen. Dabei wurde 1 Äquivalentquant pro Elektron zugrunde gelegt. Die Form des Gammaskpektrum ändert sich in der Kaskade für verschiedene Tie-

fen besonders in dem Energiebereich um 20 MeV nur unwesentlich, wie Monte-Carlo-Rechnungen (15) zeigen.

Für die $(n,2n)$ -Reaktion mit der Schwelle bei 10 MeV wurde aus (2) Abb.15 der Anteil der Riesenresonanz-Neutronen über 10 MeV abgeschätzt und als Quellterm Q_j benutzt.

Da für die $A^{40}(\gamma,np)$ -Reaktion der integrierte Wirkungsquerschnitt nicht bekannt ist, wurde die Erzeugungsrate folgendermassen abgeschätzt: Für sie und die $O^{16}(\gamma,n)$ -Reaktion, die beide eine Schwellenenergie von etwa 20 MeV haben, wurde zunächst der maximale Wirkungsquerschnitt benutzt sowie angenommen, dass alle Gammaquanten nach Abschn.2 die dazu gehörende Energie haben. Für O^{16} ergibt sich aus dieser Methode und der oben angewandten Berechnungsmethode ein Reduktionsfaktor, der auch auf die $A^{40}(\gamma,np)$ -Reaktion angewandt wird.

Die Erzeugungsrate für den $A^{40}(n,\gamma)$ -Prozess schliesslich folgt unmittelbar aus der oben abgeschätzten Flussdichte der thermischen Neutronen.

Nach langem Betrieb ohne Luftwechsel ist die Erzeugungsrate N_{ij} der Nuklide gleich ihrer Zerfallsrate. Die Konzentration in pCi/cm^3 erhält man durch Division von N_{ij} mit $3,7 \cdot 10^{-2} V$, wo V mit $1200 m^3$ das Luftvolumen von Beschleuniger- und Messraum ist.

Die maximal zulässigen Konzentrationen (MZK) der entstehenden Nuklide ist in Tab.2 mit aufgeführt. Nach § 34,1 der 1.SSVO darf aus Kontrollbereichen herausgelangende Luft, wenn die Möglichkeit des Entweichens besteht, höchstens $1/10$ der angegebenen Werte enthalten. Die demnach notwendige Verdünnung bei einem Luftwechsel ist für verschieden lange Zeiten nach dem Abschalten ebenfalls aufgeführt.

Die für einen Luftwechsel pro 10 Minuten auftretenden Konzentrationen erhält man durch Multiplikation der angegebenen Werte für $0'$ mit den aufgeführten Faktoren.

Luftaktivierung

Prozess	$^{16}O(\gamma,n)^{15}O$	$^{14}N(\gamma,n)^{13}N$	$^{14}N(n,2n)^{13}N$	$^{40}A(\gamma,np)^{38}Cl$	$^{40}A(n,\gamma)^{41}A$
P_i (Gew. Ant.)	0,2	0,8	0,8	0,013	0,013
P_i (Lp/A_i) (Atome/cm ³)	$1,2 \cdot 10^{19}$	$4,8 \cdot 10^{19}$	$4,8 \cdot 10^{19}$	$2,5 \cdot 10^{17}$	$2,5 \cdot 10^{17}$
σ_{ij} (cm ²) (MeVcm ²)	$60 \cdot 10^{-27}$	$60 \cdot 10^{-27}$	$6,0 \cdot 10^{-27}$	$20 \cdot 10^{-27}$	$0,53 \cdot 10^{-24}$
Q_j	$1,6 \cdot 10^{13}/\text{MeVsec}$	$1,6 \cdot 10^{13}/\text{MeVsec}$	$3,6 \cdot 10^{12}/\text{sec}$	$1,6 \cdot 10^{13}/\text{MeVsec}$	$4,7 \cdot 10^6/\text{cm}^2\text{sec}$
N_{ij} (sec ⁻¹)	$2,2 \cdot 10^{10}$	$1,2 \cdot 10^{11}$	$6,3 \cdot 10^8$	$4,7 \cdot 10^8$	$7,5 \cdot 10^8$
MZK/pCi/cm ³)	0,5	0,5	0,5	0,7	0,4

Tabelle 2

Konzentration nach langem Betrieb (pCi/cm³) ohne Luftwechsel (0') und anschließendes Abklingen (in Klammern: notwendiger Verdünnungsfaktor) :

0'	500 (10 ⁴)	2700 (5,4 · 10 ⁴)	14 (280)	11 (157)	17 (425)
20' später	0,5 (10)	680 (1,4 · 10 ⁴)	3,5 (70)	7,6 (110)	15 (375)
40' "	0	170 (3,4 · 10 ³)	0,9 (18)	5,3 (76)	13 (325)
60' "	0	43 (860)	0,23 (4,6)	3,7 (53)	12 (300)

Faktor nach Luftaustausch (6 h⁻¹)

	0,97	0,50	0,50	0,17	0,06
--	------	------	------	------	------

Durch geeignete Abschirmung der Strahlungsquellen kann u.U. die Erzeugungsrate, besonders der (γ,n)-Reaktionen, entsprechend herabgesetzt werden.

Um die Werte aus Tab.2 zu illustrieren, soll die Dosis berechnet werden, die ein Operateur allein durch die Luftaktivierung erhält, wenn er unmittelbar nach dem Abschalten bzw. 20 Minuten später den Beschleunigerraum betritt und sich dort lange aufhält. Die Beiträge der einzelnen Nuklide sind

Nuklid	Betreten nach 0'	20'
O^{15}	38 mrem	0 mrem
N^{13}	970	245
Cl^{38}	10	7
A^{41}	85	75
	<hr/>	<hr/>
	1103	327

In den ersten 20 Minuten nach Abschalten würde er also fast 800 mrem erhalten. Man erkennt daraus die Notwendigkeit, vor dem Betreten einen Luftaustausch vorzunehmen.

Beim Ableiten der Tunnelluft nach aussen muss eine entsprechende Verdünnung mit Frischluft vorgenommen werden. Falls dies nicht durch Zumischen möglich ist, kann die Ableitung durch einen Schornstein eine entsprechende Verdünnung bewirken.

5. Zulässige Strahlenbelastung

Bereiche, in denen ... die Möglichkeit besteht, dass Personen durch Bestrahlung von aussen ... bei einem Aufenthalt von 40 Stunden je Woche eine höhere Dosis als 1,5 rem pro Jahr erhalten, sind abzugrenzen und zu kennzeichnen (Kontrollbereiche).

(1.SSV0, § 22,1)

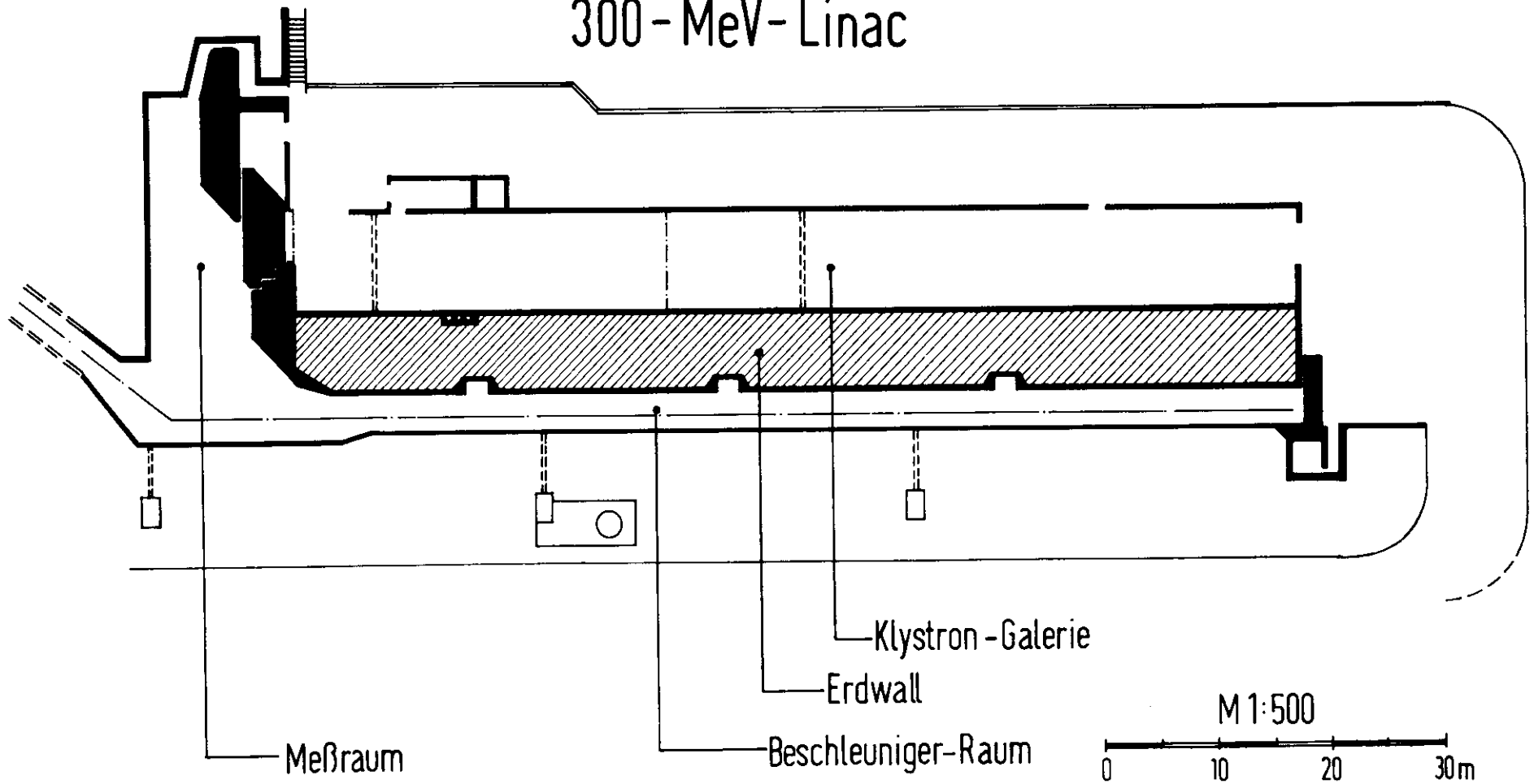
Bei gleichmässiger Verteilung entspricht diese Grenze einer Dosisleistung von etwa 0,75 mrem/h. Über Vorschriften beim Betreten eines Kontrollbereichs siehe die DESY-Strahlenschutzvorschriften.

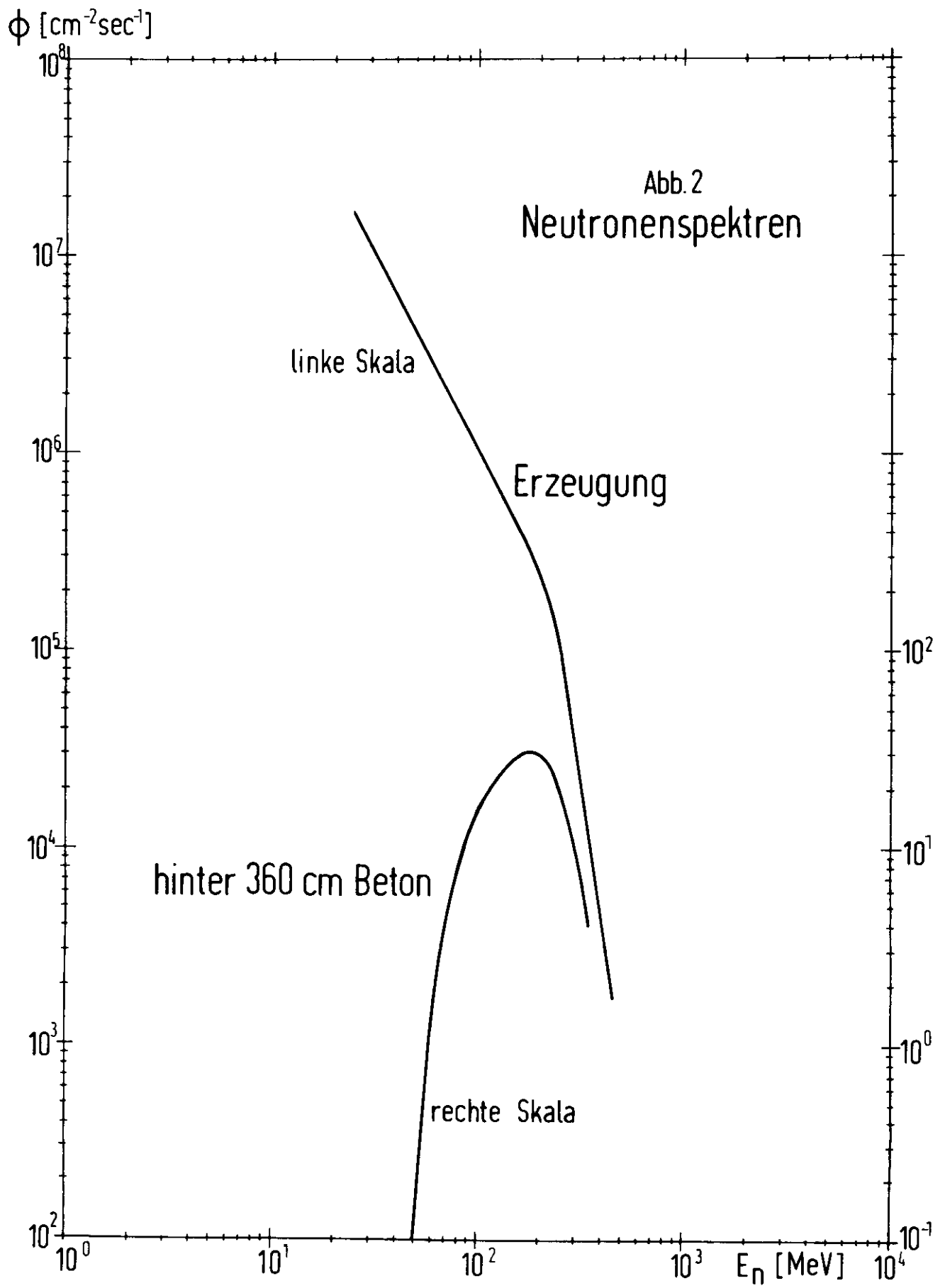
Während des Betriebs eines Beschleunigers sind Bereiche, in denen die Möglichkeit besteht, dass Personen bei einem Aufenthalt von 15 Minuten ein höheres Dosisäquivalent als 100 mrem erhalten, Sperrbereiche. (Aus dem Entwurf einer Beschleunigerverordnung)

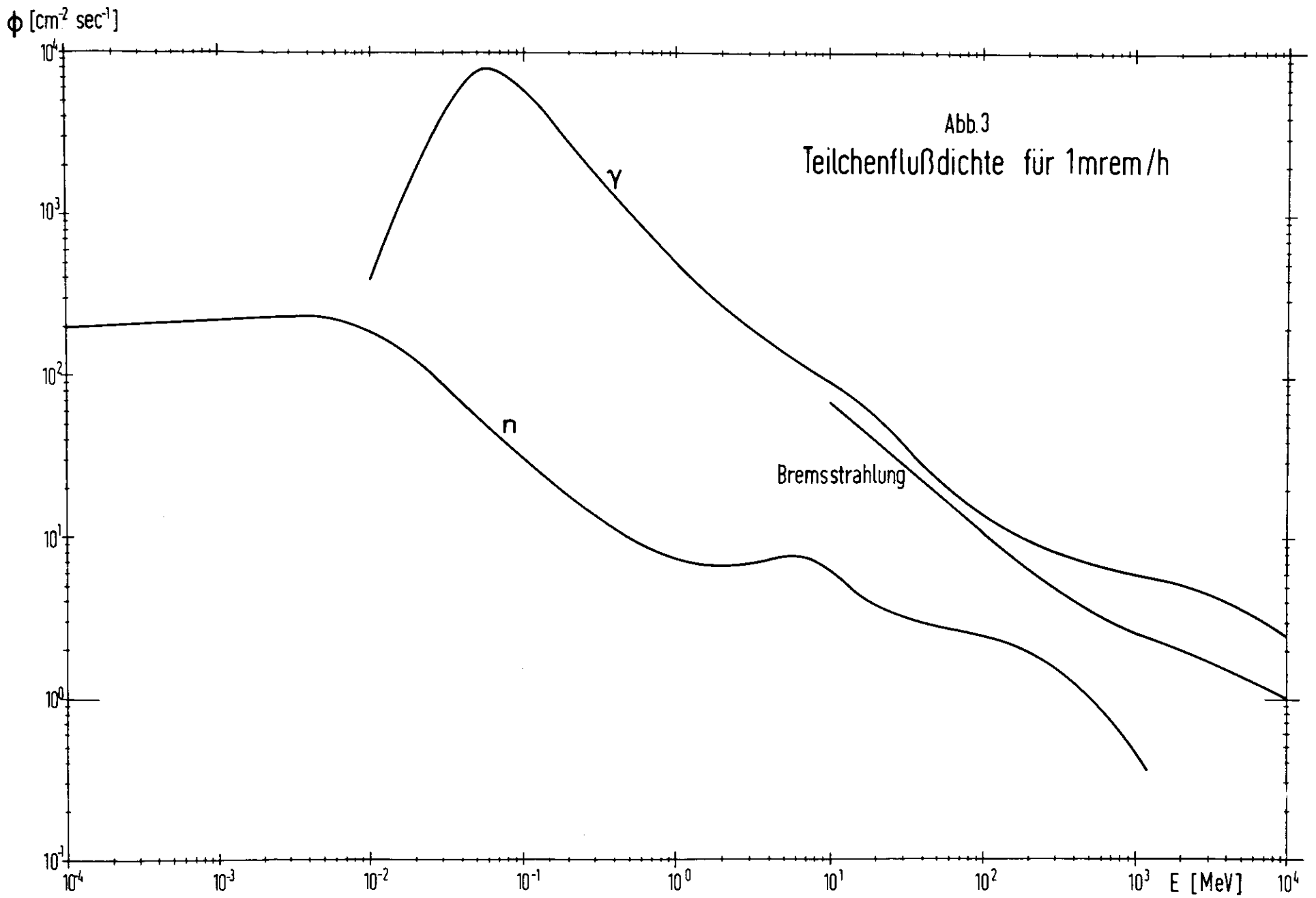
Das Betreten eines Sperrbereichs ist allen Personen verboten.

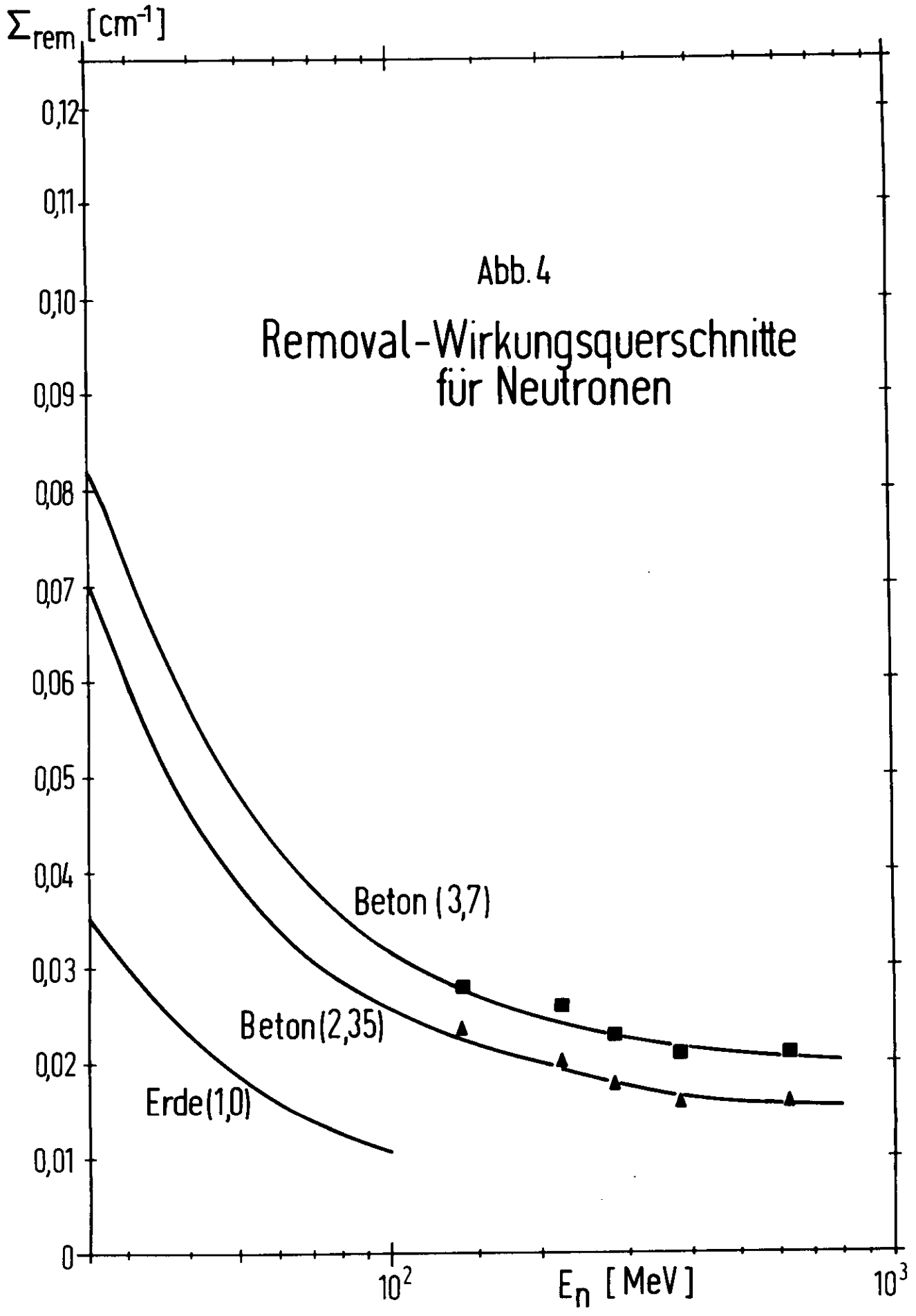
Die der Dosisleistung 1 mrem/h entsprechenden Teilchenflussdichten für Gammastrahlung und Neutronen sind in Abb.3 über der Teilchenenergie aufgetragen.

Abb.1
300 - MeV - Linac









Literatur:

- (1) B.Rossi, High-Energy Particles, Prentice-Hall 1952
- (2) National Bureau of Standards Handbook 97 (Shielding of high-energy electron accelerator installations) 1964
- (3) L.W.Jones, K.H.Terwilliger, Phys.Rev. 91, 699, 1953
- (4) G.Bathow, E.Freytag, K.Tesch, DESY 66/13
- (5) B.T.Field, R.D.Godbole, A.Odian, F.Scherb, P.C.Stein, A.Wattenberg, Phys.Rev.94, 1000, 1954
- (6) K.Tesch, DESY ST-1 (1965)
- (7) G.Bathow, E.Freytag, K.Tesch, Nucl.Instr.and Meth.33,261,1965
- (8) D.Nachtigall, Direct information 15/64
- (9) L.N.Zaitsev, P.A.Lavdanskii, V.V.Malkov, B.S.Sychev, Atomnaya Energiya 19, 303, 1965
- (10) B.S.Sychev, V.V.Malkov, M.M.Komochkov, L.N.Zaitsev, Atomnaya Energiya 20, 355, 1966
L.N.Zaitsev, M.M.Komochkov, B.S.Sychev, Atomnaya Energiya 12, 524, 1962
- (11) Th.Rockwell (Ed.) Reactor shielding design manual, McGraw-Hill Book Company 1956
- (12) C.Passow, mündliche Mitteilung
- (13) Recommendations of the International Commission on Radiological Protection, ICRP Publication 4, Pergamon Press 1964
- (14) H.J.Langmann, Nukleonik 3, 201, 1961
- (15) U.Völkel, private Mitteilung

Bildunterschriften:

- Abb.1 Gebäudeskizze zum 300 MeV-Linearbeschleuniger
- Abb.2 Neutronenspektrum, erzeugt durch 460-MeV-Bremsstrahlung
($4 \cdot 10^{14}$ e/sec)
obere Kurve (linke Skala): berechnete Erzeugungsrate
untere Kurve (rechte Skala): Spektrum nach 360 cm Beton
- Abb.3 Teilchenflussdichten, die 1 mrem/h entsprechen, für Neutronen (13), Bremsstrahlung und Gammaquanten (6)
- Abb.4 Removal-Wirkungsquerschnitte für hochenergetische Neutronen für S-Beton (Dichte $3,7 \text{ g/cm}^3$), N-Beton (Dichte $2,35 \text{ g/cm}^3$) und Erde (für die Dichte ist 1,0 angenommen; für andere Erddichten ist mit dem Dichteverhältnis umzurechnen)
20 - 100 MeV : berechnet nach (9)
über 100 MeV : Messwerte nach (10)