

WISSENSCHAFTLICH-TECHNISCHE BERICHTE

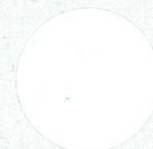
FZR-267

Juli 1999

ISSN 1437-322X

Bärbel Naumann, Waldemar Neubert, Dieter Pröhl

**Entwicklung von Strahlfängern für
maximale Elektronenenergie am
Beschleuniger ELBE**



FORSCHUNGSZENTRUM ROSSENDORF 

WISSENSCHAFTLICH-TECHNISCHE BERICHTE

FZR-267

Juli 1999

Bärbel Naumann, Waldemar Neubert, Dieter Pröhl

**Entwicklung von Strahlfängern für
maximale Elektronenenergie am
Beschleuniger ELBE**

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Auswahl der Materialien für die Strahlfänger	5
2.1	Kernphysikalische und thermische Parameter von Materialien . . .	5
2.2	Strahlfänger-Kern	8
2.3	Vakuum-Trennfolie	9
2.4	Äußere Strahlfänger-Komponenten	11
3	Gesamtkonzeption für die Strahlfänger an ELBE	13
3.1	Geometrie	13
3.2	Modellierung mit GEANT	14
3.3	Energieabsorption im Strahlfänger-Kern	16
3.4	Energieabsorption in den Konstruktionsmaterialien	19
3.5	Strahlungsbelastung im Schwerbeton	20
3.6	Rückstreuung in die Beschleunigerhalle	21
4	Neutronenproduktion	23
4.1	Abschätzung der Neutronenproduktion im Kern	24
4.2	Berechnung der Neutronenproduktion mit GEANT	25
4.3	Vergleich von Rechnungen mit GEANT und MCNP	27
4.4	Berechnung der Neutronenproduktion mit FLUKA	30
4.5	Neutroneninduzierte Sekundärprozesse	31
5	Aktivierung der Konstruktionsmaterialien	35
5.1	Aktivitäten aus der Photoneutron-Reaktion	38
5.2	Aktivitäten aus neutroneninduzierten Sekundärprozessen	42
5.3	Spezialfälle sekundärer Aktivierungen	46
6	Schlußfolgerungen	47
A	Wechselwirkungswahrscheinlichkeiten	54
A.1	Photoneutron-Reaktionen	54
A.2	Strahlungseinfang (radiative capture)	55
A.3	Erzeugung von ^{60}Co	58

1 Einleitung

Im Forschungszentrum Rossendorf (FZR) wird ein 40-MeV-Elektronenbeschleuniger mit supraleitender Beschleunigungsstruktur gebaut. Die Strahlungsquelle ELBE (**E**lektronenquelle mit hoher **B**rillanz und niedriger **E**mittanz) ist für einen kontinuierlichen Strahlstrom von maximal 1 mA und eine normierte transversale Emittanz von ca. 10π mm mrad projiziert. Die supraleitenden Beschleunigungsresonatoren sind identisch mit denen für die bei DESY im Bau befindliche TESLA Test Facility (TTF). Sie bestehen aus zwei je neunzelligen Strukturen, in denen ein Beschleunigungsgradient von 10 MV/m erreicht werden soll, so daß die Elektronen mit einer Energie von 40 MeV für das Betreiben eines Freien-Elektronen-Lasers (FEL) und Experimente mit Sekundärstrahlung (Bremsstrahlung, Röntgen-Strahlung und Neutronen) zur Verfügung stehen. Ein besonderer Vorzug der Strahlungsquelle ELBE ist die Möglichkeit der Erzeugung von intensiver FEL Strahlung in verschiedenen Undulatoren zum Überstreichen eines Wellenlängenbereichs im Infrarot von 5 bis $150\ \mu\text{m}$, welcher unter anderem für die Halbleiterforschung und Entwicklungen in der Biomedizin interessant ist. Vorgesehen sind mehrere Experimentierplätze. Abb.1 zeigt den Grundriß des Beschleunigergebäudes.

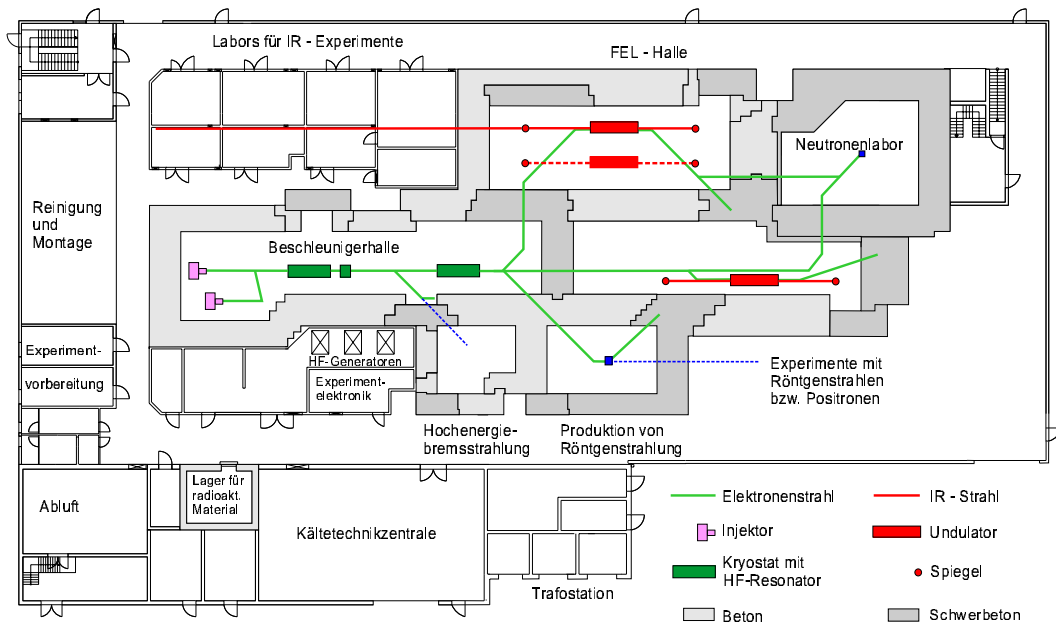


Abbildung 1: Schematischer Plan von ELBE

Das sichere Betreiben der Beschleunigeranlage erfordert die Entwicklung geeigneter Strahlfänger, die im Bereich der Schwerbetonwände angeordnet werden sollen. Der Elektronenstrahl muß so aufgefangen werden, daß die thermische Strahlenergie sicher und effizient absorbiert und ein geringer Strahlungsuntergrund an den Experimentierplätzen gewährleistet wird. Die Energie des Elektronenstrahls wird einem Kühlwasserkreislauf zugeführt. Die Strahlfänger sollen auf lange Sicht

wartungsfrei sein, da die im Strahlfänger und in den ihn umgebenden Materialien entstehende Radioaktivitäten Arbeiten erschweren. Der Strahlungsverlust der Strahlfänger soll 1% der Strahlleistung nicht überschreiten.

In dem vorliegenden Projekt für die Strahlungsquelle ELBE werden Ergebnisse der Berechnungen für Strahlfänger zur Aufnahme von einer **maximalen Strahlleistung** von 50 kW vorgestellt, was einer Elektronenenergie von 50 MeV und einem Strahlstrom von 1 mA entspricht.

In **Abschnitt 2** werden verschiedene Kriterien zur Auswahl der Konstruktionsmaterialien für die Strahlfänger diskutiert. Darauf aufbauend wird eine mögliche Strahlfänger-Konzeption in **Abschnitt 3** vorgestellt. Die Elektron-Photon-Schauerentwicklung in den Strahlfänger-Materialien und der zu erwartende Anteil absorbiertes Energie des Elektronenstrahls in den Konstruktionsmaterialien werden mit der Monte-Carlo Methode berechnet. Die Ergebnisse zur Bestimmung des Energieverlustes des Elektronenstrahls basieren im wesentlichen auf der Nutzung des Programmpakets GEANT (**G**eneration of **E**vents **and** **T**racks) vom CERN [Gea94]. In **Abschnitt 4** werden Ergebnisse der Berechnung der Neutronenproduktionsraten vorgestellt, welche durch die Photoneutron-Reaktion in den Strahlfänger-Materialien gebildet werden. Im Programmpaket GEANT ist die Photoneutron-Reaktion nicht implementiert. Die Neutronenerzeugung kann nur näherungsweise, ausgehend von den Energiespektren der Photonen und dem Wirkungsquerschnitt der Photoneutron-Reaktion, abgeschätzt werden. Es wurden Rechnungen zur Bestimmung der Neutronenproduktionsraten in einem Zweistufen-Verfahren mit dem Teilchentransport-Programm MCNP [Bri93] durchgeführt. Ergebnisse von Rechnungen mit GEANT und MCNP werden im Abschnitt 4.3 verglichen. Seit Herbst 1998 steht das Programmpaket FLUKA [Flu98] im FZ Rossendorf zur Verfügung, in welchem die Photoneutron-Reaktion implementiert ist. Ergebnisse der Berechnung von Neutronenerzeugungsraten für verschiedene alternative Materialien des Strahlfänger-Kerns mit FLUKA werden im Abschnitt 4.4 vorgestellt. Weiterhin werden Ergebnisse der Berechnung von Raten instabiler Kerne aus neutroneninduzierten Sekundärreaktionen in den Konstruktionsmaterialien der Strahlfänger im Abschnitt 4.5 beschrieben. Die Berechnungen basieren auf Querschnittsdaten, die im **Anhang A.1** und **A.2** zusammengestellt und kommentiert sind.

In **Abschnitt 5** werden Ergebnisse umfangreicher Berechnungen zur zeitlichen Abhängigkeit der Aktivitäten in den möglichen Konstruktionsmaterialien für Strahlfänger am Beschleuniger ELBE vorgestellt. Die Aufaktivierung und das Abklingen der Radioaktivität durch die betrachteten Kernreaktionen wurden für mehrere Zeitperioden bestimmt.

Die Schlußfolgerungen aus dieser Arbeit werden im **Abschnitt 6** dargelegt.

2 Auswahl der Materialien für die Strahlfänger

Strahlfänger am Beschleuniger ELBE müssen große lokale Leistungsdichten aufnehmen, die durch den hohen Strahlstrom bei relativ geringer Energie bedingt sind. Einleitend werden einige existierende Lösungen für Strahlfänger an Elektronen-Linearbeschleunigern vorgestellt. In Tabelle 1 sind die Anlagen aufgeführt, welche bezüglich der aufzunehmenden Leistung mit dem Projekt ELBE vergleichbar sind.

Ort	Anlage	max. Leistung kW	Kern	Hülle	Quelle
Stanford	SLAC	500	H ₂ O/Al-Kugeln/Cu	Edelstahl	[Wal69]
Mainz	MAMI	84	H ₂ O/Al-Kugeln/Cu	Al	[Dim88]
Hamburg	DESY TTF	52	C/Al/Cu	-	[Bai95]
Gent		20	C	Edelstahl	[Mon93]
Geel	GELINA	12	C	Edelstahl	[Sal81]

Tabelle 1: Existierende Strahlfänger

Die in Stanford und Mainz realisierte Strahlfängerkonstruktion mit wassergekühlten Aluminium-Kugeln hat den Vorteil der effektiven Wärmeabfuhr durch das große Oberflächen-Volumen-Verhältnis. Der Nachteil dieser Lösung ist, daß die Energiedeposition im Wasser zur chemischen Zersetzung (Radiolyse) führt. Durch Bremsstrahlung können im Wasser gelöste Stoffe aktiviert werden. Neben dem kurzlebigen Nuklid ^{15}O ($T_{1/2} = 2.03 \text{ min}$) wurden auch die langlebigen Nuklide ^7Be ($T_{1/2} = 53.29 \text{ d}$) und Tritium ^3H ($T_{1/2} = 12.323 \text{ a}$) nachgewiesen [Dim88]. Ein Strahlfänger dieser Konstruktion erfordert eine ständige Reinigung sowie die dosimetrische Überwachung des eingesetzten Wassers.

Eine alternative Variante von Strahlfängern besteht aus kompakten Materialien mit niedrigen Kernladungszahlen, wie Graphit, Aluminium bzw. Kupfer. Im weiteren werden verschiedene Materialien hinsichtlich ihrer kernphysikalischen und thermischen Parameter verglichen.

2.1 Kernphysikalische und thermische Parameter von Materialien

Im Energiebereich bis 50 MeV verlieren Elektronen beim Durchdringen von Materie ihre kinetische Energie durch zwei wesentliche Prozesse. Durch Wechselwirkungen mit dem Coulombfeld der Kerne des Bremsmediums wird ein Teil der kinetischen Energie in Form von Photonen abgestrahlt (Bremsstrahlung). Der Bremsstrahlungsverlust ist proportional zur Energie der einfallenden Elektronen und Z^2 des Mediums. Das sich ähnelnde Schauerverhalten in verschiedenen Materialien kann materialunabhängig mit der Strahlungslänge X_0 beschrieben werden, wobei X_0 die Strecke beschreibt, auf welcher die Energie eines Elektrons infolge von Strahlungsprozessen um den Faktor e^{-1} abnimmt. Der weitere Energieverlust

der Elektronen erfolgt durch Ionisation des Mediums, beschrieben durch eine modifizierte Bethe-Bloch-Beziehung, und ist proportional zu Z/A des Mediums. Die Einschußenergie, bei welcher beide Energieverlustmechanismen gleich sind, heißt kritische Energie E_c . Der Energieverlust der Elektronen durch Ionisationsverluste äußert sich auch in der Erwärmung des Materials. Um diese thermische Energie abzuführen, ist eine große Wärmeleitfähigkeit bei hohem Schmelzpunkt gefordert. In Tabelle 2 sind Parameter für Materialien mit Kernladungszahlen im Bereich $6 \leq Z \leq 73$ zusammengestellt.

Parameter	Material								
	C*	Al	Ti	V	Fe	Ni	Cu	Nb	Ta
Z	6	13	22	23	26	28	29	41	73
A	12.01	26.98	47.90	50.9	55.85	58.71	63.54	92.91	180.95
ρ	1.80	2.70	4.54	6.11	7.87	8.97	8.96	8.57	16.6
X_0	42.7	24.0	16.2	15.8	13.8	12.7	12.9	9.9	6.8
λ	100.	237.	21.9	30.7	80.4	90.9	401.	53.7	57.5
C	750	900	523	486	444	444	385	286	140
$\alpha \cdot 10^{-6}$	$\simeq 4$	23.5	8.9	8.3	12.1	13.3	17.0	7.2	6.5
T_m	3350	660	1660	1890	1535	1453	1083	2468	2996

Tabelle 2: Thermische und kernphysikalische Materialparameter, C* bezeichnet Reinstgraphit [Esp59],[Gme67],[FaBez]

Z	-	Kernladungszahl	
A	-	Atomgewicht	
ρ	[g/cm ³]	Dichte des Materials	
X_0	[g/cm ²]	Strahlungslänge	[Tsa79]
λ	[W/m·K]	Wärmeleitfähigkeit im Bereich 0°...100°C	[Goo96]
α	[K ⁻¹]	Ausdehnungskoeffizient	[Goo96]
C	[J/kg·K]	Wärmekapazität bei 25°C	[Goo96]
T_m	[°C]	Schmelztemperatur	[Goo96]

Zur Bewertung möglicher Verunreinigungen des auf UHV evakuierten Strahlrohres, ist die Kenntnis der Sublimationstemperatur bei gegebenem Druck notwendig. In Abbildung 2 ist diese Abhängigkeit für verschiedene Materialien dargestellt.

Neben den thermischen Materialeigenschaften sind kernphysikalische Aspekte zu berücksichtigen. Die durch sekundäre Wechselwirkung entstehenden Neutronen und Radionuklide dürfen bestimmte Grenzwerte nicht überschreiten und sollen möglichst schnell abklingen. Es wird vorausgesetzt, daß die Strahlungslänge ein Maß für die absorbierte Strahlenergie ist. Mit dem Transportprogramm FLUKA wurde die Abhängigkeit der Neutronenausbeute und der deponierten Energie von der Kernladungszahl Z bei Elektronenenergien von 50 MeV untersucht. Dabei wurde jeweils von einer speziellen Geometrie ausgegangen. Für verschiedene Materialien wurden zylindrische Körper mit Radien $r = 3.0 \cdot X_0$ und

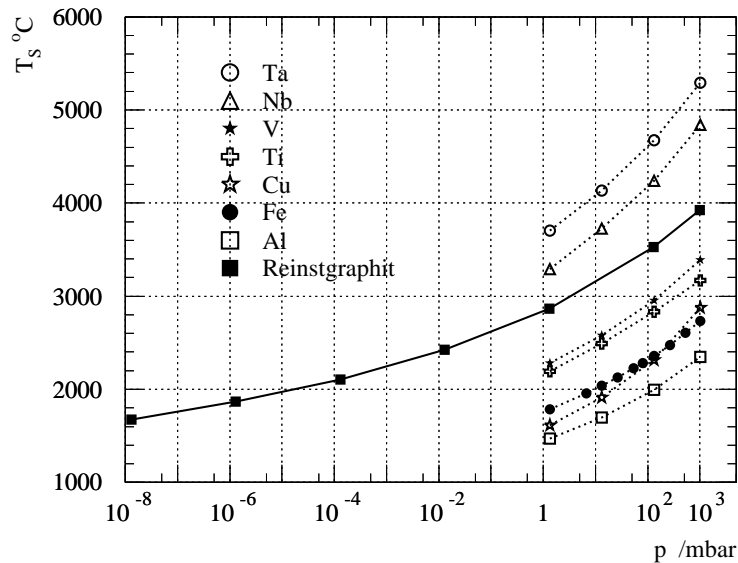


Abbildung 2: Sublimationstemperatur T_S in Abhängigkeit vom Druck p [Kik76],[Dub90]

zwei verschiedenen Zylinderlängen ($l_1 = 0.3 \cdot X_0$ und $l_2 = 3.0 \cdot X_0$) gewählt, wobei die Zylinderachse gleich der Strahlachse ist. Der berechnete Energieverlust im Material und die Neutronenausbeute pro Elektron sind in Abbildung 3 dargestellt.

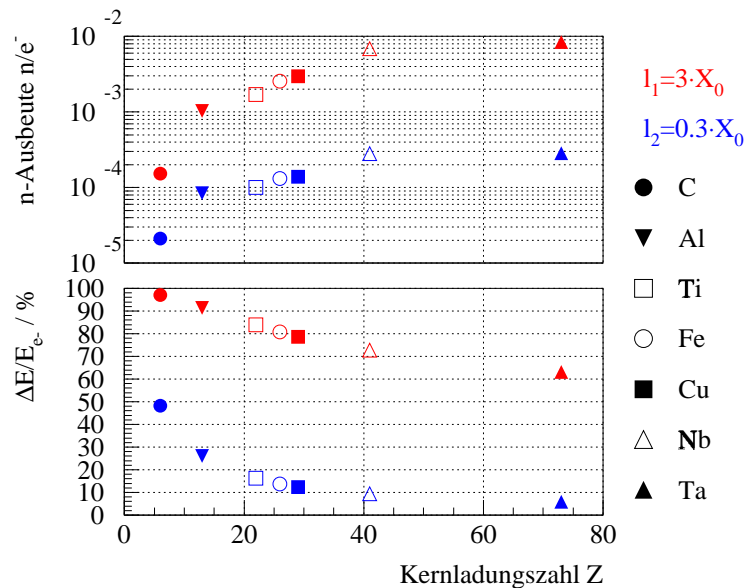


Abbildung 3: Neutronenausbeute und relativer Energieverlust bei 50 MeV in Abhängigkeit von der Kernladungszahl

Eine nahezu vollständige Energieaufnahme erfolgt nur bei leichten Materialien wie Kohlenstoff und Aluminium. Soll die Neutronenausbeute und damit die induzierte Radioaktivität (s. Abschnitt 5) möglichst klein sein, dann ist Kohlenstoff in Form von Reinstgraphit ein geeignetes Material für einen Strahlfänger bei Energien von 50 MeV. Absorber mit großem Z , wie z.B. Tantal, nehmen bei der betrachteten Geometrie nicht genügend Energie auf. Weiterhin ist die Wärme-

leitfähigkeit von Tantal bezogen auf Kupfer geringer, was zu einer beträchtlichen lokalen Erwärmung führt. Die kleine Wärmeleitfähigkeit von Reinstgraphit bedingt eine starke Erhitzung. Die umgesetzte Strahlenergie wird im wesentlichen durch Wärmestrahlung abgegeben. Die Verwendung von Graphit als Werkstoff erfordert daher eine besondere Beachtung seiner Eigenschaften und konstruktive Lösungen, die im folgenden diskutiert werden.

2.2 Strahlfänger-Kern

Ein Strahlfänger am Beschleuniger ELBE für eine Leistung bis zu 50 kW kann durch einen kompakten Kern aus Reinstgraphit in Zylindergeometrie realisiert werden. Der Radius des Zylinderkerns wird in Abhängigkeit vom radialen Schauerverhalten der Elektronen und Photonen bestimmt. Zur Optimierung der Aufnahme der Strahlenergie ist ein kleines Oberflächen-Volumen-Verhältnis anzustreben. Die Fläche, auf welche der Elektronenstrahl auftrifft, wird durch eine kegelförmige Aussparung im Zylinderkern vergrößert (s. Abbildung 4). Es wird davon ausgegangen, daß der Elektronenstrahl durch Wechselwirkungsprozesse im Target bereits aufgefächert ist und die Kegelfläche streifend betrachtet wird. Dabei tritt eine geringere spezifische Leistungsdichte im Strahlfänger-Kern sowie eine kleinere Rückstreuung primärer Elektronen in das Strahlführungssystem auf.

Es muß gewährleistet werden, daß bei der Aufheizung des Absorbermaterials die Temperatur des Graphits genügend weit unterhalb der Sublimationstemperatur beim jeweiligen Arbeitsdruck liegt (s. Abbildung 2). Für eine Abschätzung der zu erwartenden Oberflächentemperatur wird eine gleichförmige Temperaturverteilung auf der Oberfläche angenommen.

Die in Abschnitt 3.3 diskutierte Energiedeposition im Graphitzylinder, welche einer Wärmeleistung von ca. 46 kW entspricht, wurde in eine Leistungsdichteverteilung umgerechnet. Die maximale Leistungsdichte an der Spitze des Kegels beträgt ca. 223 W/cm³. Die thermische Energie wird über *Strahlung* an das den Graphitblock umgebende Vakuumgefäß abgegeben. Für eine Abschätzung der zu erwartenden Oberflächentemperatur wird eine gleichförmige Temperaturverteilung auf der Oberfläche angenommen. Die zwischen Graphit und Umgebung ausgetauschte Leistung beträgt nach [Dub90] für eine zylindrische Anordnung

$$P_{12} = \kappa \cdot A_1 \cdot \varepsilon^* \cdot (T_1^4 - T_2^4) \quad \text{mit} \quad \varepsilon^* = \frac{1}{\left(\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{A_1}{A_2} \cdot \left(\frac{1}{\varepsilon_2} - 1\right)\right)} \quad (2.1)$$

wobei $\kappa = 5.67 \cdot 10^{-12} \text{ W/cm}^2\text{K}^4$, A_1 die Oberfläche des Graphitzylinders, A_2 die innere Oberfläche des Vakuumgefäßes, T_1 die Oberflächentemperatur des Graphitzylinders, $T_2 = 350 \text{ K}$ die Temperatur des Vakuumgefäßes, $\varepsilon_1 = 0.89$ der Absorptionskoeffizient des Graphit und $\varepsilon_2 = 0.29$ der Absorptionskoeffizient der Oberfläche des Vakuumgefäßes sind. Damit ergibt sich für eine Leistung von 50 kW eine mittlere Temperatur auf der Graphitoberfläche zu

$T_1 = 1363 \text{ K} = 1090 \text{ }^\circ\text{C}$, welche nach Abbildung 2 akzeptiert werden kann. Geeignete Maßnahmen zur Verbesserung des Absorptionsverhaltens des Vakuumgefäßes, wie z.B. Karbonisieren, führen zu einer kleineren Temperatur und müssen noch untersucht werden. Eine Vergrößerung der Innenfläche des Vakuumgefäßes wirkt in die gleiche Richtung, ist aber aus Platzgründen nicht sinnvoll.

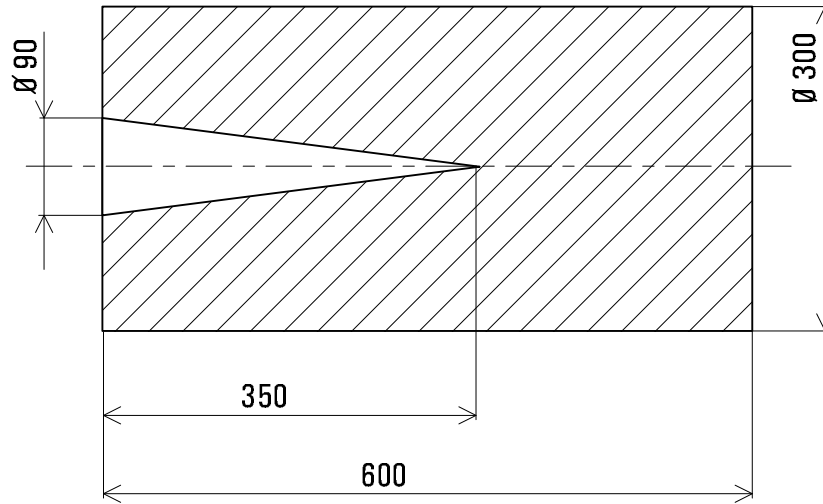


Abbildung 4: Geometrie des Strahlfänger-Kerns aus Graphit (Maße in mm)

Besondere Beachtung muß auch der Porosität des Graphits geschenkt werden. Beim Herstellungsprozeß wird der Graphit bei Temperaturen von über 3000°C im Vakuum gebrannt und dabei nahezu vollständig entgast. Der Anteil von Verunreinigungen nach diesem Prozess liegt bei $< 100 \text{ ppm}$. Es muß verhindert werden, daß der Graphitzylinder nach der Herstellung wieder Gas aufnehmen kann. Zweckmäßig ist deshalb, daß der Graphitzylinder beim Hersteller mechanisch bearbeitet, entstaubt, entgast und anschließend sofort in das Vakuumgefäß eingebaut und entweder unter Hochvakuum oder Argon verschlossen gelagert wird. Ein Graphit-Strahlfänger erfordert allerdings eine Trennfolie zur Vermeidung der Verschmutzung der Kavitäten durch Kohlenstoff-Partikel.

2.3 Vakuum-Trennfolie

Es wurden Simulationsrechnungen für verschiedene Folienmaterialien und Dicken durchgeführt. Geeignet scheinen Metallfolien, bei welchen wenig Energie deponiert wird. Vorschläge dazu wurden auch für die TESLA Test Facility [Bai95] gemacht, jedoch unter dem Gesichtspunkt eines Austrittsfensters gegenüber Normaldruck. Es wurden Aluminium und Titan in Betracht gezogen. Beryllium, standardmäßig in Synchrotronstrahlrohren als Fenster verwendet, wurde wegen seiner hohen Toxizität und Neigung zur Versprödung durch Oxidation bei Sauerstoffeinwirkung nicht betrachtet.

Bezogen auf einen Elektronenstrahl von $E_0=50 \text{ MeV}$ und 1 mA , wurden mit dem Programm GEANT die Energieabsorption $\Delta E/E_0$ im Material, der Energieanteil der emittierten Elektronen E_{e^-}/E_0 und der emittierten Bremsstrahlungs-Photonen E_γ/E_0 sowie die Verlust-Leistung in der Folie ΔP simuliert. In

Tabelle 3 sind die Ergebnisse für Aluminium und Titan zusammengestellt. Für kleine Materialdicken ist die Verlust-Leistung in guter Näherung proportional zur Dicke. In der letzten Spalte sind die Parameter für einen linearen Fit der Verlust-Leistung in Abhängigkeit von der Foliendicke angegeben. An zwei Beispielen in Tabelle 3 wurde gezeigt, daß der größte Anteil der Elektronen in einem Winkelbereich von $\theta \leq 1^\circ$ nach der Folie weiter transportiert wird. Der Anteil an Strahlungsuntergrund durch gestreute Elektronen bei Verwendung einer Vakuum-Trennfolie scheint deshalb unbedenklich.

Folie	d	$\Delta E/E_0$	E_{e^-}/E_0	E_γ/E_0	$E(\theta \leq 1^\circ)/E_0$	ΔP	Fit-Parameter
	μm	%	%	%	%	W	
Al	40	0.0396	99.9007	0.0403		19.80	$\Delta P = 0.482 \cdot d + 0.466$
	50	0.0490	99.9200	0.0503	97.0	24.50	
	60	0.0589	99.8806	0.0606		29.45	
	100	0.0974	99.8021	0.1005		48.70	
Ti	5	0.0088	99.9776	0.0136	98.8	4.40	$\Delta P = 0.759 \cdot d + 0.245$
	50	0.0750	98.5562	0.1321		37.50	
	100	0.1529	98.4250	0.2636		76.45	

Tabelle 3: Verlust-Leistung in verschiedenen Vakuum-Trennfolien für $E_e = 50$ MeV

Die angegebenen Werte ΔP in Tabelle 3 gelten für das Gesamtvolumen der Folie. In diesen Rechnungen wurde angenommen, daß ein normalverteilter Elektronenstrahl eine Fläche von ca. 1 cm^2 bestrahlt, was zu einer hohen lokalen Erwärmung führt. Im gegebenen Fall kann mit einer wesentlichen Wärmeabgabe nur durch Strahlung gerechnet werden. Aus der Verlust-Leistung ΔP in Tabelle 3 wurden die Folientemperaturen T_0 für verschiedene Foliendicken und Strahlquerschnitte berechnet und in Tabelle 4 zusammengestellt. Zur Vereinfachung wurde angenommen, daß eine effektive Wärmeabstrahlung aufgrund der insbesondere bei Titan geringen Wärmeleitfähigkeit nur an der Auftrettsfläche erfolgt. In Tabelle 5 sind die Ergebnisse einer analogen Rechnung für einen geringeren Strahlstrom von 0.2 mA aufgeführt. Der zulässige Temperaturbereich der Folien ist fett gedruckt.

Aus den errechneten Temperaturen in den Tabellen 4 und 5 geht hervor, daß auch bei größerem Strahldurchmesser eine Aluminiumfolie bereits sehr nahe an der Grenze ihrer thermischen Belastbarkeit ist. Außerdem ist die mechanische Festigkeit von Aluminium geringer als die von Titan. Aus diesen Gründen ist eine Titanfolie vorzuziehen.

Im Havariefall darf die Vakuumtrennfolie nicht reißen. Die Zugspannung in der Folie ist von der Foliendicke und dem Durchmesser des Fensters abhängig. Die maximale Druckdifferenz zwischen beiden Seiten der Folie darf nicht überschritten werden. Außerdem ist zu berücksichtigen, daß mit höherer Temperatur die zulässige Zugspannung abnimmt. Aus diesem Grunde müßte die Druckdifferenz zwischen beiden Seiten des Fensters ständig überwacht werden, um bei Überschreitung des zulässigen Wertes ein Bypassventil zu öffnen. Die zulässige Druckdifferenz ist

Folienmaterial	d μm	ΔP W	berechnete Temperatur T_0 $^{\circ}\text{C}$					
			Strahlradius cm					
			0.5	1.0	1.5	2.0	2.5	3.0
Aluminium	5	2.5	1065	669	498	395	324	272
	10	5	1318	850	644	521	437	376
Titan	5	4.4	1023	642	474	374	306	255
	10	7.6	1213	776	583	469	390	332
	15	11.4	1371	888	675	548	461	397
	20	15.5	1494	974	745	609	516	447

Tabelle 4: Berechnete Temperaturen T_0 der Trennfolien bei 50 MeV und 1 mA

Folienmaterial	d μm	ΔP W	berechnete Temperatur T_0 $^{\circ}\text{C}$				
			Strahlradius cm				
			0.5	1.0	1.5	2.0	2.5
Titan	5	0.9	600	343	230	163	117
	10	1.5	719	427	298	222	170
	15	2.3	831	506	363	278	220
	20	3.0	907	560	407	316	254
	50	7.5	1211	774	582	468	389

Tabelle 5: Berechnete Temperaturen T_0 der Trennfolien bei 50 MeV und 0.2 mA

außerdem abhängig von der Form der Fensterfolie, d.h. deren Krümmungsradius. Titanlegierungen mit Molybdän-Anteil besitzen gegenüber reinem Titan eine größere Zugfestigkeit. Um eine optimale Ausnutzung der Fensterfläche bei einem runden Fenster zu erreichen, ist es zweckmäßig, den Strahl auf einer Kreisbahn über das Fenster zu führen. Eine Erhöhung der Ausfallsicherheit kann mit einer Doppelfolie erreicht werden, was jedoch die Überwachung und Steuerung der Druckverhältnisse erschwert.

Die Untersuchungen zur Entwicklung einer Vakuumtrennfolie sind noch nicht abgeschlossen und müssen fortgesetzt werden. Weitere Rechnungen dienen der Untersuchung der Möglichkeit des Einsatzes einer relativ dicken Niob-Trennfolie, d.h. eines Blechs von einigen mm Dicke. Die Ergebnisse werden in einem späteren Bericht aufgenommen.

2.4 Äußere Strahlfänger-Komponenten

Der Kern des Strahlfängers aus Graphit muß von einer Hülle umgeben werden, wobei das Kühlmedium durch Kühlschlangen aus Kupfer gepumpt wird. Das Material der Hülle des Strahlfängers sollte eine gute Wärmeleitfähigkeit haben und eine geringe Aufaktivierung während des Strahlbetriebs aufweisen. Im Rahmen

dieser Arbeit werden die Hüllen-Materialien Edelstahl und Kupfer betrachtet. Die Bestandteile von nichtrostendem austenitischem Chrom-Nickel-Stahl mit dem Kurznamen X6CrNiTi1810 (im weiteren nur als X6 bezeichnet) sind in Tabelle 6 zusammengestellt.

Material	Dichte g/cm ³	Gewichtsanteil %	Volumenanteil %
Fe	7.87	67.945	65.428
Cr	7.19	18.000 (17.0 bis 19.0)	18.990
Ni	8.90	10.500 (9.0 bis 12.0)	8.989
Si	2.33	1.000	3.256
Mn	7.20	2.000	2.102
Ti	4.54	0.400	0.668
C	2.25	0.080	0.270
P	1.82	0.045	0.187
S	2.07	0.030	0.110

Tabelle 6: Materialkomponenten für Edelstahl X6CrNiTi1810

Es ist vorgesehen, daß der Strahlfänger, bestehend aus Kern, Hülle und Kühlsystem, innerhalb der Schwerbetonwand positioniert wird. In die Halle zurückgestreute Elektronen und Photonen werden durch zusätzliche Betonsteine abgeschirmt, so daß ein geringer Strahlungsuntergrund gewährleistet werden kann. Eine zusätzliche Platte zur Reduzierung der Reststrahlung wird nach dem Strahlfänger innerhalb der Betonwand befestigt. Das verwendete Material sollte möglichst die restliche Energie absorbieren und sich dabei nicht zu sehr aufheizen und aktivieren. Die Aufaktivierung der Platte wird als zweitrangiges Auswahlkriterium betrachtet, da die Platte nicht gewartet werden muß. Entsprechende Rechnungen für Platten aus Eisen, Kupfer, Aluminium und Blei verschiedener Dicken wurden durchgeführt. Aussagen zur Energiedeposition sowie zur Aufaktivierung werden in den Abschnitten 4 und 5 diskutiert.

3 Gesamtkonzeption für die Strahlfänger an ELBE

Die geplante Konstruktion des Strahlfängers ist in Abbildung 5 dargestellt und diente als Grundlage für die mit dem Programmpaket GEANT durchgeführten Rechnungen.

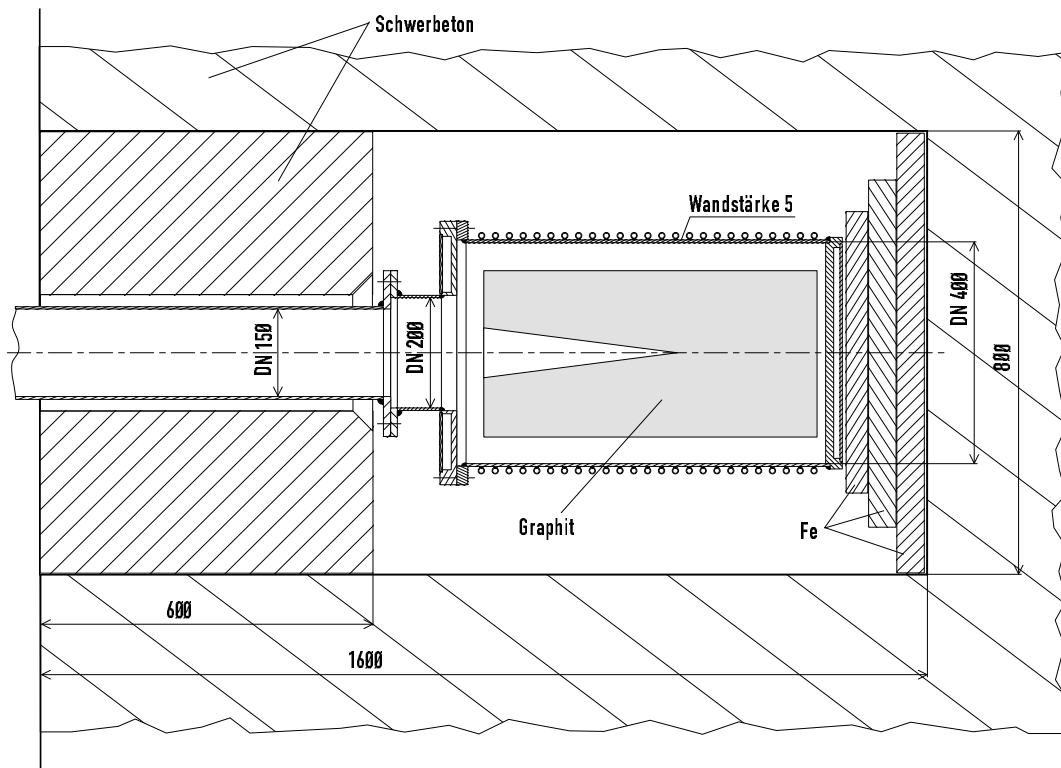


Abbildung 5: Skizze des Strahlfänger-Kerns

3.1 Geometrie

Die wesentlichen konstruktiven Komponenten in Abbildung 5 wurden in einem Geometrie-Datensatz für die Simulationsrechnungen mit GEANT erfaßt. Der vorgesehene zylindrische Strahlfänger-Kern aus Graphit hat eine Länge von 60 cm und einen Durchmesser von 30 cm mit einer kegelförmigen Aussparung (Durchmesser 9 cm, Tiefe 35 cm). Als Hüllen-Materialien sind entweder Edelstahl X6 oder Kupfer vorgesehen. Beide Varianten werden in dieser Arbeit betrachtet. Der Radius der Strahlrohre (Edelstahl, Wandstärke 3 mm) wurde stufenweise vergrößert. Berücksichtigt wird eine Vakuumentrennfolie aus $50\ \mu\text{m}$ Aluminium, welche an der ersten Schnittstelle der Strahlrohre positioniert wird (s. Abbildung 6). Der im Target und in der Vakuumentrennfolie gestreute Elektronenstrahl kann streifend entlang der kegelförmigen Graphitoberfläche des Strahlfänger-kerns auftreten und die effektive Leistungsdichte im Kern herabsetzen. Der Strahlfänger soll in eine 350 cm starke Schwerbetonwand mit einer 160 cm tiefen

Aussparung eingesetzt werden. Die Darstellung dieser Strahlfänger-Variante in GEANT ist in Abbildung 6 gezeigt.

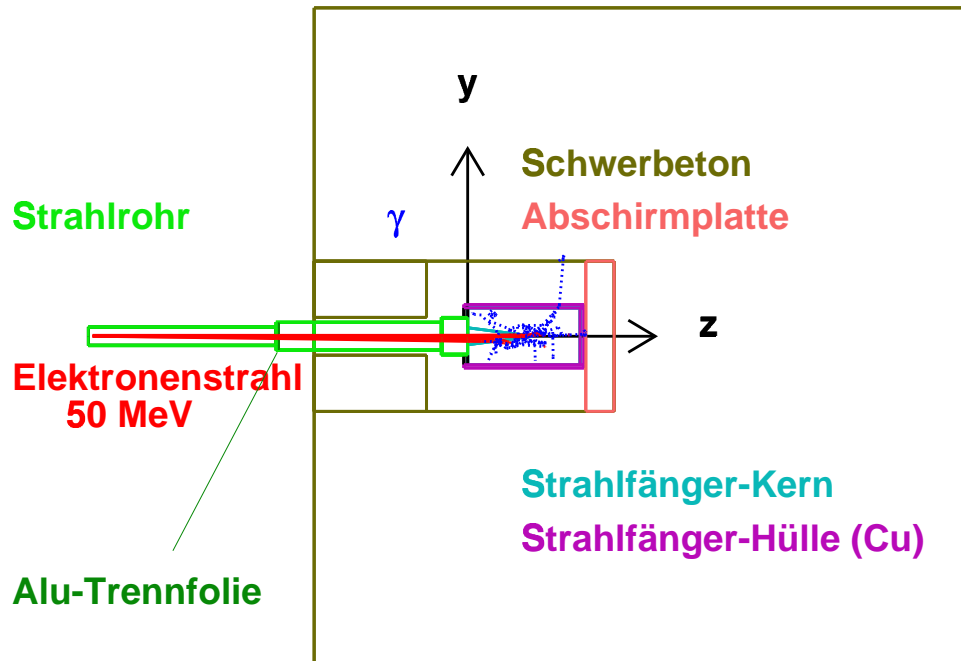


Abbildung 6: Strahlfänger-Konstruktion mit 5 simulierten Ereignissen

3.2 Modellierung des Elektronenstrahls und der physikalischen Wechselwirkungsprozesse

Die im Wechselwirkungsprozeß entstehenden Bremsstrahlungs-Photonen verlieren Energie durch Comptonstreuung und können durch Paarerzeugung oder Photoeffekt absorbiert werden. In dem sich bildenden Kaskadenschauer verwandelt sich die Primärenergie des Elektrons in kleinere Energiebeiträge der Schauerteilchen. Die Kaskade stirbt ab, sobald die Energie der Schauerteilchen unter den Wert der kritischen Energie E_c sinkt. Wie bereits im Abschnitt 2.1 beschrieben, dominiert bei $E \leq E_c$ der Ionisationsverlust.

Das Monte-Carlo Programm GEANT berechnet folgende physikalischen Prozesse entsprechend der Wechselwirkungswahrscheinlichkeiten in den Materialien :

- Prozesse mit e^- , e^+ - Bremsstrahlung
- Vielfachstreuung
- Annihilation des Positrons
- Ionisation (Energieverlust)

- Prozesse mit γ - (e^+, e^-) Paarbildung
- Comptonstreuung
 - Photoelektrischer Effekt
 - **keine** Reaktionen mit p oder n im Endzustand

Mit GEANT werden die Teilchenspuren der Elektronen, der Photonen sowie der Positronen simuliert. Die Energieschwelle für den Transport der betrachteten Teilchenarten in den verwendeten Materialien wurde auf 10 keV gesetzt.

Zur Demonstration der Schauerentwicklung ist in Abbildung 7 der Strahlfänger-Kern mit 60 Ereignissen bei Einschuss von 50 MeV Elektronen dargestellt. Die roten Linien sind Spuren geladener Teilchen (Elektronen und Positronen) und die blauen gepunkteten Linien sind die Spuren der Photonen.

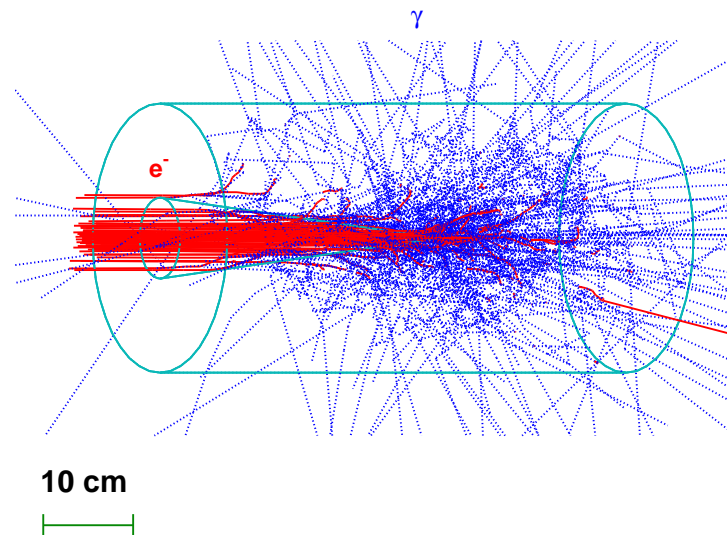


Abbildung 7: Schauerentwicklung im Strahlfänger-Kern für 60 Elektronen mit $E_0=50$ MeV

Die maximale Stromstärke am Beschleuniger ELBE (1 mA) entspricht $0.62415 \cdot 10^{16}$ Elektronen pro Sekunde. Eine Simulation für 10^7 gestartete Ereignisse beschreibt somit die Prozesse, welche sich während 1.6 ns Strahlbetrieb in der vorgestellten Geometrie (s. Abbildung 6) ereignen. Diese GEANT-Rechnung benötigt an einer RISC-6000 eine Rechenzeit von etwa 50 Stunden.

Der Event-Generator für das GEANT Programm wurde so modifiziert, daß er die Simulation mit normal- und gleichverteilten Strahlparametern ermöglicht. Die Breite und die Höhe (x,y-Koordinaten) sowie die Divergenz des Elektronenstrahles können variiert werden. Beim Generieren der Normalverteilung werden drei Standardabweichungen berücksichtigt. Für den Strahlradius bzw. den Aufstreuungwinkel des Strahls ist der Wert einer Standardabweichung σ durch den Programm-Nutzer als Eingabe-Parameter der Rechnung vorzugeben. Soll ein gleichverteilter Strahl simuliert werden, ist die Strahlfleckgröße in cm^2 und der maximale Aufstreuungwinkel in mrad anzugeben. In Abbildung 8 werden Beispiele für einige ausgewählte Elektronen-Strahlprofile der Primärelektronen

demonstriert. Die oberen Abbildungen zeigen die Parameter im Ortsraum und die unteren stellen die Transversalimpulse mit den dazugehörigen Winkelverteilungen dar. Zuerst sind jeweils die normalverteilten und dann die gleichverteilten Spektren dargestellt.

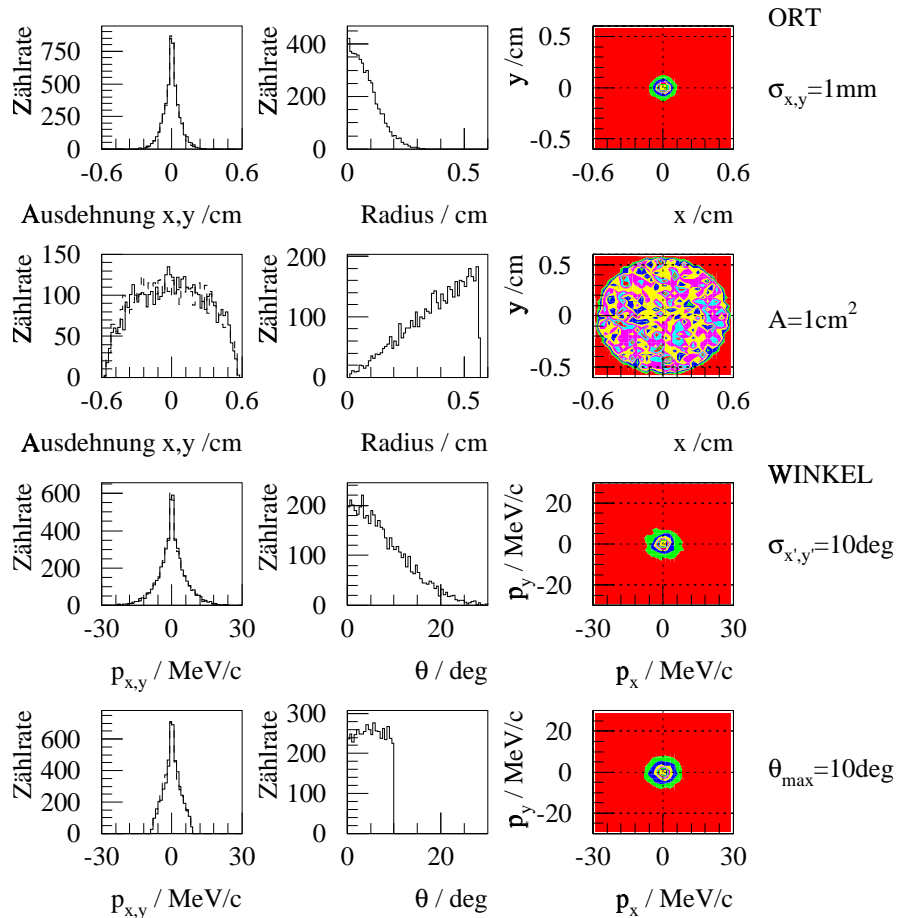


Abbildung 8: Modellierung des Elektronenstrahls mit unterschiedlichen Verteilungsprofilen

3.3 Energieabsorption im Strahlfänger-Kern

Der Strahlfänger-Kern muß fast die gesamte Strahlleistung aufnehmen. Um detailliert die Energie- bzw. die Leistungsdichteverteilung im Strahlfänger-Kern zu bestimmen, wurde das Volumen des Kerns entlang der Strahlachse in Scheiben von 1 cm Dicke aufgeteilt. Die so gebildeten Zylinder- und Kegelstumpfssegmente wurden wiederum in 1 cm breite radiale Abschnitte unterteilt. Die absorbierte Energie innerhalb der 1 cm breiten Ringsegmente wurde während der Simulationsrechnung aufsummiert und anschließend durch das Volumen des jeweiligen Ringes geteilt. Auf diese Weise erhält man die Energiedichteverteilung im Kern.

Bezieht man diese auf einen Strahlstrom von 1 mA, erhält man die räumliche Leistungsdichteverteilung im Strahlfänger-Kern (s. Abbildung 9). Die Rechnungen zeigen, daß eine maximale Leistung von 223.3 W/cm^3 im Zentrum des Strahlfängers abgeführt werden muß.

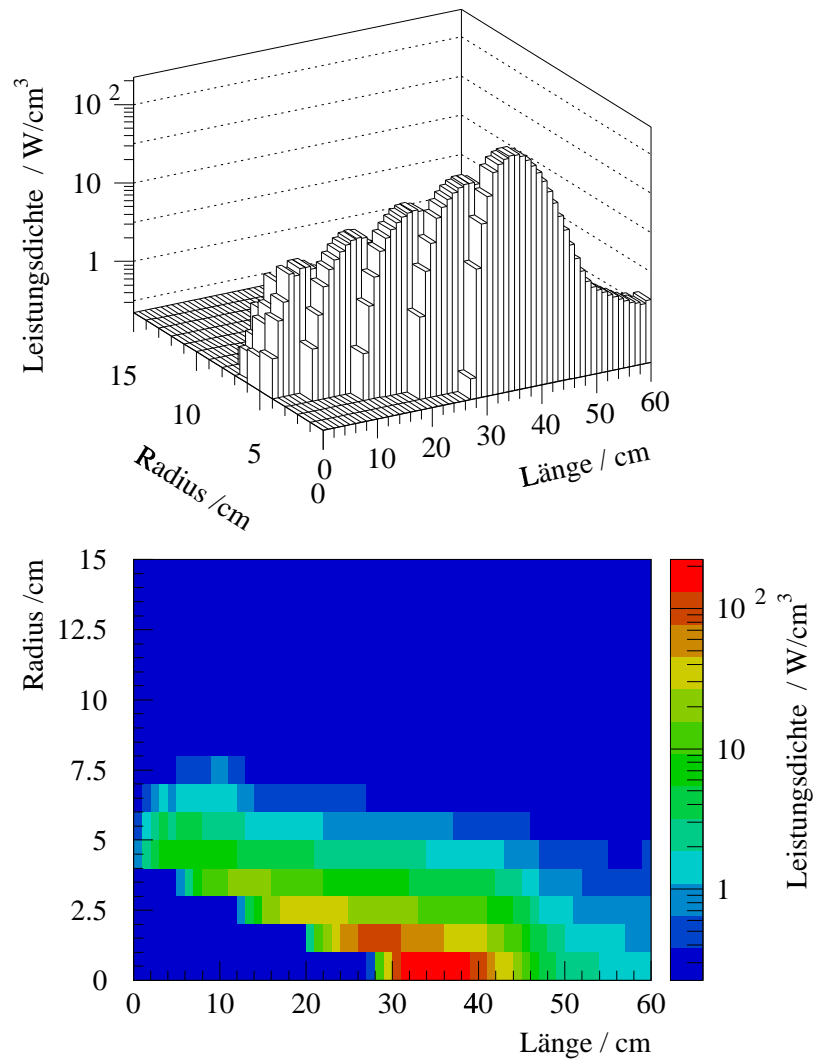


Abbildung 9: Leistungsdichteverteilung im Graphit-Kern bei 50 MeV Elektronenstrahl

Das Projekt ELBE sieht für bestimmte Experimentierplätze reduzierte Strahlenergien und Strahlströme vor, wofür Strahlfänger mit einer Leistungsaufnahme von 20 kW ($E = 20 \text{ MeV}$, $I = 1 \text{ mA}$) ausreichend sind. In Abbildung 10 ist die Leistungsdichteverteilung im Strahlfänger-Kern dargestellt. Die maximal aufzunehmende Leistung beträgt hier 71.8 W/cm^3 .

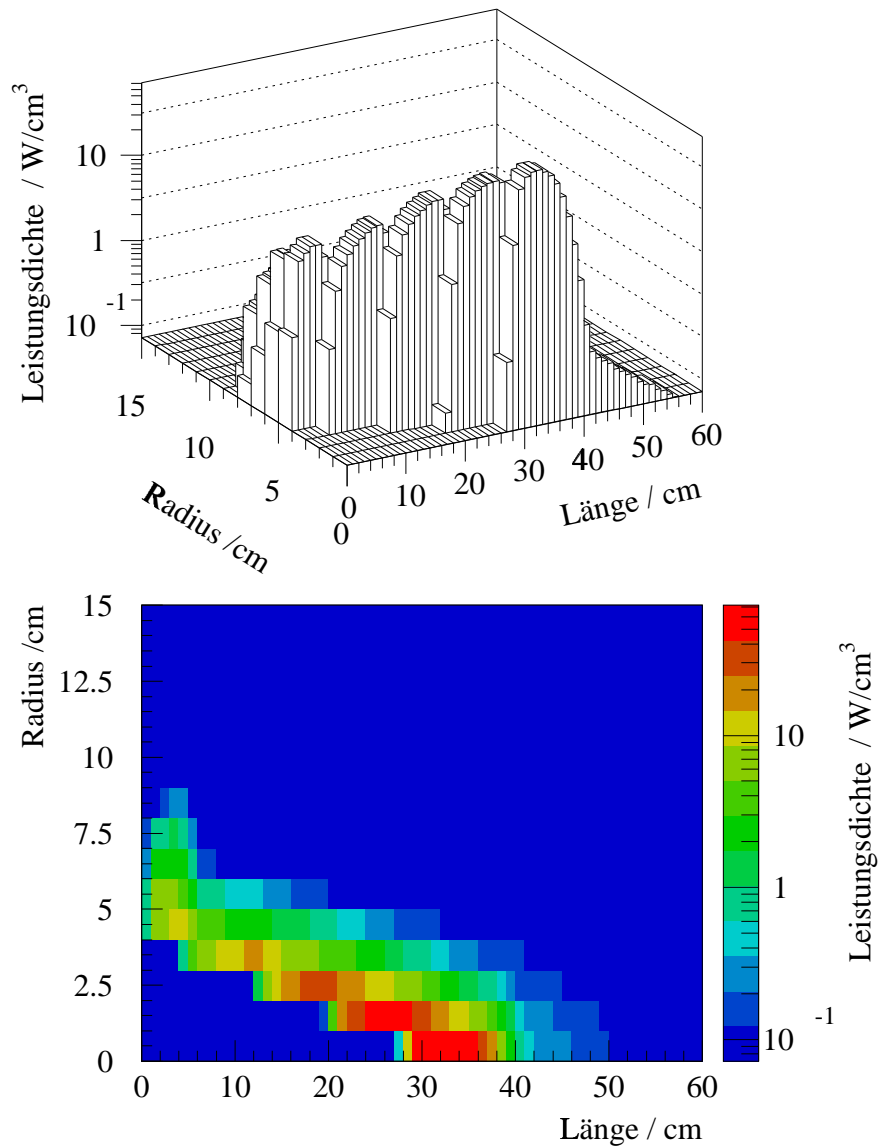


Abbildung 10: Leistungsdichteverteilung im Graphit-Kern für einen 20 MeV Elektronenstrahl

3.4 Energieabsorption in den Konstruktionsmaterialien

Es wurden Simulationsrechnungen für verschiedene Materialien der Strahlfänger-Hülle und der Abschirmplatte mit der in Abbildung 6 vorgestellten Geometrie ausgeführt. Für die Rechnungen wurde angenommen, daß der generierte Elektronenstrahl zwei Meter vor dem Strahlfänger eine Ausdehnung von $\sigma_{x,y} = 2$ mm und eine Strahldivergenz von $\sigma_{x',y'} = 12$ mrad hat. Mit diesen Parametern ist der Strahl diffus, es treten allerdings kaum Verluste im Strahlführungssystem auf und die gesamte kegelförmige Oberfläche des Strahlfängers im Inneren des Kerns wird bestrahlt (s. Abbildung 7). Die anteilmäßige Energieabsorption in den Konstruktionselementen des betrachteten Strahlfängers mit einer Hülle aus Edelstahl wird in Tabelle 7, bzw. für eine Kupferhülle in Tabelle 8 gegenübergestellt. Die Leistungsaufnahme ΔP in den aufgeführten Elementen bezieht sich wieder auf eine Leistung von 50 kW ($E = 50$ MeV, $I = 1$ mA).

	Abschirmplatte 15 cm			
	Kupfer		Eisen	
	$\Delta E/E_{kin}$ [%]	ΔP [W]	$\Delta E/E_{kin}$ [%]	ΔP [W]
Strahlführungssystem	0.0757	37.8	0.0758	37.9
Vakuumtrennfolie Al $50\mu\text{m}$	0.0487	24.4	0.0486	24.3
Strahlfänger-Kern aus Graphit	92.1606	46080.3	92.1523	46076.2
Edelstahl-Hülle 5 mm	0.8669	433.4	0.8654	432.7
Abschirmplatte	6.1104	3055.2	6.0052	3002.5
Schwerbeton	0.7349	367.5	0.8501	425.1
Luftraum in Nische	0.0021	1.1	0.0021	1.1
SUMME	99.9993	49999.7	99.9995	49999.8
Rückstreuung Photonen	$\Sigma E_\gamma/E_0$ %		$\Sigma E_\gamma/E_0$ %	
	0.0004		0.0004	

Tabelle 7: Energieabsorption im Strahlfänger mit Edelstahlhülle und Rückstreuung der Photonen aus dieser Anordnung

Der Vergleich der Tabellen 7 und 8 zeigt, daß die Energieabsorption in den zusätzlichen Abschirmplatten aus Kupfer oder Eisen etwa gleich groß ist. Die unterschiedlichen Dicken der verschiedenen Hüllenmaterialien bewirken auch eine unterschiedliche Strahlenbelastung im angrenzenden Schwerbeton.

	Abschirmplatte 15 cm			
	Kupfer		Eisen	
	$\Delta E/E_{kin}$ [%]	ΔP [W]	$\Delta E/E_{kin}$ [%]	ΔP [W]
Strahlführungssystem	0.0756	37.8	0.0721	36.0
Vakuumtrennfolie Al 50 μ m	0.0485	24.3	0.0488	24.4
Strahlfänger-Kern aus Graphit	92.1861	46093.0	92.1746	46087.3
Kupfer-Hülle 20 mm	3.2633	1631.6	3.2705	1635.2
Abschirmplatte	4.0350	2017.5	3.9734	1986.8
Schwerbeton	0.3903	195.2	0.4593	229.7
Luftraum in Nische	0.0007	0.4	0.0008	0.4

SUMME	99.9995	49999.8	99.9995	49999.8
-------	---------	---------	---------	---------

Rückstreuung Photonen	$\Sigma E_{\gamma}/E_0$ %	$\Sigma E_{\gamma}/E_0$ %
		0.0003

Tabelle 8: Energieabsorption im Strahlfänger mit Kupferhülle und Rückstreuung der Photonen aus dieser Anordnung.

3.5 Strahlungsbelastung im Schwerbeton

Die Strahlungsbelastung im Schwerbeton wird für einen 50 MeV-Elektronenstrahl und zusätzlich auch für einen 20 MeV-Elektronenstrahl bei gleicher Geometrie und gleichen Strahlparametern betrachtet. In diesen Beispielen bestehen die Abschirmplatten aus 15 cm dickem Eisen und die Strahlfänger-Hüllen aus 5 mm dickem Edelstahl. Die Abbildung 11 zeigt die räumliche Verteilung des Energieverlustes der Elektronen im Schwerbeton um den Strahlfänger. Die Betonabschirmung wurde in zwei Abschnitte, den Bereich der Aussparung und den Bereich bis zum Rand der Wand, unterteilt. Der Energieverlust bezieht sich auf Volumenelemente aus 2 cm breiten und 2 cm dicken Ringsegmenten. Der Energieverlust im Beton, bezogen auf die Einschussenergie der Elektronen, und die Verlust-Leistung in der Wand bei einem Strahlstrom von 1 mA sind in Tabelle 9 zusammengestellt.

	Einschussenergie E_0 [MeV]			
	20		50	
	$\Delta E/E_0$ [%]	ΔP [W]	$\Delta E/E_0$ [%]	ΔP [W]
Betonnische massive Betonwand	0.679	135.9	0.585	292.5
Schwerbeton insgesamt	0.063	12.6	0.256	128.2
	0.742	147.5	0.841	420.7

Tabelle 9: Leistungsabhängige Energieabsorption im Schwerbeton

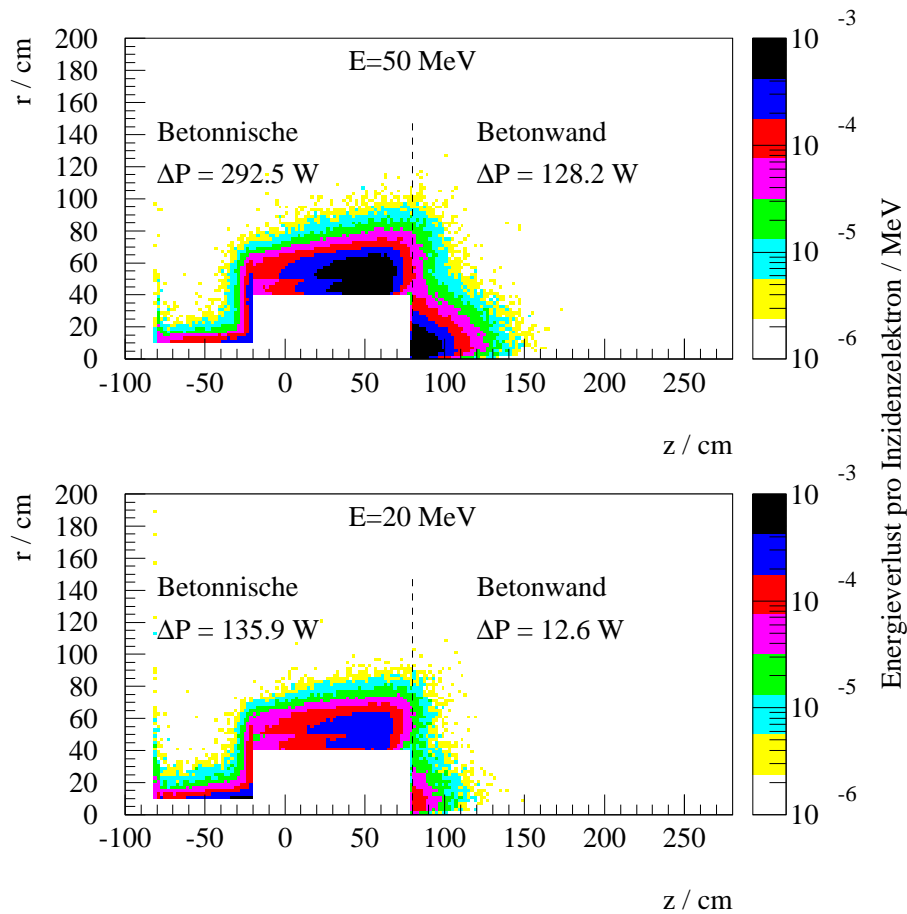


Abbildung 11: Strahlungsbelastung im Schwerbeton bei verschiedenen Einschüßenergien

3.6 Rückstreuung in die Beschleunigerhalle

Die Rückstreuung der Photonen und Elektronen aus dem Strahlfänger in die Beschleuniger-Halle wurde mit größerer Statistik berechnet. Für einen 50 MeV Elektronenstrahl und die in Abbildung 6 dargestellte Geometrie wird im Mittel aus 1300 mit GEANT gestarteten Primärelektronen ein zurückgestreutes Teilchen generiert. Zur Berechnung der maximal zu erwartenden Dosis durch rückgestreute Elektronen und Photonen wurde auf der Strahlachse bei $z = -20 \text{ cm}$ bezüglich des Startpunktes der Elektronen ein wassergefülltes kubisches Phantom mit einer Kantenlänge von 20 cm positioniert. Aus der deponierten Energie wurde eine Dosis von 9 Gy/h ermittelt.

Die räumliche Verteilung der zurückgestreuten Photonen und Elektronen ist in Abbildung 12 dargestellt.

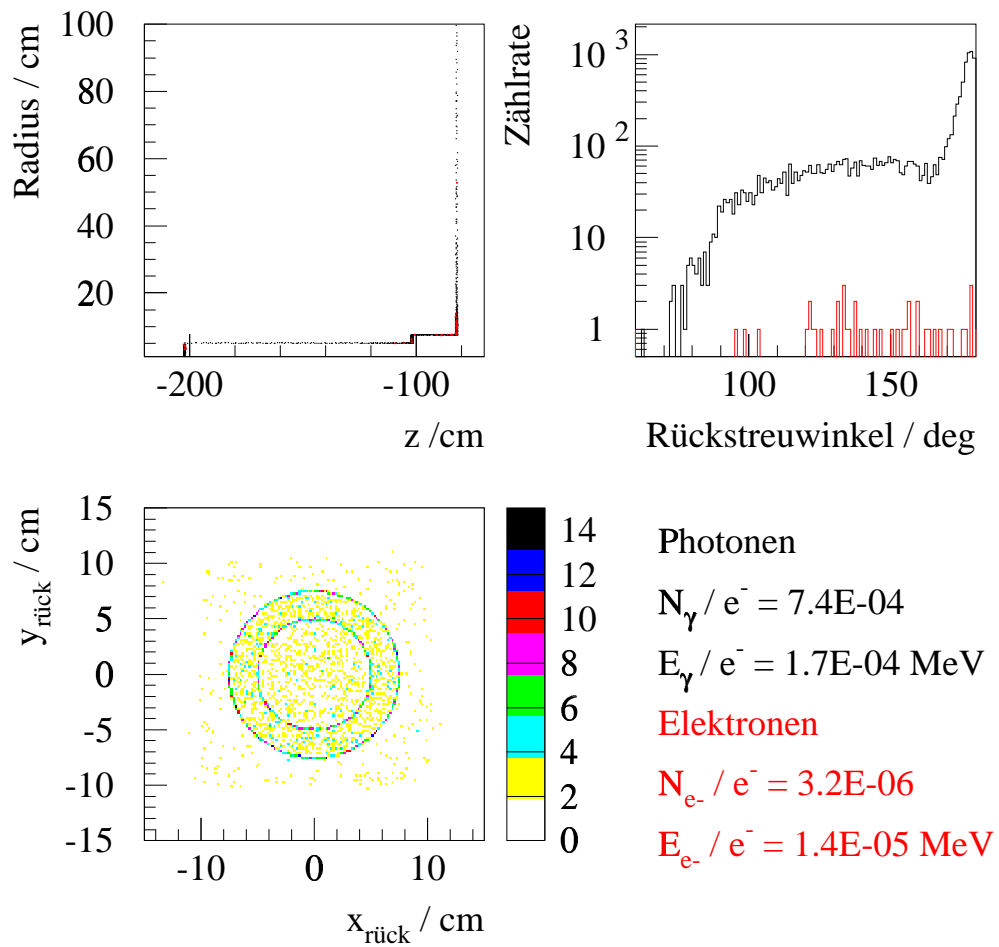


Abbildung 12: Rückstreuung von Photonen und Elektronen
 ($z = -80$ cm entspricht der Position der Schwerbetonwand
 entsprechend Abbildung 6)

4 Neutronenproduktion

Die Neutronenproduktion in den Materialien der Strahlfänger trägt wesentlich zur Aufaktivierung der Konstruktionselemente bei. In diesem Abschnitt werden verschiedene Methoden der Berechnung der Neutronenproduktion diskutiert und mit Literaturwerten aus [Swa79] verglichen.

Folgende Größen werden definiert :

- die **Neutronenerzeugungsrate** N_n ist die Anzahl gebildeter Neutronen pro Inzidenzelektron

$$N_n = N_Z \int \mathcal{F}_\gamma(E_\gamma) \sigma_{\gamma n}(E_\gamma) dE_\gamma \quad [\text{n/e}^-] \quad (4.1)$$

mit

$N_Z = m_V / m_A$	- Anzahl der Atomkerne im Wechselwirkungsvolumen	
m_V	- Masse des Körpers	[kg]
$m_A = A \cdot 1.660565 \cdot 10^{-27}$	- Masse eines Atomkerns	[kg]
$\mathcal{F}_\gamma(E_\gamma)$	- normierte Fluenz der Photonen	$[\text{cm}^{-2} \cdot \text{MeV}^{-1} / \text{e}^-]$
$\sigma_{\gamma n}(E_\gamma)$	- γ n-Wirkungsquerschnitt	$[\text{cm}^2]$;

- die **Neutronenquellstärke** Q_n bezeichnet die Zahl der pro Zeiteinheit gebildeten Neutronen und wird als Produkt von Neutronenerzeugungsrate N_n und Strahlstrom I $[\text{e}^-/\text{s}]$ berechnet

$$Q_n = N_n \cdot I \quad [\text{n/s}]; \quad (4.2)$$

- die **Fluenz** der Photonen \mathcal{F}_γ wird berechnet aus

$$\mathcal{F}_\gamma(E_\gamma) = \frac{\mathcal{L}_\gamma(E_\gamma)}{\mathcal{V}} \quad [\text{cm}^{-2} \cdot \text{MeV}^{-1} / \text{e}^-] \quad (4.3)$$

mit

$\mathcal{L}_\gamma(E_\gamma)$	- normierte Spurlängenverteilung der Photonen	$[\text{cm} \cdot \text{MeV}^{-1} / \text{e}^-]$
\mathcal{V}	- Volumen des Körpers	$[\text{cm}^3]$.

Mit dem zur Berechnung der Energieabsorption in den einzelnen Strahlfänger-Komponenten genutzten Teilchentransportprogramm GEANT (s. Abschnitt 3) kann die Neutronenproduktion nicht direkt berechnet werden. Erstens ist die Photoneutron-Reaktion im GEANT nicht implementiert und zweitens bietet das Programm dem Nutzer keine Möglichkeit, die Fluenz \mathcal{F} in einem Körper unmittelbar zu bestimmen. Es wurde eine Näherung-Methode zur Bestimmung der Neutronenproduktion in dünnen Materialsichten angewendet, welche auf den Energiespektren der Photonen $\mathcal{N}_\gamma(E_\gamma)$ basiert und davon ausgeht, daß die summarischen Photonenspurlängen in der Materialsicht etwa der Materialdicke \mathcal{D} entsprechen. Die Fluenz der Photonen kann dann näherungsweise berechnet werden :

$$\mathcal{F}_\gamma(E_\gamma) = \frac{\mathcal{N}_\gamma(E_\gamma)}{\mathcal{S}} \quad [\text{cm}^{-2} \cdot \text{MeV}^{-1} / \text{e}^-] \quad (4.4)$$

mit

$$\begin{array}{ll} S = \mathcal{V} / \mathcal{D} & - \text{ Materialfläche, in welche die Photonen eindringen} \quad [\text{cm}^2] \\ \mathcal{D} & - \text{ Dicke der Materialschicht} \quad [\text{cm}]. \end{array}$$

Die Fluenz \mathcal{F}_γ wird in einem zweiten Rechenschritt mit dem Photoneutron-Wirkungsquerschnitt gefaltet und damit die Neutronenerzeugungsrate N_n bestimmt. Diese Näherung wurde angewendet für die Bestimmung von N_n in den Strahlfänger-Hüllen und in den Abschirmplatten. Die Ergebnisse sind im Abschnitt 4.2 zusammengestellt.

Mit dem Programmpaket MCNP [Bri93] kann die Fluenz \mathcal{F}_γ nach Gleichung 4.3 bestimmt werden. Die Neutronenerzeugungsrate kann allerdings auch nur in dem Zweistufen-Verfahren berechnet werden, wobei Informationen der einzelnen Teilchenspuren verloren gehen. Ergebnisse mit dem Simulationsprogramm MCNP werden in Abschnitt 4.3 vorgestellt und mit Ergebnissen von GEANT verglichen. Die verwendeten (γ, n) -Wirkungsquerschnitte sind in Anhang A.1 zusammengestellt. Recherchen ergaben, daß an der Implementierung der Photoneutron-Reaktion in den Programmentwickler-Gruppen von GEANT und MCNP gearbeitet wird, diese Programmversionen jedoch in absehbarer Zeit nicht zur Verfügung stehen.

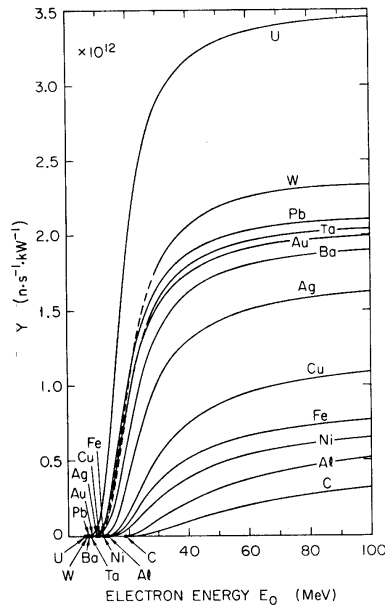
Realistische Vorhersagen zur Neutronenproduktion sind möglich, wenn zur Modellierung des Teilchentransportes Simulationsprogramme genutzt werden, in welchen die Photoneutron-Reaktion implementiert ist. In [Fas97] findet man Hinweise auf die Existenz von Programmen, welche diesen Anforderungen gerecht werden. Das Programmpaket FLUKA [Flu98] z.B. ermöglicht die unmittelbare Berechnung der Neutronenproduktion. Umfangreiche Erfahrungen mit FLUKA existieren bereits im CERN und im DESY Hamburg [Leu98]. Im Herbst 1998 wurde dieses Programmpaket im FZ Rossendorf installiert. Abschnitt 4.4 enthält erste Ergebnisse mit FLUKA zur Bestimmung der Neutronenquellstärken in verschiedenen alternativen Materialien des Strahlfänger-Kerns.

Im Abschnitt 4.5 werden Ergebnisse der Bestimmung von Erzeugungsraten und Quellstärken instabiler Kerne aus neutroneninduzierten Sekundärreaktionen zusammengefaßt.

4.1 Abschätzung der Neutronenproduktion im Strahlfänger-Kern

In [Swa79] werden für verschiedene Materialien in Abhängigkeit von der Energie und Leistung des Elektronenstrahls Neutronenquellstärken Q_n mit einem phänomenologischem Modell für unendlich dicke Targets berechnet und diskutiert. Die Abbildung 4.1 ist dieser Literaturstelle entnommen worden und erlaubt eine grobe Abschätzung der Neutronenquellstärke. Die Werte beziehen sich jeweils auf die vollständige Energieabsorption im elementspezifischen Target.

Ausführliche Berechnungen zur Bestimmung der Neutronenproduktion in verschiedenen alternativen Materialien des Strahlfänger-Kerns wurden mit dem Programm FLUKA durchgeführt. Die Ergebnisse werden im Abschnitt 4.4 erläutert.



Bei einer Strahlleistung von 50 kW und einer Elektronenenergie von 50 MeV erhält man für ein unendlich dickes Target aus Graphit eine Quellstärke von etwa $7.6 \cdot 10^{12}$ Neutronen pro Sekunde. Der Strahlfänger aus Graphit in Abbildung 6 (Dichte $\rho = 1.8 \text{ g/cm}^3$), Strahlungslänge $X_0 = 23.72 \text{ cm}$) hat in Strahlrichtung (z) unterschiedliche Längen (25 cm auf der Strahlachse, 60 cm am Strahlfänger-Mantel). Da die Hälfte der in dicken Targets emittierten Neutronen in den ersten zwei bis drei Strahlungslängen X_0 gebildet werden [Swa79], ist in dem Strahlfänger-Kern aus Graphit eine Quellstärke von ca. $3.8 \cdot 10^{12}$ Neutronen pro Sekunde zu erwarten.

Abbildung 13: Gemittelte Neutronenquellstärken in Abhängigkeit vom Targetmaterial und der Strahlenergie aus [Swa79]

4.2 Berechnung der Neutronenproduktion in den Hüllen und Abschirmplatten mit GEANT

Basierend auf den mit GEANT simulierten energieabhängigen Photonenspektren $\mathcal{N}_\gamma(E_\gamma)$ an einer definierten Oberfläche, werden die Neutronenerzeugungsraten N_n in der Strahlfänger-Hülle und in verschiedenen Materialien für die Abschirmplatte mit den Gleichungen 4.1 und 4.4 berechnet. In dem Monte-Carlo Programm wird ein 50 MeV-Elektronenstrahl simuliert (Strahlbreite $\sigma_{x,y} = 2 \text{ mm}$ und Strahldivergenz von $\sigma_{x',y'} = 12 \text{ mrad}$) und zwei Meter vor dem Strahlfänger-Kern (s. Abbildung 6) im Strahlrohr gestartet. Das Energiespektrum der aus dem Strahlfänger-Kern emittierten Photonen ist in Abbildung 14 dargestellt.

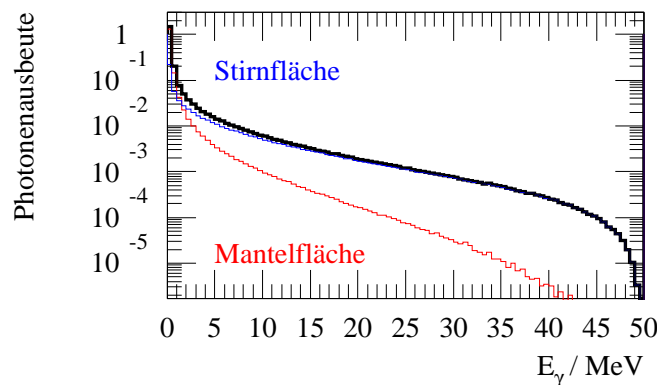


Abbildung 14: Energiespektrum der vom Strahlfänger-Kern emittierten Photonen an der Manteloberfläche (rot) und an der Stirnfläche (blau)

Die Neutronenerzeugungsraten N_n für **Strahlfänger-Hüllen** aus Kupfer und Edelstahl sind in Tabelle 10 zusammengefaßt. In der rechten Spalte ist die Neutronenquellstärke Q_n bei einem Strahlstrom von 1 mA angegeben.

Material	Dicke [mm]	Erzeugungsrate N_n $10^{-5} \cdot n/e^-$			Quellstärke Q_n $10^{12} \cdot n/s$
		Stirn	Mantel	gesamt	
Kupfer	20	30.2	3.1	33.3	2.08
Edelstahl X6	5				
Fe (68%)		2.90	0.33	3.23	0.20
Cr (18%)		1.15	0.11	1.26	0.08
Ni (10%)		0.21	0.02	0.23	0.01

Tabelle 10: Neutronenerzeugungsraten in Strahlfänger-Hüllen

Die Abschätzungen der Neutronenerzeugungsraten N_n für verschiedene Materialien der **Abschirmplatte** (s. Abbildung 6) wurden für eine Strahlfänger-Hülle aus 5 mm dickem Edelstahl X6 durchgeführt. Im Hüllenmaterial wird die Schauerentwicklung der Elektronen und Photonen fortgesetzt und ein größerer Anteil niederenergetischer Photonen erreicht die Abschirmplatte. Das Energiespektrum der Photonen, die die Hülle passiert haben und dann auf die Platte treffen, ist in Abbildung 15 dargestellt.

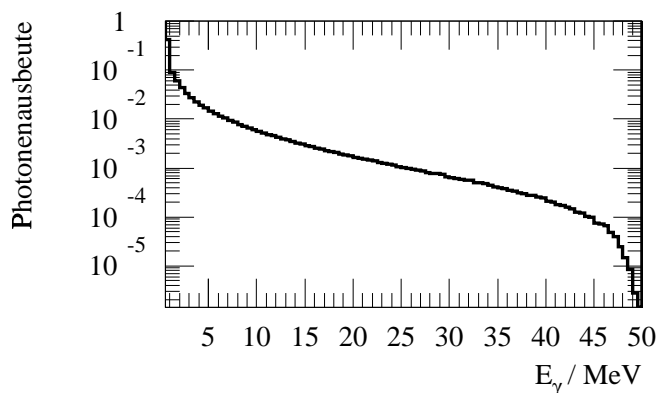


Abbildung 15: Energiespektrum der auf die Abschirmplatte treffenden Photonen

Es wurden Rechnungen für Abschirmplatten aus Eisen, Kupfer, Aluminium und Blei mit einer Fläche $S = 100 \cdot 80 \text{ cm}^2$ und einer Dicke D durchgeführt. Die Ergebnisse werden in Tabelle 11 gegenübergestellt. Angegeben sind die Masse m_V , die Verlust-Leistungen ΔP in der Abschirmplatte sowie in der den Strahlfänger umgebenden Schwerbetonwand (s. auch Abschnitt 3.6), die Neutronenerzeugungsraten N_n und die Neutronenquellstärke Q_n bei einem Strahlstrom von 1 mA. Verglichen mit anderen Materialien wird in Blei ein Mehrfaches an Neutronen produziert. Deshalb wird eine Abschirmplatte aus Blei in den folgenden Rechnungen nicht weiter betrachtet.

Material	\mathcal{D} [cm]	\mathcal{V} [dm ³]	m_V [kg]	ΔP [kW]		N_n [10 ⁻⁵ n/e ⁻]	Q_n [10 ¹² n/s]
				Platte	Beton		
Aluminium	5	40	108	0.58	2.08	6.5	0.41
	10	80	216	1.00	1.61	13.1	0.81
	15	120	324	1.22	1.27	19.6	1.22
Eisen	5	40	315	1.53	1.14	42.4	2.65
	10	80	630	2.13	0.55	84.8	5.29
	15	120	945	2.26	0.34	127.2	7.94
Kupfer	5	40	359	1.70	1.04	59.8	3.73
	10	80	717	2.02	0.46	119.6	7.46
	15	120	1075	2.36	0.31	179.3	11.19
Blei	5	40	454	2.77	0.63	224.6	14.01
	10	80	908	3.21	0.37	449.1	28.02
	15	120	1362	3.10	0.29	673.7	42.03

Tabelle 11: Vergleich verschiedener Abschirmplatten

4.3 Berechnung der Neutronenerzeugungsraten mit MCNP und Vergleich mit GEANT

Für die Berechnung der Neutronenerzeugungsrates N_n in dem Strahlfänger-Kern aus Graphit mit einer Kupfer-Hülle wurde eine Rechnung mit dem Programmpaket MCNP durchgeführt. Ziel dieser Rechnung war einerseits die Abschätzung der Genauigkeit, mit welcher die Neutronenproduktion in der Hülle aufbauend auf GEANT-Rechnungen bestimmt werden konnte und andererseits die Berechnung der Neutronenproduktion im Graphit. Die Ergebnisse der MCNP-Rechnung sind in [Ku98b] beschrieben. Die Geometrie sowie die Bedingungen des Elektronenstrahls, welche für diese Rechnungen benutzt wurden, unterscheiden sich von denen in Abschnitt 3 wie folgt :

- Dichte für Graphit im Strahlfänger-Kern $\rho = 2.265 \text{ g/cm}^3$
- Radius des Strahlfänger-Kerns $r_K = 10 \text{ cm}$
- Dicke der Kupfer-Hülle des Strahlfängers $\mathcal{D} = 3 \text{ cm}$
- Schwellenenergie für den Transport von Elektronen und Photonen $E_{th} = 1.2 \text{ MeV}$
- Elektronenstrahl (50 MeV) ist gleichverteilt um einen Radius $r = 2.7$.

Die Berechnung der Neutronenproduktion N_n mit dem Programm MCNP erfolgt in zwei Schritten [Ku98a]. Der Strahlfänger-Kern und die Hülle werden in einzelne Zellen unterteilt. Im ersten Schritt wird der Photonentransport berechnet und die energieabhängige Fluenz der Photonen $\mathcal{F}_\gamma(E_\gamma)$ in jeder Zelle bestimmt.

In Abbildung 16 werden die Energiespektren der an der Oberfläche der Kupfer-Hülle emittierten Photonen gegenübergestellt, welche in dem ersten Schritt von MCNP sowie mit dem Programm GEANT (s. Abschnitt 4.2) berechnet wurden. Die Abbildung 17 zeigt die Überlagerung beider Verteilungen sowie deren mittlere Abweichung voneinander. Man sieht, daß die Anzahl der emittierten Photonen in MCNP im Mittel um 5.4% größer ist als mit GEANT. Die zur Berechnung der Neutronenerzeugungsraten N_n verwendeten (γ, n) -Wirkungsquerschnitte werden in Abbildung 18 verglichen.

Im zweiten Schritt wird der Neutronentransport aus jeder Zelle bis zur Oberfläche des Strahlfängers berechnet und die Anzahl der vom Strahlfänger emittierten Neutronen bestimmt. Dazu wird die Fluenz der Photonen in jeder Zelle entsprechend der Gleichung 4.1 mit dem Produktionsquerschnitt $\sigma_{\gamma n}(E_\gamma)$ gefaltet und die Anzahl der Neutronen pro Zelle wird berechnet. Das Energiespektrum der auf diese Weise ermittelten Photoneutronen ist aus der Rechnung nicht bekannt und wird aus der Literatur entnommenen [Emm60]. Im Abschnitt 4.5 wird das verwendete Energiespektrum (Wattspektrum) näher erläutert. Die Rechnung mit MCNP ist in [Ku98b] ausführlich beschrieben. Im Graphit-Kern und in der Kupfer-Hülle werden $1.16 \cdot 10^{-3}$ Neutronen pro Elektron erzeugt. Etwa $1.13 \cdot 10^{-3}$ Neutronen werden pro Inzidenzelektron von der Kupfer-Hülle emittiert, was einem mittleren Neutronenfluß von $1.75 \cdot 10^{-7}$ Neutronen pro Elektron und cm^2 entspricht.

In Tabelle 12 werden die mit MCNP und GEANT berechneten Neutronenerzeugungsraten N_n gegenübergestellt. Die Werte in der Kupfer-Hülle stimmen mit beiden Methoden recht gut überein. Somit kann auch die in Abschnitt 4.2 beschriebene Näherung zur Abschätzungen der Neutronenquellstärken N_n in den Hüllen und Abschirmplatten angewendet werden.

Element	Neutronenerzeugungsraten 10^{-5} n/e^-	
	MCNP	GEANT
Summe Strahlfänger-Kern	62.15	-
Strahlfänger-Hülle / Stirn	39.89	35.92
Strahlfänger-Hülle / Mantel	14.26	11.7
Summe Strahlfänger-Hülle	54.15	44.31
Summe Strahlfänger-Hülle und Kern	116.3	-

Tabelle 12: Vergleich der Neutronenerzeugungsraten aus MCNP und GEANT

Mit MCNP erhält man im Graphit eine summarische Neutronenerzeugungsraten von $6.215 \cdot 10^{-4} \text{ n/e}^-$. Einen Strahlstrom von 1 mA vorausgesetzt, werden somit $3.88 \cdot 10^{12}$ Neutronen pro Sekunde im Graphit-Kern des Strahlfängers erzeugt. Dieser Wert stimmt sehr gut mit dem in Abschnitt 4.1 abgeschätzten Wert von $3.8 \cdot 10^{12}$ Neutronen pro Sekunde überein. Bei dieser Neutronenquellstärke sind Strahlenschutz-Maßnahmen notwendig, wie z.B. die Abschirmung des Strahlfängers durch Schwerbeton.

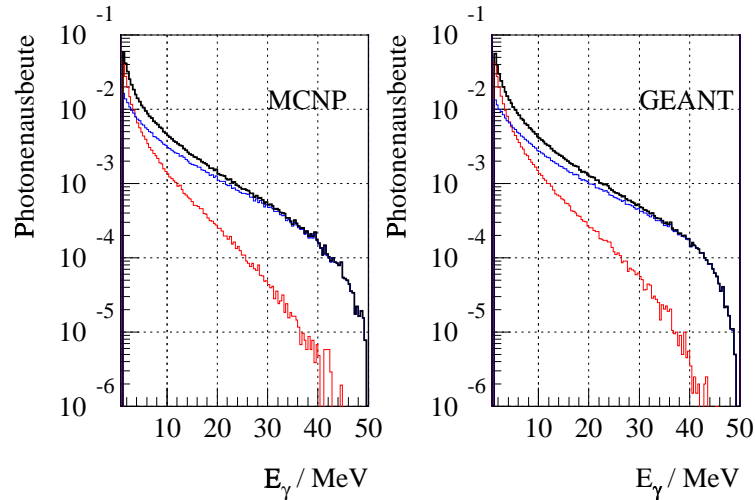


Abbildung 16: Energiespektren der pro Inzidenzelektron emittierten Photonen für eine Kupferhülle des Strahlfängers, Bezeichnung der Kurven wie in Abb. 14.

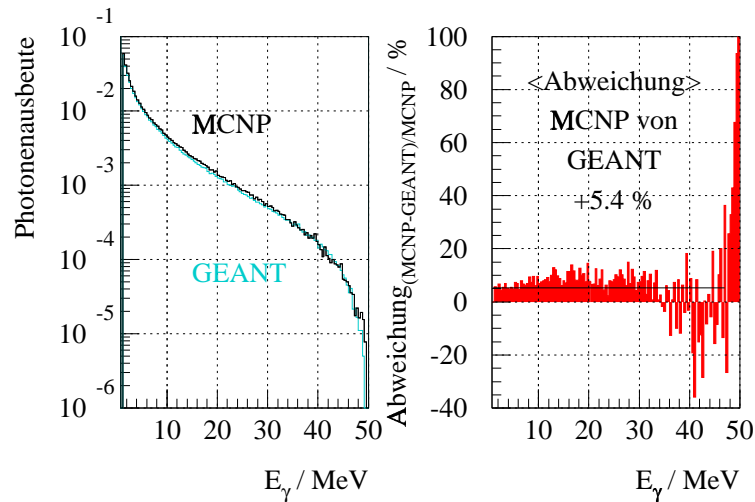


Abbildung 17: Abweichungen zwischen GEANT und MCNP für eine Kupferhülle

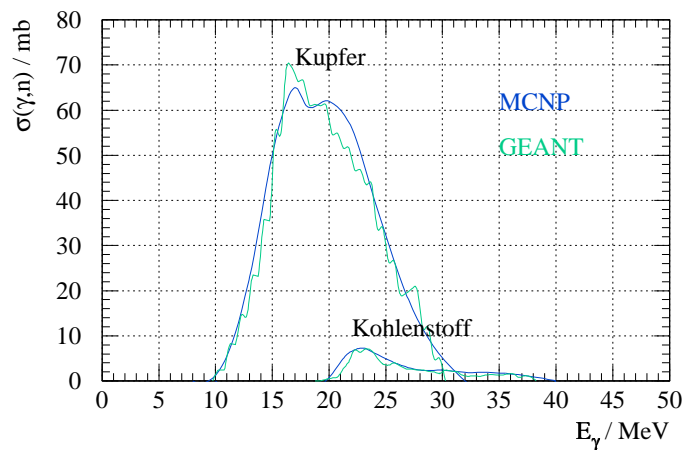


Abbildung 18: Aufbereitete (γ,n) -Wirkungsquerschnitte für Cu und C (s. auch Abb.21)

4.4 Berechnung der Neutronenproduktion im Strahlfänger-Kern mit dem Programm FLUKA

Zur Bestimmung der Neutronenproduktion im Strahlfänger für ELBE wurden weitere Rechnungen mit dem Programmpaket FLUKA für verschiedene alternative Materialien des Strahlfänger-Kerns durchgeführt. In diesem Abschnitt werden Neutronenerzeugungsraten N_n bzw. Neutronenquellstärken Q_n für Kohlenstoff, Kupfer, Aluminium, Eisen, Titan, Vanadium, Niob und Tantal vorgestellt. In allen Rechnungen wurde von der in Abschnitt 4.3 beschriebenen Geometrie des Strahlfänger-Kerns ausgegangen. Der Radius des Kerns beträgt 10 cm. Simuliert wird ein gleichverteilter achsensymmetrischer Elektronenstrahl von 50 MeV.

In FLUKA werden alle kernphysikalischen Kanäle der Neutronenbildung berücksichtigt. Die Anzahl der emittierten Neutronen N_{out} [n/e^-] aus dem Target und die Spurlängenverteilung der Neutronen $\mathcal{L}_n(E_n)$ im Target werden unmittelbar berechnet.

Für einen detaillierten Vergleich und die Berechnung der Aktivitäten bestimmter Nuklide sind allerdings nur die Neutronenquellstärken im Innern des Strahlfängers Q_n von Interesse, welche durch die (γ, n) -Reaktion gebildet werden. Diese Rate wird materialabhängig in einer speziellen Routine aus der Spurlängenverteilung der Photonen $\mathcal{L}_\gamma(E_\gamma)$ und dem (γ, n) -Querschnitt entsprechend der Gleichung 4.1 berechnet. Die Ergebnisse sind in Tabelle 13 zusammengestellt. Die mit Gleichung 4.2 berechneten Neutronenquellstärken Q_n für einen Strahlstrom von 1 mA (Spalte 4) können mit den Ergebnissen aus MCNP (Spalte 5) verglichen werden. Für Kohlenstoff und Kupfer stimmen beide Ergebnisse gut überein. Der mit FLUKA berechnete Anteil der deponierten Energie des Elektronenstrahls im Material $\Delta E/E_{kin}$ ist in Spalte 2 eingetragen. Die berechneten Werte Q_n für C, Cu, Al und Fe werden in Spalte 6 mit Angaben aus der Literatur [Swa79] für unendlich dicke Targets (s. Abbildung 4.1) verglichen.

Material	$\Delta E/E_{kin}$ [%]	Q_{out} FLUKA ¹ [10^{12} n/s]	$Q_n(\gamma, n)$ FLUKA ² [10^{12} n/s]	$Q_n(\gamma, n)$ MCNP ³ [10^{12} n/s]	Q_n (P=50 kW) [Swa79] [10^{12} n/s]
C	92.9	0.97	4.3	3.9	7.6
Cu	99.1	42.2	39.3	39.5	43.5
Al	92.1	8.3	11.9	-	15.8
Fe	98.8	33.2	31.3	-	30.5
Ti	96.0	18.1	29.0	-	-
V	97.7	60.4	37.6	-	-
Nb	98.9	98.6	48.8	-	-
Ta	99.7	120.4	69.9	-	95.2

Tabelle 13: Energieabsorption und Neutronenerzeugung in verschiedenen Strahlfänger-Kernen

¹⁾ $\sigma_{\gamma n}$ für C wird in FLUKA unzureichend reproduziert (s. Abbildung 21);

²⁾ Berechnung gemäß Gleichung 4.1

³⁾ aus [Ku98b].

Zum Verständnis der Werte in Tabelle 13 sind einige Bemerkungen zu den Materialien Titan und Vanadium notwendig.

Titan setzt sich aus den Isotopen ^{46}Ti (8.0%), ^{47}Ti (7.3%), ^{48}Ti (73.8%), ^{49}Ti (5.5%) und ^{50}Ti (5.4%) zusammen. Nicht alle (γ, n) -Querschnitte von Titan konnten in der Literatur gefunden werden. In der Datenbank EXFOR [EXFOR] sind (γ, n) -Querschnitte für ^{46}Ti und ^{50}Ti enthalten. Der (γ, n) -Querschnitt des Hauptisotops ^{48}Ti wurde aus [Sut81] bzw. [NAD87] entnommen. Die (γ, n) -Querschnitte von ^{46}Ti , ^{48}Ti und ^{50}Ti unterscheiden sich stark. Deshalb wurden die Beiträge der vier Isotope mit geringerer Häufigkeit nicht einzeln berechnet und die Neutronenquellstärke aus der Photoneutron-Reaktion $Q_n(\gamma, n)$ in Spalte 4 wurde mit dem Querschnitt des Hauptisotops bestimmt.

Vanadium setzt sich aus ^{50}V (0.25%) und ^{51}V (99.75%) zusammen. Der (γ, n) -Querschnitt für ^{50}V ist nicht bekannt. Deshalb wurde zur Bestimmung von $Q_n(\gamma, n)$ der Querschnitt für ^{51}V verwendet. Die Berechnung der Aktivität durch die Photoneutron-Reaktion $^{50}\text{V}(\gamma, n)^{49}\text{V}$ im Abschnitt 5.1 basiert auf dem Wert in Tabelle 13.

Bei identischer Geometrie des Strahlfänger-Kerns ist die Anzahl der Atomkerne für Vanadium größer als für Titan. Die Neutronenabsorption in Vanadium ist allerdings infolge fehlender Resonanzen im (n, γ) -Querschnitt geringer und damit ist Q_{out} in Spalte 3 für Vanadium größer als für Titan.

4.5 Neutroneninduzierte Sekundärprozesse

Die in der Photoneutron-Reaktion erzeugten Neutronen können wiederum mit den Kernen der bestrahlten Materie wechselwirken. In den Abschnitten 4.2 und 4.4 wurden zwei unterschiedliche Methoden zur Bestimmung der Neutronenerzeugungsrate N_n vorgestellt, welche auf Simulationsrechnungen mit GEANT bzw. FLUKA basieren.

Mit dem Programm FLUKA wird die Spurlängenverteilung der Neutronen $\mathcal{L}_n(E_n)$ in alternativen Materialien für den **Strahlfänger-Kern** berechnet. Die Erzeugungsrate instabiler Kerne N_i und damit die Quellstärke Q_i werden analog zur Neutronenerzeugungsrate (s. Gleichungen 4.1 und 4.2) berechnet

$$Q_i = I \cdot N_Z \int_0^{E_m} \frac{\mathcal{L}_n(E_n)}{\mathcal{V}} \sigma_{nx}(E_n) dE_n \quad [\text{Kerne/s}], \quad (4.5)$$

mit

I	- Stromstärke des Elektronenstrahls	$[\text{e}^-/\text{s}]$
N_Z	- Anzahl der Atomkerne im Wechselwirkungsvolumen \mathcal{V}	
$\mathcal{L}_n(E_n)$	- normierte Spurlängenverteilung der Neutronen	$[\text{cm}^{-2} \cdot \text{MeV}^{-1} / \text{e}^-]$
$\sigma_{nx}(E_n)$	- $n\gamma$ - bzw. $n\alpha$ -Wirkungsquerschnitt	$[\text{cm}^2]$;
E_m	- obere Energiegrenze des σ_{nx} -Datensatzes	$[\text{MeV}]$

Die verwendeten (n, γ) - und (n, α) -Wirkungsquerschnitte im relevanten Neutronenenergiebereich sind im Anhang A.2 zusammengefaßt [ENDF].

Die mit Gleichung 4.5 berechneten Erzeugungsraten instabiler Kerne N_i und Quellstärken Q_i sind in Tabelle 14 zusammengestellt.

Material	Prozeß	Erzeugungsraten instabiler Kerne N_i [Kerne/e ⁻]	Quellstärke Q_i [Kerne/s]
Kohlenstoff	(n, γ)	$1.45 \cdot 10^{-3}$	$9.05 \cdot 10^{12}$
Kupfer	(n, γ)	$1.88 \cdot 10^{-4}$	$1.18 \cdot 10^{12}$
	(n, α)	$4.79 \cdot 10^{-7}$	$2.99 \cdot 10^9$
Aluminium	(n, γ)	$1.48 \cdot 10^{-6}$	$9.26 \cdot 10^9$
	(n, α)	$8.57 \cdot 10^{-7}$	$5.35 \cdot 10^9$
Eisen	(n, γ)	$3.40 \cdot 10^{-5}$	$2.12 \cdot 10^{11}$
Titan	(n, γ)	$7.71 \cdot 10^{-6}$	$4.81 \cdot 10^{10}$
Vanadium	(n, γ)	$4.53 \cdot 10^{-5}$	$2.83 \cdot 10^{11}$
Niob	(n, γ)	$1.18 \cdot 10^{-3}$	$7.39 \cdot 10^{12}$
Tantal	(n, γ)	$4.77 \cdot 10^{-3}$	$2.98 \cdot 10^{13}$

Tabelle 14: Erzeugungsraten und Quellstärken instabiler Kerne aus neutroneninduzierten Prozessen im Strahlfänger-Kern,²

Die Neutronenproduktion für die **Strahlfänger-Hüllen** sowie die **Abschirmplatten** wurden basierend auf GEANT-Rechnungen bestimmt, wobei die Energieabhängigkeit der Neutronen nicht berechnet wird. Die Berechnung der Erzeugungsraten der instabilen Kerne N_i setzt damit voraus, daß die im Material gebildeten Photoneutronen (N_n) in ein energieabhängiges Neutronenspektrum transformiert werden müssen. In der Literatur wurden verfügbare Photoneutronenspektren für Kohlenstoff [EXFOR], Chrom und Gold [Bar69] gefunden. Mit Hilfe einer sogenannten Wattverteilung werden diese Spektren wie folgt parametrisiert :

$$W(E_n) = C \cdot e^{(a \cdot E_n)} \cdot \sinh \sqrt{b \cdot E_n}, \quad (4.6)$$

wobei die Parameter a und b entsprechend dem Targetmaterial angepaßt werden müssen. Für die in Abbildung 19 dargestellten Photoneutronenspektren wurden folgende Werte a und b mit Hilfe einer Fit-Routine ermittelt:

Kohlenstoff	$a = -1.4925$	$b = 25.0$
Chrom	$a = -0.687$	$b = 0.201$
Gold	$a = -1.54$	$b = 8.05$

Zur Anpassung der Neutronenenergieverteilung wird das Integral über die jeweilige Wattverteilung auf die Neutronenerzeugungsraten N_n normiert.

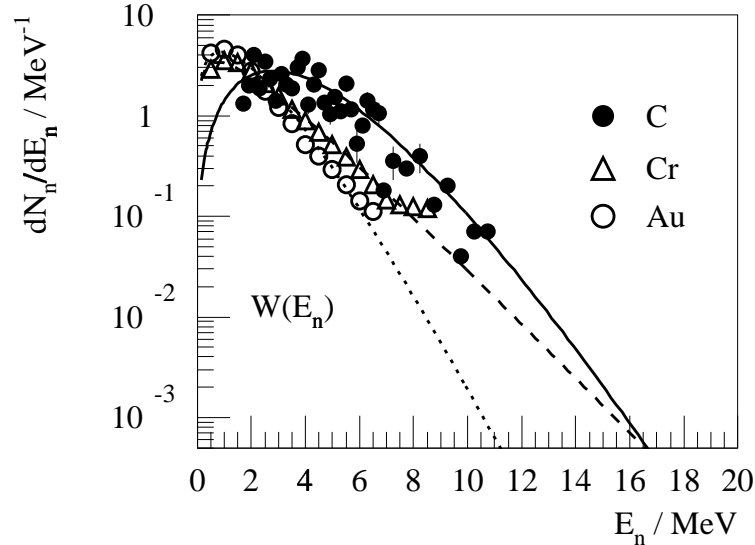


Abbildung 19: Parametrisierte Wattspektren für verschiedene Targetmaterialien

Die Quellstärke der instabilen Kerne Q_i wird bestimmt durch

$$Q_i = I \cdot N_Z \int_0^{E_m} \frac{W_n(E_n)}{\mathcal{S}} \sigma_{nx}(E_n) dE_n \quad [\text{Kerne/s}], \quad (4.7)$$

mit

$W_n(E_n)$ - normiertes Neutronenspektrum $[\text{MeV}^{-1}/e^-]$
 \mathcal{S} - Materialfläche, in welche die Neutronen eindringen $[\text{cm}^2]$

Mit dieser Näherung werden die Erzeugungsraten instabiler Kerne für die Strahlfänger-Hüllen und die Abschirmplatten berechnet. Photoneutronen werden im projektierten Energiebereich des Beschleunigers ELBE hauptsächlich über die Anregung der Dipolresonanz erzeugt. Deshalb kann man die in [Bar69] publizierten Neutronenspektren zur Abschätzung der maximal zu erwartenden Neutronenenergien benutzen. Die Hauptintensität ist im Energiebereich $E_n \leq 15$ MeV konzentriert. In den Abschirmplatten wird näherungsweise das experimentelle Photoneutronenspektrum von Cr ([Bar69]) mit einer Watt-Verteilung $W(E_n)$ parametrisiert und als Bezugsspektrum benutzt. Zur Bestimmung von N_i in den Strahlfänger-Hüllen wird die Parametrisierung für Kohlenstoff verwendet.

In den folgenden Betrachtungen für die Hüllen und Abschirmplatten wird von einem Strahlfänger-Kern aus Graphit ausgegangen. FLUKA-Rechnungen haben gezeigt, daß nur etwa 25% der im Kern erzeugten Photoneutronen den Graphit-Kern des Strahlfängers verlassen, was auf den großen (n,γ) -Wirkungsquerschnitt zurückzuführen ist. Deshalb werden in diesem Abschnitt die Photoneutronen aus dem Kern für die Berechnung der Erzeugungsraten von Radionukliden in den Strahlfänger-Hüllen und Abschirmplatten vernachlässigt.

Die Erzeugungsraten und Quellstärken aus neutroneninduzierten Sekundärreaktionen sind in Tabelle 15 für Strahlfänger-Hüllen aus Kupfer und Edelstahl und in Tabelle 16 für Abschirmplatten der Dicke 15 cm zusammengestellt.

Material	Dicke [mm]	Prozeß	N _i [Kerne/e ⁻]			Q _i [Kerne/s]
			Stirn	Mantel	gesamt	
Kupfer	20	(n,γ)	4.0·10 ⁻⁸	3.6·10 ⁻⁸	4.4·10 ⁻⁸	2.73·10 ⁹
		(n,α)	1.3·10 ⁻⁷	1.1·10 ⁻⁸	1.4·10 ⁻⁷	8.69·10 ⁸
Edelstahl X6 Fe (68%) Cr (18%) Ni (10%)	5	(n,γ)	1.2·10 ⁻⁹	1.3·10 ⁻¹⁰	1.3·10 ⁻⁹	7.99·10 ⁶
			2.2·10 ⁻¹⁰	2.0·10 ⁻¹¹	2.4·10 ⁻¹⁰	1.50·10 ⁶
			2.1·10 ⁻¹¹	1.9·10 ⁻¹²	2.3·10 ⁻¹¹	1.41·10 ⁵

Tabelle 15: Erzeugungsraten und Quellstärken instabiler Kerne in Strahlfänger-Hüllen aus neutroneninduzierten Prozessen

Material	Prozeß	N _i	Q _i
		[Kerne/e ⁻]	[Kerne/s]
Eisen	(n,γ)	2.8·10 ⁻⁶	1.8·10 ¹⁰
Kupfer	(n,γ)	2.2·10 ⁻⁵	1.4·10 ¹¹
	(n,α)	1.6·10 ⁻⁶	9.8·10 ⁹
Aluminium	(n,γ)	1.1·10 ⁻⁷	7.0·10 ⁸
	(n,α)	2.9·10 ⁻⁷	1.8·10 ⁹

Tabelle 16: Erzeugungsraten und Quellstärken instabiler Kerne in 15 cm dicken Abschirmplatten aus neutroneninduzierten Prozessen

5 Aktivierung der Konstruktionsmaterialien

In diesem Abschnitt werden die Aufaktivierung sowie das Abklingen der Radioaktivität in den betrachteten Konstruktionselementen des Strahlfängers für einen vorgegebenen Zeitraum bestimmt. In den folgenden Rechnungen wird von einem Elektronenstrahl mit 50 MeV totaler Energie und einem Strahlstrom von 1 mA ausgegangen.

Einleitend werden einige Größen definiert [Dem98]. Es gelten die Grundgleichungen des radioaktiven Zerfalles :

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda \cdot N = -A(t) \quad \text{mit} \quad \lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}, \quad (5.1)$$

wobei λ als Zerfallskonstante bezeichnet wird und die Halbwertszeit $T_{1/2}$ die Zeit ist, nach der die Zahl der anfänglich vorhandenen instabilen Kerne N nur noch die Hälfte beträgt. Durch Integration erhält man

$$N(t) = N_0 \cdot e^{-\lambda \cdot t}. \quad (5.2)$$

N_0 ist die Anzahl der Kerne zur Zeit $t=0$. Die zeitabhängige Größe $A(t)=\lambda \cdot N$ heißt Aktivität A und wird in Bequerel (Bq) angegeben. Ein radioaktiver Stoff hat eine Aktivität $A = n$ Bq, wenn er im Mittel n Kernzerfälle pro Sekunde aufweist. Die Aktivität $A(t)$ zur Zeit t ist damit

$$A(t) = A_0 \cdot e^{-\lambda \cdot t} \quad \text{mit} \quad A_0 = A(t=0) = \lambda \cdot N_0. \quad (5.3)$$

Zerfallen nicht nur die Kerne, sondern entstehen durch Bestrahlung des Stoffes pro Zeiteinheit Q neue Kerne, so kann die Anzahl aller radioaktiven Kerne $N(t)$ aus der Gleichung

$$\frac{dN}{dt} = Q - \lambda \cdot N \quad (5.4)$$

gewonnen werden. Die Integration liefert mit der Anfangsbedingung $N(t=0)=0$

$$N(t) = \frac{Q}{\lambda} (1 - e^{-\lambda \cdot t}). \quad (5.5)$$

Nach einer Aktivierungszeit $t=3/\lambda$ hat $N(t)$ bereits 97% seines möglichen Maximalwertes $N(t \rightarrow \infty)=Q/\lambda$ erreicht.

Diese Beziehungen werden zunächst für den Fall angewendet, bei welchem der Stoff nur aus einem Isotop besteht. Die Sättigungsaktivität eines Radionuklides kann der Neutronenquellstärke Q_n gleichgesetzt werden, da mit dem Radionuklid assoziiert ein Neutron entsteht. Bezeichnet man mit N_Z die Zahl der stabilen Mutterkerne im Wechselwirkungsvolumen des Konstruktionsmaterials, so gilt bei einem gegebenen Strahlstrom I [Elektronen/s] für die Erzeugungssrate eines Radionuklides in der Photoneutron-Reaktion entsprechend Gleichung 4.1

$$\left. \frac{dN}{dt} \right|_{t \rightarrow \infty} = I \cdot N_Z \int \mathcal{F}_\gamma(E_\gamma) \sigma_{\gamma n}(E_\gamma) dE_\gamma = Q_n. \quad (5.6)$$

Die im Abschnitt 5.1 folgenden Berechnungen zur Aufaktivierung im (γ,n) -Prozeß beruhen daher auf der Berechnung der Größe Q_n . Für eine gegebene Neutronenquellstärke Q_n und die Halbwertszeit $T_{1/2}$ des Radionuklides (s. Tabelle 17) kann die Zeitabhängigkeit der entstehenden Aktivitäten berechnet werden.

Besteht der bestrahlte Stoff aus mehreren Isotopen der Häufigkeit $H_J \leq 1$ und ist nur der summarische Wirkungsquerschnitt $\sigma(\gamma,n)$ für das *Element* bekannt, so wird angenommen, daß die Aktivität eines bestimmten Isotopes proportional zu seiner Häufigkeit H_J ist. Für die Zahl der radioaktiven Kerne dieses Isotopes N_J gilt dann die Bilanzgleichung

$$\frac{dN_J}{dt} = H_J \cdot Q_n - \lambda \cdot N_J \quad (5.7)$$

wobei $H_J \cdot Q_n$ die anteilmäßige Erzeugungsrate und $\lambda \cdot N_J$ die Aktivität des Isotopes bedeuten. Mit der Anfangsbedingung $N_J=0$ ergibt sich für die Bestrahlungszeit t_B eine Aktivität

$$A_J(t_B) = H_J \cdot Q_n \cdot (1 - e^{-\lambda \cdot t_B}). \quad (5.8)$$

Nach Ende der Bestrahlungszeit t_B klingt die Aktivität exponentiell mit der Zerfallswahrscheinlichkeit λ ab. Die zeitliche Abhängigkeit der Aktivität während einer einmaligen Bestrahlung im Verlauf einer Woche wird in Abbildung 20 am Beispiel der Aktivität von ^{64}Cu aus der Photoneutron-Reaktion in der Kupfer-Hülle des Strahlfängers (s. Tab.20) demonstriert. Die Halbwertszeit von ^{64}Cu beträgt 12.8 Stunden und die Sättigungsaktivität $A_{E\infty} = 9.4 \cdot 10^{11}$ Bq. Der zeitliche Abfall der Radioaktivität während einer Woche Strahlpause ist im rechten Teil von Abbildung 20 gezeigt.

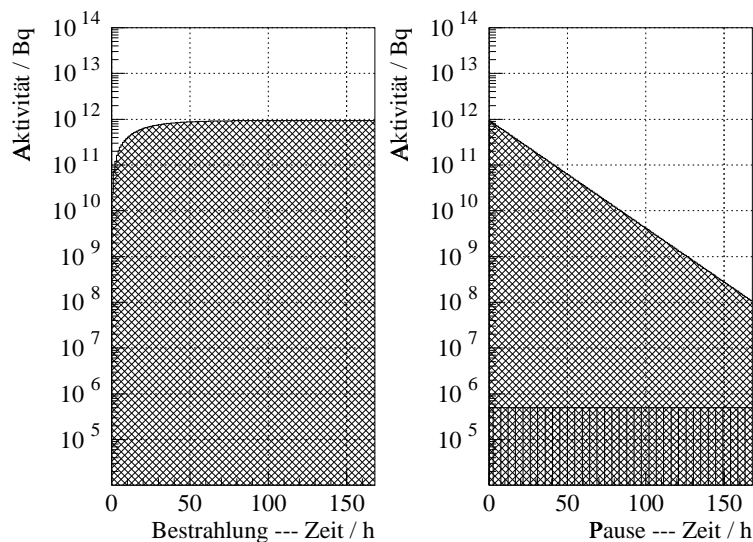


Abbildung 20: zeitlicher Verlauf der Aktivität während und nach der Bestrahlung der Kupfer-Hülle im Verlauf einer Woche für ^{64}Cu

Die durch Kernreaktionen erzeugten Radionuklide sowie deren Halbwertszeiten $T_{1/2}$ und Freigrenzen FG sind in Tabelle 17 zusammengestellt [NAD87] [Fir96] [Dze66] [StS91]. Aufgeführt sind nur die Radionuklide, welche in den verschiedenen Materialien dosimetrisch zu berücksichtigen sind.

Isotop	Anteil [%]	Prozeß	Radio-nuklid	T _{1/2}	FG [10 ⁵ Bq]	hauptsächliche Strahlungsart	
¹² C	98.89	(γ ,n)	¹¹ C	20.3 min	50	β^+ (970 keV)	#
¹³ C	1.11	(n, γ)	¹⁴ C	5730 a	5	β^- (156.5 keV)	#
²⁷ Al	100.	(γ ,n)	^{26m} Al	6.34 s	0.5	β^+ (3.2 MeV)	
		(γ ,n)	²⁶ Al	7.4·10 ⁵ a	0.5	β^+ (1.16 MeV)	
		(n, γ)	²⁸ Al	2.24 min	50	β^- (2.87 MeV)	
		(n, α)	²⁴ Na	14.96 h	5	β^- (1.40 MeV)	
⁴⁶ Ti	7.93	(γ ,n)	⁴⁵ Ti	3.1 h	50	EC, β^+ (1.0 MeV)	
⁵⁰ Ti	5.34	(n, γ)	⁵¹ Ti	5.8 min	5	β^- (2.13 MeV)	
⁵⁰ V	0.25	(γ ,n)	⁴⁹ V	330 d	50	EC, γ (620 keV)	#
⁵¹ V	99.75	(n, γ)	⁵² V	3.75 min	5	β^- (2.47 MeV)	
⁵⁰ Cr	4.31	(n, γ)	⁵¹ Cr	27.70 d	50	EC, γ (730 keV)	
⁵² Cr	83.76	(γ ,n)	⁵¹ Cr	27.70) d	50	EC, γ (730 keV)	
⁵⁴ Cr	2.38	(n, γ)	⁵⁵ Cr	3.50 min	5	β^- (2.5 MeV)	
⁵⁵ Mn	100.	(γ ,n)	⁵⁴ Mn	312 d	5	EC, γ (835 keV)	
⁵⁴ Fe	5.81	(γ ,n)	⁵³ Fe	8.5 min	5	β^+ (2.84 MeV)	
⁵⁶ Fe	91.64	(n, γ)	⁵⁵ Fe	2.73 a	5	EC, K $_{\alpha\beta}$ =5.9 keV	#
		(γ ,n)	⁵⁵ Fe	2.73 a	5	EC, K $_{\alpha\beta}$ =5.9 keV	#
⁵⁸ Fe	0.34	(n, γ)	⁵⁹ Fe	44.5 d	5	β^- (450 keV)	
⁵⁸ Ni	67.76	(γ ,n)	⁵⁷ Ni	36.5 h	5	EC, β^+ (845 keV)	
⁶⁰ Ni	26.16	(n, γ)	⁵⁹ Ni	7.5·10 ⁴ a	50	EC	
		(γ ,n)	⁵⁹ Ni	7.5·10 ⁴ a	50	EC	
⁶³ Cu	69.1	(γ ,n)	⁶² Cu	9.76 min	5	β^+ (2.92 MeV)	
		(n, γ)	⁶⁴ Cu	12.8 h	50	β^+ (665 keV), β^- (580 keV)	
⁶⁵ Cu	30.9	(n, α)	⁶⁰ Co	5.27 a	0.5	β^- (1.48 MeV), γ (1.17 MeV), γ (1.33 MeV)	
		(γ ,n)	⁶⁴ Cu	12.8 h	50	β^+ 20 %(656 keV), β^- 38 %(573 keV)	
		(n, γ)	⁶⁶ Cu	5.1 min	5	β^- (2.63 MeV)	
⁹³ Nb	100.	(γ ,n)	⁹² Nb	3.5·10 ⁷ a	5	EC	
		(γ ,n)	^{92m} Nb	10.15 d	5	EC, γ (935 keV)	
		(n, γ)	⁹⁴ Nb	2.0·10 ⁴ a	0.5	β^- (1.15 MeV)	
¹⁸¹ Ta	99.988	(γ ,n)	¹⁸⁰ Ta	8.15 h	50	EC(87%), β^- (13%, 710 keV)	
^{180m} Ta	0.012	(n, γ)	¹⁸² Ta	115.1 d		β^- (500 keV), γ (komplex)	
		(γ ,n)	¹⁷⁹ Ta	600 d		EC	

Tabelle 17: Halbwertszeiten und Freigrenzen entstehender Radionuklide
EC bedeutet K-Einfang; # dosimetrisch unbedenklich

5.1 Aktivitäten aus der Photoneutron-Reaktion

In diesem Abschnitt werden die Aufaktivierungen der Materialien im **Strahlfänger-Kern**, in den Materialien der **Strahlfänger-Hülle** sowie in den **Abschirmplatten** durch die Photoneutron-Reaktion berechnet.

Zuerst werden die Radionuklide, welche durch die (γ, n) -Reaktion im **Strahlfänger-Kern** entstehenden, für Graphit und mögliche Material-Alternativen des Strahlfänger-Kerns betrachtet. Die folgenden Rechnungen basieren auf den mit dem Programm FLUKA berechneten Neutronenquellstärken $Q_n(\gamma, n)_{\text{FLUKA}}$ aus der Photoneutron-Reaktion (s. Tabelle 13). Wie schon gezeigt wurde, ist die Neutronenquellstärke Q_n proportional zur Sättigungsaktivität A_∞ eines bestimmten Radionuklides. Die zeitlichen Abhängigkeiten der Aktivitäten aus der (γ, n) -Reaktion für die verschiedenen Materialien des Strahlfänger-Kerns sind in den Tabellen 18 und 19 zusammengestellt. Berechnet wurden die Aktivitäten nach einmaliger Bestrahlung sowie anschließender Abklingzeit von jeweils 0.3, 3, 30 und 300 Tagen. Berücksichtigt wurden die Isotopenhäufigkeiten aus der Tabelle 17.

Zu den betrachteten Material-Alternativen für den Strahlfänger-Kern gehören Aluminium, Niob und Tantal. Einige spezielle Bemerkungen zu den Nukliden ^{26}Al , ^{92}Nb und ^{180}Ta werden für die Diskussion der Aufaktivierung vorangestellt.

Messungen der Neutronenausbeute in der (γ, n) -Reaktion zeigen, daß die Schwellenenergie für Aluminium um $(224 \pm 76 \text{ keV})$ höher liegt im Vergleich zu dem Q -Wert, der aus der Massendifferenz berechnet werden kann [Gel60]. In der Photoneutron-Reaktion wird also bevorzugt der isomere Zustand mit $E = 228 \text{ keV}$, $T = 1$, $J = 0^+$ bevölkert. Ähnlich ist die Situation in der Reaktion $^{93}\text{Nb}(\gamma, n)^{92}\text{Nb}$. Hierfür wurde die Reaktionsschwelle zu $(8.7 \pm 0.2 \text{ MeV})$ [Chi58] bestimmt. Dieser Wert liegt, wenn auch statistisch nicht signifikant, etwas oberhalb des Schwellenwertes $Q = 8.69 \text{ MeV}$. Das deutet darauf hin, daß auch in diesem Fall hauptsächlich der isomere Zustand mit $T_{1/2} = 10.15$ Tagen bevölkert wird. Dieser Umstand wird verständlich, wenn man in Betracht zieht, daß der Zustand mit $J = 7^+$ aus dem $\pi(g_{9/2})\nu(d_{5/2})$ -Multipllett in der (γ, n) -Reaktion vom $g_{9/2}$ -Grundzustand des ^{93}Nb in der dominanten Dipolanregung mit $\Delta L = \pm 1$ schwer zu erreichen ist [Duf58]. Die Aktivitäten der *Grundzustände* der Nuklide ^{26}Al , ^{92}Nb wurden aus diesem Grunde nicht weiter betrachtet.

Vom Standpunkt der Kernstruktur gesehen, liegen beim Nuklid ^{180}Ta umgekehrte Verhältnisse vor. Ein Hochspinzustand mit $J = 9^-$ befindet sich 75.3 keV über dem Grundzustand, der eine Halbwertszeit von 8.152 Stunden hat. Der isomere 9^- -Zustand mit $T_{1/2} = 1.2 \cdot 10^{15}$ Jahren ist als Relikt der Elementsynthese mit 0.012% als 'natürliches Isotop' vorhanden. Messungen der Schwellen in der Reaktion $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$ zeigen, daß es keinen Unterschied zwischen dem Q -Wert und der Reaktionsschwelle gibt. Wir gehen in den Rechnungen davon aus, daß *nur* die Grundzustandsaktivität von ^{180}Ta entsteht. Außerdem sind für kürzere Bestrahlungszeiten am Beschleuniger infolge der extrem großen Halbwertszeit des

isomeren Zustandes keine Beiträge zu erwarten.

Reaktion	t_B [d]	t_P [d]				
		0.	0.3	3	30	300
$^{12}\text{C}(\gamma,n)^{11}\text{C}$						
$T_{1/2} = 20.3 \text{ min}$ $A_\infty = 4.30 \cdot 10^{12} \text{ Bq}$	0.3	$4.30 \cdot 10^{12}$	$1.69 \cdot 10^6$	0.	0.	0.
	3	$4.30 \cdot 10^{12}$	$1.69 \cdot 10^6$	0.	0.	0.
	30	$4.30 \cdot 10^{12}$	$1.69 \cdot 10^6$	0.	0.	0.
	300	$4.30 \cdot 10^{12}$	$1.69 \cdot 10^6$	0.	0.	0.
$^{27}\text{Al}(\gamma,n)^{26m}\text{Al}$						
$T_{1/2} = 6.4 \text{ s}$ $A_\infty = 1.19 \cdot 10^{13} \text{ Bq}$	0.3	$1.19 \cdot 10^{13}$	0.	0.	0.	0.
	3	$1.19 \cdot 10^{13}$	0.	0.	0.	0.
	30	$1.19 \cdot 10^{13}$	0.	0.	0.	0.
	300	$1.19 \cdot 10^{13}$	0.	0.	0.	0.
$^{46}\text{Ti}(\gamma,n)^{45}\text{Ti}$						
$T_{1/2} = 3.1 \text{ h}$ $A_\infty = 2.30 \cdot 10^{12} \text{ Bq}$	0.3	$1.84 \cdot 10^{12}$	$3.68 \cdot 10^{11}$	$1.88 \cdot 10^5$	0.	0.
	3	$2.30 \cdot 10^{12}$	$4.60 \cdot 10^{11}$	$2.34 \cdot 10^5$	0.	0.
	30	$2.30 \cdot 10^{12}$	$4.60 \cdot 10^{11}$	$2.34 \cdot 10^5$	0.	0.
	300	$2.30 \cdot 10^{12}$	$4.60 \cdot 10^{11}$	$2.34 \cdot 10^5$	0.	0.
$^{50}\text{V}(\gamma,n)^{49}\text{V}$						
$T_{1/2} = 330 \text{ d}$ $A_\infty = 1.00 \cdot 10^{11} \text{ Bq}$	0.3	$6.30 \cdot 10^7$	$6.30 \cdot 10^7$	$6.26 \cdot 10^7$	$5.91 \cdot 10^7$	$3.35 \cdot 10^7$
	3	$6.28 \cdot 10^8$	$6.28 \cdot 10^8$	$6.24 \cdot 10^8$	$5.90 \cdot 10^8$	$3.35 \cdot 10^8$
	30	$6.11 \cdot 10^9$	$6.10 \cdot 10^9$	$6.07 \cdot 10^9$	$5.73 \cdot 10^9$	$3.25 \cdot 10^9$
	300	$4.67 \cdot 10^{10}$	$4.67 \cdot 10^{10}$	$4.65 \cdot 10^{10}$	$4.39 \cdot 10^{10}$	$2.49 \cdot 10^{10}$
$^{56}\text{Fe}(\gamma,n)^{55}\text{Fe}$						
$T_{1/2} = 2.94 \text{ a}$ $A_\infty = 2.87 \cdot 10^{13} \text{ Bq}$	0.3	$6.10 \cdot 10^9$	$6.10 \cdot 10^9$	$6.09 \cdot 10^9$	$5.97 \cdot 10^9$	$4.93 \cdot 10^9$
	3	$6.09 \cdot 10^{10}$	$6.09 \cdot 10^{10}$	$6.08 \cdot 10^{10}$	$5.97 \cdot 10^{10}$	$4.93 \cdot 10^{10}$
	30	$6.04 \cdot 10^{11}$	$6.04 \cdot 10^{11}$	$6.02 \cdot 10^{11}$	$5.91 \cdot 10^{11}$	$4.88 \cdot 10^{11}$
	300	$5.50 \cdot 10^{12}$	$5.49 \cdot 10^{12}$	$5.48 \cdot 10^{12}$	$5.38 \cdot 10^{12}$	$4.44 \cdot 10^{12}$
$^{54}\text{Fe}(\gamma,n)^{53}\text{Fe}$						
$T_{1/2} = 8.5 \text{ min}$ $A_\infty = 1.80 \cdot 10^{12} \text{ Bq}$	0.3	$1.80 \cdot 10^{12}$	$9.03 \cdot 10^{-4}$	0.	0.	0.
	3	$1.80 \cdot 10^{12}$	$9.03 \cdot 10^{-4}$	0.	0.	0.
	30	$1.80 \cdot 10^{12}$	$9.03 \cdot 10^{-4}$	0.	0.	0.
	300	$1.80 \cdot 10^{12}$	$9.03 \cdot 10^{-4}$	0.	0.	0.
Fortsetzung in Tabelle 19						

Tabelle 18: Aufaktivierung der Materialien für den Strahlfänger-Kern durch die Photoneutron-Reaktion (Teil 1)

Die Ergebnisse in den Tabellen 18 und 19 zeigen, daß bei einem Strahlfänger-Kern aus Graphit das gebildete ^{11}C aus der Photoneutron-Reaktion mit einer Halbwertszeit von $T_{1/2}=20.3$ Minuten sehr schnell abklingt. Die im Eisen gebildeten Aktivitäten sind unbedenklich. Darauf wird im Abschnitt 5.3 gesondert eingegangen. Zu beachten ist, daß bei Niob und bei Vanadium die gebildeten Aktivitäten aus der (γ,n) -Reaktion nur langsam abklingen.

Fortsetzung der Tabelle 18						
Reaktion	t_B [d]	t_P [d]				
		0.	0.3	3	30	300
$^{63}\text{Cu}(\gamma,n)^{62}\text{Cu}$						
$T_{1/2} = 9.76 \text{ min}$ $A_\infty = 2.72 \cdot 10^{13} \text{ Bq}$	0.3	$2.72 \cdot 10^{13}$	1.29	0.	0.	0.
	3	$2.72 \cdot 10^{13}$	1.29	0.	0.	0.
	30	$2.72 \cdot 10^{13}$	1.29	0.	0.	0.
	300	$2.72 \cdot 10^{13}$	1.29	0.	0.	0.
$^{65}\text{Cu}(\gamma,n)^{64}\text{Cu}$						
$T_{1/2} = 12.8 \text{ h}$ $A_\infty = 1.18 \cdot 10^{13} \text{ Bq}$	0.3	$3.81 \cdot 10^{12}$	$2.58 \cdot 10^{12}$	$7.72 \cdot 10^{10}$	$4.45 \cdot 10^{-5}$	0.
	3	$1.16 \cdot 10^{13}$	$7.83 \cdot 10^{12}$	$2.34 \cdot 10^{11}$	$1.35 \cdot 10^{-4}$	0.
	30	$1.18 \cdot 10^{13}$	$7.99 \cdot 10^{12}$	$2.39 \cdot 10^{11}$	$1.38 \cdot 10^{-4}$	0.
	300	$1.18 \cdot 10^{13}$	$7.99 \cdot 10^{12}$	$2.39 \cdot 10^{11}$	$1.38 \cdot 10^{-4}$	0.
$^{93}\text{Nb}(\gamma,n)^{92m}\text{Nb}$						
$T_{1/2} = 10.15 \text{ d}$ $A_\infty = 4.88 \cdot 10^{13} \text{ Bq}$	0.3	$9.57 \cdot 10^{11}$	$9.38 \cdot 10^{11}$	$7.85 \cdot 10^{11}$	$1.32 \cdot 10^{11}$	$2.40 \cdot 10^3$
	3	$8.77 \cdot 10^{12}$	$8.60 \cdot 10^{12}$	$7.19 \cdot 10^{12}$	$1.21 \cdot 10^{12}$	$2.20 \cdot 10^4$
	30	$4.21 \cdot 10^{13}$	$4.12 \cdot 10^{13}$	$3.45 \cdot 10^{13}$	$5.81 \cdot 10^{12}$	$1.05 \cdot 10^5$
	300	$4.88 \cdot 10^{13}$	$4.78 \cdot 10^{13}$	$4.00 \cdot 10^{13}$	$6.73 \cdot 10^{12}$	$1.22 \cdot 10^5$
$^{181}\text{Ta}(\gamma,n)^{180}\text{Ta}$						
$T_{1/2} = 8.15 \text{ h}$ $A_\infty = 6.99 \cdot 10^{13} \text{ Bq}$	0.3	$3.20 \cdot 10^{13}$	$1.74 \cdot 10^{13}$	7.01	$8.15 \cdot 10^{-14}$	0.
	3	$6.97 \cdot 10^{13}$	$3.78 \cdot 10^{13}$	$1.53 \cdot 10^{11}$	$1.78 \cdot 10^{-13}$	0.
	30	$6.99 \cdot 10^{13}$	$3.79 \cdot 10^{13}$	$1.53 \cdot 10^{11}$	$1.78 \cdot 10^{-13}$	0.
	300	$6.99 \cdot 10^{13}$	$3.79 \cdot 10^{13}$	$1.53 \cdot 10^{11}$	$1.78 \cdot 10^{-13}$	0.

Tabelle 19: Aufaktivierung der Materialien für den Strahlfänger-Kern durch die Photoneutron-Reaktion (Teil 2)

Betrachtet wird nun die Aufaktivierung der Materialien in den Konstruktionselementen des Strahlfängers (Index E) durch die Photoneutron-Reaktion. Für die **Strahlfänger-Hüllen** wurden im Abschnitt 4.2 die Neutronenquellstärken Q_{nE} , basierend auf den Photonenspektren aus GEANT, abgeschätzt. Dabei wurden die vom Strahlfänger-Kern emittierten Neutronen nicht berücksichtigt. Für die Berechnung der Aktivität in der Hülle wird folgende Näherung verwendet. Zusätzlich zur Berechnung der Größen Q_{nE} wird der Anteil der aus dem Strahlfänger-Kern emittierten Neutronen $Q_{nK} = 9.7 \cdot 10^{11} \text{ n/s}$ berücksichtigt, welcher mit dem Programm FLUKA für einen Graphit-Kern ermittelt wurde (s. Abschnitt 4.4). Isotropie im Kerninneren vorausgesetzt, wird dieser Wert zu den Werten in den Hüllen Q_{nE} addiert. Die auf diese Weise ermittelten Sättigungsaktivitäten aus der Photoneutron-Reaktion $A_E(\infty) = Q_{nK} + Q_{nE}$, die Aufaktivierung und das Abklingen der Radioaktivitäten während je einer Woche sind in Tabelle 20 aufgeführt. Man sieht, daß die Bestandteile im Edelstahl (Chrom und Nickel) Aktivitäten bilden, welche nur langsam abklingen.

Material	Sättigungs- aktivität [10 ¹² Bq]			Radio- nuklid	A(t); t = 7 d	
					Bestrahlung	Bestrahlungs- pause
	Q _{nE}	Q _{nK}	A _E		[Bq]	[Bq]
Cu	2.08	0.97	3.05			
⁶³ Cu	1.44	0.67	2.11	⁶² Cu	2.11·10 ¹²	0.
⁶⁵ Cu	0.64	0.30	0.94	⁶⁴ Cu	9.40·10 ¹¹	1.08·10 ⁸
Edelstahl						
Fe	0.20	0.66	0.86			
⁵⁶ Fe	0.18	0.60	0.78	⁵⁵ Fe	3.85·10 ⁹	3.83·10 ⁹
⁵⁴ Fe	0.01	0.04	0.05	⁵³ Fe	5.00·10 ¹⁰	0.
Cr	0.08	0.18	0.26			
⁵² Cr	0.067	0.146	0.213	⁵¹ Cr	3.41·10 ¹⁰	2.86·10 ¹⁰
Ni	0.01	0.097	0.107			
⁵⁸ Ni	0.007	0.066	0.073	⁵⁷ Ni	7.00·11 ¹⁰	2.91·11 ⁹
⁶⁰ Ni	0.003	0.025	0.028	⁵⁹ Ni	0.	0.

Tabelle 20: Aktivitäten in der Hülle aus der Photoneutron-Reaktionen

Die Abschätzung der Aktivitäten in den **Abschirmplatten** durch die Photoneutron-Reaktion basieren ebenfalls auf Näherungen. Ausgegangen wird von den Neutronenquellstärken Q_{nE} bei Dicken von 15 cm aus Tabelle 11. Vernachlässigt werden die Neutronenabsorption sowie die Neutronenerzeugungsrates in den Stirnflächen der betrachteten Strahlfänger-Hüllen. Diese Werte sind materialabhängig und müssen in späteren Rechnungen mit dem Programm FLUKA genauer bestimmt werden. Wird eine isotrope Neutronenverteilung angenommen, dann gelangen ca. 27.5% der vom Graphit-Kern emittierten Neutronen auf die Abschirmplatten, wenn von der im Abschnitt 3 beschriebenen Geometrie ausgegangen wird. Der Wert $Q_{nK}^* = 0.275 \cdot Q_{nK}$ wird zu den Werten in den Abschirmplatten Q_{nE} addiert. Die Aktivitäten, welche nach einer einwöchigen Bestrahlung entstehen und das Abklingen der Radioaktivität nach einer weiteren Woche Strahlpause sind in Tabelle 21 zusammengestellt. In den Materialien Kupfer, Eisen und Aluminium entstehen keine bedenklichen Aktivitäten.

Material	Sättigungsaktivität [10 ¹² Bq]			Radio- nuklid	A(t); t = 7 d	
					Bestrahlung	Bestrahlungs- pause
	Q _{nE}	Q _{nK} *	A _E		[Bq]	[Bq]
Cu	11.19	0.27	11.46			
⁶³ Cu	7.73	0.18	7.91	⁶² Cu	7.91·10 ¹²	0.
⁶⁵ Cu	3.46	0.08	3.54	⁶⁴ Cu	3.54·10 ¹²	4.07·10 ⁸
Fe	7.94	0.27	8.21			
⁵⁶ Fe	7.28	0.25	7.53	⁵⁵ Fe	3.71·10 ¹⁰	3.70·10 ¹⁰
⁵⁴ Fe	0.46	0.02	0.48	⁵³ Fe	4.80·10 ¹¹	0.
Al	1.22	0.27	1.49			
²⁷ Al	1.22	0.27	1.49	²⁶ Al	0.	0.
^{27m} Al	1.22	0.27	1.49	^{26m} Al	1.49·10 ¹²	0.

Tabelle 21: Aktivitäten in den Abschirmplatten aus Photoneutron-Reaktionen

5.2 Aktivitäten aus neutroneninduzierten Sekundärprozessen

Die in der Photoneutron-Reaktion erzeugten Neutronen wechselwirken mit dem Material des Strahlfängers und bilden radioaktive Kerne. In diesem Abschnitt werden die Aktivitäten aus neutroneninduzierten Sekundärprozessen, vorwiegend durch Strahlungseinfang (n, γ), in Materialien des **Strahlfänger-Kerns**, der **Strahlfänger-Hüllen** und der **Abschirmplatten** vorgestellt und diskutiert.

Die Berechnungen der Aktivitäten nach einer einmaligen Bestrahlungsdauer mit anschließender Abklingzeit basieren auf den Erzeugungsraten instabiler Kerne aus dem Abschnitt 4.5 (Tabellen 14,15,16).

Aus der Literatur ist bekannt, daß an Konstruktionsteilen aus Kupfer bei längerer Betriebsdauer ⁶⁰Co nachgewiesen wird ([Swa79], [Leu98]). Das Radionuklid ⁶⁰Co kann in verschiedenen Kernreaktionen am Kupfer gebildet werden, deren Beiträge in [Leu98] untersucht wurden. Aus dieser Referenz entnimmt man, daß die in [Swa79] aufgeführte Reaktion ⁶³Cu($\gamma, n2p$)⁶⁰Co nur im Energiebereich $E_n \geq 35$ MeV merkliche Beiträge liefert. Die Reaktionsquerschnitte zur Bildung von ⁶⁰Co sind im Anhang A.3 in Abbildung 25 zusammengestellt. Man sieht, daß für den Energiebereich des Beschleunigers ELBE die Reaktion ⁶³Cu(n, α)⁶⁰Co dominiert. Die gebildeten ⁶⁰Co-Aktivitäten aus dieser Reaktion sind in den folgenden Tabellen angegeben.

Die durch neutroneninduzierte Reaktionen gebildeten Aktivitäten für die Materialien des **Strahlfänger-Kerns** werden analog zu den Aktivitäten aus der Photoneutron-Reaktion im vorangehenden Abschnitt in den Tabellen 22, 23 und 24 zusammengestellt. Enthalten sind die Sättigungsaktivitäten A_∞ der entstehenden Radionuklide im Strahlfänger-Kern, welche unmittelbar aus den Neutronen-Spurlängen $\mathcal{L}_n(E_n)$ mit dem Programm FLUKA berechnet wurden (s. Abschnitt

4.4), sowie die Aktivitäten nach gestaffelter Bestrahlungsdauer und anschließender Abklingzeit. Das Nuklid ^{180m}Ta wurde welches auf Grund der geringen Häufigkeit nicht berücksichtigt.

Reaktion	t_B [d]	t_P [d]				
		0.	0.3	3	30	300
$^{13}\text{C}(n,\gamma)^{14}\text{C}$						
$T_{1/2} = 5730 \text{ a}$ $A_\infty = 1.0 \cdot 10^{11} \text{ Bq}$	0.3	$1.19 \cdot 10^4$	$1.19 \cdot 10^4$	$1.19 \cdot 10^4$	$1.19 \cdot 10^4$	$1.19 \cdot 10^4$
	3	$1.01 \cdot 10^5$	$1.01 \cdot 10^5$	$1.01 \cdot 10^5$	$1.01 \cdot 10^5$	$1.01 \cdot 10^5$
	30	$9.95 \cdot 10^5$	$9.95 \cdot 10^5$	$9.95 \cdot 10^5$	$9.95 \cdot 10^5$	$9.95 \cdot 10^5$
	300	$9.94 \cdot 10^6$	$9.94 \cdot 10^6$	$9.94 \cdot 10^6$	$9.94 \cdot 10^6$	$9.94 \cdot 10^6$
$^{27}\text{Al}(n,\gamma)^{28}\text{Al}$						
$T_{1/2} = 2.3 \text{ min}$ $A_\infty = 9.26 \cdot 10^9 \text{ Bq}$	0.3	$9.26 \cdot 10^9$	0.	0.	0.	0.
	3	$9.26 \cdot 10^9$	0.	0.	0.	0.
	30	$9.26 \cdot 10^9$	0.	0.	0.	0.
	300	$9.26 \cdot 10^9$	0.	0.	0.	0.
$^{50}\text{Ti}(n,\gamma)^{51}\text{Ti}$						
$T_{1/2} = 5.8 \text{ min}$ $A_\infty = 2.57 \cdot 10^9 \text{ Bq}$	0.3	$2.57 \cdot 10^9$	$9.73 \cdot 10^{-14}$	0.	0.	0.
	3	$2.57 \cdot 10^9$	$9.73 \cdot 10^{-14}$	0.	0.	0.
	30	$2.57 \cdot 10^9$	$9.73 \cdot 10^{-14}$	0.	0.	0.
	300	$2.57 \cdot 10^9$	$9.73 \cdot 10^{-14}$	0.	0.	0.
$^{51}\text{V}(n,\gamma)^{52}\text{V}$						
$T_{1/2} = 2.3 \text{ min}$ $A_\infty = 2.82 \cdot 10^{11} \text{ Bq}$	0.3	$2.82 \cdot 10^{11}$	0.	0.	0.	0.
	3	$2.82 \cdot 10^{11}$	0.	0.	0.	0.
	30	$2.82 \cdot 10^{11}$	0.	0.	0.	0.
	300	$2.82 \cdot 10^{11}$	0.	0.	0.	0.
$^{54}\text{Fe}(n,\gamma)^{55}\text{Fe}$						
$T_{1/2} = 2.94 \text{ a}$ $A_\infty = 1.23 \cdot 10^{10} \text{ Bq}$	0.3	$2.61 \cdot 10^6$	$2.61 \cdot 10^6$	$2.61 \cdot 10^6$	$2.56 \cdot 10^6$	$2.11 \cdot 10^6$
	3	$2.61 \cdot 10^7$	$2.61 \cdot 10^7$	$2.61 \cdot 10^7$	$2.56 \cdot 10^7$	$2.11 \cdot 10^7$
	30	$2.59 \cdot 10^8$	$2.59 \cdot 10^8$	$2.58 \cdot 10^8$	$2.53 \cdot 10^8$	$2.09 \cdot 10^8$
	300	$2.36 \cdot 10^9$	$2.35 \cdot 10^9$	$2.35 \cdot 10^9$	$2.31 \cdot 10^9$	$1.90 \cdot 10^9$
$^{58}\text{Fe}(n,\gamma)^{59}\text{Fe}$						
$T_{1/2} = 46.5 \text{ d}$ $A_\infty = 7.21 \cdot 10^8 \text{ Bq}$	0.3	$3.22 \cdot 10^6$	$3.20 \cdot 10^6$	$3.08 \cdot 10^6$	$2.06 \cdot 10^6$	$3.67 \cdot 10^4$
	3	$3.15 \cdot 10^7$	$3.14 \cdot 10^7$	$3.01 \cdot 10^7$	$2.02 \cdot 10^7$	$3.60 \cdot 10^5$
	30	$2.60 \cdot 10^8$	$2.59 \cdot 10^8$	$2.49 \cdot 10^8$	$1.66 \cdot 10^8$	$2.97 \cdot 10^6$
	300	$7.13 \cdot 10^8$	$7.09 \cdot 10^8$	$6.81 \cdot 10^8$	$4.56 \cdot 10^8$	$8.14 \cdot 10^6$
Fortsetzung in Tabelle 23						

Tabelle 22: Aufaktivierung der Materialien des Strahlfänger-Kernes durch die (n,γ) -Reaktion (Teil 1)

Fortsetzung der Tabelle 22						
Reaktion	t_B [d]	t_P [d]				
		0.	0.3	3	30	300
$^{63}\text{Cu}(n,\gamma)^{64}\text{Cu}$						
$T_{1/2} = 12.8 \text{ h}$ $A_\infty = 8.15 \cdot 10^{11} \text{ Bq}$	0.3	$2.63 \cdot 10^{11}$	$1.78 \cdot 10^{11}$	$5.33 \cdot 10^9$	$3.07 \cdot 10^{-6}$	0.
	3	$7.98 \cdot 10^{11}$	$5.41 \cdot 10^{11}$	$1.62 \cdot 10^{10}$	$9.32 \cdot 10^{-6}$	0.
	30	$8.15 \cdot 10^{11}$	$5.52 \cdot 10^{11}$	$1.65 \cdot 10^{10}$	$9.51 \cdot 10^{-6}$	0.
	300	$8.15 \cdot 10^{11}$	$5.52 \cdot 10^{11}$	$1.65 \cdot 10^{10}$	$9.51 \cdot 10^{-6}$	0.
$^{65}\text{Cu}(n,\gamma)^{66}\text{Cu}$						
$T_{1/2} = 5.1 \text{ min}$ $A_\infty = 3.65 \cdot 10^{11} \text{ Bq}$	0.3	$3.65 \cdot 10^{11}$	$1.16 \cdot 10^{-14}$	0.	0.	0.
	3	$3.65 \cdot 10^{11}$	$1.16 \cdot 10^{-14}$	0.	0.	0.
	30	$3.65 \cdot 10^{11}$	$1.16 \cdot 10^{-14}$	0.	0.	0.
	300	$3.65 \cdot 10^{11}$	$1.16 \cdot 10^{-14}$	0.	0.	0.
$^{93}\text{Nb}(n,\gamma)^{94}\text{Nb}$						
$T_{1/2} = 2 \cdot 10^4 \text{ a}$ $A_\infty = 7.39 \cdot 10^{12} \text{ Bq}$	0.3	0.	0.	0.	0.	0.
	3	$2.20 \cdot 10^6$	$2.20 \cdot 10^6$	$2.20 \cdot 10^6$	$2.20 \cdot 10^6$	$2.20 \cdot 10^6$
	30	$2.11 \cdot 10^7$	$2.11 \cdot 10^7$	$2.11 \cdot 10^7$	$2.11 \cdot 10^7$	$2.11 \cdot 10^7$
	300	$2.11 \cdot 10^8$	$2.11 \cdot 10^8$	$2.11 \cdot 10^8$	$2.11 \cdot 10^8$	$2.11 \cdot 10^8$
$^{181}\text{Ta}(n,\gamma)^{182}\text{Ta}$						
$T_{1/2} = 115.1 \text{ d}$ $A_\infty = 2.98 \cdot 10^{13} \text{ Bq}$	0.3	$5.38 \cdot 10^{10}$	$5.37 \cdot 10^{10}$	$5.28 \cdot 10^{10}$	$4.49 \cdot 10^{10}$	$8.83 \cdot 10^9$
	3	$5.34 \cdot 10^{11}$	$5.33 \cdot 10^{11}$	$5.24 \cdot 10^{11}$	$4.45 \cdot 10^{11}$	$8.76 \cdot 10^{10}$
	30	$4.93 \cdot 10^{12}$	$4.92 \cdot 10^{12}$	$4.84 \cdot 10^{12}$	$4.11 \cdot 10^{12}$	$8.09 \cdot 10^{11}$
	300	$2.49 \cdot 10^{13}$	$2.49 \cdot 10^{13}$	$2.45 \cdot 10^{13}$	$2.08 \cdot 10^{13}$	$4.09 \cdot 10^{12}$

Tabelle 23: Aufaktivierung von Materialien des Strahlfänger-Kernes durch die (n, γ)-Reaktion (Teil 2)

Reaktion	t_B [d]	t_P [d]				
		0.	0.3	3	30	300
$^{63}\text{Cu}(n,\alpha)^{60}\text{Co}$						
$T_{1/2} = 5.25 \text{ a}$ $A_\infty = 2.07 \cdot 10^9 \text{ Bq}$	0.3	$2.24 \cdot 10^5$	$2.24 \cdot 10^5$	$2.24 \cdot 10^5$	$2.22 \cdot 10^5$	$2.01 \cdot 10^5$
	3	$2.24 \cdot 10^6$	$2.24 \cdot 10^6$	$2.24 \cdot 10^6$	$2.22 \cdot 10^6$	$2.01 \cdot 10^6$
	30	$2.23 \cdot 10^7$	$2.23 \cdot 10^7$	$2.23 \cdot 10^7$	$2.21 \cdot 10^7$	$2.00 \cdot 10^7$
	300	$2.12 \cdot 10^8$	$2.12 \cdot 10^8$	$2.12 \cdot 10^8$	$2.10 \cdot 10^8$	$1.91 \cdot 10^8$
$^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$						
$T_{1/2} = 15.1 \text{ h}$ $A_\infty = 5.35 \cdot 10^9 \text{ Bq}$	0.3	$1.51 \cdot 10^9$	$1.08 \cdot 10^9$	$5.52 \cdot 10^7$	$6.67 \cdot 10^{-6}$	0.
	3	$5.15 \cdot 10^9$	$3.70 \cdot 10^9$	$1.89 \cdot 10^8$	$2.28 \cdot 10^{-5}$	0.
	30	$5.35 \cdot 10^9$	$3.84 \cdot 10^9$	$1.96 \cdot 10^8$	$2.37 \cdot 10^{-5}$	0.
	300	$5.35 \cdot 10^9$	$3.84 \cdot 10^9$	$1.96 \cdot 10^8$	$2.37 \cdot 10^{-5}$	0.

Tabelle 24: Aufaktivierung von Materialien des Strahlfänger-Kernes durch die (n, α)-Reaktion

Die Ergebnisse in den Tabellen 22, 23 und 24 weisen auf erhöhte Aktivitäten aus neutroneninduzierten Sekundärreaktionen in Eisen, Niob, Tantal und Kupfer hin. Trotz der geringen Isotopenhäufigkeit des ^{13}C entsteht durch den großen (n,γ) -Wirkungsquerschnitt in Kohlenstoff eine langlebige ^{14}C -Aktivität ($T_{1/2} = 5730$ Jahre), die wegen der geringen β -Energie allerdings unbedenklich ist.

Ausgehend von den Sättigungsaktivitäten $A_{iE}(\infty) = Q_i$ in den **Konstruktions-elementen** wurden die Aufaktivierung und das Abklingen während je einer Woche Bestrahlung und Bestrahlungspause berechnet. In Tabelle 25 sind die Aktivitäten aus den neutroneninduzierten Prozessen für die Hüllenmaterialien und in Tabelle 26 für 15 cm dicke Abschirmplatten zusammengestellt.

Material	Prozeß	Radio-nuklid	Sättigungs-aktivität [10^6 Bq]	A(t); t = 7 d	
				Bestrahlung [Bq]	Pause [Bq]
Kupfer					
^{63}Cu	(n, γ)	^{64}Cu	1885	$1.88 \cdot 10^9$	$2.17 \cdot 10^5$
^{65}Cu	(n, γ)	^{66}Cu	843	$8.43 \cdot 10^8$	0.
^{63}Cu	(n, α)	^{60}Co	869	$2.19 \cdot 10^6$	$2.19 \cdot 10^6$
Edelstahl					
^{58}Fe	(n, γ)	^{59}Fe	0.027	$2.69 \cdot 10^3$	$2.42 \cdot 10^3$
^{54}Fe	(n, γ)	^{55}Fe	0.464	$2.09 \cdot 10^3$	$2.08 \cdot 10^3$
^{50}Cr	(n, γ)	^{51}Cr	0.065	$1.04 \cdot 10^4$	$8.71 \cdot 10^3$
^{54}Cr	(n, γ)	^{55}Cr	0.036	$3.57 \cdot 10^4$	0.0
^{58}Ni	(n, γ)	^{59}Ni	0.096	$1.71 \cdot 10^{-2}$	$1.71 \cdot 10^{-2}$

Tabelle 25: Aktivitäten in der Strahlfänger-Hülle aus neutroneninduzierten Prozessen

Material	Prozeß	Radio-nuklid	Sättigungs-aktivität [10^6 Bq]	A(t); t = 7 d	
				Bestrahlung [Bq]	Pause [Bq]
Kupfer					
^{63}Cu	(n, γ)	^{64}Cu	950	$9.50 \cdot 10^{10}$	$1.09 \cdot 10^7$
^{65}Cu	(n, γ)	^{66}Cu	425	$4.25 \cdot 10^{10}$	0.
^{63}Cu	(n, α)	^{60}Co	98	$2.48 \cdot 10^7$	$2.47 \cdot 10^7$
Eisen					
^{58}Fe	(n, γ)	^{59}Fe	1	$5.98 \cdot 10^6$	$5.39 \cdot 10^6$
^{54}Fe	(n, γ)	^{55}Fe	10	$4.65 \cdot 10^6$	$4.63 \cdot 10^6$
Aluminium					
^{27}Al	(n, γ)	^{28}Al	7	$7.04 \cdot 10^8$	0.
^{27}Al	(n, α)	^{24}Na	18	$1.82 \cdot 10^9$	$8.31 \cdot 10^5$

Tabelle 26: Aktivitäten in 15 cm dicken Abschirmplatten aus neutroneninduzierten Prozessen

Wie erwartet, bewirkt das Radionuklid ^{60}Co in der Strahlfänger-Hülle und der Abschirmplatte aus Kupfer erhöhte Aktivitäten. Bei Verwendung von Aluminium entsteht das Radionuklid ^{24}Na , dessen Aktivität nach acht Tagen zu vernachlässigen ist.

5.3 Spezialfälle sekundärer Aktivierungen

In Konstruktionselementen, die aus Eisen und Stahl bestehen, wird bei längerer Bestrahlung das Nuklid ^{54}Mn nachgewiesen ([Swa79]), das dosimetrisch beachtet werden muß. ^{54}Mn ($T_{1/2} = 303$ Tage) emittiert γ -Strahlung von 834 keV und entsteht in den folgenden Schritten. In der (γ, n) -Reaktion wird zunächst ^{55}Fe ($T_{1/2} = 2.94$ a) gebildet, das durch K-Einfang unter Emission von 5.9 keV Röntgenstrahlung zerfällt. Der Tochterkern ^{55}Mn kann durch Bremsstrahlung in der Reaktion $^{55}\text{Mn}(\gamma, n)^{54}\text{Mn}$ weiter aktiviert werden. Bezeichnen N_1 die Zahl der vorhandenen ^{55}Fe -Kerne und N_2 die entstehenden ^{54}Mn -Kerne und \mathcal{F}_γ die Fluenz der Photonen [cm^{-2}], dann gilt

$$\frac{dN_2}{dt} = -\lambda_2 N_2 + \lambda_1 N_1 \sigma_{\gamma n} \mathcal{F}_\gamma. \quad (5.9)$$

Da die Bedingung $\lambda_1 \ll \lambda_2$ näherungsweise erfüllt ist, kann für diese Differentialgleichung die Lösung

$$\lambda_2 N_2(t) = \lambda_1 N_1 \sigma_{\gamma n} \mathcal{F}_\gamma (1 - e^{-\lambda_2 t}) \quad (5.10)$$

angegeben werden. Hierbei ist $\sigma_{\gamma n}$ der Querschnitt für die Photoneutronen-Reaktion am ^{54}Mn . Da dieser Querschnitt vergleichbar mit dem für Eisen ist, läßt sich mit dieser Beziehung abschätzen, daß nach einer Woche Strahlzeit und Abklingen das Nuklid ^{54}Mn mit einem Anteil von ca. 1.5% der berechneten ^{55}Fe -Aktivität vorliegt. Wegen seiner höherenergetischen γ -Strahlung ist ^{54}Mn dosimetrisch nicht mehr unbedenklich.

6 Schlußfolgerungen

Im vorliegenden Bericht wurden verschiedene Materialien auf die Möglichkeit ihres Einsatzes als Strahlfänger untersucht. Ein idealer Werkstoff zur Umsetzung großer Leistungen in einem Strahlfänger, der alle Anforderungen erfüllt, existiert nicht. Wesentliche Kriterien für die Auswahl des Materials sind die Leistungsaufnahme, die Aktivierung, die Wärmeleitfähigkeit sowie eine moderate Neutronenproduktion. Für die in Abschnitt 4.4 beschriebene Geometrie nehmen die betrachteten alternativen Materialien alle nahezu die gesamte Leistung des Elektronenstrahls auf. In Tabelle 27 sind die Ergebnisse der Aktivitätsberechnungen aus Abschnitt 5 und die Wärmeleitfähigkeit der Materialien zur Bewertung zusammengestellt. Für alle Materialien wurden gleiche Ausgangsbedingungen gewählt (Geometrie, Elektronenenergien 50 MeV und Strahlstrom 1 mA).

Einschätzung	Aufaktivierung des Materials durch Kernreaktionen		Wärmeleitfähigkeit
	(γ, n)	(n, γ) und (n, α)	
geeignet	C, Al, Ti, Fe, Cu, Ta	C, Al, Ti, V	$\lambda > 400 \text{ W/cm}\cdot\text{K}$ Al, Cu
weniger geeignet	V, Nb	Fe, Cu, Nb, Ta	$\lambda < 100 \text{ W/cm}\cdot\text{K}$ C, Ti, V, Fe, Nb, Ta

Tabelle 27: Bewertung verschiedener Strahlfänger-Kern Materialien, die besonders geeigneten Materialien sind fett gedruckt

Reinstgraphit bietet sich als Vorzugsmaterial für einen Strahlfänger zur Umsetzung großer Strahlleistungen an, bringt aber zusätzliche konstruktive Schwierigkeiten bei der Realisierung einer thermisch belastbaren Vakuumtrennfolie mit sich. Die geringe Wärmeleitfähigkeit von Reinstgraphit (s. Tabelle 2) macht eine effektive Kühlung des Strahlfängers erforderlich. Bei entsprechender Kühlung eignet sich Titan ebenfalls als Strahlfänger-Material. Aluminium erfüllt alle Anforderungen, hat aber den Nachteil der geringen Schmelztemperatur von 660 °C. Für erste Strahltests mit kleinen Energien und Strahlströmen wird zunächst ein Strahlfänger aus Kupfer eingesetzt. Kupfer ist jedoch für maximale Elektronenenergien an ELBE auf Grund der Bildung von ^{60}Co nicht geeignet.

Zur Lösung der technologischen Probleme sollte weiter an einem modifizierten Konzept gearbeitet werden. Ausgehend von der Vorzugsvariante mit Reinstgraphit könnte eine relativ dicke Bremsfolie vor dem Strahlfänger positioniert werden. Beim Passieren des Strahls sollte ein beträchtlicher Anteil der Energie des Elektronenstrahls bereits in Bremsstrahlung umgesetzt werden und trotzdem darf die Leistungsaufnahme in der Bremsfolie nicht zu groß werden. Eine lokale Aufheizung kann durch Defokussieren oder Wobbeln des Strahls reduziert werden. Durch die Verwendung von Niob-Blech als Bremsmaterial kann eine mögliche Kontamination der Kavitätsoberflächen durch Fremdatome vermieden werden.

Wir danken Dr .H. Kumpf vom Institut für Sicherheitsforschung des FZ Rossendorf für die Rechnungen mit dem Programmpaket MCNP. Das Programmpaket FLUKA wurde im FZ Rossendorf von Dr. S. Rösler aus dem CERN installiert, wofür wir ihm danken. Weiterhin hat er uns bei der Inbetriebnahme und speziellen Fragestellungen unterstützt. Unser Dank gilt weiterhin Dr. A. Leuschner vom DESY Hamburg für praktische Hinweise bei der Nutzung von FLUKA.

Prof. E. Grosse, Dr. H. Prade und Dr. H. Guratzsch danken wir für das Interesse am Fortgang der Arbeit und viele wertvolle Hinweise.

Literatur

- [Aba64] Abayan L.P. et al., *Gruppenkonstanten für die Berechnung von Kernreaktoren*, Atomizdat, Moskau 1964, and supplement
- [Bai95] Baishev I.S., Maslov M.A., Seidel M., *Design Study of a Beam Dump for the TESLA and S-Band Test Facilities at DESY*, DESY Print, TESLA 95-10, 1995.
- [Bar69] Barbier M., *Induced radioactivity*, North Holland Publishing Co., Amsterdam 1969.
- [Ber75] Berman B.L., Fulz S.C., *Giant-Resonance Measurements with Monoenergetic Photons*, Lawrence Livermore Laboratory, Rep. UCRL-75383(1974); Rev.Mod.Phys.**47**(1975) 713.
- [Blo98] Blokhin A.I., *BOFOD-90: Present status of the evaluated photonuclear data file of CJD*, Institute of Physics and Power Engineering, Obninsk
- [Bri93] Briesmeister J.F., Editor, *MCNP a General Monte Carlo N-Particle Transport Code*, Version 4A, LA 12625 M, November 1993
- [Chi58] Chidley B.G. et al., Can.J.Physics **36** (1958) 407
- [Cos67] Costa S. et al. , Nuovo Cimento 51B(1967)199
- [Dem98] Demtröder W., *Experimentalphysik 4, Kern-, Teilchen- und Astrophysik*, Springer Verlag, 1998.
- [Die88] Dietrich S.S. and Berman B.L., *Atlas of Photoneutron Cross Sections obtained with Monoenergetic Photons*, Atomic Data and Nuclear Data Tables, Vol. 38, No.2, March 1988, p.199
- [Dim88] Dimmer D., *Entwurf der Strahlfänger für MAMI B ...*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 1988.
- [Dub90] Dubbel, *Taschenbuch für den Maschinenbau*, Springer-Verlag, 1990.
- [Duf58] Duffield R.B. and Vegors S.H., Phys.Rev. **112**(1958)1958
- [Dze66] Dželepov B.S., Peker L.K., *Decay schemes of radioactive nuclei $A < 100$* , publishing house Nauka, Moscow 166, Leningrad, Academy of science of the USSR.
- [Emm60] Emma V. et al., Phys. Rev. 118(1960)1297.
- [ENDF] ENDF-Datenbasis, über <http://www-nds.iaea.org/>
- [Esp59] Espe W., *Werkstoffkunde der Hochvakuumtechnik Band I*, VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin 1959.
- [EXFOR] EXFOR-Datenbasis, über <http://www.nea.fr/html/dbdata/x4>

- [FaBez] Firmenangaben zu Reinstgraphiten: EG7000 (Reinstgraphit Bonn), JP900 (Carbon Lorraine, France), R7340, R7180 (Sigri Great Lakes Carbon Corporation, NC, USA).
- [Fas97] Fasso A. et al., *Total Giant Resonance Photonuclear cross-section for light Nuclei : A Database for the FLUKA Monte Carlo Transport Code*, Proceedings of the III Specialists Meeting on shielding aspects of accelerators, targets and irradiation facilities, Sendaj, Japan, 12-13 May 1997, p.61-74.
- [Fir96] Firestone R.B., *Tables of Isotopes*, John Wiley and Sons, inc, New York, 1996.
- [Flu98] Fasso A. et al., *FLUKA-98*, Textdatei FLUKA-Manual, 1998.
- [Gea94] *GEANT - Detector Description and Simulation Tool*, CERN Program Library W5013, Edition March 1994
- [Gel60] Geller K.N. et al., Phys. Rev. **118** (1960) 1302
- [Gme67] Gmelins Handbuch der Anorganischen Chemie, Teil B- Kohlenstoff, 8.Auflage, Verlag Chemie GmbH Weinheim, 1967/68.
- [Goo96] Goodfellow GmbH, Katalog 1996/97, Bad Nauheim
- [Jes66] Jessen P. et al., Nuclear Data A1 (1966) 103.
- [Kik76] Kikoin I.K. (Hrsg.) Tabellen physikalischer Konstanten, Atomizdat, Moskau 1976
- [Ku98a] Kumpf H., *Vorgehen zur Berechnung einer Photoneutronenquelle mit MCNP*, 22.4.98, Interne Ausarbeitung, FZR-Sicherheitsforschung
- [Ku98b] Kumpf H., *Berechnung eines Beamdumps zur ELBE-Quelle nach B. Naumann mit MCNP*, 17.6.98, Interne Ausarbeitung, FZR-Sicherheitsforschung
- [Leu98] Leuschner A. und Tesch K., *The residual radioactivity of a water-copper beam dump for the TESLA Test Facility*, Internal Report DESY D3-92, November 1998.
- [Mon93] Mondelars W. and Van Laere K., Nucl.Instr.Meth. B79(1993)898.
- [NAD87] *Handbook on nuclear activation data*, Technical Reports Series No.273, International Atomic Energy Agency Vienna, 1987.
- [Sal81] Salome J.M. and Cools R. *Neutron producing Targets at GELINA*, Nucl. Inst. and Methods 179(1981)13-19.
- [Sch98] persönliche Mitteilung Dr. K.D. Schilling, FZ Rossendorf, Oktober 1998

- [Seg88] C.Segebade in *Photon Activation Analysis*, Verlag Walter de Gruyter 1988
- [StS91] *Verordnung über den Schutz vor Schäden durch ionisierende Strahlen*, Nomos-Verlag, Baden-Baden, (1991)79-180.
- [Sut81] Sutton R. et al. Nucl. Phys. A339(1980)125.
- [Swa79] Swanson,W.P., *Radiological safety aspects of the operation of electron linear accelerators*, Technical Reports Series No.188, International Atomic Energy Agency Vienna, 1979.
- [Tsa79] Tsai Y., *Pair production and bremsstrahlung of charged leptons*, Stanford Linear Accelerator Center, Review of Modern Physics, Volume 46, 1974
- [Wal69] Walz D.R. and Lucas L.R., *The Sphere Dump - A new Low Cost High-Power Beam Dump Concept*, SLAC-Pub. 555(1969)

Abbildungsverzeichnis

1	Schematischer Plan von ELBE	3
2	Sublimationstemperatur in Abhängigkeit vom Druck	7
3	Neutronenausbeute und relativer Energieverlust bei 50 MeV in Abhängigkeit von der Kernladungszahl	7
4	Geometrie des Strahlfänger-Kerns aus Graphit (Maße in mm)	9
5	Skizze des Strahlfänger-Kerns	13
6	Strahlfänger-Konstruktion	14
7	Schauerentwicklung im Strahlfänger-Kern für 60 Elektronen mit $E_0=50$ MeV	15
8	Modellierung des Elektronenstrahls	16
9	Leistungsdichteverteilung im Graphit-Kern bei 50 MeV Elektronenstrahl	17
10	Leistungsdichteverteilung im Graphit-Kern für einen 20 MeV Elektronenstrahl	18
11	Strahlungsbelastung im Schwerbeton bei verschiedenen Einschußenergien	21
12	Rückstreuung von Photonen und Elektronen	22
13	gemittelte Neutronenquellstärken	25
14	Energiespektrum der vom Strahlfänger-Kern emittierten Photonen	25
15	Energiespektrum der auf die Abschirmplatte treffenden Photonen	26
16	Vergleich der Photonen-Emissionsspektren	29
17	Unterschiede in den Photonen-Emissionsspektren	29
18	Spektren der γ n-Wirkungsquerschnitte	29
19	Parametrisierte Wattspektren für verschiedene Targetmaterialien	33
20	zeitlicher Verlauf der Aktivität	36
21	Wirkungsquerschnitte der (γ,n) -Reaktionen	55
22	(n,γ) -Wirkungsquerschnitte (Teil 1)	56
23	(n,γ) -Wirkungsquerschnitte (Teil 2)	57
24	(n,α) -Wirkungsquerschnitte	58
25	Reaktionsquerschnitte ^{60}Co	58

Tabellenverzeichnis

1	Existierende Strahlfänger	5
2	Thermische und kernphysikalische Materialparameter	6

3	Verlust-Leistung in verschiedenen Vakuum-Trennfolien für $E_e=50$ MeV	10
4	Berechnete Temperaturen T_0 der Trennfolien bei 50 MeV und 1 mA	11
5	Berechnete Temperaturen T_0 der Trennfolien bei 50 MeV und 0.2 mA	11
6	Materialkomponenten für Edelstahl X6CrNiTi1810	12
7	Energieabsorption im Strahlfänger mit Edelstahlhülle	19
8	Energieabsorption im Strahlfänger mit Kupferhülle	20
9	Leistungsabhängige Energieabsorption im Schwerbeton	20
10	Neutronenerzeugungsraten in Strahlfänger-Hüllen	26
11	Vergleich verschiedener Abschirmplatten	27
12	Vergleich der Neutronenerzeugungsraten aus MCNP und GEANT	28
13	Energieabsorption und Neutronenerzeugung in verschiedenen Strahlfänger-Kernen	30
14	Erzeugungsraten und Quellstärken instabiler Kerne im Strahlfänger-Kern	32
15	N_i und Q_i in Strahlfänger-Hüllen	34
16	N_i und Q_i in Abschirmplatten	34
17	Halbwertszeiten und Freigrenzen entstehender Radionuklide	37
18	Aufaktivierung der Materialien für den Strahlfänger-Kern durch die Photoneutron-Reaktion (Teil 1)	39
19	Aufaktivierung der Materialien für den Strahlfänger-Kern durch die Photoneutron-Reaktion (Teil 2)	40
20	Aktivitäten in der Hülle aus der Photoneutron-Reaktionen	41
21	Aktivitäten in den Abschirmplatten aus Photoneutron-Reaktionen	42
22	Aufaktivierung der Materialien des Strahlfänger-Kernes durch die (n,γ) -Reaktion (Teil 1)	43
23	Aufaktivierung von Materialien des Strahlfänger-Kernes durch die (n,γ) -Reaktion (Teil 2)	44
24	Aufaktivierung von Materialien des Strahlfänger-Kernes durch die (n,α) -Reaktion	44
25	Aktivitäten in der Strahlfänger-Hülle aus neutroneninduzierten Prozessen	45
26	Aktivitäten in 15 cm dicken Abschirmplatten aus neutroneninduzierten Prozessen	45
27	Bewertung verschiedener Strahlfänger-Kern Materialien	47
28	Parameter der Neutronproduktion	54

A Wechselwirkungswahrscheinlichkeiten

A.1 Photoneutron-Reaktionen

Die Wirkungsquerschnitte der Photoneutron-Reaktionen sind für eine große Anzahl von Materialien im Bereich $10 \text{ MeV} \leq E_\gamma \leq 30 \text{ MeV}$ bekannt. Die Photoneutronen werden zum größten Teil über die Anregung der Riesenresonanz produziert. In Tabelle 28 sind die Parameter von Photoneutron-Reaktionen für einige Materialien zusammengestellt. Die Daten wurde auszugsweise [Swa79] entnommen und basieren auf [Ber75]. Für breite Verteilungen und Doppelpeaks in den Spektren werden die Werte in Klammern angegeben. Tabelle 28 enthält Angaben zu folgenden Parametern :

- Schwellenergie k_{th} [MeV]
- Energie im Maximum des Querschnittes k_0 [MeV]
- maximaler Wirkungsquerschnitt σ_m [mb]
- Breite (FWHM) der Riesenresonanz Γ [MeV]
- obere Energiegrenze für Integration k_{max} [MeV]
- Integrale der Photoneutronproduktion $\sigma_{int}(\gamma, tot)$, $\sigma_{int}(\gamma, 1n)$ [mb·MeV].

Kern	k_{th} MeV	k_0 MeV	σ_m mb	Γ MeV	k_{max} MeV	$\sigma_{int}(\gamma, tot)$ mb·MeV	$\sigma_{int}(\gamma, 1n)$ mb·MeV
^{12}C	18.72	(23)	(7)	(5)	26.7	36	36
^{27}Al	13.03	(22)	(14)	(11)	36.7	167	159
^{55}Mn	10.22	(18)	(60)	(12)	36.5	798	629
^{58}Ni	12.19	(18)	(25)	(10)	33.5	286	278
^{60}Ni	11.38	(17)	(70)	(8)	33.2	704	632
^{63}Cu	10.84	(16)	(70)	(10)	27.8	604	528
^{65}Cu	9.91	16.70	75.2	6.89	27.8	619	421
^{Nat}Cu	9.91	(17)	(70)	(7)	27.8	635	525

Tabelle 28: Parameter der Neutronproduktion

Für die Rechnungen in Abschnitt 4 wurden die Wirkungsquerschnitte der Photoneutron-Reaktionen benutzt, die für einige Materialien in Abbildung 21 dargestellt sind. Sie wurden folgenden Quellen entnommen :

- Kohlenstoff, Kupfer, Aluminium, Mangan und Blei [Die88]
- Chrom und Nickel [EXFOR]
- Eisen [Cos67].

Im Bereich $E_\gamma \geq 25 \text{ MeV}$ enthalten die Querschnitte Anteile der $(\gamma, 2n)$ -Reaktion, die zum Nachbarisotop führen. Da das Integral über den gesamten Querschnittsverlauf (teilweise bis 40 MeV extrapoliert) berechnet wurde, sind die berechneten Aktivitäten von Isotopen aus der (γ, n) -Reaktion um einen Faktor

$$f = \frac{\sigma_{int}(\gamma, tot) - \sigma_{int}(\gamma, 1n)}{\sigma_{int}(\gamma, tot)} \text{ überschätzt.}$$

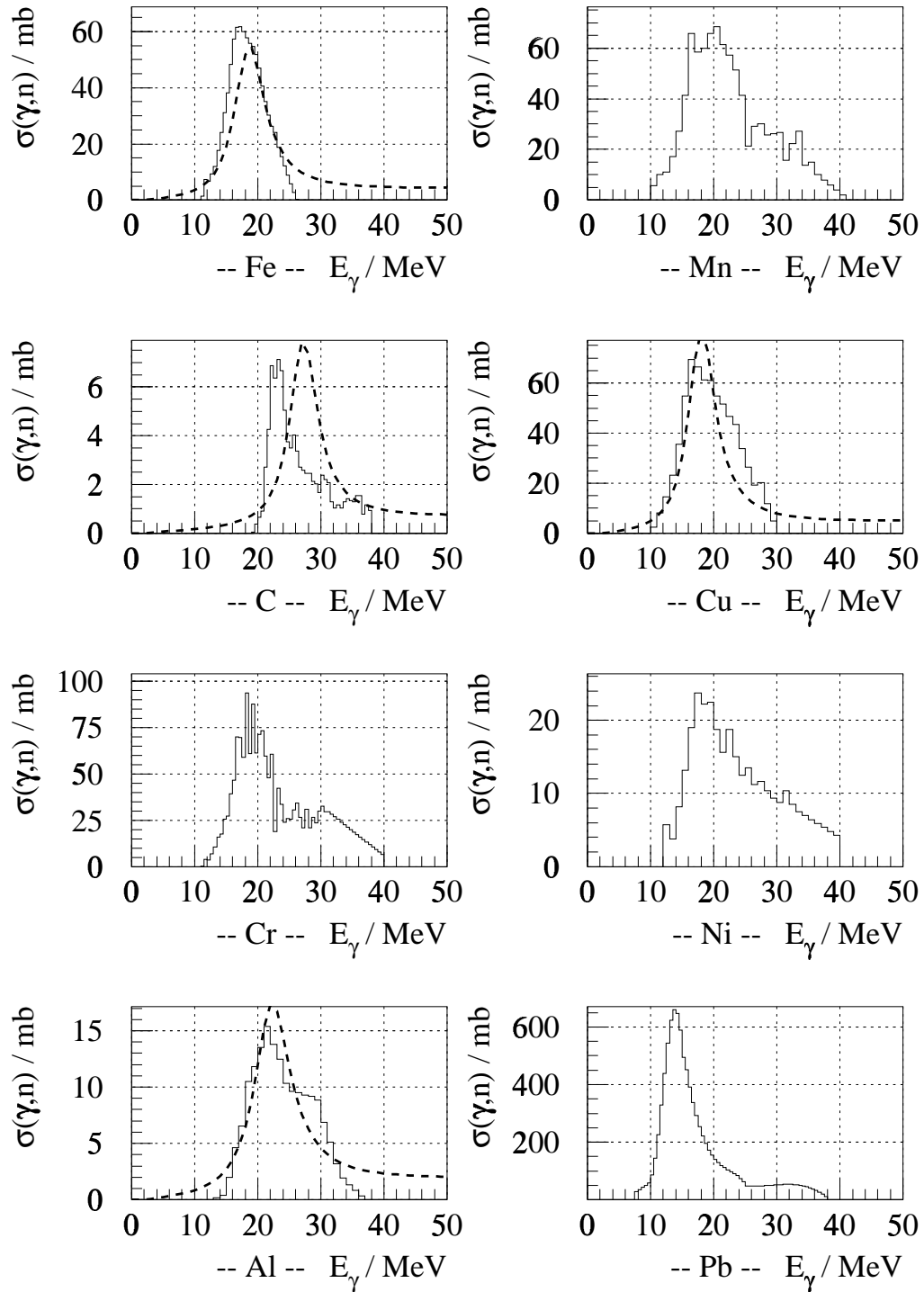


Abbildung 21: Wirkungsquerschnitte der (γ,n) -Reaktionen, die gestrichelten Linien sind die in FLUKA implementierten Wirkungsquerschnitte (Lorentz-Fit)

A.2 Strahlungseinfang (radiative capture)

Die durch die (γ,n) -Reaktion generierten Neutronen können Sekundärreaktionen auslösen. In den Abbildungen 22 und 23 sind die Wirkungsquerschnitte der (n,γ) - und der (n,α) -Prozesse dargestellt. Bei Gruppendaten [Aba64] sind die

Querschnitte über dem Mittelwert der Energiekanäle des Neutronenenergieintervalles aufgetragen.

Bei den Querschnitten für Neutroneneinfang sieht man erhebliche Diskrepanzen. Wir weisen darauf hin, daß die Daten aus [Aba64] Absorptionsquerschnitte für Neutronen sind und vor allem der Verlauf bei größeren Neutronenenergien *nicht* durch den Strahlungseinfang bedingt ist. Da dieser Anstieg summarische Anteile von verschiedenen Reaktionen enthält, konnte er nicht zur Berechnung der Aufaktivierung der Isotope benutzt werden. Zur Berechnung des Strahlungseinfanges wurden die Daten aus [ENDF] benutzt. Querschnitte für (n, α)-Reaktionen wurden [ENDF] und [Jes66] entnommen. Aufaktivierungen durch andere Reaktionen werden nicht berücksichtigt. Vor allem Neutronen aus der Vergleichgewichtsemission, die bei der Parametrisierung durch eine Watt-Verteilung nicht erfaßt werden, würden hierzu Beiträge liefern. Die Vernachlässigung dieser Anteile stellt eine systematische Unsicherheit der dosimetrischen Berechnungen dar.

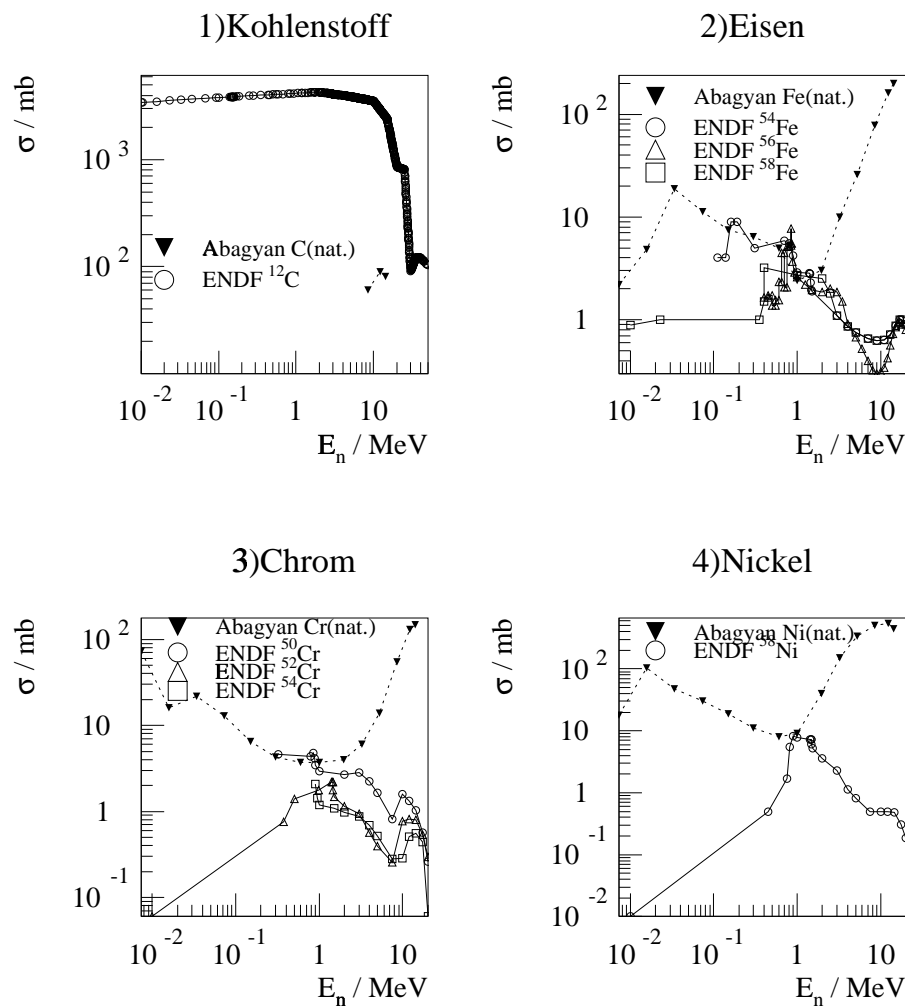


Abbildung 22: Wirkungsquerschnitte neutroneninduzierter Prozesse (Teil 1); gestrichelte Linie: Neutroneneinfang gemäß [Aba64], durchgehende Linien: (n, γ) aus [ENDF].

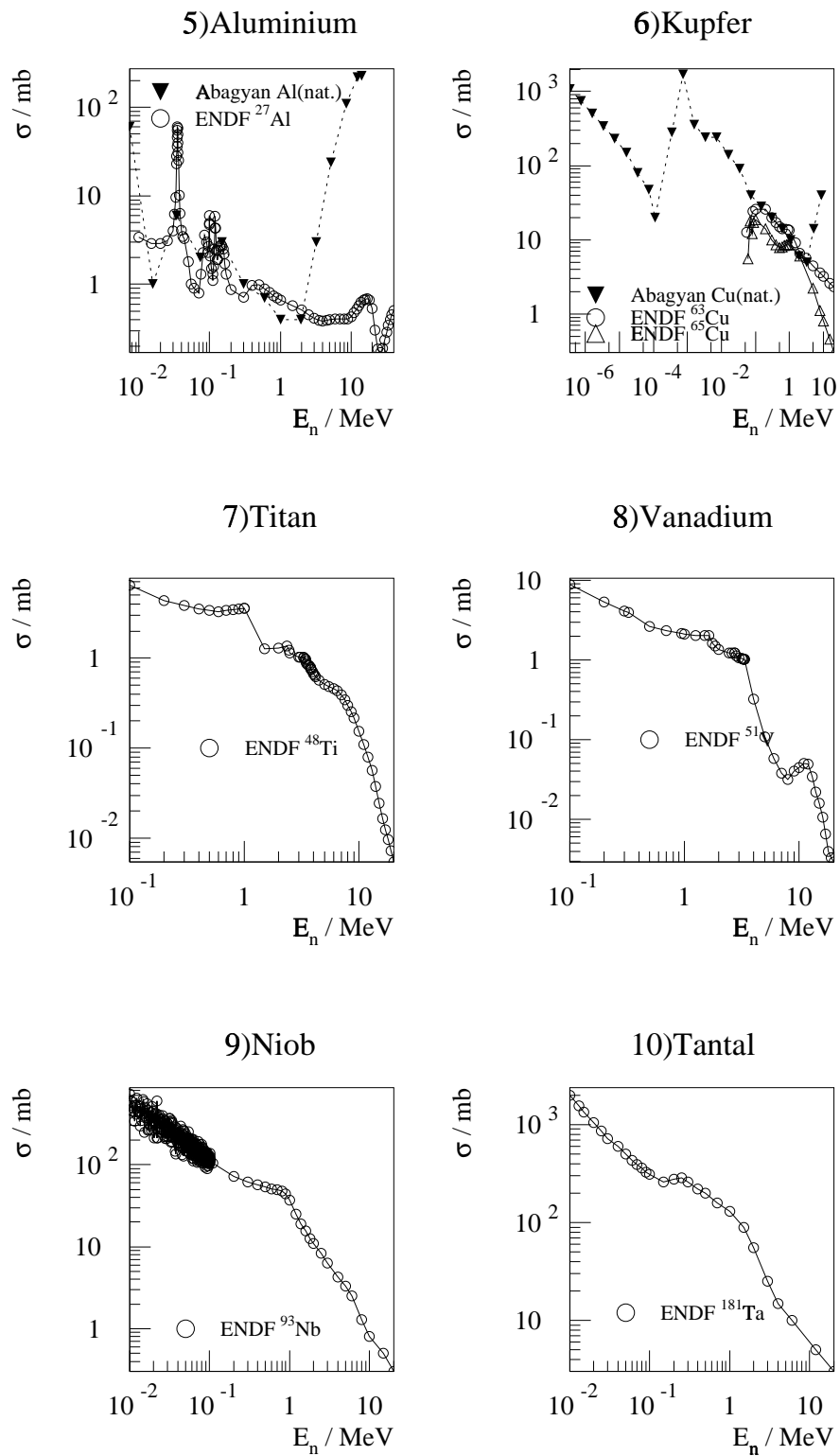


Abbildung 23: Wirkungsquerschnitte neutroneninduzierter Prozesse (Teil 2); gestrichelte Linie: Neutroneneinfang gemäß [Aba64], durchgehende Linien: Daten aus [ENDF]

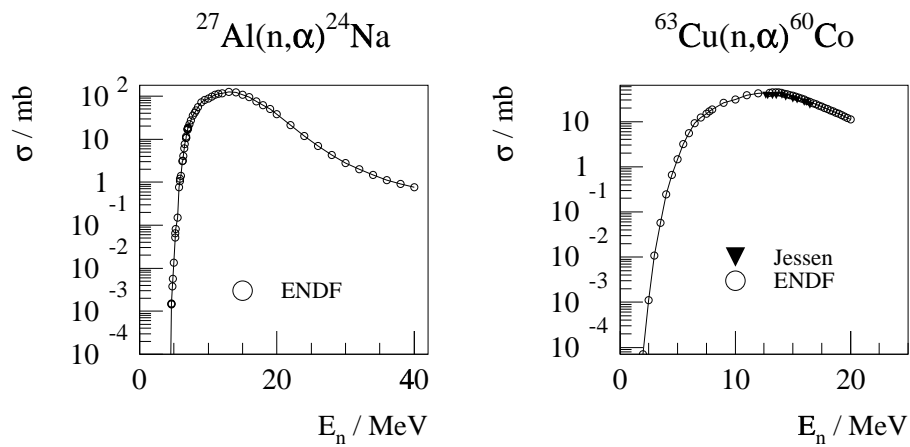


Abbildung 24: (n,α) -Wirkungsquerschnitte; für Kupfer werden ENDF-Daten mit Daten aus [Jes66] verglichen

A.3 Erzeugung von ^{60}Co

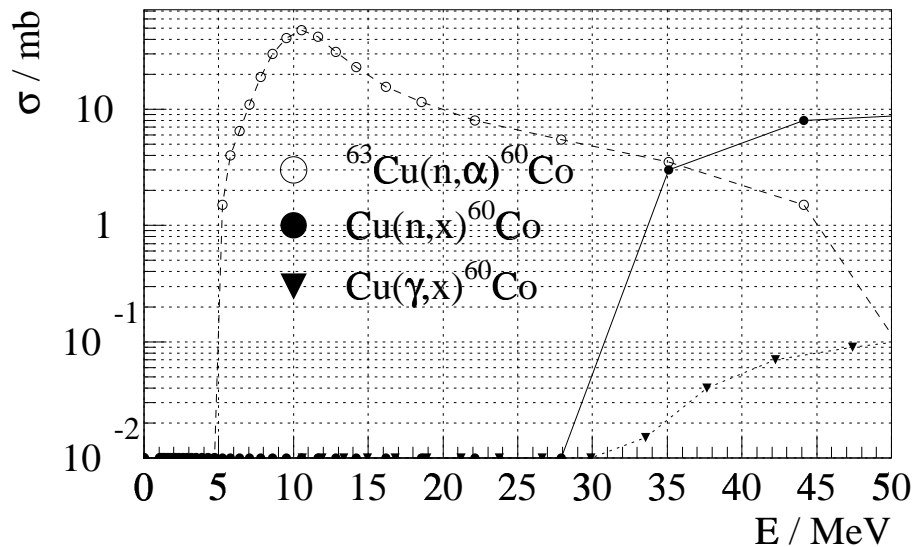


Abbildung 25: Reaktionsquerschnitte der ^{60}Co -Produktion [Leu98].