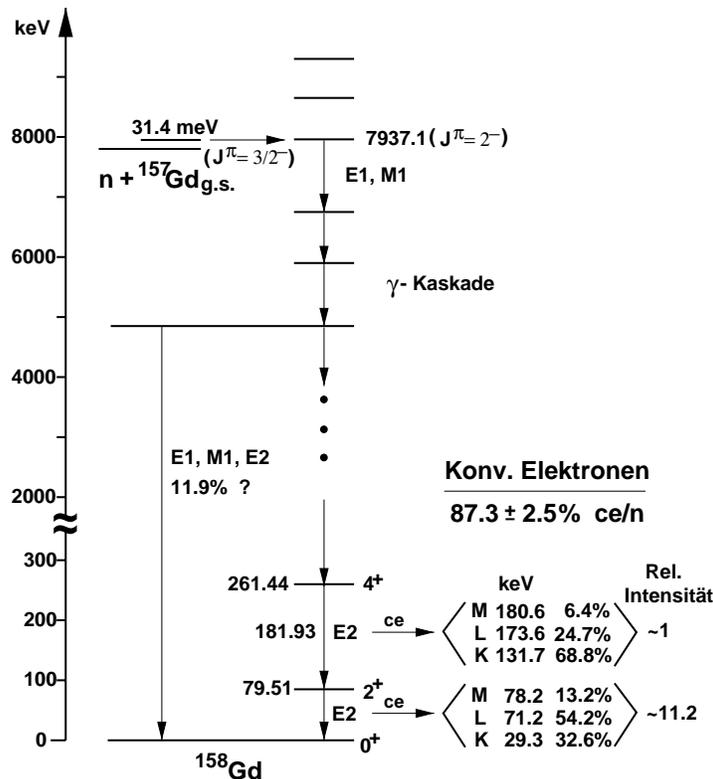


# 3 Optimierung des Neutronenkonverters

Wie bereits in Abschnitt 2.1.2 ausgeführt wurde, ist  $^{157}\text{Gd}$  als Folienkonverter am besten geeignet. Daher werden in diesem Kapitel die Arbeiten zur Optimierung eines Konverters aus  $^{157}\text{Gd}$  und CsI für den Nachweis von thermischen und subthermischen Neutronen in Niederdruck-Mikrostreifengasdetektoren diskutiert.

## 3.1 Folienkonverter aus $^{157}\text{Gd}$

Für thermische Neutronen erfolgt der Einfang am  $J^\pi = 3/2^-$ -Grundzustand des  $^{157}\text{Gd}$  über eine einzelne Compoundkernresonanz bei 31.4 meV Neutronenenergie. Für subthermische Neutronen ist der Einfangwirkungsquerschnitt proportional zu  $1/v$ , wobei  $v$  die Neutronengeschwindigkeit ist. Das nach dem Neutroneneinfang resultierende  $^{158}\text{Gd}$  ( $J^\pi = 2^-$ ) hat eine Anregungsenergie von 7.937 MeV. Die Abregung des Kerns erfolgt zunächst über eine  $\gamma$ -Kaskade, wobei die Abregung der letzten beiden E2-Übergänge der Grundzustandsbande von  $4^+ \rightarrow 2^+$  und  $2^+ \rightarrow 0^+$  mit abnehmender Übergangsenergie zunehmend über Emission von Konversionselektronen erfolgt. Diese Verhältnisse sind in Abbildung 3.1 graphisch



**Abbildung 3.1:** Neutroneneinfang am  $^{157}\text{Gd}$  und Emissionswahrscheinlichkeit der Konversionselektronen (ce). Die kinetische Energie der Elektronen hängt von der Elektronenschale (K, L oder M) ab, aus der sie emittiert werden, da deren Bindungsenergie verschieden ist.

veranschaulicht. Die Wahrscheinlichkeit, daß pro eingefangenen Neutron mindestens ein Konversionselektron emittiert wird, beträgt  $^{157}S = 0.873 \pm 0.025$ . Dieser neue und genaue Wert für  $^{157}\text{Gd}$  wurde aus den für  $^{\text{nat}}\text{Gd}$  von Hargrove et al. [Har95] und für  $^{155}\text{Gd}$  von Bäcklin et al. [Bäc82] gemessenen Werten berechnet (vgl. Abschnitt 3.1.1). In einer Arbeit von Greenwood et al. [Gre78] wurden zwar absolute Konversionsfaktoren von  $^{157}\text{Gd}$  experimentell bestimmt, aber es wurden um 50% abweichende Normierungsfaktoren angegeben. In einer älteren Arbeit von B. Feigl und H. Rauch [Fei68] wird  $^{157}S = 0.83$  angegeben.

### 3.1.1 Berechnung der Konversionselektronenemission in $^{157}\text{Gd}$

Wenn die Isotopen-Zusammensetzung von natürlichem Gadolinium und die Wirkungsquerschnitte der einzelnen Isotope für den Neutroneneinfang bekannt sind, kann aus der gemessenen Konversionselektronenemission für  $^{\text{nat}}\text{Gd}$  und  $^{155}\text{Gd}$  diejenige für  $^{157}\text{Gd}$  berechnet werden. In Tabelle 3.1 sind die Zusammensetzung von natürlichem Gadolinium und die Wirkungsquerschnitte  $\sigma_{n,\gamma}$  für den Neutroneneinfang mit anschließender  $\gamma$ -Emission aufgeführt. Werden die gemessenen Wirkungsquerschnitte der einzelnen Isotope gewichtet mit

Isotop	Anteil f [%]	$\sigma_{n,\gamma}$ [barn]	$f \cdot \sigma_{n,\gamma}$ [barn]	$f \cdot \sigma_{n,\gamma} / \Sigma (f \cdot \sigma_{n,\gamma})$
$^{152}\text{Gd}$	0.20	1 100	2.20	$\simeq 0$
$^{154}\text{Gd}$	2.18	85	1.85	$\simeq 0$
$^{155}\text{Gd}$	14.80	61 400	9 087	0.185
$^{156}\text{Gd}$	20.47	1.5	0.31	$\simeq 0$
$^{157}\text{Gd}$	15.65	255 000	39 908	0.815
$^{158}\text{Gd}$	24.84	2.5	0.62	$\simeq 0$
$^{160}\text{Gd}$	21.86	0.77	0.17	$\simeq 0$
$\Sigma$	100		49 000	1
$^{\text{nat}}\text{Gd}$	100	49 122	49 122	

**Tabelle 3.1:** Zusammensetzung von natürlichem Gadolinium und Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{n,\gamma}$  für den Neutroneneinfang mit anschließender  $\gamma$ -Emission.

der natürlichen Isotopenzusammensetzung addiert, so muß das den Wirkungsquerschnitt für  $^{\text{nat}}\text{Gd}$  ergeben. Der Vergleich der beiden Wirkungsquerschnitte liefert eine kleine Differenz von 122 barn oder 0.2%. Diese Differenz resultiert aus der Ungenauigkeit mit der die einzelnen Wirkungsquerschnitte bekannt sind. Allerdings tragen die stabilen Isotope  $^{152}\text{Gd}$ ,  $^{154}\text{Gd}$ ,  $^{156}\text{Gd}$ ,  $^{158}\text{Gd}$  und  $^{160}\text{Gd}$  nur zu 0.011% zum Wirkungsquerschnittes von  $^{\text{nat}}\text{Gd}$  bei und können daher für die Berechnung der Konversionselektronenemission vernachlässigt werden. Es gilt folgender Zusammenhang für den Faktor  $S$ :

$$^{\text{nat}}\sigma_{n,\gamma} \cdot ^{\text{nat}}S = ^{155}(f \cdot \sigma_{n,\gamma}) \cdot ^{155}S + ^{157}(f \cdot \sigma_{n,\gamma}) \cdot ^{157}S \quad (3.1)$$

Einsetzen der gemessenen Werte für  $^{\text{nat}}\text{Gd}$  und  $^{155}\text{Gd}$  in Gl. 3.1 liefert für  $^{157}\text{Gd}$ :

$$^{157}S = \frac{49122 \cdot 0.865 (\pm 1\%) - 9087 (\pm 0.7\%) \cdot 0.84 (5\%)}{39908 (\pm 0.3\%)} = 0.873 (\pm 2.5\%)$$

Für einen Konverter vernachlässigbarer Dicke und einen Detektor, in dem jedes Konversionselektron nachgewiesen wird, ergäbe sich also eine maximale Nachweiswahrscheinlichkeit für Neutronen von 0.873. Für den Nachweis der erzeugten Konversionselektronen ist es wichtig, deren Energie und Reichweite im  $^{157}\text{Gd}$  zu kennen.

### 3.1.2 Energie und Austrittswahrscheinlichkeit der Elektronen

Da nur die beiden letzten E2-Übergänge der Grundzustandsbande von  $4^+ \rightarrow 2^+$  und  $2^+ \rightarrow 0^+$  in nennenswerter Stärke konvertiert sind, sind nur diese für die Berechnung der Konversionselektronenenergien relevant. Von der Energie des jeweiligen  $\gamma$ -Übergangs ist noch die Bindungsenergie der Elektronen aus der K, L oder M-Schale abzuziehen, um die kinetische Energie der Konversionselektronen zu erhalten. Die daraus resultierende Energieverteilung ist in Tabelle 3.2 für  $^{157}\text{Gd}$  und in Tabelle 3.3 für  $^{155}\text{Gd}$  zusammengefasst. Die  $\gamma$ -Übergangsenergie, die relative Stärke  $\alpha_i$  der Emission von Konversionselektronen aus der K, L oder M-Schale (innerhalb eines  $\gamma$ -Überganges) und das Intensitätsverhältnis  $I_j$  zwischen den beiden Übergängen sind den Arbeiten von Greenwood et al. [Gre78], Bäcklin et al. [Bäc82] und Schreckenbach [Sch74] entnommen.

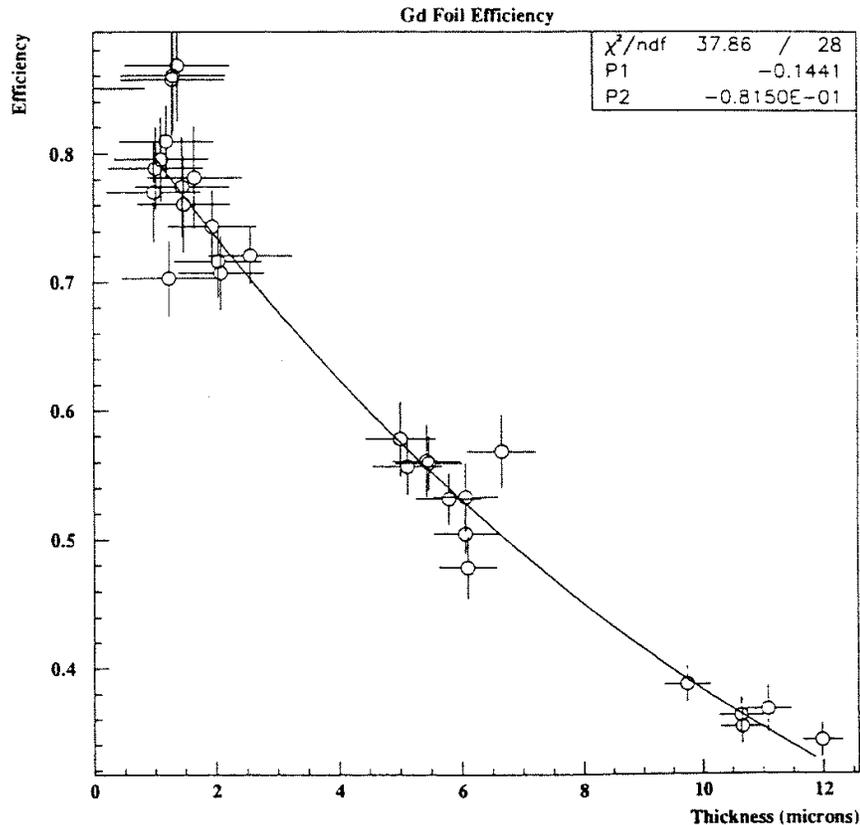
$\gamma$ -Energie [keV]	$E_b$ [keV]	$E_{kin}$ [keV]	$\alpha_i$	$I_j$
79.5104	K = 50.2	29.3	0.326	0.918
	L = 8.3	71.2	0.542	
	M = 1.3	78.2	0.132	
181.930	K = 50.2	131.7	0.688	0.082
	L = 8.3	173.6	0.247	
	M = 1.3	180.6	0.064	

**Tabelle 3.2:** Energieverteilung der Konversionselektronen für  $^{157}\text{Gd}$ . Dabei ist  $E_b$  die Bindungsenergie der Elektronen in der K-, L- und M-Schale,  $E_{kin}$  die kinetische Energie der Konversionselektronen aus diesen Schalen ( $E_{kin} = E_\gamma - E_b$ ),  $\alpha_i$  die relative Stärke innerhalb eines  $\gamma$ -Überganges und  $I_j$  das Intensitätsverhältnis zwischen den  $\gamma$ -Übergängen [Gre78].

$\gamma$ -Energie [keV]	$E_b$ [keV]	$E_{kin}$ [keV]	$\alpha_i$	$I_j$
88.9667	K = 50.2	38.8	0.416	0.944
	L = 8.3	80.7	0.474	
	M = 1.3	87.7	0.110	
199.213	K = 50.2	149.0	0.698	0.056
	L = 8.3	190.9	0.236	
	M = 1.3	197.9	0.054	

**Tabelle 3.3:** Energieverteilung der Konversionselektronen für  $^{155}\text{Gd}$  [Bäc82, Sch74]. Für eine Erklärung der Symbole siehe Tabelle 3.2.

Für  $^{157}\text{Gd}$  ergeben sich also Energien der Konversionselektronen von 29 – 181 keV. Um die Konversionselektronen nachweisen zu können, müssen diese in der Lage sein, das Gadolinium zu verlassen. Es ist also notwendig, die Abschwächungslänge der Elektronen im Gadolinium zu bestimmen. Für den Fall des  $^{\text{nat}}\text{Gd}$  ist diese von Hargrove gemessen worden [Har95]. Mit Hilfe von zwei Vieldrahtkammern, die den gesamten Raumwinkel abdecken, hat Hargrove die Ausbeute an Konversionselektronen nach dem Neutroneneinfang in  $^{\text{nat}}\text{Gd}$  in Abhängigkeit von der Gd-Schichtdicke gemessen. Diese Messung ist in Abbildung 3.2 dargestellt.



**Abbildung 3.2:** Nachweiswahrscheinlichkeit von Konversionselektronen nach Neutroneneinfang in  $^{\text{nat}}\text{Gd}$  in Abhängigkeit von der Gd-Schichtdicke [Har95].

Durch Anpassen der gemessenen Werte (durchgezogene Kurve) mit dem exponentiellen Abschwächungsgesetz

$$S(d) = S_0 \cdot e^{-\mu \cdot d}$$

wird die über alle Energien der Konversionselektronen und über alle Emissionswinkel gemittelte Abschwächungslänge  $\bar{\lambda} = 1/\mu$  bestimmt. Hierbei ist  $d$  die Schichtdicke des  $^{\text{nat}}\text{Gd}$  und  $S_0$  die Nachweiswahrscheinlichkeit bei  $d = 0$ .  $S_0$  ist also auch die Wahrscheinlichkeit, daß mindestens ein Konversionselektron nach dem Neutroneneinfang emittiert wird. Als Ergebnis dieser Anpassung wurde von Hargrove ein Wert von  $\bar{\lambda} = 12.3 \pm 0.3 \mu\text{m}$  und für  $S_0 = 0.865 \pm 0.01$  angegeben.

Für das beim Neutronenkonverter verwendete  $^{157}\text{Gd}$  sind keine Experimente bekannt, in denen die Abschwächungslänge gemessen wurde. Da die Konversionselektronen aber mit den Hüllenelektronen des Gadoliniums wechselwirken, ist  $\bar{\lambda}$  isotonenunabhängig. Jedoch ist die Energieverteilung der Konversionselektronen im  $^{157}\text{Gd}$  und  $^{\text{nat}}\text{Gd}$  unterschiedlich. Daher ist das energiegemittelte  $\bar{\lambda}$  im  $^{157}\text{Gd}$  nicht identisch mit dem gemittelten  $\bar{\lambda}$  im  $^{\text{nat}}\text{Gd}$ . Es ist also

für die Optimierung des Neutronenkonverters notwendig,  $\bar{\lambda}$  im  $^{157}\text{Gd}$  zu berechnen, um die optimale Schichtdicke des  $^{157}\text{Gd}$  zu bestimmen (vgl. Abschnitt 3.1.3).

Für den Wirkungsquerschnitt des Neutroneneinfangs sind nur  $^{157}\text{Gd}$  (zu 81.5%) und  $^{155}\text{Gd}$  (zu 18.5%) verantwortlich (siehe Tabelle 3.1). Daher sind auch nur diese beiden Isotope für die Emission von Konversionselektronen im  $^{\text{nat}}\text{Gd}$  relevant. Die Abschwächung der Konversionselektronen im  $^{\text{nat}}\text{Gd}$  läßt sich also ausdrücken durch die Abschwächung der Konversionselektronen aus  $^{157}\text{Gd}$  und  $^{155}\text{Gd}$ , jeweils gewichtet mit ihrem Anteil am Einfangwirkungsquerschnitt von  $^{\text{nat}}\text{Gd}$ . Dies beschreibt Gl. 3.2, wobei  $\alpha_i$  für die relative Stärke der einzelnen Elektronenenergien steht und  $I_j$  das Intensitätsverhältnis der konvertierten  $\gamma$ -Übergänge angibt;  $S$  ist der Faktor für den Anteil der Neutroneneinfänge mit Konversionselektronenemission und  $\mu_i(E_i)$  ist der Kehrwert der Abschwächungslänge  $\lambda_i$  des  $i$ -ten Konversionselektrons mit der Energie  $E_i$ .

$$\begin{aligned} {}^{\text{nat}}S_0 \cdot e^{-{}^{\text{nat}}\mu \cdot d} &= 0.815 \cdot {}^{157}S \cdot \left[ \sum_j I_j \cdot \sum_i {}^{157}\alpha_i \cdot e^{-{}^{157}\mu_i(E_i) \cdot d} \right] \\ &+ 0.185 \cdot {}^{155}S \cdot \left[ \sum_j I_j \cdot \sum_i {}^{155}\alpha_i \cdot e^{-{}^{155}\mu_i(E_i) \cdot d} \right] \end{aligned} \quad (3.2)$$

Um  $\lambda$  für eine Elektronenenergie von 29 keV zu berechnen, werden die  $\lambda_i$  der Konversionselektronen mit größeren Energien ersetzt durch  $\lambda$  für das 29 keV Elektron und mit einem Skalierungsfaktor multipliziert. Für die Energieabhängigkeit von  $\lambda$  gilt [Kob68]:

$$\lambda(E_i) \sim E_i^{1.72} \quad \Rightarrow \quad \frac{1}{\mu_i(E_i)} \sim \frac{1}{\mu_0(E_0)} \cdot \left( \frac{E_i}{E_0} \right)^{1.72} \quad (3.3)$$

Für die Energieverteilung der Konversionselektronen sind nur die letzten beiden  $\gamma$ -Übergänge relevant. Daher reduziert sich die Summe über  $j$  auf diese beiden Übergänge. Einsetzen der Werte und Anwenden von Gl. 3.3 auf Gl. 3.2 liefert:

$$\begin{aligned} 0.865 \cdot e^{-d/12.3} &= \\ &0.815 \cdot 0.873 \cdot \left[ 0.918 \cdot \left( 0.326 \cdot e^{-\mu(29.3) \cdot d} + 0.542 \cdot e^{-\frac{\mu(29.3)}{2.43^{1.72}} \cdot d} + 0.132 \cdot e^{-\frac{\mu(29.3)}{2.67^{1.72}} \cdot d} \right) \right. \\ &\quad \left. + 0.082 \cdot \left( 0.688 \cdot e^{-\frac{\mu(29.3)}{4.49^{1.72}} \cdot d} + 0.247 \cdot e^{-\frac{\mu(29.3)}{5.92^{1.72}} \cdot d} + 0.064 \cdot e^{-\frac{\mu(29.3)}{6.16^{1.72}} \cdot d} \right) \right] \\ &+ 0.185 \cdot 0.84 \cdot \left[ 0.944 \cdot \left( 0.416 \cdot e^{-\frac{\mu(29.3)}{1.32^{1.72}} \cdot d} + 0.474 \cdot e^{-\frac{\mu(29.3)}{2.75^{1.72}} \cdot d} + 0.110 \cdot e^{-\frac{\mu(29.3)}{2.99^{1.72}} \cdot d} \right) \right. \\ &\quad \left. + 0.056 \cdot \left( 0.698 \cdot e^{-\frac{\mu(29.3)}{5.09^{1.72}} \cdot d} + 0.236 \cdot e^{-\frac{\mu(29.3)}{6.52^{1.72}} \cdot d} + 0.054 \cdot e^{-\frac{\mu(29.3)}{6.75^{1.72}} \cdot d} \right) \right] \end{aligned}$$

Hieraus kann  $\lambda$  für das Konversionselektron mit 29.3 keV für verschiedene Schichtdicken  $d$  berechnet werden. Dieses  $\lambda$  ist isotopenunabhängig und somit auch für reines  $^{157}\text{Gd}$  gültig. Durch erneutes Anwenden von Gl. 3.3 ergibt sich für die Verwendung von reinem  $^{157}\text{Gd}$  folgende Nachweiswahrscheinlichkeit:

$$\begin{aligned} {}^{157}S(d) &= 0.873 \cdot \left[ 0.918 \cdot \left( 0.326 \cdot e^{-\mu(29.3) \cdot d} + 0.542 \cdot e^{-\frac{\mu(29.3)}{2.43^{1.72}} \cdot d} + 0.132 \cdot e^{-\frac{\mu(29.3)}{2.67^{1.72}} \cdot d} \right) \right. \\ &\quad \left. + 0.082 \cdot \left( 0.688 \cdot e^{-\frac{\mu(29.3)}{4.49^{1.72}} \cdot d} + 0.247 \cdot e^{-\frac{\mu(29.3)}{5.92^{1.72}} \cdot d} + 0.064 \cdot e^{-\frac{\mu(29.3)}{6.16^{1.72}} \cdot d} \right) \right] \end{aligned} \quad (3.4)$$

Diese Nachweiswahrscheinlichkeit läßt sich ebenfalls durch das Abschwächungsgesetz mit einer effektiven, über  $4\pi$  gemittelten Abschwächungslänge  $\bar{\lambda} = 1/^{157}\mu$  ausdrücken:

$$^{157}S(d) = 0.873 \cdot e^{-^{157}\mu \cdot d} \quad (3.5)$$

Aus der Kombination von Gl. 3.4 und Gl. 3.5 ergibt sich  $\bar{\lambda}$  für  $^{157}\text{Gd}$  durch:

$$^{157}\bar{\lambda} = \frac{1}{^{157}\mu} = \frac{d}{\ln(0.873) - \ln(S^{157}(d))} \quad (3.6)$$

Für eine  $^{157}\text{Gd}$ -Schichtdicke von  $1 - 10 \mu\text{m}$  liefert Gl. 3.6 einen Wert von  $\bar{\lambda} = 11.9 \pm 0.6 \mu\text{m}$ . Der Fehler wurde bestimmt aus dem Fehler von  $\bar{\lambda}$  für  $^{\text{nat}}\text{Gd}$  von  $12.3 \pm 0.3 \mu\text{m}$ , dem Fehler des Faktors  $^{\text{nat}}S = 0.865 \pm 0.01$ , dem Fehler für die Korrektur der Energieabhängigkeit sowie durch die Fehlerfortpflanzung in den Gleichungen 3.2 bis 3.6.

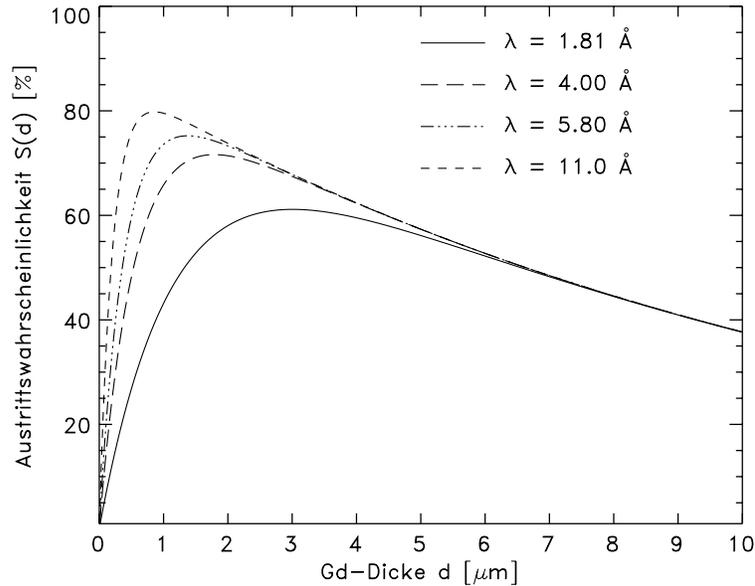
Mit dieser gemittelten Abschwächungslänge ist es möglich, die optimale Dicke der  $^{157}\text{Gd}$ -Schicht zu bestimmen. Diese hängt von zwei verschiedenen Prozessen ab. Einerseits werden um so mehr Neutronen absorbiert, je dicker die Schicht ist. Andererseits ist die Wahrscheinlichkeit, daß die Konversionselektronen das Gadolinium verlassen können um so größer, je dünner die Schicht ist. Durch Berücksichtigung beider Prozesse ergibt sich die Austrittswahrscheinlichkeit  $^{157}S$  der Neutronen in Abhängigkeit von der Dicke  $d$  durch:

$$^{157}S(d) = S_0 \cdot e^{-^{157}\mu \cdot d} \cdot [1 - e^{-\mu_n \cdot d}]$$

Hierbei ist  $\mu_n$  der Kehrwert der Absorptionlänge  $\lambda_n$  der Neutronen im  $^{157}\text{Gd}$  und  $^{157}\mu$  der Kehrwert der Abschwächungslänge der Konversionselektronen im  $^{157}\text{Gd}$ . Dabei stellt der linke Teil der Gleichung die von Hargrove gemessene Emissionswahrscheinlichkeit der Konversionselektronen und der rechte die Absorption der Neutronen dar. Da aber die von Hargrove verwendete Kurve zur Anpassung der gemessenen Werte nur bei Schichtdicken bis ca.  $12 \mu\text{m}$  die Meßwerte richtig beschreibt, gilt diese Gleichung auch nur für diesen Schichtdickenbereich. Bei deutlich größeren Dicken muß die Austrittswahrscheinlichkeit konstant werden, da immer ein gewissen Anteil der Konversionselektronen entgegen der Flugrichtung der Neutronen die Schicht verlassen kann. Die von Hargrove verwendete Funktion geht aber bei großen Dicken gegen Null. Für die Optimierung des Neutronenkonverters ist dies aber kein Problem, da nur Schichtdicken bis  $10 \mu\text{m}$  relevant sind und in diesem Bereich die Meßwerte richtig beschrieben werden.

### 3.1.3 Bestimmung der optimalen Schichtdicke

Die Dicke  $d$  der  $^{157}\text{Gd}$ -Schicht ist dann optimal, wenn die Austrittswahrscheinlichkeit  $S$  maximal wird. Da der Detektor aber nicht ausschließlich zum Nachweis von thermischen Neutronen ( $\lambda = 1.81 \text{ \AA}$ ) eingesetzt werden soll, wurde die Abhängigkeit der optimalen Gd-Dicke (und der zugehörigen Austrittswahrscheinlichkeit) von der Neutronenwellenlänge  $\lambda$  untersucht. Die Änderung von  $\lambda$  wirkt sich nur auf den Neutroneneinfang aus, da die Energie der emittierten Elektronen unabhängig von  $\lambda$  ist. Je größer die Wellenlänge ist, desto größer wird die Wahrscheinlichkeit des Neutroneneinfangs im  $^{157}\text{Gd}$  (vgl. Abbildung 2.3). In Abbildung 3.3 ist die Austrittswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Schichtdicke für verschiedene  $\lambda$  dargestellt. Wie zu erwarten, wird die optimale Dicke mit größer werdender Wellenlänge kleiner und der Maximalwert von  $S$  nimmt zu. Für thermische Neutronen mit einer Wellenlänge  $\lambda = 1.81 \text{ \AA}$  ergibt sich für zu 100% angereichertes  $^{157}\text{Gd}$  eine maximale Nachweiswahrscheinlichkeit von 61% und die optimale Schichtdicke  $d^{\text{opt}}$  beträgt  $3 \mu\text{m}$ . Für  $\lambda = 4 \text{ \AA}$  erhöht sich diese auf 72% bei  $d^{\text{opt}} = 1.8 \mu\text{m}$ , für  $\lambda = 5.8 \text{ \AA}$  ergibt sich ein Maximum von 75% bei  $d^{\text{opt}} = 1.4 \mu\text{m}$ , und für ultrakalte Neutronen mit einer Wellenlänge von  $\lambda = 11 \text{ \AA}$  liegt das



**Abbildung 3.3:** Austrittswahrscheinlichkeit und damit maximal mögliche Nachweiswahrscheinlichkeit der Konversionselektronen in Abhängigkeit von der  $^{157}\text{Gd}$ -Konverterdicke (100%) für verschiedene Neutronenwellenlängen.

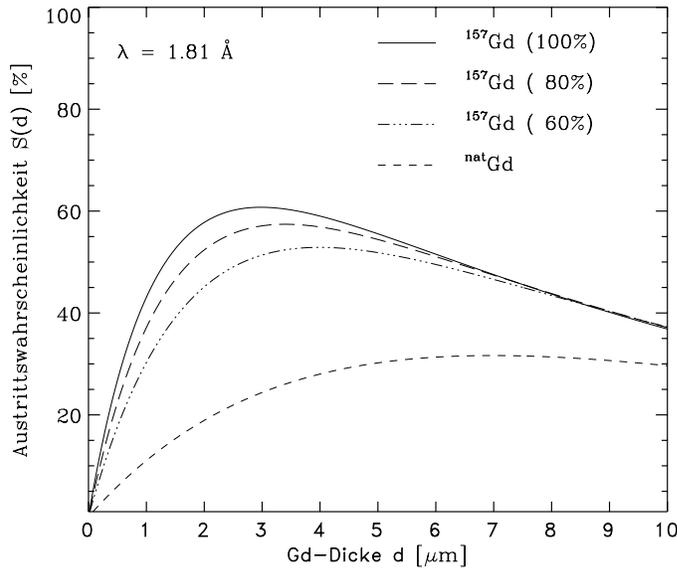
Maximum der Nachweiswahrscheinlichkeit bei 80% und die optimale Schichtdicke beträgt nur noch  $0.9 \mu\text{m}$ .

Die optimale  $^{157}\text{Gd}$ -Dicke läßt sich in zwei Schichten mit der jeweils halben Dicke aufteilen, die auf beide Seiten einer Trägerfolie aufgebracht werden. Die aus einem sehr zugfestem Kunststoff (Aramid) bestehende Folie hat eine Dicke von  $4 - 6 \mu\text{m}$ . Die  $^{157}\text{Gd}$ -Schichtdicke und die Dicke dieser Trägerfolie bestimmen die Flugzeitauflösung des Detektors. Für den Nachweis von thermischen Neutronen ( $v = 2200 \text{ m/s}$ ) beträgt  $d^{\text{opt}} = 3 \mu\text{m}$ . Die Neutronen benötigen  $4.1 \text{ ns}$  um  $9 \mu\text{m}$  (die zwei Gd-Schichten mit der Trägerfolie dazwischen) zu durchqueren. Daraus ergibt sich eine Flugzeitauflösung von weniger als  $4 \text{ ns}$  FWHM. Bei einer Wellenlänge von  $11 \text{ \AA}$  haben die Neutronen eine Geschwindigkeit von ca.  $360 \text{ m/s}$ . Die optimale Schichtdicke beträgt in diesem Fall  $0.9 \mu\text{m}$  und die daraus ergibt sich eine Zeitauflösung von weniger als  $19 \text{ ns}$  FWHM. Diese Zeiauflösungen sind für alle Neutronenstreuxperimente mehr als ausreichend.

Auf die Absorption der Neutronen hat die Trägerfolie keinen Einfluß, aber durch die Abschwächung der Konversionselektronen in dieser Folie wird die Austrittswahrscheinlichkeit reduziert. Da die über die Energie und den Winkel gemittelte Abschwächungslänge für Elektronen in Aramid nicht bekannt ist, wird der Einfluß der Folie durch eine Änderung der effektiven Gd-Schichtdicke berücksichtigt. Aus dem Verhältnis der Massenschwächungskoeffizienten für Gd und Aramid ergibt sich eine Zunahme der Schichtdicke von ca.  $1.4 \mu\text{m}$ . Bis zur halben Schichtdicke des Gadoliniums müssen die Konversionselektronen, die in Flugrichtung der Neutronen emittiert werden, diese zusätzliche Schicht durchqueren, um das Gd verlassen zu können. In der zweiten Hälfte der Schicht haben die Elektronen, die entgegen der Neutronenflugrichtung emittiert werden, diese zusätzliche Strecke zu überwinden. Die maximale Nachweiswahrscheinlichkeit für thermische Neutronen reduziert sich dadurch um ca. 7% auf etwa 54%. Durch die Verwendung eines beidseitig geätzten Metallgitters als Trägerfolie kann diese Abnahme der Austrittswahrscheinlichkeit jedoch ungefähr kompensiert werden. Bei der

Deposition des Gadoliniums ergibt sich in den Ätzkoni effektiv eine Schrägstellung der Gd-Schicht. Damit ist für den Neutroneneinfang (senkrecht zur Folie) eine größere Schichtdicke vorhanden als für den Austritt der Konversionselektronen (senkrecht zu den Wänden der Ätzkoni), so daß letztere weniger abgeschwächt werden.

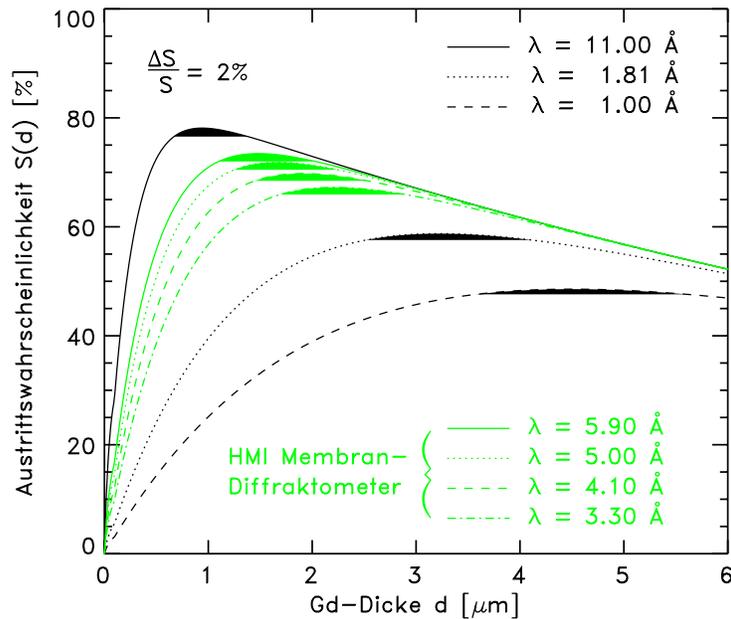
Da aus Kostengründen nicht zu 100% angereichertes  $^{157}\text{Gd}$  verwendet wird, wurde die Abhängigkeit der optimalen Dicke vom Anreicherungsgrad des Gadoliniums untersucht. Bei einem Anreicherungsgrad kleiner 100% ändert sich auch die maximal erreichbare Nachweiswahrscheinlichkeit. Diese Änderungen sind in Abbildung 3.4 dargestellt. Wie zu erwarten,



**Abbildung 3.4:** Abhängigkeit der Austrittswahrscheinlichkeit der Konversionselektronen vom Anreicherungsgrad des  $^{157}\text{Gd}$  und der Gd-Konverterdicke.

nimmt  $S$  mit kleiner werdendem Anreicherungsgrad ab und die optimale Schichtdicke nimmt zu. Bei einem Anreicherungsgrad von 80% ergibt sich für thermische Neutronen eine maximale Nachweiswahrscheinlichkeit von 57% ( $d^{\text{opt}} = 3.4 \mu\text{m}$ ), bei einer Anreicherung von 60% liegt das Maximum bei 53% ( $d^{\text{opt}} = 4 \mu\text{m}$ ) und für natürliches Gd (15.65%  $^{157}\text{Gd}$  und 14.8%  $^{155}\text{Gd}$ ) ergibt sich nur noch eine maximale Nachweiswahrscheinlichkeit von 31.6%, und die optimale Schichtdicke beträgt  $7 \mu\text{m}$ . Dünne Schichten sind von Vorteil, da sie leichter herzustellen sind und der Materialeinsatz geringer ist. Je dünner die Schicht ist, desto geringer sind die in ihr auftretenden mechanischen Spannungen. Für den Neutronenkonverter wird zu 89.4% angereichertes  $^{157}\text{Gd}$  verwendet (vgl. Abb. 3.5).

Bei der Herstellung einer Gadolinium-Schicht von  $254 \times 254 \text{ mm}^2$  kann es aber zu kleinen Inhomogenitäten in der Schichtdicke kommen, und daher wurde die daraus resultierende Variation von  $S$  untersucht. In Abbildung 3.5 ist die Austrittswahrscheinlichkeit für 89.4% angereichertes  $^{157}\text{Gd}$  für typische Neutronenwellenlängen in Abhängigkeit von der Schichtdicke dargestellt. Für thermische Neutronen beträgt bei diesem Anreicherungsgrad die maximale Nachweiswahrscheinlichkeit 59% ( $d^{\text{opt}} = 3.2 \mu\text{m}$ ) und für eine Wellenlänge von  $\lambda = 11 \text{ \AA}$  ergibt sich ein Maximum von 78% bei  $d^{\text{opt}} = 0.9 \mu\text{m}$ . Um den jeweiligen Maximalwert ist der Bereich dunkel eingefärbt, in dem die Austrittswahrscheinlichkeit um 2% variiert. Es wird deutlich, daß mit größer werdender Neutronenwellenlänge der Bereich, in dem die Schichtdicke variieren darf, immer kleiner wird.



**Abbildung 3.5:** Austrittswahrscheinlichkeit der Konversionselektronen bei einem Anreicherungsgrad von 89.4% in Abhängigkeit von der Neutronenwellenlänge und der Gd-Konverterdicke.

Die z.B. am HMI-Membrandiffraktometer typischerweise verwendeten Neutronenwellenlängen liegen zwischen 3.3 Å und 5.9 Å. Die für diesen Wellenlängenbereich geeignete mittlere Dicke kann aus dem Überlapp der dunkel eingefärbten Bereiche bestimmt werden und beträgt für diesen Wellenlängenbereich ca. 1.8 μm. Die Schichtdickenvariation bei der Herstellung muß dann allerdings deutlich kleiner als die eingefärbten Bereiche sein. Dies läßt sich durch ein geeignetes Herstellungsverfahren erreichen (Bewegung der Trägerfolie während des Aufbringens der Schicht). Restliche Variationen von  $S$  werden durch Normierung auf ein Eichspektrum eliminiert.

Als nächstes wird die Frage untersucht, wie durch die im Gadolinium erzeugten Konversionselektronen niederenergetische Sekundärelektronen freigesetzt werden können, die durch einen Gasverstärkungsprozeß nachgewiesen werden.

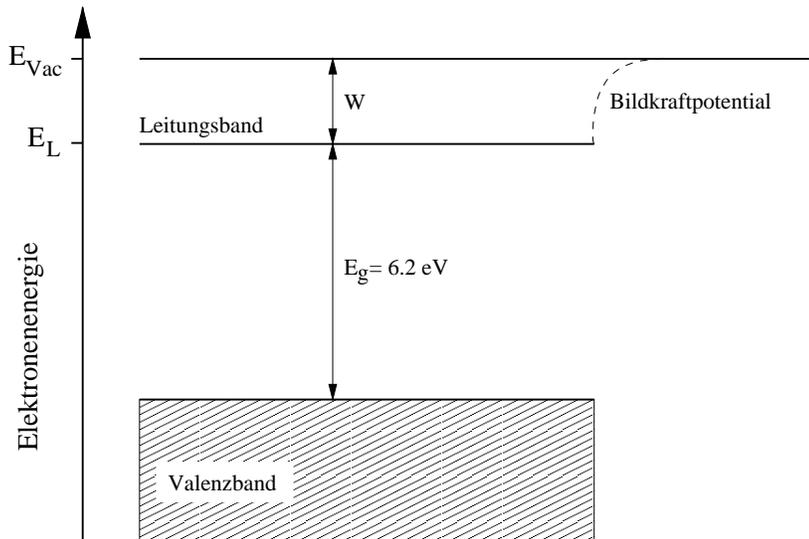
### 3.2 Erzeugung von Sekundärelektronen

Nach dem Einfang eines Neutrons am  $^{157}\text{Gd}$  werden Konversionselektronen mit Energien von 29 – 181 keV emittiert. Diese erzeugen bei ihrer Abbremsung im Gadolinium  $\delta$ -Elektronen mit einer mittleren Energie von ca. 50 eV und einer Reichweite von 200 – 300 nm. Diese hochenergetischen Elektronen sind nicht dazu geeignet, den Gasverstärkungsprozeß zu starten, da ihre Wechselwirkung mit dem Zählgas nur gering ist. Im Gadolinium werden auch niederenergetische Sekundärelektronen (SE) erzeugt. Die Wahrscheinlichkeit, daß diese SE das Gadolinium verlassen können, ist allerdings sehr klein, da metallisches Gadolinium eine Austrittsarbeit von 3.1 eV hat und die SE im Gd nur eine sehr kurze Reichweite haben. Daher ist es notwendig, auf der Gadoliniumschicht noch ein weiteres Material aufzubringen, das die Eigenschaft hat, beim Durchgang eines Konversions- oder  $\delta$ -Elektrons möglichst viele niederenergetische SE freizusetzen. Ein Teil dieser Elektronen gelangt in den Bereich des Zählgases und startet dort den Gasverstärkungsprozeß. Für diesen sog. Sekundärelektronen-

emitter (SEE) eignet sich am besten ein Material mit einer sehr kleinen Elektronenaffinität und einer großen Reichweite der Sekundärelektronen innerhalb des Materials. Sind beide Bedingungen erfüllt, können viele der erzeugten SE das Material verlassen und in den Bereich des Zählgas gelangt. Cäsiumjodid (CsI) erfüllt beide Voraussetzungen und ist somit als SEE hervorragend geeignet. Die Elektronenaffinität in CsI beträgt nur 0.1–0.2 eV. Außerdem hat CsI eine große Bandlücke von 6.2 eV. Dies führt dazu, daß Elektronen mit einer kinetischen Energie unter 6.2 eV große Reichweiten bei der Diffusion im Kristallgitter aufweisen, da durch die dann dominante Elektron–Phonon–Wechselwirkung nur sehr kleine Energieverluste ( $\sim$ meV) auftreten. Andere Alkali–Halogenide (z.B. KI, KBr oder KCl) sind ebenfalls als Sekundärelektronenemitter geeignet, haben aber eine geringere SE–Ausbeute oder sind stärker hygroskopisch als CSI und daher viel schwieriger zu verwenden.

### 3.2.1 Elektronenaffinität bei CsI

Beim Durchgang eines hochenergetischen Elektrons durch das CsI werden Elektronen aus dem Valenzband in das Leitungsband oder direkt ins Kontinuum angehoben. Wenn die Elektronen im Leitungsband die Oberfläche des CsI erreichen, müssen sie noch die Affinität, d.h. die Potentialbarriere  $W$  zwischen Leitungsband und Vakuum ( $W = E_{Vac} - E_L$ ), aufwenden, um es verlassen zu können. Diese ist im wesentlichen bestimmt durch das Coulomb–Potential zwischen dem ausgetretenen Elektron und der dazugehörigen positiven Bildladung im Festkörper (Bildkraftpotential). Dies ist in Abbildung 3.6 schematisch dargestellt.



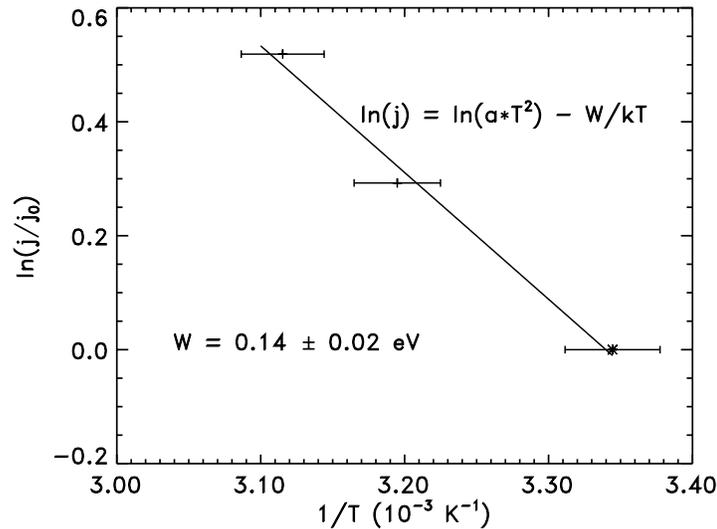
**Abbildung 3.6:** Veranschaulichung der Elektronenaffinität  $W$  in CsI. Dabei ist  $E_g$  die Energiedifferenz der Bandlücke,  $E_L$  die Energie der Elektronen im Leitungsband und  $E_{Vac}$  deren Energie im Vakuum (freies Elektron).

Séguinot [Ség96] hat die Quanten–Effizienz für UV–Strahlung von 100 nm dicken CsI–Photokathoden bei einer Temperatur von 26°C, 40°C und 48°C untersucht. Er fand eine Erhöhung der Effizienz um Faktoren 1.34 bzw. 1.68 für 40°C bzw. 48°C gegenüber der Ausbeute bei 26°. Diese Erhöhung der Effizienz liegt daran, daß mit steigender Temperatur auch die Anzahl der Elektronen über der Fermi–Grenze am Valenzband steigt. Nach zusätzlicher Absorption eines Photons mit der Minimalenergie  $E_{min} = E_g + W$  verfügt das Elektron über genügend Energie, um das CsI verlassen zu können. Die experimentell gefundene Grenzwellenlänge für den Photoeffekt ist 210 nm entsprechend 5.9 eV.

Die Affinität  $W$  wurde in dieser Arbeit aus der Temperaturabhängigkeit der Quanteneffizienz ermittelt. Die Temperaturabhängigkeit wird durch die *Richardson–Dushman–Gleichung* beschrieben. Diese gibt an, wie groß die Stromdichte  $j$  der Elektronen ist, die ein Material mit der Affinität  $W$  bei der Temperatur  $T$  verlassen. Dabei ist  $k$  die Boltzmann–Konstante.

$$j \sim T^2 \cdot e^{-W/kT}$$

Damit kann die Affinität  $W$  des CsI leicht bestimmt werden, indem  $\ln(j/j_0)$  über  $1/T$  aufgetragen wird. Diese Art der Darstellung heißt Arrhenius–Auftragung. Dabei ergibt sich i.w. eine Gerade, mit der Steigung  $-W/k$  (vgl. Abbildung 3.7).



**Abbildung 3.7:** Bestimmung der Elektronenaffinität von CsI durch eine Arrhenius–Auftragung.

Aus den von Séguinot für eine weitgehend homogene, d.h. nicht strukturierte CsI–Schicht gemessenen Daten (vgl. jedoch die nachfolgenden Ausführungen) wurde ein Wert für die Elektronenaffinität von CsI von

$$W = (0.14 \pm 0.02) \text{ eV}$$

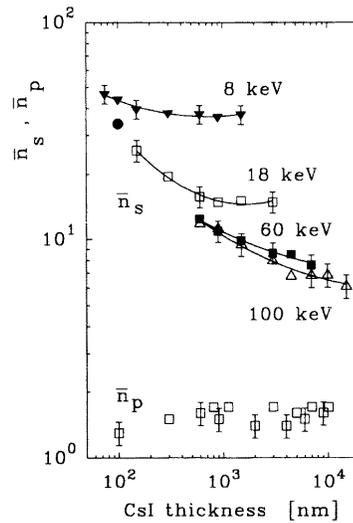
bestimmt. Damit gehört CsI zu den Materialien mit den kleinsten Werten für die Affinität. Im Falle des Neutronenkonverters sollen aber nicht Photonen in Elektronen konvertiert werden, sondern hochenergetische (primäre) Elektronen in niederenergetische (sekundäre) Elektronen ( $\leq 10 \text{ eV}$ ). Für die Nachweiseffizienz ist es daher wichtig zu wissen, wieviele sekundäre Elektronen pro primärem Elektron das CsI verlassen können. Dies wird zunächst für homogenes, d.h. unstrukturiertes CsI diskutiert.

### 3.2.2 Sekundärelektronenausbeute

Die Sekundärelektronenemission von CsI unter UV–Strahlung wurde bereits häufig von anderen Arbeitsgruppen untersucht (siehe z.B. [Bre96, Ség96, Buz95b, Gib94]). Die Emission von Sekundärelektronen (SE) nach Durchgang eines Elektrons mit einer Energie von **30 – 200 keV** wurde aber bisher noch nicht experimentell bestimmt. Wenn ein solches das CsI durchquert, verliert es Energie durch inelastische Stöße mit den Hüllenelektronen. Solange die kinetische Energie des primären Elektrons größer als  $E_g + W$  ist, kann Ionisation

stattfinden und es können SE freigesetzt werden. Diese können ebenfalls ionisieren, solange ihre Energie hoch genug ist ( $\delta$ -Elektronen). Bei kleineren Energien können diese SE nicht mehr am Ionisationsprozeß teilnehmen und verlieren nur noch durch die Elektron-Phonon-Wechselwirkung Energie. Da die Energieverluste pro Stoß durch diese Wechselwirkung nur im Bereich von etwa 10 meV sind, haben diese Elektronen in CsI eine Reichweite von 16 – 30 nm [Akk94] für Energien von 1 – 6 eV. Diese Reichweite ist in CsI deutlich höher als in anderen Sekundärelektronenkonvertern. Sie trägt jedoch nur zum Elektronentransport an die CsI-Oberfläche bei, wohingegen  $\delta$ -Elektronen, die 200 – 300 nm unterhalb der Oberfläche emittiert werden, langsame SE an der Oberfläche freisetzen können.

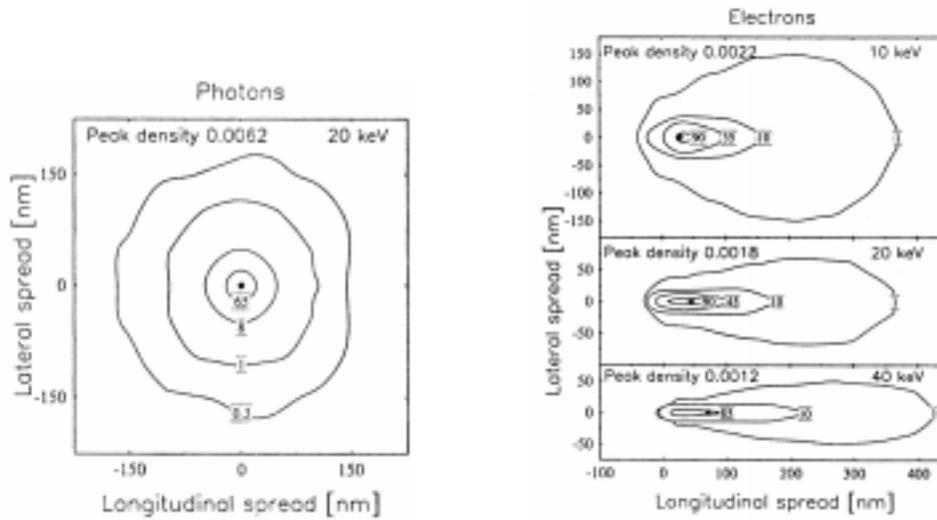
Mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulation haben Gibrekhterman [Gib94] und Akkerman [Akk94] die Wechselwirkung von Röntgenstrahlen und Elektronen in unstrukturierten CsI-Schichten untersucht und die Anzahl und Reichweite der SE bestimmt. In Abbildung 3.8 ist die mittlere Anzahl der emittierten SE für verschiedene Dicken von CsI und verschiedene Röntgenenergien dargestellt. Bei Dicken der CsI-Schichten von 100 – 1000 nm und



**Abbildung 3.8:** Berechnete mittlere Anzahlen  $\bar{n}_p$  bzw.  $\bar{n}_s$  von sog. primären Elektronen ( $> 50$  eV) bzw. sekundären Elektronen ( $\leq 50$  eV), die von CsI nach Einfang von Röntgenquanten emittiert werden [Gib94].

Röntgenstrahlung von etwa 20 – 60 keV ergibt sich eine mittlere SE-Anzahl von 10 – 20. In Abbildung 3.9 ist die Dichteverteilung der SE für 20 keV Röntgenquanten dargestellt. Es fällt auf, daß die Verteilung kugelsymmetrisch ist und die Elektronendichte nach ca. 100 nm auf 1% abgefallen ist. Zum Vergleich ist in Abbildung 3.10 die von Elektronen mit 10 keV, 20 keV und 40 keV erzeugte Dichteverteilung der SE dargestellt. In diesem Fall ist die Verteilung nicht mehr kugelsymmetrisch, und das Maximum der Verteilung ist in Flugrichtung des primären Elektrons verschoben. Diese erhöhte Emission in Vorwärtsrichtung läßt sich durch den Abbremsweg der erzeugten primären Elektronen und den Impulsübertrag auf schnelle  $\delta$ -Elektronen verstehen.

Die von Gibrekhterman et al. berechnete Anzahl der im CsI von einem schnellen Elektron erzeugten SE ist in Tabelle 3.4 zusammengefaßt. Die Dichte der SE an der Oberfläche des CsI hängt also stark davon ab, in welchem Maße die Flugrichtung der Elektronen von der Orthogonalen zur Oberfläche abweicht bzw. von einer evtl. Strukturierung der Oberfläche. Daher sind die o.g. mit Hilfe des Monte-Carlo-Programms ermittelten Werte für SE aus der Oberfläche nur als grobe Richtwerte zu betrachten. Die tatsächliche Anzahl kann um



**Abbildung 3.9:** Konturplot der SE-Dichteverteilung (Elektronen/nm<sup>3</sup>), erzeugt von 20 keV Photonen. Die angegebenen Zahlen sind Prozentwerte des Maximums von 0.0062 Elektronen/nm<sup>3</sup> [Akk94].

**Abbildung 3.10:** Konturplot der SE-Dichteverteilung (Elektronen/nm<sup>3</sup>) erzeugt von 10 keV, 20 keV und 40 keV Elektronen [Akk94].

Primär Elektron [keV]	SE Gesamt	SE in Flugrichtung
5	323	246
10	638	490
20	1274	985
40	2479	1860
50	2851	2280

**Tabelle 3.4:** Anzahl der Sekundärelektronen in CsI pro primärem Elektron [Gib94].

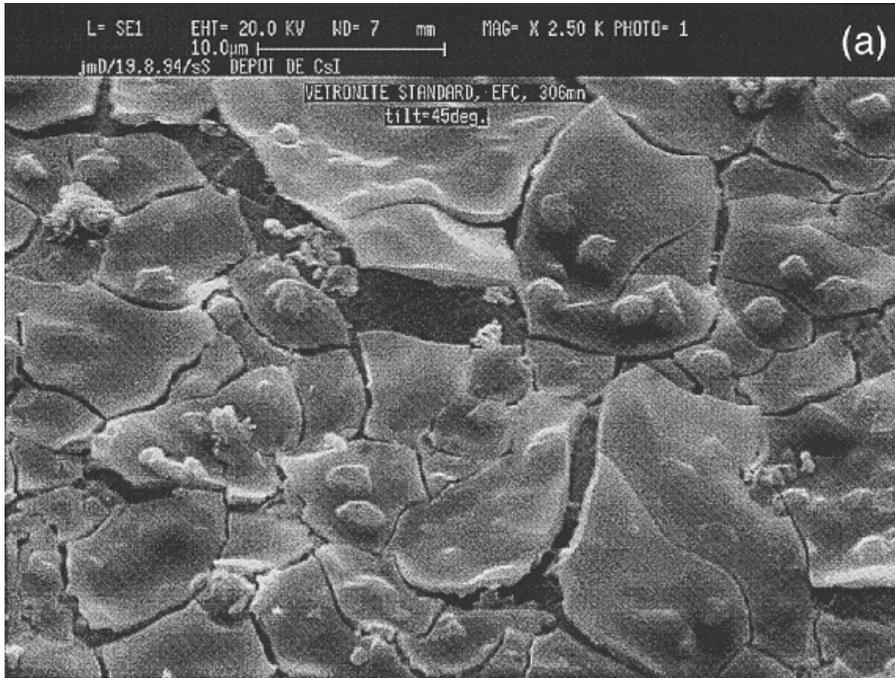
Faktoren 3 bis 4 abweichen und hängt von weiteren Faktoren ab, die in den nachfolgenden Abschnitten erläutert werden. Daher wurde nach ersten Rechnungen mit dem Programm von Gibrekhterman und Akkerman auf weitere Simulationsrechnungen verzichtet; statt dessen wurden im Labor CsI-Schichten strukturell optimiert und zusätzlich ein Sekundärelektronenspektrometer für die Messung der SE-Häufigkeitsverteilung für Elektronen von 66 keV (entsprechend dem gewichteten Mittelwert der vom <sup>157</sup>Gd emittierten Konversionselektronen) für die gefertigten CsI-Schichten konstruiert. Dieses Spektrometer ist in Abschnitt 3.4.3 näher beschrieben.

### 3.2.3 Einfluß des Substrates

Bei der Herstellung der CsI-Schichten ist das Substrat, auf dem das CsI aufgedampft wird, von großer Bedeutung. Wichtig ist nicht nur die Oberflächenbeschaffenheit (z.B. Rauigkeit), sondern es kommt auch ganz entscheidend auf das Material selbst an. Im Falle des Neutronenkonverters wird das CsI nicht direkt auf das Gadolinium aufgebracht, da dessen Einfluß auf des Schichtwachstum nicht genau genug bekannt ist. Statt dessen wird eine 50 nm dicke

Diffusionsbarriere aus Aluminium aufgedampft und auf dieser das CsI abgeschieden. Aluminium hat die Eigenschaft, das darunter befindliche Material vollständig abzudecken und das Wachstum des CsI nicht zu beeinflussen [Alm95b].

Wie groß der Einfluß des Substrates auf die Qualität des CsI sein kann, wurde von Almeida et al. mit Hilfe eines Rasterelektronenmikroskopes systematisch untersucht ([Alm95a], [Alm95b]). Dazu wurde Platinenmaterial, das aus dem Glasfaserepoxidharz-Kunststoff G10 und Kupfer (Cu) bestand, mit Gold (Au) und in einem zweiten Versuch erst mit Nickel (Ni) und dann mit Gold abgedeckt. Anschließend wurde auf diese Schichten eine CsI-Schicht aufgedampft. Bei der Variante G10/Cu/Au/CsI ergab sich eine sehr schlechte Qualität der CsI-Schicht. Das CsI ist teilweise von der Oberfläche des Substrates abgeplatzt und hat eine rissige Struktur. Eine Elektronenmikroskopaufnahme einer solchen Schicht ist in Abbildung 3.11 dargestellt.



**Abbildung 3.11:** Elektronenmikroskopaufnahme einer 500 nm dicken CsI-Schicht auf G10/Cu/Au [Alm95b].

Im anderen Fall (G10/Cu/Ni/Au/CsI) ist die CsI-Schicht von guter Qualität, da sie homogen aufwächst (keine Risse) und gut auf dem Substrat haftet. Zum Vergleich ist in Abbildung 3.12 eine Elektronenmikroskopaufnahme dieser CsI-Schicht dargestellt. Die Vergrößerung ist bei beiden Aufnahmen näherungsweise gleich groß. Diese stark unterschiedlichen Schichtqualitäten lassen sich folgendermaßen erklären: Beim Aufdampfen von CsI auf Cu-Substraten entstehen ebenfalls stark inhomogene, rissige Schichten. Es kommt zu einer chemischen Reaktion, bei der CuI gebildet wird und ein Anteil metallisches Cs übrig bleibt. In dem von Almeida untersuchten Fall war das Kupfer durch Gold abgedeckt, aber dieses hat die Eigenschaft in "Inseln" aufzuwachsen. Das Kupfer war nicht vollständig abgedeckt und eine Reaktion zwischen diesem und CsI möglich. Bei der Abdeckung der Cu-Schicht durch Nickel ist die Bedeckung vollständig, und die Bildung der CsI-Schicht verläuft unbeeinflusst vom Cu-Substrat.



**Abbildung 3.12:** Eine CsI-Schicht mit einer Dicke von 500 nm auf G10/Cu/Ni/Au [Alm95b].

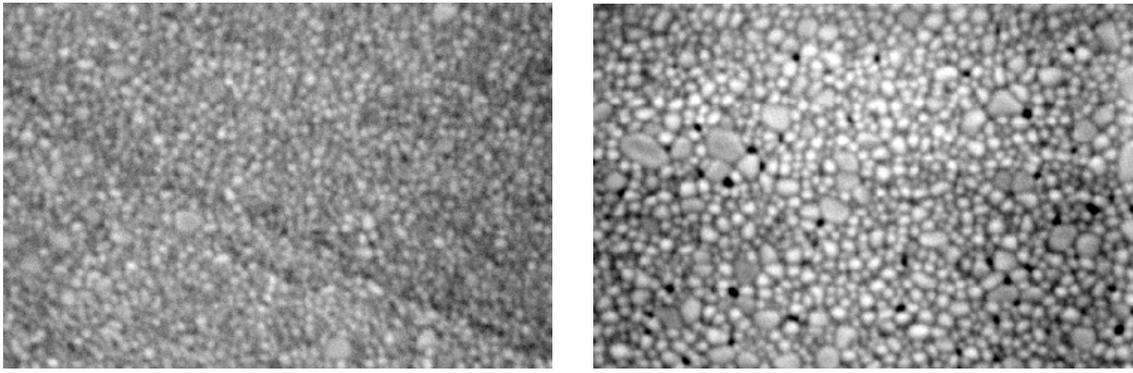
Bei der Herstellung des Neutronenkonverters wird Aluminium statt Nickel als Barriere verwendet, da Aluminium bei den benutzten Aufdampfraten eine ca. 300°C kleinere Aufdampf­temperatur hat als Nickel. Die Qualität der so erzeugten CsI-Schichten ist in dieser Arbeit ebenfalls mit Hilfe eines Rasterelektronenmikroskopes untersucht worden (siehe Abschnitt 3.4.2).

### 3.2.4 Veränderungen durch Wasseraufnahme

Wird die CsI-Schicht nach dem Herstellungsprozeß aus der Anlage entfernt und in den Detektor eingebaut, gelangt sie in Kontakt mit Raumluft, sofern dies nicht durch spezielle Maßnahmen verhindert wird. Da CsI hygroskopisch ist, wird Wasser in die Schicht aufgenommen und ein Teil der CsI-Moleküle darin gelöst. Je länger das CsI der Raumluft ausgesetzt ist und je mehr Wasserdampf diese enthält, desto schneller geht diese Aufnahme vor sich. Die Veränderungen gehen um so langsamer voran, je dicker die Schicht ist [Bou99]. Die durch eine geringe Wasseraufnahme hervorgerufenen Effekte sind in Abbildung 3.13 dargestellt. Es wird deutlich, daß nach der erneuten Rekristallisation im Vakuum des Elektronenmikroskopes die Größe der einzelnen Kristallite zugenommen hat, die Veränderungen aber bis zu einem gewissen Grad der Schädigung annähernd reversibel sind.

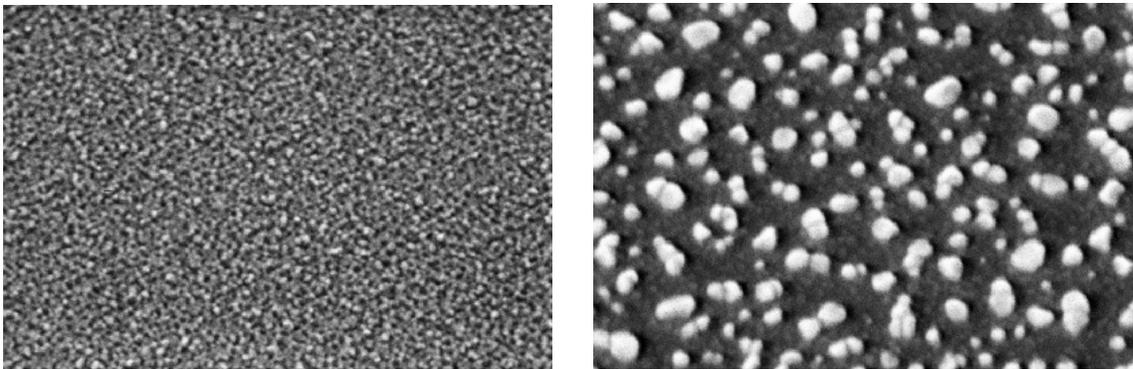
Um eine geringe Wasseraufnahme rückgängig zu machen, kann die CsI-Schicht im Vakuum zusätzlich auf bis zu 100°C geheizt werden (höhere Temperaturen sind im Falle von Aramid-Trägerfolien nicht möglich). Dadurch löst sich das Wasser leichter aus dem CsI und Defekte in der Kristallstruktur können durch die höhere Beweglichkeit der Cs- und I-Atome ausgeheilt werden. Oft ist die Sekundärelektronenausbeute nach dem Heizvorgang sogar höher als direkt nach der Schichtherstellung [And92, Brä93]. Der Grund für diese Verbesserung ist noch nicht vollständig verstanden, liegt aber vermutlich an der Verringerung von Defekten im Kristall.

Die Schädigung des CsI durch eine größere Wasseraufnahme läßt sich allerdings durch die beschriebenen Methoden nicht mehr rückgängig machen. In diesem Fall kommt es bei



**Abbildung 3.13:** Elektronenmikroskopaufnahme von 20 nm dicken CsI-Schichten (Substrat:  $\text{CaF}_2/\text{Cr}$ ) [Bou99]. Das linke Bild zeigt die Schicht direkt nach der Herstellung und rechts, nachdem die Schicht 9 Minuten der Raumluft ausgesetzt war. Die Gesamtlänge in  $x$ -Richtung beträgt in beiden Fällen  $5\ \mu\text{m}$ .

der Rekristallisation zu Inselbildungen, so daß keine lückenlose Schicht mehr entsteht. Ein solcher Fall ist in Abbildung 3.14 dargestellt, wobei die helleren Bereiche im rechten Bild die CsI-Kristallite sind.



**Abbildung 3.14:** Elektronenmikroskopaufnahme von 20 nm dicken CsI-Schichten (Substrat: Glas mit Au/Ni-Deckschicht) [Bou99]. Das linke Bild zeigt die Schicht direkt nach der Herstellung, rechts nachdem die Schicht eine Minute einer Argon-Atmosphäre mit 82% relativer Feuchtigkeit ausgesetzt war. Die Gesamtlänge in  $x$ -Richtung beträgt in beiden Fällen  $5\ \mu\text{m}$ .

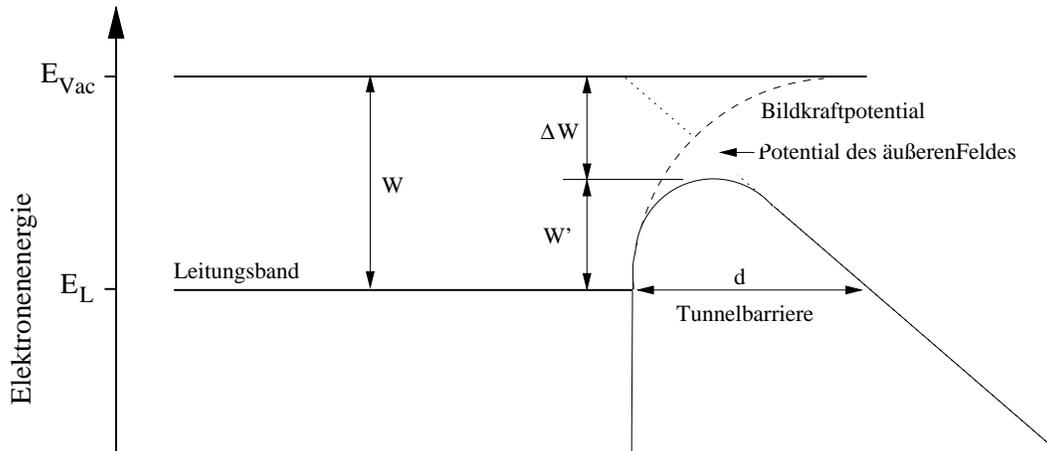
Von allen als Sekundärelektronenemitter (SEE) verwendeten Materialien ist CsI am wenigsten hygroskopisch, und Neutronenkonverter mit CsI als SEE lassen sich im Labor handhaben. Durch das zusätzliche Aufbringen einer dünnen Schutzschicht kann die Wasseraufnahme weiter vermindert werden. H.S. Cho hat die Schutzwirkung von  $\text{HgI}_2$  und Anthrazen untersucht [Cho99]. Dazu wurde die Sekundärelektronenausbeute einer CsI-Schicht bestimmt, die mit diesen Schutzschichten abgedeckt war. Nach einwöchigem Kontakt mit der Raumluft zeigten diese Schichten eine unverändert hohe SE-Ausbeute. Allerdings wurde bei dieser Untersuchung nicht die Luftfeuchtigkeit gemessen. Um genauere Aussagen über die Wirksamkeit solcher Schutzschichten machen zu können, sind weitere Experimente erforderlich.

### 3.3 Erhöhung der Sekundärelektronenausbeute

Die Aufgabe der CsI-Schicht ist es, pro primärem schnellen Konversionselektron eine möglichst große Anzahl von Sekundärelektronen (SE) in den Gasraum freizusetzen. Je größer diese Anzahl ist, desto kleiner kann die Gasverstärkung sein, um die gleiche Gesamtelektronenzahl (z.B.  $1 \cdot 10^6 e^-$ ) zu erreichen. Eine kleinere Verstärkung bedeutet einen sichereren Betriebsmodus für den Detektor, da die für diese Verstärkung notwendige Potentialdifferenz kleiner ist und daher die Wahrscheinlichkeit von Spannungsüberschlägen abnimmt. Es gibt verschiedene Möglichkeiten, die Anzahl der SE zu erhöhen.

#### 3.3.1 Erhöhung der SE-Ausbeute durch ein elektrisches Feld

Eine Möglichkeit besteht darin, an der Oberfläche des CsI ein großes elektrisches Feld von ca.  $10 - 15 \text{ kV/cm}$  zu erzeugen. Dieses Feld bewirkt eine Verringerung der Affinität durch eine Erniedrigung der Potentialschwelle und eröffnet die Möglichkeit, dass Elektronen durch die verbleibende Potentialbarriere tunneln können (Schottky-Effekt). Damit sind auch Elektronen in der Lage, das CsI zu verlassen, deren Energie kleiner als die Affinität  $W' = W - \Delta W$  ist. Die Wirkungsweise eines äußeren Feldes ist in Abbildung 3.15 veranschaulicht.



**Abbildung 3.15:** Verringerung der Affinität  $W$  um den Betrag  $\Delta W$  durch ein äußeres elektrisches Feld. Die Höhe der verbleibenden Potentialbarriere ist  $W'$  und  $d$  deren Breite. Die Energie der Elektronen im Leitungsband wird mit  $E_L$  bezeichnet und deren Energie im Vakuum mit  $E_{Vac}$  (freies Elektron).

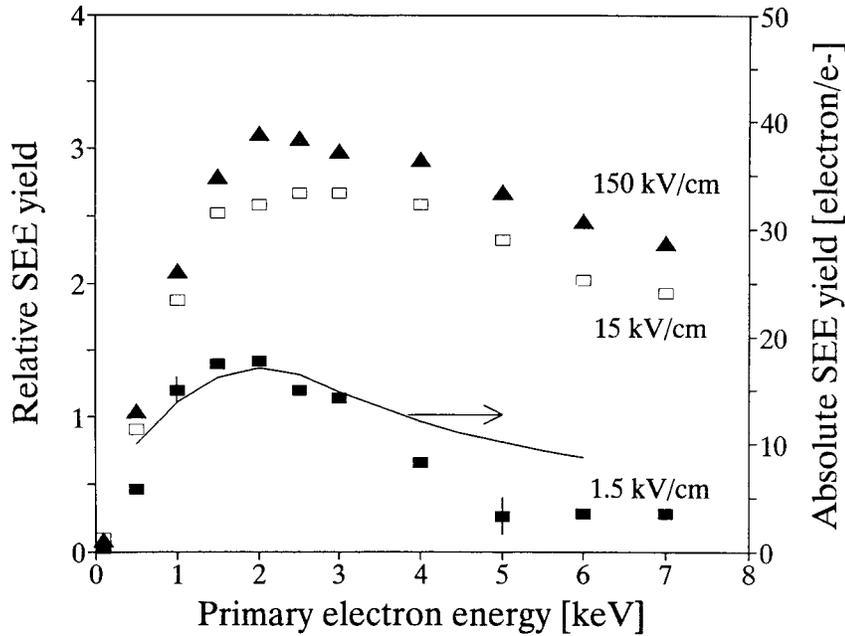
Je größer dieses Feld ist, desto stärker wird die Affinität vermindert und desto kleiner ist die Tunnelbarriere. Die Tunnelwahrscheinlichkeit  $T$  hängt von der Energie  $E$  der Elektronen und der Breite der Barriere  $d$  ab und ist gegeben durch

$$T = e^{-2d/\hbar\sqrt{2m_e(W'-E)}} .$$

Diese Tunnelwahrscheinlichkeit ist für die Verringerung der Affinität von entscheidender Bedeutung, da für eine Erniedrigung der Potentialschwelle um  $1 \text{ eV}$  sehr hohe Feldstärken von  $10^7 - 10^8 \text{ V/cm}$  notwendig wären.

Die maximal mögliche Feldstärke in einem Detektor ist allerdings begrenzt. In Abbildung 3.16 ist die SE-Ausbeute für ein äußeres Feld von  $1.5 \text{ kV/cm}$ ,  $15 \text{ kV/cm}$  und  $150 \text{ kV/cm}$  dargestellt. Die Anregung der festen CsI-Schicht erfolgt durch Elektronen mit einer Energie bis zu  $7 \text{ keV}$ . Es wird deutlich, daß die SE-Ausbeute für Feldstärken über  $15 \text{ kV/cm}$  nur

wenig zunimmt. Bei porösen Schichten können bei dieser Feldstärke bereits alle durch das Primärelektron freigesetzten SE das CsI verlassen und die Nachweiswahrscheinlichkeit steigt nicht weiter an (siehe Abschnitt 3.3.3). Ein äußeres Feld mit einer Stärke von 15 kV/cm führt aber zu einer deutlichen Erhöhung der SE-Ausbeute.



**Abbildung 3.16:** Relative SE-Ausbeute für feste CsI-Schichten bei verschiedenen äußeren Feldstärken in Abhängigkeit von der Primärelektronenenergie [Buz95a]. Die durchgezogene Linie stellt einen Vergleich mit einer absoluten Messung der SE-Ausbeute durch Bronshtein dar [Bro69].

Das für den Gasverstärkungsprozeß zwischen Konverter und Mikrostreifendetektor angelegte Feld hat an der Konverteroberfläche nur eine Stärke von ca.  $E = 2$  kV/cm und reicht damit nicht aus, um die Tunnelwahrscheinlichkeit von Elektronen aus der CsI-Schicht signifikant zu erhöhen. Die diesem Wert entsprechende reduzierte Feldstärke  $E/p$ , die im Bereich der Volumenverstärkung über 4 mm konstant ist und dort den Gasverstärkungsprozeß bestimmt, ist aber mit 100 V/(cm hPa) bereits so hoch, daß eine weitere Erhöhung der Feldstärke zu einer zu großen Elektronenlawine im Detektor führen würde. Durch ein Extraktionsgitter in 0.2–0.3 mm Abstand vom Konverter kann jedoch das Feld in der unmittelbaren Nähe zum Konverter auf 10–15 kV/cm erhöht werden, ohne das übrige Feld zwischen Gitter und Mikrostreifendetektor anzuheben. Auf diese Weise wird die Tunnelwahrscheinlichkeit der Elektronen deutlich erhöht, Durchschläge im Detektor werden aber vermieden.

Ein Teil der aus dem CsI ausgetretenen Elektronen landet jedoch auf dem Gitter und scheidet damit aus dem Verstärkungsprozeß aus. Daß die Anzahl der Elektronen im Verstärkungsprozeß größer ist als ohne Gitter, wurde durch Simulationsrechnungen nachgewiesen, die im nächsten Abschnitt dargestellt sind.

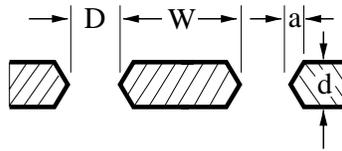
### 3.3.2 Optimierung des Extraktionsgitters

Alle Sekundärelektronen, die den Konverter verlassen, werden bei einer sehr hohen reduzierten Feldstärke von 500–750 V/(cm hPa), die jedoch nicht die mittlere reduzierte Feldstärke zwischen den Kathoden- und Anodenkanten der MSGC erreicht, in Richtung des Gitters

beschleunigt und ionisieren die Gasatome. Es entsteht also zwischen Konverter und Gitter eine Elektronenlawine. Da beim Übergang aus dem Bereich höherer Feldstärke in denjenigen niedriger Feldstärke der größte Teil der Feldlinien auf dem Gitter endet, landet ein Teil dieser Elektronen auf dem Gitter und ist somit für den weiteren Gasverstärkungsprozeß verloren. Der Rest der Elektronen gelangt durch die Löcher des Gitters und wird weiter in Richtung Mikrostreifendetektor beschleunigt und dort nachgewiesen.

Da die Bewegung der Elektronen im Gas insbesondere bei hohen reduzierten Feldstärken und dementsprechend hohen Elektronentemperaturen aufgrund der Streuung an den Gasatomen (Diffusion) nicht nur entlang der Feldlinien verläuft, wird ein Teil der Elektronen durch die Löcher im Gitter gestreut und gelangt in den Bereich niedriger Feldstärke. Dabei spielt die Dicke des Gitters, anders als bei der optischen Transmission, eine große Rolle. Je dünner das Material ist, desto mehr Möglichkeiten gibt es für die Elektronen, die Löcher im Gitter zu durchqueren und desto weniger werden sie in Richtung auf die Seitenwand des Loches beschleunigt. Daher steigt die Elektronentransmission mit abnehmender Dicke an.

Aus mechanischen Gründen kann das Gitter nicht beliebig dünn gemacht werden, da es über eine Fläche von  $254 \times 254 \text{ mm}^2$  stabil sein muß. Die Stabilität hängt aber nicht nur vom verwendeten Material (eine besonders zugfeste Edelstahl-(V4A)-Legierung), sondern auch von dem Verhältnis der Löchgröße zur verbleibenden Materialstärke ab. Bei der Herstellung des Gitters werden beidseitig Löcher in eine Platte geätzt. Der entstehende Ätzrand hat eine Breite ( $a$ ), die 0.2 mal der Dicke ( $d$ ) des Materials entspricht. In Abbildung 3.17 ist ein so geätztes Loch schematisch dargestellt.



**Abbildung 3.17:** Schematische Darstellung von zwei beidseitig geätzten Löchern.  $D$  ist der Lochdurchmesser,  $W$  die verbleibende Wandstärke,  $a = 0.2 \cdot d$  die Breite des Ätzrandes und  $d$  die Dicke des Materials.

Für die mechanische Stabilität eines solchen Gitters gibt es Richtwerte, die angeben, bei welcher Dicke  $d$  welcher Lochdurchmesser  $D$  und welche verbleibende Wandstärke  $W$  sinnvoll sind. Diese Verhältnisse sind in Tabelle 3.5 angegeben.

Dicke $d$ [ $\mu\text{m}$ ]	Lochdurchmesser $D$ [ $\mu\text{m}$ ]	Wandstärke $W$ [ $\mu\text{m}$ ]
12.5	30	12.5
25	50	25
50	75	50

**Tabelle 3.5:** Für die mechanische Stabilität günstige Verhältnisse von Lochdurchmesser und Wandstärke bei unterschiedlicher Materialdicke.

Mit dem Programm Garfield [Vee99], das im CERN entwickelt wurde, um Gasdetektoren zu simulieren, wurde die Elektronentransmission durch unterschiedliche Gitter berechnet. Hierbei sind die Rechnungen bei einer Feldstärke von  $5.5 \text{ kV/cm}$  durchgeführt worden, da in diesem Programm bei  $10 \text{ kV/cm}$  der Wirkungsquerschnitt für die Ionisation der Gasatome nicht genau genug berechnet wird. Das Ergebnis dieser Rechnungen ist in Tabelle 3.6

zusammengefaßt. Bei der Berechnung der Elektronentransmission wurden auch verschiedene geometrische Anordnungen und Formen der Löcher berücksichtigt. Simulationen, die mit kreisförmigen Löchern durchgeführt wurden, sind in Tabelle 3.6 mit “o” gekennzeichnet. Diese Form hat aber den Nachteil, daß das Verhältnis von Lochfläche zur Fläche des verbleibenden Materials nicht optimal ist. Dieses Verhältnis verbessert sich, wenn eine rechteckige Form der Löcher verwendet wird. Allerdings sind die geätzten Löcher keine perfekten Rechtecke, da dabei die Ecken verrundet werden. Rechnungen mit rechteckigen Löchern sind in Tabelle 3.6 mit “□” gekennzeichnet. Optimal wird das Verhältnis von Lochfläche zu verbleibender Materialfläche, wenn die Löcher eine hexagonale Form haben und auch so angeordnet werden. Rechnungen mit einer solchen Lochform sind mit “hex” gekennzeichnet.

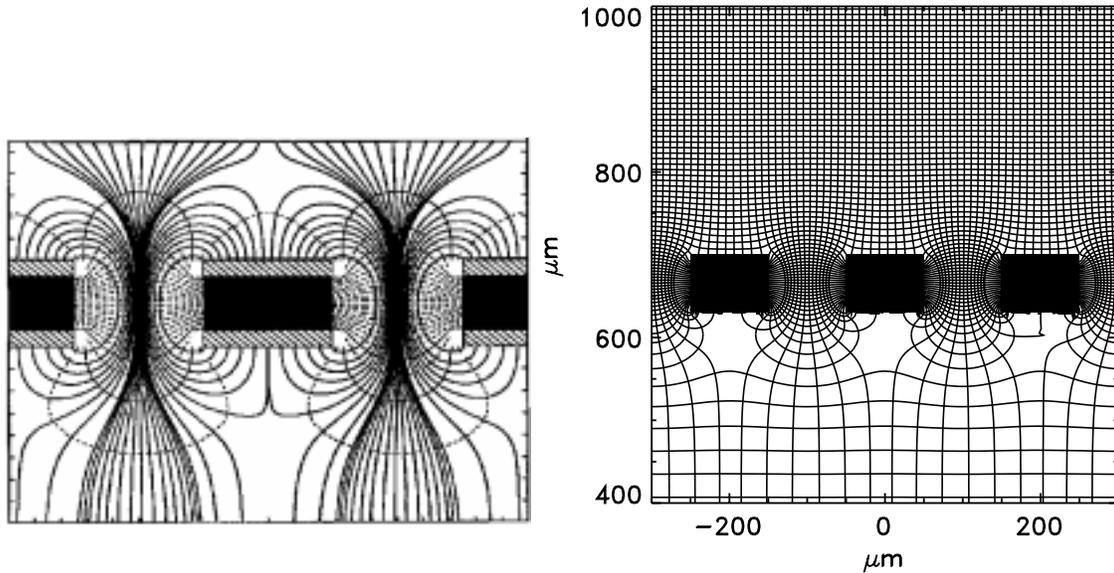
d [ $\mu\text{m}$ ]	Lochfläche [ $\mu\text{m}^2$ ]	Form	W [ $\mu\text{m}$ ]	$\vec{E}$ [kV/cm]	Opt. Trans.	e <sup>-</sup> -Trans.
3	17 · 17 = 289	□	8	5.5	46%	89%
12.5	$\pi \cdot 15^2 \approx 707$	o	12.5	5.5	39%	61%
12.5	30 · 30 = 900	□	12.5	5.5	50%	65%
20	$\pi \cdot 25^2 \approx 1963$	o	25	5.5	35%	36%
20	50 · 50 = 2500	□	25	5.5	44%	43%
20	44 · 44 = 1936	□	20	5.5	51%	46%
20	2500	hex	20	5.5	53%	47%
25	$\pi \cdot 25^2 \approx 1963$	o	25	5.5	35%	33%
50	$\pi \cdot 37.5^2 \approx 4418$	o	50	5.5	28%	0.1%

**Tabelle 3.6:** Elektronentransmission in Abhängigkeit von Schichtdicke  $d$  und Größe bzw. Form der Löcher.  $W$  ist die verbleibende Wandstärke und  $\vec{E}$  die elektrische Feldstärke.

Bei einer Dicke des Gitters von 20  $\mu\text{m}$  ist die maximal erreichbare Elektronentransmission 47%. Das bedeutet, daß rund die Hälfte aller zwischen Konverter und Gitter erzeugten Elektronen auf dem Gitter landet und aus dem Gasverstärkungsprozeß ausscheidet. Da aber die Gasverstärkung in diesem Verstärkungsbereich bereits, je nach Abstand des Gitters vom Konverter, Faktoren 100 – 500 erreichen kann, ist die Anzahl der Elektronen, die das Gitter durchqueren, deutlich größer als sie es an dieser Stelle ohne Gitter wäre. In der Summe ergibt sich also durch das Gitter nicht nur eine höhere SE-Ausbeute aus dem CsI, sondern auch eine zusätzliche Gasverstärkung  $G_0$ . Der Verlust von Elektronen durch eine Transmission von “nur” 47% wird deutlich überkompensiert. Aus Tabelle 3.6 ist ferner zu entnehmen, daß bei einer Dicke der Metallfolie von 50  $\mu\text{m}$  die Elektronentransmission bereits auf 0.1% abgefallen ist, da zu viele Elektronen auf der Innenwand der Löcher landen.

An dieser Stelle soll noch kurz der mögliche Einsatz von GEM’s (Gas Electron Multiplier, vgl. Abschn. 2.5.1, Abschn. 2.6 und Abb. 3.18) diskutiert werden. Bei diesen wird zwischen der Ober- und Unterseite der Folie ein Potential angelegt und ein elektrisches Feld erzeugt, daß die Elektronen durch die Löcher hindurch zieht. Durch die hohe Feldstärke (bei Normaldruck) findet dort eine hohe Gasverstärkung statt.

Solch ein Aufbau ist als Extraktionsgitter nicht geeignet, da bei dieser Anordnung die Feldstärke auf der Oberseite der Folie kleiner ist als auf der Unterseite. Unsere Anwendung erfordert den umgekehrten Fall. Wird versucht, eine GEM-Struktur mit hoher Feldstärke auf der Oberseite zu verwenden, so wird der größte Teil der Elektronen nach dem Durch-



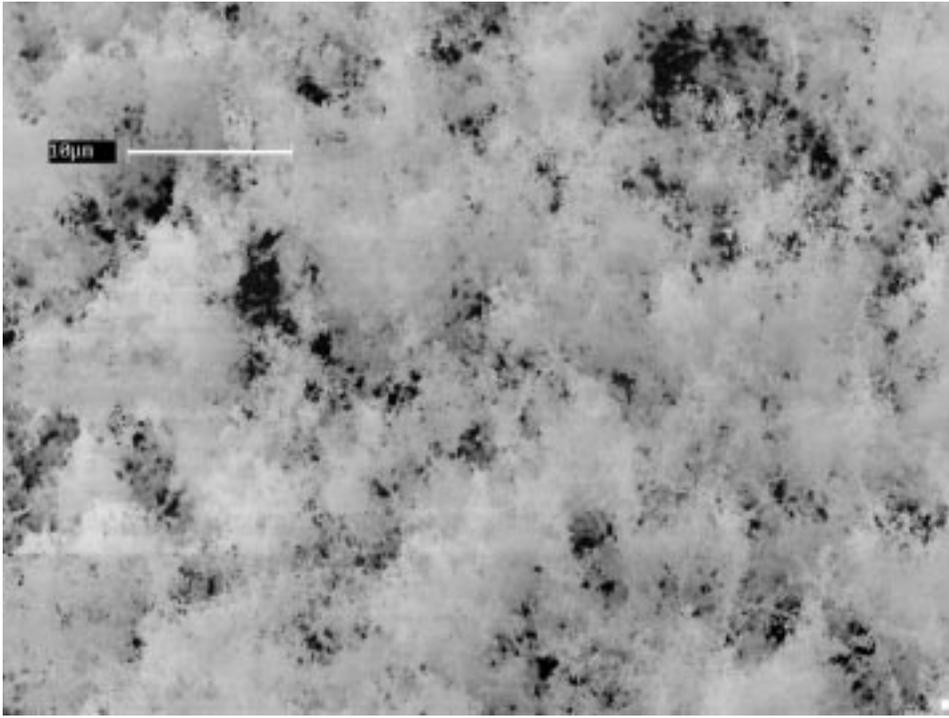
**Abbildung 3.18:** Im linken Bild ist ein Beispiel für Feldlinien und Äquipotentiallinien bei einer GEM-Struktur [Ben98] dargestellt. Die Potentialdifferenz zwischen Ober- und Unterseite beträgt hier (bei Normaldruck) 500 V. Die Feldstärke auf der Oberseite ist 1 kV/cm und auf der Unterseite 2 kV/cm. Im rechten Bild sind die Feldlinien und Äquipotentiallinien bei einer GEM-Struktur mit hoher Feldstärke oberhalb der GEM dargestellt. Die Potentialdifferenz zwischen Ober- und Unterseite beträgt hier 200 V. Die Feldstärke auf der Oberseite ist 10 kV/cm und auf der Unterseite 2 kV/cm.

queren der Löcher auf die metallisierte Unterseite der GEM gezogen und scheidet aus dem Gasverstärkungsprozeß aus (siehe Abbildung 3.18 rechts). Daher sind dünne Metallgitter mit geätzten Löchern für diese Art der Anwendung sehr viel besser geeignet.

### 3.3.3 Poröses CsI

Die Reichweite von SE mit 1 – 6 eV in CsI beträgt etwa 16 – 30 nm [Akk94]; es können somit nur SE das CsI verlassen, die unmittelbar unter der Oberfläche erzeugt wurden. Das Ziel ist daher, ein möglichst großes Verhältnis von Oberfläche pro Volumen zu erreichen. Um die Oberfläche zu vergrößern, wurden im Detektorlabor der Gruppe (FK) systematisch verschiedene Typen von strukturierten CsI-Schichten untersucht. Diese lassen sich im Gegensatz zu den bisher besprochenen Schichten herstellen, indem nicht im Hochvakuum, sondern in einer Argon-Atmosphäre aufgedampft wird (vgl. Abschnitt 3.4.2). Zunächst wurden poröse CsI-Schichten bei einem Argon-Gasdruck von 1 – 20 hPa hergestellt. Diese Schichten können eine Dichte von nur 2% der Dichte des festen CsI aufweisen. Eine Rasterelektronenmikroskopaufnahme einer solchen im HMI erzeugten porösen Schicht ist in Abbildung 3.19 dargestellt. Durch die filigrane Struktur hat die Schicht eine sehr große Oberfläche und eine kleine Dichte. Es gibt immer wieder Hohlräume, in denen die SE das CsI verlassen können. Allerdings kommt es häufig vor, daß diese Hohlräume keinen Zugang zum Außenraum haben und die SE diesen nicht verlassen können, ohne erneut in das Material einzutreten.

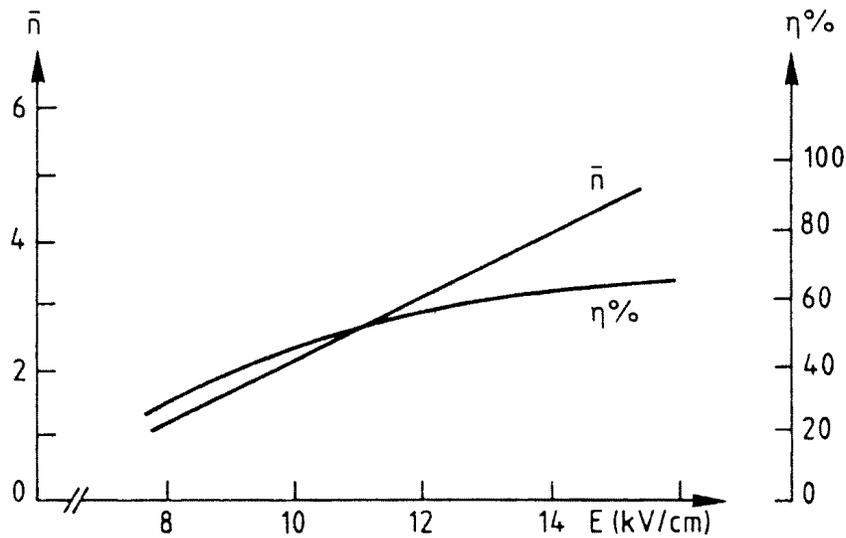
Chianelli hat die Sekundärelektronenemission einer porösen CsI-Schicht nach dem Durchgang von Elektronen mit einer Energie von mehr als 1 MeV gemessen [Chi88]. Diese Untersuchungen sind für Anwendungen in der Hochenergiephysik wichtig, da es sich hier um minimal



**Abbildung 3.19:** Rasterelektronenmikroskopaufnahme (Scanning electron microscope, SEM) einer porösen CsI-Schicht, die im HMI bei 14 hPa Argongasdruck hergestellt wurde.

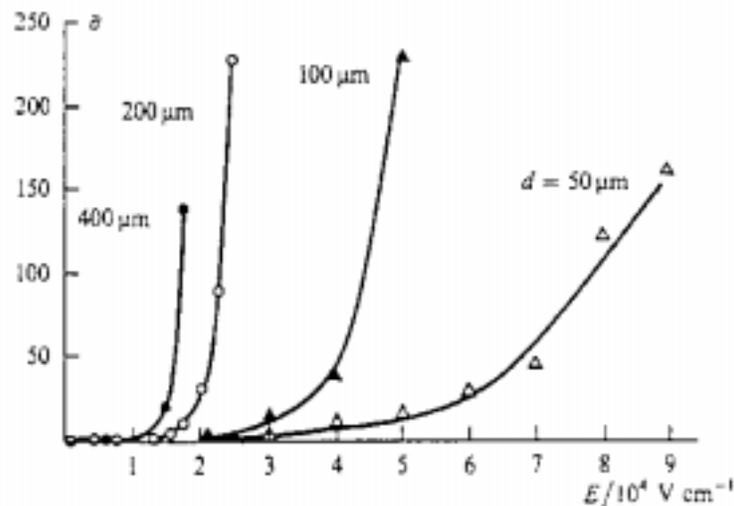
ionisierende Elektronen handelt. Die von Chianelli untersuchte poröse CsI-Schicht hatte eine Dicke von  $120 \mu\text{m}$  und eine Dichte von 2.5% bezogen auf die Dichte des Festkörpers. Für poröse Schichten sind hohe äußere Feldstärken an der Oberfläche besonders wichtig, da es sich dabei nicht um "offene" Strukturen handelt. Durch eine hohe Feldstärke werden mehr SE aus der porösen Schicht herausgezogen (vgl. Abschnitt 3.3.1). Die von Chianelli gemessene mittlere SE-Anzahl bei einer Extraktionsfeldstärke von  $8 - 16 \text{ kV/cm}$  ist in Abbildung 3.20 dargestellt. Bei einer Feldstärke von  $14 \text{ kV/cm}$  werden im Mittel 4.2 SE emittiert. Da die mittlere Energie der Konversionselektronen des  $^{157}\text{Gd}$  aber nur  $66 \text{ keV}$  (statt  $1 \text{ MeV}$ ) beträgt und diese Elektronen somit einen ca. 2.5-fach höheren Energieverlust im CsI haben, ist für den Neutronendetektor eine ca. 2.5-fach höhere mittlere SE-Anzahl zu erwarten.

Bemerkenswert ist die ebenfalls in Abbildung 3.20 dargestellte Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit von der äußeren Extraktionsfeldstärke. Diese bleibt bei einer Feldstärke  $E > 14 \text{ kV/cm}$  fast konstant, obwohl die Anzahl der SE weiter linear mit  $E$  zunimmt. Dies läßt sich folgendermaßen verstehen: Bei  $E > 14 \text{ kV/cm}$  steigt die Anzahl der durch das primäre Elektron im CsI erzeugten SE, die dieses verlassen können, nicht mehr wesentlich an. Die Nachweiswahrscheinlichkeit ist also maximal (für Primärelektronen mit einer Energie von  $1 \text{ MeV}$  62%). Wird die äußere Feldstärke weiter erhöht, so werden die SE im CsI so stark beschleunigt, daß sie ihrerseits wieder Elektronen freisetzen können. Die Gesamtanzahl der erzeugten Elektronen steigt also, aber die "tertiären" Elektronen tragen nicht zur Erhöhung der Nachweiswahrscheinlichkeit bei. Daß die Nachweiswahrscheinlichkeit bei einer Feldstärke von  $14 \text{ kV/cm}$  nicht 100% beträgt, liegt daran, daß bei einer Energie der Primärelektronen von mehr als  $1 \text{ MeV}$  in 38% aller Fälle gar keine SE im CsI freigesetzt werden. Zur Erhöhung der Nachweiswahrscheinlichkeit ist also nur eine elektrische Feldstärke bis  $14 \text{ kV/cm}$  an der Oberfläche des CsI nützlich.



**Abbildung 3.20:** Mittlere Anzahl der SE ( $\bar{n}$ ) und Nachweiswahrscheinlichkeit ( $\eta$  in %) in Abhängigkeit vom Extraktionsfeld  $E$  für Primärelektronen mit einer Energie größer 1 MeV [Chi88].

Messungen der SE-Ausbeute bei porösem KCl und elektrischen Feldstärken von bis zu 100 kV/cm hat Lorikyan durchgeführt [Lor95]. In Abbildung 3.21 ist die mittlere Anzahl der vom KCl emittierten Elektronen für verschiedene Schichtdicken des KCl in Abhängigkeit von der äußeren Feldstärke dargestellt. Bei diesen hohen Feldstärken erzeugen die im KCl freigesetzten SE ihrerseits wieder freie Elektronen (tertiäre Elektronen). Es fällt auf, dass eine deutlich größere Anzahl an Elektronen freigesetzt wird. Aus obigen Gründen führt dies aber nicht zu einer Erhöhung der Nachweeffizienz. Solch hohe elektrische Feldstärken sind nahe an der Durchschlagsfeldstärke im Konverter (Malter-Effekt).

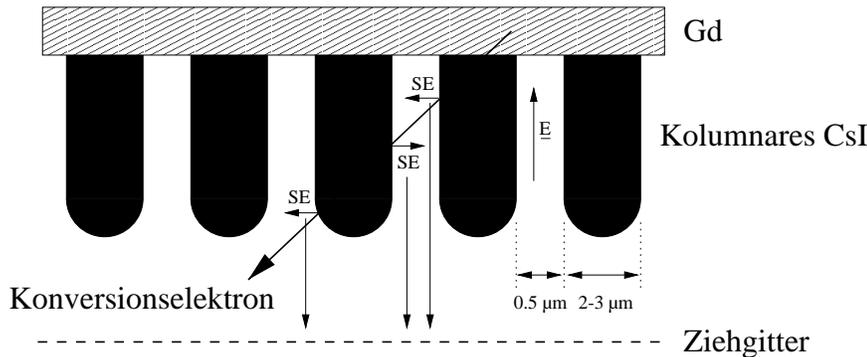


**Abbildung 3.21:** Mittlere SE-Ausbeute  $\bar{\sigma}$  in Abhängigkeit von der äußeren Feldstärke  $E$  für poröses KCl (2% Dichte) [Lor95].

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß poröses CsI als Sekundärelektronenemitter aus zwei Gründen nur bedingt geeignet ist: Einerseits ist die Struktur nicht offen, so daß die emittierten SE häufig wieder ins CsI zurückkehren, bevor sie es endgültig verlassen können, und andererseits ist die poröse Schicht mechanisch sehr instabil und ihre Haftung auf dem Substrat ist nur gering. Dies macht die Handhabung beim Einbau des Konverters schwierig.

### 3.3.4 Säulenartiges CsI

Bei säulenförmigen CsI-Mikrokristallen ist, ebenso wie bei porösem CsI (vgl. Abschnitt 3.3.3), das Verhältnis von Oberfläche zu Volumen viel größer als bei einem Festkörper. Je dichter die SE an der Oberfläche des CsI erzeugt werden und je größer diese ist, desto größer ist ihre Austrittswahrscheinlichkeit. Die säulenartige Struktur hat aber den großen Vorteil, daß es sich hierbei um eine offene Anordnung handelt. SE, die CsI einmal verlassen haben, können ungehindert durch eine Extraktionsspannung in den Gasraum extrahiert werden. Dies ist schematisch in Abbildung 3.22 dargestellt. Der zweite Vorteil gegenüber einer porösen Schicht ist

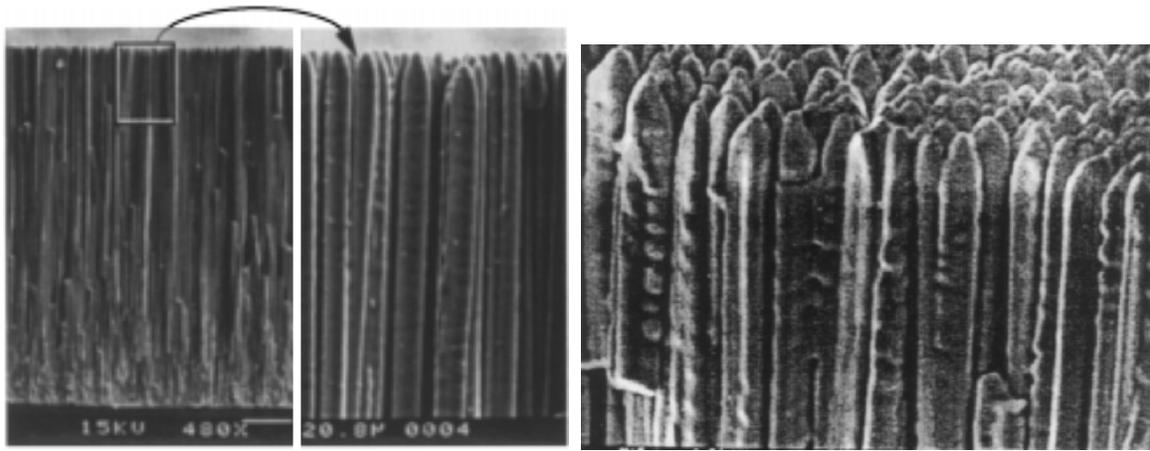


**Abbildung 3.22:** Schematische Darstellung von säulenförmigen CsI (nicht maßstäblich).

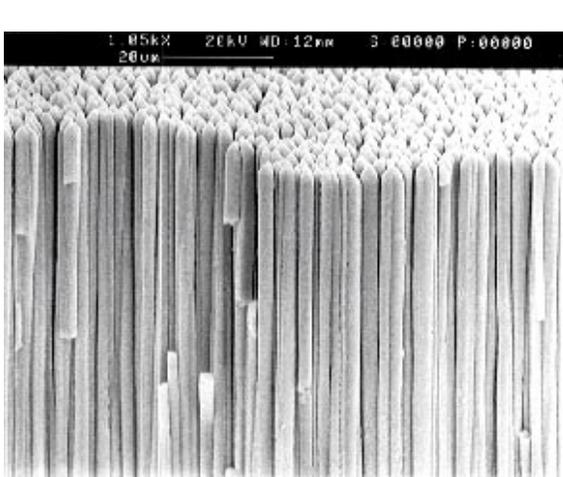
die bessere Haftung auf dem Substrat und die bessere mechanische Stabilität. Eine Erklärung für dieses säulenförmige Schichtwachstum wird in Abschnitt 3.4.2 gegeben.

H.S. Cho et al. haben die SE-Ausbeute aus solchen Schichten nach dem Durchgang von minimal ionisierenden Elektronen ( $E \geq 1$  MeV) untersucht [Cho98, Cho99]. Die Autoren fanden eine Erhöhung der Nachweiswahrscheinlichkeit um jeweils 10% pro Oberfläche, die von dem primären Elektron durchquert wird. Die Anzahl der durchquerten Oberflächen hängt vom Winkel ab, in dem das Elektron die Säulenstruktur durchfliegt. Die von Cho et al. untersuchten Schichten sind in Abbildung 3.23 dargestellt. Zum Vergleich ist in Abbildung 3.24 eine säulenförmige CsI-Schicht abgebildet, die von der Firma Trixell hergestellt wurde [Tri99]. Trixell entwickelt Röntgendetektoren für medizinische Anwendungen.

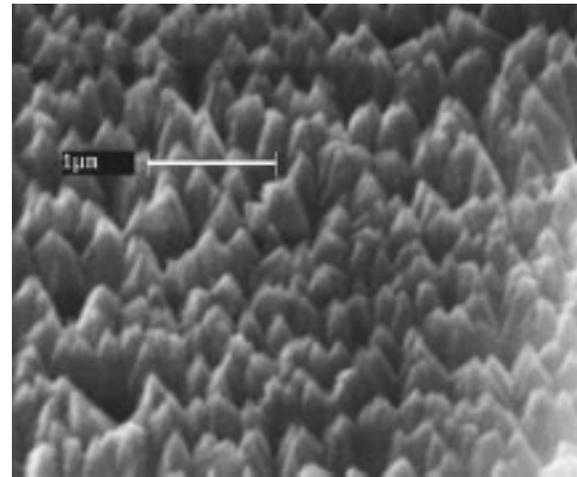
Für die Anwendung von säulenartigem CsI auf dem Neutronenkonverter sind aber deutlich dünnere Schichten wünschenswert, da die Konversionselektronen im Mittel eine Energie von 66 keV haben (entsprechend einer Reichweite von  $13.4 \mu\text{m}$ ) und auch deutlich höhere Energieverluste im CsI aufweisen. Andererseits kommt zusammen mit den an der zu untersuchenden Probe gestreuten Neutronen auch ein kleiner Anteil von unkorrelierten  $\gamma$ -Quanten. Die Wechselwirkung dieser  $\gamma$ -Quanten mit dem CsI soll möglichst gering sein, um den Untergrund in den Neutronenspektren zu minimieren. Die Dicke der bisher untersuchten feinkörnigen bis säulenartigen Schichten beträgt daher nur  $1 - 5 \mu\text{m}$ ; eine solche ist in Abbildung 3.25 dargestellt (siehe auch Abschnitt 3.4.2). Während die Breite der CsI-Säulen bei den in Abb. 3.23 und 3.24 dargestellten Schichten ca.  $4 \mu\text{m}$  bzw.  $6 \mu\text{m}$  beträgt, liegt die Strukturbreite der Schicht in Abb. 3.25 im Submikrometerbereich.



**Abbildung 3.23:** SEM–Aufnahme einer 200 µm dicken, säulenartigen CsI–Schicht [Cho98, Cho99]. Im linken Teil des linken Bildes ist die gesamte Schichthöhe zu sehen, im rechten Teil des linken Bildes und im rechten Bild sind unterschiedliche Vergrößerungen der säulenartigen Struktur dargestellt.



**Abbildung 3.24:** SEM–Aufnahme einer säulenartigen CsI–Schicht [Tri99].



**Abbildung 3.25:** SEM–Aufnahme einer im Projekt hergestellten 5 µm dicken, säulenartigen CsI–Schicht unter einem Winkel von 45°.

### 3.4 Herstellung des Neutronenkonverters

#### 3.4.1 Aufbringen von Gd–Schichten auf Aramidfolien

Zur Herstellung des Neutronenkonverters ist es notwendig, 0,5 – 1,5 µm dicke Gd–Schichten auf 4 – 6 µm dünne Kunststoffolien (Aramid) aufzubringen. Diese Folien sollen dünn sein, um die nach dem Neutroneneinfang vom Gd emittierten Konversionselektronen so wenig wie möglich abzuschwächen. Sie dürfen aber nicht zu dünn sein, da beim Aufbringen der Gd–Schicht die Folie thermisch belastet wird, und sie muß Temperaturen von ca. 100°C unbeschadet überstehen.

Mit einer im Reinraum im Detektorlabor der Arbeitsgruppe befindlichen Aufdampfapparatur wurden Gd–Schichten durch thermisches Verdampfen von metallischem Gadolinium hergestellt. Bei diesem Verfahren wird das zu verdampfende Material in einen Tiegel

gefüllt, der über eine Widerstandsheizung erhitzt wird. Durch die Regelung des Stromflusses im Widerstandsdraht erfolgt die Einstellung der Tiegeltemperatur. Die benötigte Temperatur hängt vom Schmelzpunkt des aufzudampfenden Materials und der geforderten Aufdampftrate ab. Die Dicke der aufgedampften Schicht wird mit Hilfe eines Schwingquarzmonitors gemessen.

Gadolinium hat einen Schmelzpunkt von  $1312^{\circ}\text{C}$ ; für thermisches Aufdampfen sind Tiegeltemperaturen über  $1400^{\circ}\text{C}$  notwendig. Es war möglich, mit diesem Verfahren Gd-Schichten mit einer Dicke von  $0.5 - 1.5 \mu\text{m}$  herzustellen. Die Schichten sind von guter Qualität und die Haftung auf der Aramidfolie ist hervorragend. Das thermische Aufdampfen hat aber den Nachteil, daß durch die hohe Tiegeltemperatur bei Aufdampfzeiten, die für Schichtdicken über  $0.5 \mu\text{m}$  erforderlich sind, die Aramidfolie anfängt ihre Spannung zu verlieren. Ursache für die hohe Temperatur an der Folienoberfläche ist hauptsächlich die Wärmeabstrahlung des aufgeheizten Tiegels trotz der verwendeten Blenden. Um die Temperaturbelastung der Folie zu verringern, war diese in Kontakt mit einer Kupferplatte. Diese "Kühlung" war aber ohne Rückkühlung der Platte nicht ausreichend für Schichtdicken über etwa  $0.5 \mu\text{m}$ .

Da jedoch für die Deposition von hoch angereichertem  $^{157}\text{Gd}$  die Materialausbeute bei thermischem Aufdampfen viel zu gering ist und um die Temperaturbelastung der Folie weiter zu verringern, wurde die Aufdampfapparatur umgebaut und mit einer 2"-RF-Sputterquelle versehen. Da der Sputtervorgang nicht im Hochvakuum stattfindet, sondern bei ca.  $5 \cdot 10^{-3}$  hPa Argongasdruck im Durchflußbetrieb, war zur Regulierung des Gasdruckes ein zusätzliches Pumpsystem erforderlich. Dieses System mit einer sog. Wide-Range-Turbomolekularpumpe, die durch eine zusätzliche Kompressionsstufe einen besonders hohen Gasdurchsatz ermöglicht, wurde ebenfalls in die bestehende Anlage integriert.

Beim RF-Sputtern wird in einer Argonatmosphäre durch Einkoppeln von Radiofrequenzstrahlung ein Plasma erzeugt, und die Argonatome werden besonders effektiv ionisiert, indem die Elektronen sich auf Spiralbahnen um die magnetischen Feldlinien bewegen. Durch ein zusätzlich überlagertes statisches elektrisches Feld werden diese Ar-Ionen in Richtung des Targetmaterials beschleunigt und schlagen aus dem Target das zu aufzubringende Material heraus. Die herausgeschlagenen Atome oder Moleküle bewegen sich kegelförmig vom Target weg, landen auf dem Substrat und bilden dort die gewünschte Schicht.

Da ein Sputtertarget aus Gd zunächst nicht zur Verfügung stand, wurde die thermische Belastung der Folie durch Aufspütern von Aluminium- und Kupferschichten mit einer Dicke von ca.  $1.5 \mu\text{m}$  getestet. Die Temperatur an der Folienoberfläche ist beim Aufspütern von Al-Schichten größer als bei Gd, da die Al-Atome bei sonst gleichen Bedingungen eine höhere kinetische Energie haben. Das magnetische Feld der Sputterquelle wurde so verändert, daß die Belastung der Folie aufgrund des erzeugten Plasmas so klein wie möglich ist. Mit dieser optimierten Anordnung war es möglich, Kupferschichten mit einer Dicke von  $1.5 - 2 \mu\text{m}$  herzustellen, ohne das es zu einer Beeinträchtigung der Aramidfolie kommt. Bei Al-Schichten mit einer Dicke von  $1 - 1.5 \mu\text{m}$  treten sehr geringe Veränderungen an der Folie auf, die aber reversibel sind.

Mit Hilfe der 2"-Sputterquelle ist es möglich, Gd-Schichten auf Aramidfolien mit einer Größe von  $100 \times 100 \text{ mm}^2$  herzustellen. Um Gd-Schichten auf eine Fläche von  $254 \times 254 \text{ mm}^2$  aufzubringen, ist allerdings ein weiter Umbau der Anlage erforderlich. Für diese Konverterfläche ist es notwendig, die Aramidfolie über der Sputterquelle in x- und y-Richtung zu verfahren. Diese Bewegung der Folie verbessert auch die Homogenität der Gd-Schicht. Für diese große Fläche ist außerdem eine Wärmeabfuhr über einen Kühlkreislauf auf der Rückseite der Folie vorgesehen.

Eine solche Anordnung mit einer 2"-Sputterquelle, über der sich ein großflächiges Substrat bewegt, ist ferner optimal, um die Materialverluste zu minimieren. Entscheidend ist jedoch, daß die für die Sputterquelle benötigte Materialmenge bei einer optimierten Magnet-

feldkonfiguration mit ca. 6 g minimal ist. Für ein Segment ( $254 \times 254 \text{ mm}^2$ ) des großflächigen Detektors wird für die Deposition von beidseitig jeweils  $1 \mu\text{m Gd}$  eine Materialmenge von 1 g benötigt zzgl. 30% – 50% Verluste.

Für einen vollständigen Konverter wird auf die Gd-Schicht noch eine CsI-Schicht aufgebracht. Die Herstellung und Untersuchung dieser Schichten wird nun beschrieben.

### 3.4.2 Aufdampfen von CsI-Schichten und SEM-Untersuchungen

Die Herstellung der CsI-Schichten erfolgt durch thermisches Verdampfen von CsI-Pulver oder CsI-Kristalliten. Die im letzten Abschnitt beschriebenen Probleme beim thermischen Aufdampfen von Gadolinium treten bei CsI nicht auf, da dieses eine Schmelztemperatur von  $626^\circ\text{C}$  hat und bereits bei einer Temperatur von  $1280^\circ\text{C}$  bei Luftdruck siedet. Daher sind die Tiegeltemperaturen bei der Verdampfung sehr viel kleiner als bei Gd und die Wärmeabstrahlung ist deutlich vermindert.

Um Verunreinigungen in der entstehenden CsI-Schicht zu vermeiden, wurde CsI mit einem Reinheitsgrad von 99.999% der Firma Alfa verwendet. Der Tiegel wurde vor dem Aufdampfprozeß ca. 30 min im Hochvakuum ( $\leq 3 \cdot 10^{-7} \text{ hPa}$ ) bei hohen Temperaturen ausgeheizt und anschließend mit der zu verdampfenden Menge an CsI befüllt. Die Aramidfolien wurden vor der Bedampfung ca. 20 Minuten in Reinstalkohol unter der Einwirkung von Ultraschall gereinigt und anschließend 12 Stunden im Hochvakuum der Aufdampfapparatur getrocknet. Dies hat den Vorteil, daß dadurch die Oberfläche der Aramidfolie weitestgehend von allen Rückständen (insbesondere von Wasser) befreit ist und diese das Schichtwachstum nicht mehr beeinflussen können.

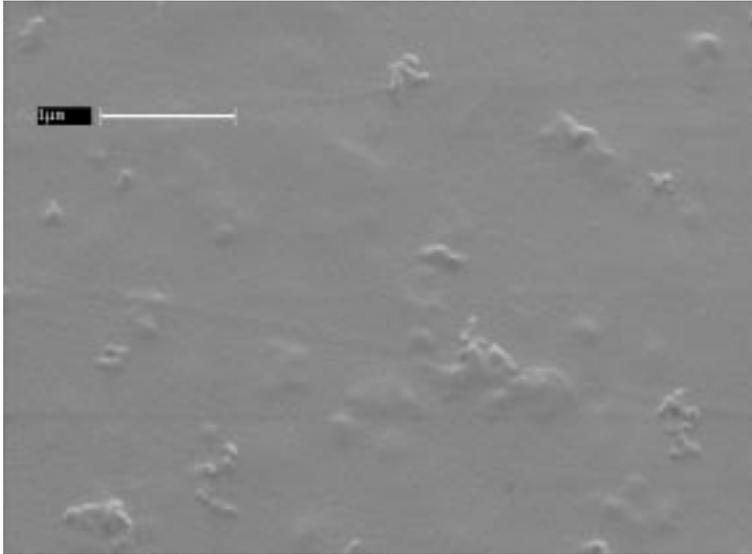
Da die Qualität der entstehenden Schicht vom Substrat abhängt (vgl. Abschnitt 3.2.3), wurde vor der eigentlichen CsI-Schicht noch eine ca. 50 nm dicke Schicht aus Aluminium aufgedampft. Aluminium hat eine Schmelztemperatur von  $660^\circ\text{C}$  und läßt sich bei ca.  $1300^\circ\text{C}$  aufdampfen. Da nur eine sehr dünne Schicht aus Aluminium aufgedampft wird, ist die Zeitdauer der thermische Belastung der Folie klein und es kommt zu keinerlei Beeinträchtigung. Trotzdem bedeckt diese dünne Al-Schicht das eigentliche Substrat (Aramidfolie oder Gadolinium) vollständig, so daß das CsI keinen Kontakt zum Substrat hat. Dadurch werden negative Einflüsse auf das Schichtwachstum vermieden.

Ein Teil der CsI-Schichten wurde nach der Herstellung mit einem Rasterelektronenmikroskop (Scanning Electron Microscop, SEM) untersucht; dazu wird auf die Schicht zusätzlich eine ca. 10 nm dicke Al-Schicht aufgedampft. Dies ist notwendig, da die Oberfläche der mit dem SEM zu untersuchenden Schicht eine gewisse Leitfähigkeit aufweisen muß. Bei einem SEM wird ein Elektronenstrahl mit einer kinetischen Energie von 20 keV erzeugt, der die Oberfläche der zu untersuchenden Probe "abtastet". Die dabei freigesetzten Sekundär- oder Augerelektronen werden durch ein elektrisches Feld auf einem Detektor gesammelt und dort nachgewiesen. Auf diese Weise entsteht ein Abbild von der Stärke der SE-Emission von jedem Punkt der untersuchten Probe. Damit dieses elektrische Feld zwischen Probe und Detektor aufgebaut werden kann und um zu verhindern, daß die Oberfläche der Probe durch den Elektronenstrahl aufgeladen wird, muß diese hinreichend leitend sein.

CsI ist hygroskopisch und die Aufnahme von Wasser verändert die Struktur der Schicht (siehe Abschnitt 3.2.4). Der Kontakt mit Raumluft muß so weit wie möglich reduziert werden. Die für die SEM-Untersuchung vorgesehenen CsI-Schichten wurden nach dem Herstellungsprozeß in einem evakuierten Glasbehälter zum Mikroskop transportiert. Während der Entnahme der Schichten aus der Aufdampfapparatur und dem Einbau in den Probenhalter des Mikroskopes war das CsI aber der Raumluft ausgesetzt. Daher wurden die Schichten teilweise, und sehr stark abhängig von der Luftfeuchtigkeit der Raumluft, durch den Kontakt mit Wasserdampf bereits vor der SEM-Untersuchung verändert. Die Luftfeuchtigkeit wurde

gemessen und protokolliert. Bei künftigen SEM–Untersuchungen muß die Transferprozedur verbessert werden, um den Kontakt mit Wasserdampf weiter zu minimieren oder ganz zu vermeiden.

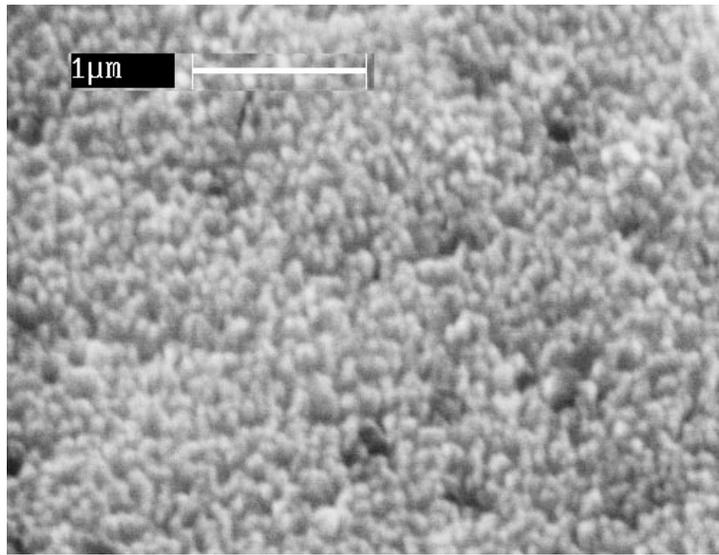
Die Struktur des aufgedampften CsI hängt vom Ar–Gasdruck in der Aufdampfapparatur ab. Findet der Aufdampfprozeß im Hochvakuum statt, so entsteht eine homogene, Schicht. Eine SEM–Aufnahme einer solchen ist in Abbildung 3.26 dargestellt. Die Dicke beträgt  $3.6 \mu\text{m}$ , und die Strukturen entstehen durch Unebenheiten auf der Oberfläche der Aramidfolie. Diese festen CsI–Schichten werden bereits seit vielen Jahren für Röntgendetektoren und Photomultiplier hergestellt und ihre Eigenschaften sind relativ gut bekannt [Bre96].



**Abbildung 3.26:** Rasterelektronenmikroskopaufnahme einer im Hochvakuum aufgedampften CsI–Schicht mit einer Dicke von  $3.6 \mu\text{m}$ .

Wird das CsI bei einem Ar–Gasdruck von ca.  $1 \cdot 10^{-3}$  hPa aufgedampft, entstehen, abhängig von der Schichtdicke, feinkörnige bis säulenartige Strukturen. Eine SEM–Aufnahme einer solchen ca.  $5 \mu\text{m}$  dicken Schicht ist in Abbildung 3.25 dargestellt. Aufnahmen von relativ dicken Schichten ( $\approx 200 \mu\text{m}$ ) zeigen die Abbildungen 3.23 und 3.24. Eine SEM–Aufnahme einer vergleichsweise dünnen CsI–Schicht ( $1.5 \mu\text{m}$ ) ist in Abbildung 3.27 zu sehen. Die säulenartige Struktur dieser Schichten hat den Vorteil, daß sie eine große Oberfläche haben; die Haftung der Schichten auf dem Substrat ist sehr gut. In der Nähe der Oberfläche des CsI erzeugte Sekundärelektronen können dieses verlassen und ungehindert in den Gasraum des Detektors gelangen, wo sie den Gasverstärkungsprozeß starten.

Der Grund für das Aufwachsen des CsI in dieser säulenförmigen Anordnung liegt in der Keimbildung auf der Oberfläche des Substrates und der Stufenrandbarriere [Mic99]. Beim Aufwachsen der ersten Monolage mit der mittleren Depositionsrate  $F$  werden die CsI–Moleküle zufällig auf Gitterplätze des Substrates verteilt. Aufgrund ihrer kinetischen Energie können sie sich auf der Oberfläche des Substrates bewegen. Treffen zwei Moleküle zusammen, bildet sich eine Keimzelle, die durch Anlagerung weiterer Moleküle zu einer Insel heranwächst. Der mittlere Abstand  $L$  dieser Inseln (von Zentrum zu Zentrum) ergibt sich durch  $L = (\nu/F)^{1/6}$ , wobei  $\nu$  die mittlere Sprungfrequenz auf einen benachbarten Gitterplatz ist. Diese ist temperaturabhängig. Landet ein weiteres Molekül auf einer Insel, kann es sich mit der Sprungfrequenz  $\nu$  auf der Insel bewegen. Um aber neben (und nicht auf) der Insel eingebaut zu werden, muß das Molekül von dieser herunterspringen. Dabei durchläuft es



**Abbildung 3.27:** SEM-Aufnahme einer 1.5  $\mu\text{m}$  dicken, bei  $1 \cdot 10^{-3}$  hPa aufgedampften CsI-Schicht.

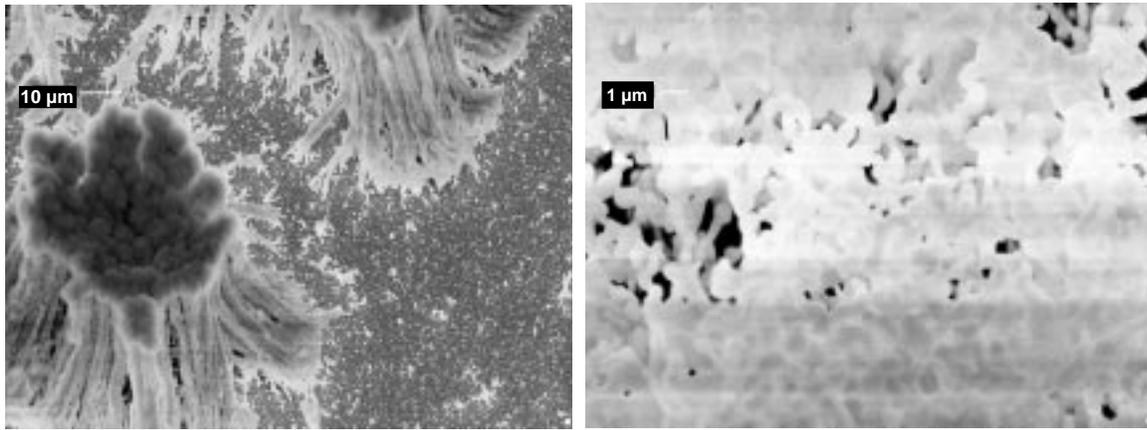
eine Konfiguration verminderter Koordination (der Sprung erfolgt über eine längere Strecke), die zu einer erhöhten potentiellen Energie führt. Beim Sprung über die Stufe muß also eine zusätzliche Energiebarriere  $\Delta E_S$  überwunden werden, die Stufenrandbarriere genannt wird. Bei vorgegebener Temperatur  $T$  beträgt die Wahrscheinlichkeit  $P_S$ , daß ein Sprung in eine tiefere Ebene stattfindet  $P_S = e^{-\Delta E_S/k_B T}$ . Die effektive Sprungrate  $\nu' = P_S \nu$  für Sprünge zwischen verschiedenen Ebenen ist also kleiner, als die Sprungfrequenz  $\nu$  innerhalb einer Ebene. Sobald zwei Moleküle auf einer Insel deponiert wurden, entsteht nach kurzer Zeit ein neuer Keim, der durch weitere auf der Insel deponierte Moleküle wächst. Auf diese Weise entstehen sich nach oben verjüngende Säulen. Für eine hohe SE-Ausbeute sind möglichst kleine Strukturabstände  $L$  erforderlich. Diese erfordern eine niedrige Sprungfrequenz und Substrattemperatur, bei einer hohen Aufdampftrate  $F$ , d.h. eine effektive Substratkühlung.

Da der Aufdampfvorgang der CsI-Schicht immer bei der gleichen Tiegeltemperatur stattfindet, muß die Temperatur an der Oberfläche des Substrates und die kinetische Energie der CsI-Moleküle über die Wärmeleitung im Gas vom Ar-Gasdruck abhängen. Die Depositionsrate  $F$  hängt ebenfalls vom Ar-Druck ab, da bei größerem Gasdruck die CsI-Moleküle durch Streuung an den Argonmolekülen auf eine größere Fläche des Substrates verteilt werden. Daher wurde auch das Schichtwachstum bei höheren Ar-Drücken untersucht.

In Abbildung 3.28 links ist eine CsI-Schicht dargestellt, die bei einem Argondruck von 0.2 hPa hergestellt wurde und deren Struktur an Pilze erinnert. Solche Schichten sind für den Neutronenkonverter ungeeignet. Aus der geringen Reproduzierbarkeit dieser Strukturen wurde geschlossen, daß diese Schichten besonders hygroskopisch sind, und bei der Rekristalisation im Hochvakuum des SEM Veränderungen unterliegen.

Wird der Ar-Gasdruck in der Aufdampfapparatur in den Bereich von 1 – 20 hPa erhöht, so entstehen poröse CsI-Schichten. Deren Haftung auf dem Substrat ist nur gering. Außerdem können die freigesetzten Sekundärelektronen nicht ohne weiteres in den Gasraum des Detektors gelangen, sondern müssen erneut CsI-Strukturen durchqueren. Eine bei 14 hPa aufgedampfte Schicht ist in Abbildung 3.19 auf Seite 46 dargestellt. Zum Vergleich ist in Abbildung 3.28 rechts eine Schicht abgebildet, die bei 3 hPa aufgedampft wurde.

Es fällt auf, daß die bei 14 hPa hergestellte CsI-Schicht noch sehr viel feinere Strukturen aufweist, als diejenige, die bei 3 hPa aufgedampft wurde. Die feineren Strukturen führen zu



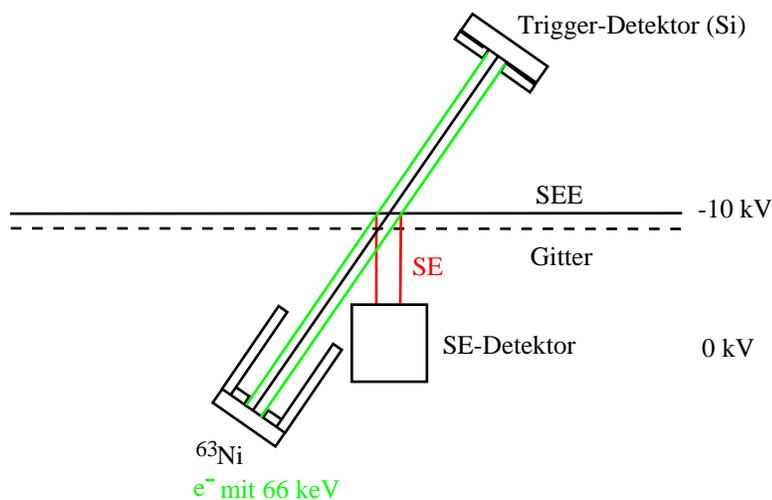
**Abbildung 3.28:** Im linken Bild ist eine SEM–Aufnahme einer bei 0.2 hPa Argongasdruck aufgedampften CsI–Schicht unter einem Winkel von 45° dargestellt, während rechts der Argondruck 3 hPa betrug.

einer geringeren Haftung auf dem Substrat.

Da allein aufgrund der Struktur der erzeugten CsI–Schichten noch keine eindeutige Aussage über die Sekundärelektronenausbeute beim Durchgang eines primären Elektrons gemacht werden kann, wurde für ihre Messung ein Sekundärelektronenspektrometer konstruiert, um die Schichten während der Entwicklungsphase unmittelbar bewerten zu können.

### 3.4.3 Das Sekundärelektronenspektrometer

Der Aufbau des Spektrometers ist in Abbildung 3.29 dargestellt. Mit dem Meßaufbau können die Sekundärelektronenverteilungen, d.h. die Anzahl der pro Primärelektron emittierten SE, absolut gemessen werden. Da der Konverter auf einer dünnen Aramid–Folie aufgebracht ist, die die Primärelektronen durchdringen, kann auf einer Seite der Folie eine Primärelektronenquelle und auf der anderen Seite ein Triggerdetektor, der die Primärelektronen registriert, montiert werden. Unter Rückwärtswinkeln wird auf der mit CsI beschichteten Seite ein Ex-

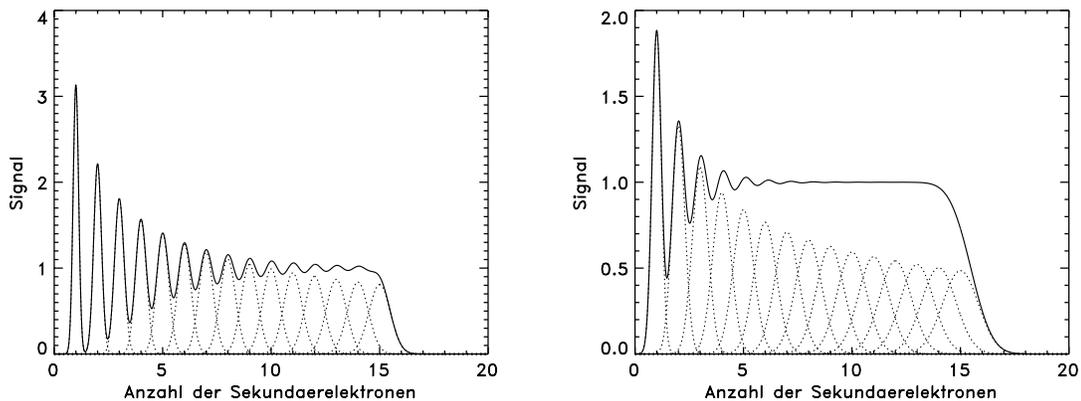


**Abbildung 3.29:** Aufbau des Sekundärelektronenspektrometers.

traktionsgitter und ein Sekundärelektronendetektor montiert. Als Primärelektronenquelle wurde  $^{63}\text{Ni}$  ausgewählt, da dieses Isotop Elektronen mit einer Energie von 66 keV emittiert. Diese Elektronenenergie entspricht der mittleren Energie der Konversionselektronen aus  $^{157}\text{Gd}$ , gewichtet mit ihrer Emissionswahrscheinlichkeit. Die Primärelektronen werden durch eine Blende auf der  $^{63}\text{Ni}$ -Quelle und eine zweite auf dem Trigger-Detektor kollimiert. Gelangt ein Primärelektron in den Trigger-Detektor wird die Messung der Sekundärelektronen (SE) gestartet. Dies hat den Vorteil, daß auch der Anteil der Ereignisse bestimmt werden kann, bei denen nach dem Durchgang des primären Elektrons durch das CsI keine SE emittiert werden. Die niederenergetischen SE ( $\leq 6$  eV) werden von der auf  $-10$  kV liegenden CsI-Schicht zuerst durch ein Extraktionsgitter und dann durch ein SE-Spektrometer durch eine variable Potentialdifferenz zum SE-Detektor beschleunigt und dort gezählt. Das Gitter befindet sich in einem Abstand von ca. 2 mm vom CsI. Zwischen Ziehgitter und CsI besteht eine variable elektrische Feldstärke von max. 15 kV/cm, wodurch die Affinität zusätzlich verringert und damit die Wahrscheinlichkeit erhöht wird, daß die erzeugten SE das CsI verlassen können.

Bei der Wahl eines geeigneten SE-Detektor sind folgende Punkte zu beachten: (i) Die nachzuweisenden SE haben nur eine kinetische Energie von 10 keV und (ii) es soll die Anzahl der emittierten SE pro primärem Elektron bestimmt werden. Die niedrige Beschleunigungsspannung von 10 kV wurde gewählt, da das Spektrometer auch für *in situ*-Messungen innerhalb der Aufdampfapparatur geeignet sein soll. Durch den Aufdampfvorgang wird auf nicht abgedeckten Oberflächen Material aufgebracht und es besteht somit die Gefahr von Kriechströmen oder Hochspannungsüberschlägen. Des weiteren wird die Potentialdifferenz zwischen CsI und Ziehgitter über einen Widerstandsteiler realisiert. Dies wird bei höheren Spannungen zunehmend schwieriger. Der Nachteil der geringen Beschleunigungsspannung von 10 kV besteht darin, daß ein SE-Detektor mit sehr guter Energieauflösung verwendet werden muß.

Um die Anzahl der emittierten SE bestimmen zu können, müssen die Signale der Einelektronen-, Zweielektronen- und Dreielektronenereignisse klar getrennt sein und der Abstand zwischen den Signalen auch für größere Elektronenanzahlen konstant bleiben. Sind diese Bedingungen erfüllt, kann durch Anpassen der ersten drei Linien der Abstand zwischen ihnen bestimmt werden und damit die SE-Verteilung für das komplette Spektrum bestimmt werden. In Abbildung 3.30 links ist ein simuliertes Spektrum bei einer Energieauflösung des Detektors von 3 keV und rechts bei einer Auflösung von 5 keV dargestellt. In beiden Spektren



**Abbildung 3.30:** Sekundärelektronenspektrum bei einer Energieauflösung des Detektors von 3 keV (links) und 5 keV (rechts).

ist die Verbreiterung der Signale bei Clustern mit höheren Elektronenzahlen berücksichtigt. Die gepunkteten Kurven stellen die Signale der einzelnen Elektronencluster dar, während die durchgezogene Kurve der Überlagerung dieser Einzelsignale entspricht.

Es wird deutlich, daß bei 3 keV Energieauflösung die Signale bis zu Clustern mit 7 SE deutlich getrennt sind, während bei 5 keV Auflösung schon bei Clustern mit 3 SE die Trennung schwierig wird. Es ist also notwendig, einen SE-Detektor mit einer Energieauflösung zwischen 3 – 5 keV für 10 keV Elektronen zu verwenden, der zudem eine möglichst hohe Nachweiswahrscheinlichkeit bietet. Diese reicht bei Mikrokanalzählern (Micro-Channel- oder Micro-Sphere-Plates, MCP bzw. MSP) nicht aus.

Es kommen nur gekühlte Halbleiterdioden mit einer SiO<sub>2</sub>-Fensterdicke unter 500 Å in Frage. Diese werden von der Firma Canberra angeboten. Das SE-Spektrometer konnte im Rahmen dieser Arbeit jedoch nicht mehr fertiggestellt werden.