HUMBOLDT-UNIVERSITÄT ZU BERLIN

MATHEMATISCH-NATURWISSENSCHAFTLICHE FAKULTÄT I
INSTITUT FÜR PHYSIK

Physik in der Praxis:
Fortgeschrittenen-Praktikum

3. Versuch:
Halbleiter-Detektoren

Durchführung	10.05.2011
Abgabe am	24.05.2011
Versuchsbetreuer	Martin Mamach

Bearbeiter	Lucas Hackl
	Benjamin Maier

Inhaltsverzeichnis

1 Einführung **3**
1.1 Photoelektrische Absorption . . . 3
1.2 Thomson-Streuung . . . 3
1.3 Compton-Streuung . . . 3
1.4 Paarbildung . . . 3

2 Versuchsaufbau **4**

3 Versuchsdurchführung **4**
3.1 Messung und Interpretation von Gamma-Isotopen . . . 4
3.2 Messung und Interpretation des Untergrundsprektrums . . . 5
3.3 Bestimmung charakteristischer Detektorparameter . . . 5
3.3.1 Relative Detektoreffizienz . . . 5
3.3.2 Relative Detektoreffizienz nach Faustformel . . . 6
3.3.3 Energieauflösung . . . 6
3.3.4 Peak-to-Compton (nach IEEE und als physikalische Definition) . . . 6
3.4 Energie- und Materialabhängigkeit des Massenabsorptionskoeffizienten . . . 7
3.5 Abschätzung der Aktivität einer Gamma-Quelle . . . 8
3.6 Untersuchung der Energieauflösung des Ge-Detektors . . . 9
3.7 Auswirkung von Fukushima auf das Untergrundspektrum . . . 10

4 Zusammenfassung **11**

5 Anhang **12**

Verwendete Messgeräte

Germaniumdetektor und Vorverstärker
Computer mit Maestro-Software

Abstract

Im Rahmen dieses Experiments untersuchten wir die Arbeitsweise von Halbleiterdetektoren bei Messung von γ-Strahlung. Als Halbleiter kam dabei HPG zum Einsatz. Hierzu wurden die Spektren unterschiedlicher radioaktiver Quellen aufgezeichnet und die wesentlichen Detektoreigenschaften bestimmt: Effizienz, Peak-to-Compton (nach IEEE und nach Integralnorm), Energieauflösung. Weiterhin untersuchten wir das Photoabsorptionsverhalten von Cu, Mo, Pb und Al für verschiedene Photonenenergien und verglichen im Hinblick auf die Fukushima-Katastrophen das Untergrundspektrum mit einer früheren Messung.

1 Einführung

γ-Strahlung entsteht neben α- und β-Strahlung bei radioaktiven Prozessen. Es handelt sich um hochenergetische elektromagnetische Strahlung ab etwa 200 keV. Gefährlich ist γ-Strahlung durch ihre ionisierende Wirkung in biologischem Gewebe und die Schwierigkeit sie abzuschirmen: Während sich α- und β^--Strahlung vergleichsweise leicht mithilfe von Materie abschirmen lassen, wird γ-Strahlung durch Materie nur langsam abgeschwächt, was durch Wechselwirkungen der Strahlung mit dem Material geschieht.

1.1 Photoelektrische Absorption

Bei der photoelektrischen Absorption wird ein Photon bei Wechselwirkung mit einem Elektron vollständig absorbiert und gibt seine gesamte Energie

$$E_{ph} = h\nu$$

an das Elektron ab. Genügt die Energie des Photons um die Bindungsenergie E_B zu überwinden, so wird es mit der kinetischen Energie

$$E_{kin} = h\nu - E_B$$

herausgelöst. Historisch wurde dies als Photoeffekt bekannt, der erst mittels der Quantenmechanik erklärbar wurde. Die entstehende Lücke in der Atomschale bzw. in den Bändern eines Festkörpers wird durch energetisch höher liegende Elektronen gefüllt, wobei die Differenzenergie wieder in Form eines Photons frei wird.

1.2 Thomson-Streuung

Die Thomson-Streuung lässt sich als niedrigenergetischer Grenzfall der Compton-Streuung begreifen, bei der die Streuung elastisch stattfindet: Ohne Energieübertrag auf das Elektron streut ein Photon als elektromagnetische Welle am elektrischen Feld eines Elektrons. Zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts lässt sich die Klein-Nishina-Formel, welche die quantenelektrodynamische Beschreibung der Compton-Streuung darstellt, verwenden.

1.3 Compton-Streuung

Die Compton-Streuung ist eine inelastische Streuung zwischen einem Photon einer Energie E_0 und einem ruhenden Elektron der Masse m_e. Abhängig vom Streuwinkel θ gilt für die Wellenlänge des gestreuten Photons:

$$\lambda = \lambda_0 + \lambda_C (1 - \cos\theta)$$

Dabei bezeichnet man den Faktor $\lambda_C = \frac{h}{m_e c}$ als Compton-Wellenlänge. Bemerkenswert ist die fehlende Symmetrie entlang Richtungsachse: Vorwärts- und Rückwärtsrichtung unterscheiden sich, was klassisch nicht erklärbar ist. Der maximale Energieübertrag findet bei Rückstreuung statt und die resultierende Energie wird als Compton-Kante bezeichnet.
Der differentielle Wirkungsquerschnitt nimmt nach Klein und Nishina die folgende Gestalt an:

$$\frac{d\sigma}{d\Sigma} = \frac{r_0^2}{2}\left(\frac{E'}{E_0}\right)^2\left(\frac{E'}{E_0} + \frac{E_0}{E'} - \sin^2\theta\right)$$

Dabei bezeichnet E' die Energie des Photons nach der Wechselwirkung, welche sich direkt in Abhängigkeit zur neuen Wellenlänge bestimmen lässt, und $r_0 = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 m_e c^2}$ den klassischen Elektronenradius.

1.4 Paarbildung

Bei der Wechselwirkung eines Photons mit dem elektromagnetischen Feld eines Atomkerns im Festkörper kann es zur Bildung eines Elektron-Positron-Paares kommen: Das Photon gibt seine gesamte Energie an die beiden neu entstandenen Teilchen ab, wozu es mindestens die zugehörige Ruheenergie der beiden Teilchen $2m_e c^2$ (bei Elektronen 1.022 MeV) aufbringen muss – bei höheren Energie wird die Energiedifferenz in kinetische Energie der entstandenen Teilchen umgewandelt:

$$E_{kin} = E_{e^+} + E_{e^-} = h\nu - 2m_e c^2$$

Durch Wechselwirkungen mit dem umgebenden Material verliert das Positron jedoch sehr schnell seine Energie, sodass es bei größeren Streutargets vor Verlassen des Materials wieder mit einem Elektron annihiliert.

2 Versuchsaufbau

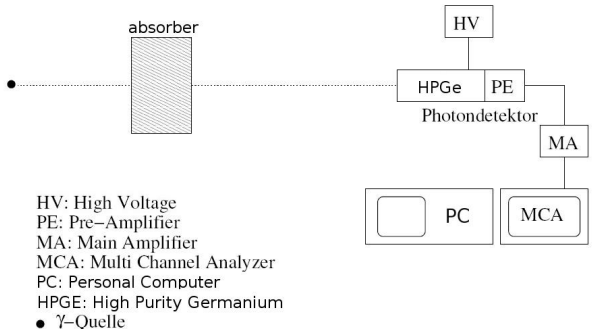

Abbildung 1: Versuchsaufbau, aus [1]

Wie in Abbildung 1 zu sehen ist, lässt sich zwischen den Photondetektor und die γ-Quelle, welche von Hand eingesetzt und gewechselt wird, ein Absorptionsmaterial (absorber) platzieren lässt. Des Weiteren war bei unserem Aufbau der Abstand zwischen Quelle und Detektor variierbar, was durch den veränderten Raumwinkelanteil ebenfalls Auswirkungen auf die gemessene Rate hat.
Für die Inbetriebnahme des Detektors ist eine hinreichende Kühlung durch flüssigen Stickstoff notwendig, da ansonsten ungewollte angeregte Zustände gemäß der Fermiverteilung zwischen Valenz- und Leitungsband im Halbleiter entstehen. Hierzu überprüfen wir die Temperatur mithilfe eines Ohmmeters, da sich vom Widerstand auf die hinreichende Kühlung des Dektektors schließen lässt. Auch am Ende des Versuchs sollte eine Überprüfung stattfinden, um sicherzugehen, dass sich die Betriebstemeperatur nicht während des Experiments in einen kritischen Bereich bewegte.

3 Versuchsdurchführung

3.1 Messung und Interpretation von Gamma-Isotopen

Im ersten Schritt kalibrieren wir unseren Detektor, der detektierte Ereignisse in Kanäle zusammenfasst, welche linear von der Energie abhängen. Um nun die Zuordnung zwischen Klassennummer und Energie zu erhalten, um im nächsten Schritt auf sinnvolle Weise weitere Spektren analysieren zu können, führen wir Messungen an mehreren Proben mit bekannten und deutlichen Linien durch; konkret waren dies die Isotope ^{60}Co, ^{137}Cs und ^{133}Ba. Hierzu subtrahierten wir das im nächsten Schritt aufgezeichnete Untergrundspektrum. Unter den Bedingungen eines linearen Zusammenhangs zwischen Energie und Kanalnummer führten wir einen affin-linearen Fit mit einem Offset-Parameter durch. Für die Parameter unserer Fitfunktion $E(l) = A\,l + E_0$ (mit Kanalnummer l) erhielten wir die folgenden Resultate:

$$A = (4.948 \pm 0.002) \times 10^{-4}\,\mathrm{MeV}$$

$$E_0 = (-1.0 + 0.3) \times 10^{-3}\,\mathrm{MeV}$$

In Abbildung 2 ist das Spektrum des Isotops ^{137}Cs zu sehen. Dabei zeigen sich die in der Einführung beschriebenen Wechselwirkungen zwischen Elektronen und Photonen:

- Im Bereich zwischen 0 MeV und 0.48 MeV sehen wir die Compton-Verteilung, die durch inelastische Streuung entsteht und winkelabhängigverschmiert ist (dabei liegt links die Streuung bei einem Winkel von $\phi = 0°$ und rechts die Streuung bei einem Winkel von $\phi = 180°$ mit maximaler Energieabgabe).
- Rechts davon findet sich der Photopeak, welcher aus photoelektrischer Absorption im Detektor entsteht und bei dem die gesamte Photonenenenergie $E_\gamma = h\nu$ an das Elektron abgegeben wird. Diese findet sich bei uns bei $E_\gamma = 0.66\,\mathrm{MeV}$, was genau der erwarteten Energie der ^{137}Cs-Photonen entspricht.
- Zwischen Compton-Verteilung und Peak befindet sich der sogenannte Compton-Edge: Bei realen Experimenten ist die Compton-Kante verschmiert, da der Bereich einfacher Compton-Streuung fließend in den Bereich der wiederholten Compton-Streuung (Multiple Compton events) zwischen Compton-Kante und Photopeak übergeht.
- Darüber hinaus ist im Bereich von 0.15 MeV und 0.20 MeV ein weiterer Peak zu erkennen, den wir als Backscattering-Peak interpretieren: Durch Streuung an der Detektorummantelung mit großen Winkeln entstehen Photonen mit charakteristischer Energie von etwa 0.2 MeV. Wie sich in Abbildung 10-7 **??** erkennen lässt, spielt für Winkel nahe 180° die einfallende Energie nur noch eine geringe Rolle, was zum Entstehen eines Peaks im charakteristischen Energiebereich in der Umgebung von 0.2 MeV führt.

Für die Gaußfits setzen wir einen konstanten Untergrund an, da Schwankungen des Untergrunds während der Messungen durchaus zu erwarten sind, sodass sich auch nach Abzug dessen ein gewisser Offset der

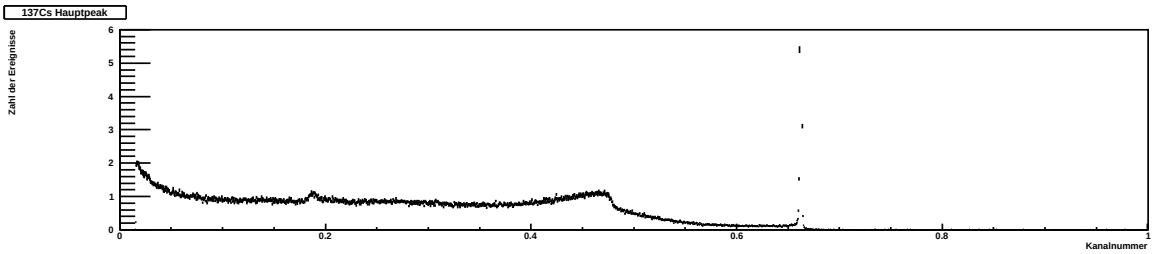

Abbildung 2: ^{137}Cs-Spektrum – Ausschnitt nach oben abgeschnitten

Messungen einstellen kann (vgl. Versuch "Compton-Effekt").
Die statistischen Fehler von Standardabweichung σ und Mittelwert μ aus den Gaußfits sind aufgrund der guten Energieauflösung sehr gering, im Bereich von 1 % für σ und keinem Fehler für μ. Der systematische Fehler der Standardabweichung ergibt sich nach Variaton der Fitbereiche zu $\delta_\sigma^{\text{sys}} = 0.01$, der der Mittelwerte wird aufgrund der definierten Skala der Kanäle auf ein halbes Skalenteil zu $\delta_\mu^{\text{sys}} = 0.5$ abgeschätzt. Für den Gesamtfehler werden diese Größen pythagoreisch addiert zu $\delta = \sqrt{(\delta^{\text{stat}})^2 + (\delta^{\text{sys}})^2}$. Dieses Vorgehen für Größen aus den Fits setzt sich in der weiteren Auswertung fort.
Für die späteren Berechnungen PTC-Verhältnisse als auch die relative Energieauflösung sind die gewählten systematischen Fehler damit größer als die statistischen.

3.2 Messung und Interpretation des Untergrundsprektrums

Nach der Kalibrierung unseres MCA muss zur Auswertung noch ein Untergrundspektrum aufgenommen werden: Da der Detektor während der gesamten Messzeit einer natürlichen Hintergrundstrahlung ausgesetzt ist, lassen sich unsere Spektren erst isoliert betrachten, wenn wir dieses statistische Untergrundspektrum abziehen. Hierzu haben den Detektor im Leerlauf ohne eingesetzte Proben über einen Zeitraum von $t = 60\,\text{min}$ aufgenommen, wobei das folgende Spektrum entstand. Hierbei ist anzumerken, dass der gewählte Zeitraum zwar hinreichend für einen Abzug der Untergrundstrahlung ist, tatsächlich aber die kurze Messzeit bei den radioaktiven Proben selbst dafür sorgen kann, dass durch statistische Abweichungen gemessener Untergrund und tatsächliche Untergrundstrahlung während der Messung unterschiedlich sind. Dies werden wir bei der Auswertung der Spektren abzüglich des Untergrunds noch einmal aufgreifen.
Ferner konnten wir das Untergrundspektrum genauer analysieren, da sich mehrere charakteristische Linien zeigten, welche von kosmischer Strahlung und natürlicher Radioaktivität stammen. Konkret erschienen die nachfolgenden Linien im Untergrundspektrum erkennbar: ^{40}Ka (bei 1.46 MeV), ^{40}Ka (bei 1.12 MeV), ^{228}Ac (bei 0.97 MeV), ^{228}Ac (bei 0.91 MeV), ^{214}Bi (bei 0.61 MeV), ^{208}Tl (bei 0.58 MeV), ^{214}U (bei 0.35 MeV), ^{214}Pb (bei 0.29 MeV), ^{214}Pb (bei 0.24 MeV). Hierzu wurde die Datenbank des Auswertungsprogramms Maestro herangezogen.

3.3 Bestimmung charakteristischer Detektorparameter

Im nächsten Schritt wollen wir die wesentlichen Detektorparameter bestimmen, die zu wissen für die Vermessung weiterer Spektren wichtig sind.

3.3.1 Relative Detektoreffizienz

Die relative Detektoreffizienz gibt das Verhältnis der Zählraten des zu betrachtenden Detektors und eines NaJ-Detektors mit 3"×3" Oberfläche. Dabei kürzt sich die Aktivität des Materials heraus, sodass die Effizienz neben den internen Detektoreigenschaften insbesondere wesentlich von der Detektorfläche abhängt. Da die absolute Effizienz $\varepsilon_{abs}^{NaJ} = 1.2 \times 10^{-3}$ des beschriebenen NaJ-Detektors bekannt ist, lässt sich die relative Effizienz unseres Detektors gemäß der später folgenden Formel bei bekannter Aktivität A und Zählrate R berechnen, wobei wir in unserem Fall die Aktivität bereits mithilfe des Zerfallsgesetz auf $A = (70 \pm 3)\,\text{kBq}$ bestimmten (vgl. spätere Aufgabenteile). Nach IEEE findet die Messung bei der ^{60}Co-Linie mit $E_\gamma = 1.33\,\text{MeV}$ statt, wobei ein Abstand $d = 25\,\text{cm}$ zwischen Quelle und Detektor zu wählen ist. Für die Zählrate fanden wir $R = (8.0 \pm 0.2)\,\text{Bq}$ durch Integration des Gaußpeaks gemäß $R = c\,\sigma\sqrt{2\pi}$ mit Peakamplitude $c = (1.93 \pm 0.03)\,\text{Bq}$ und $\sigma = (1.65 \pm 0.03)$ (vgl. Abbildung 4). Wir erhalten damit:

$$\varepsilon_{rel}^{Ge} = \frac{R}{A\,\varepsilon_{abs}^{NaJ}} = (9.5 \pm 0.5)\,\%$$

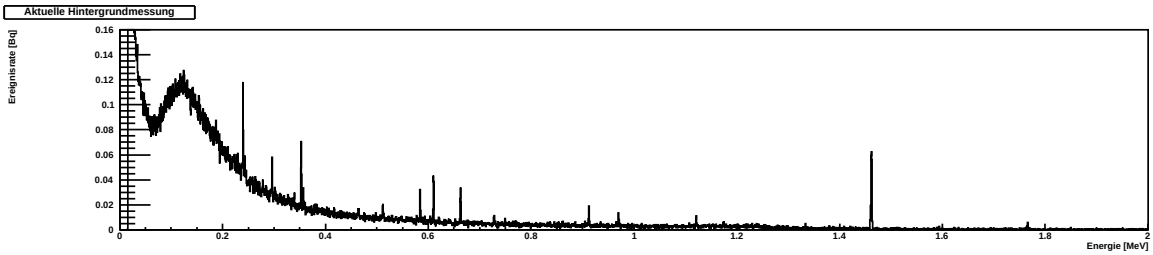

Abbildung 3: Untergrundspektrum

Der Fehler der Zählraten berechnet sich nach Gauß'scher Fehlerfortpflanzung zu

$$\delta_R = \sqrt{2\pi}\,\sqrt{(\delta_C\sigma)^2 + (C\delta_\sigma)^2}$$

Der Fehler von allgemeinen Verhältnissen $V = A/B$ wird nach Fehlerfortpflanzung zu

$$\delta_V = \sqrt{(\delta_A/B)^2 + (A\delta_B/B^2)^2}$$

berechnet.

3.3.2 Relative Detektoreffizienz nach Faustformel

Nach der Faustformel folgt für unsere Detektordicke $d = 2\,r = 4\,\text{cm}$ die folgende relative Effizienz des Detektors:

$$\varepsilon_{rel}^{Ge} = 0.17\,{}^{1}/_{\text{cm}^3}\,d^3 = 10.88\,\%$$

Da die Faustformel im Wesentlichen für die Abschätzung der Größenordnung dient, erkennen wir hier eine hinreichende Übereinstimmung mit der zuvor bestimmten Effizienz.

3.3.3 Energieauflösung

Die Energieauflösung wurde abermals nach IEEE (^{60}Co-Linie mit $E_\gamma = 1.33\,\text{MeV}$ und Abstand $d = 25\,\text{cm}$) mithilfe der Halbwertsbreite bestimmt, wobei wir die Beziehung $\varepsilon = \frac{2\sqrt{2\ln 2}\sigma}{\mu}$ verwenden. Damit erhalten wir, wie in Abbildung 4 zu sehen ist, das nachfolgende Resultat:

$$\varepsilon = (0.144 \pm 0.003)\,\%$$

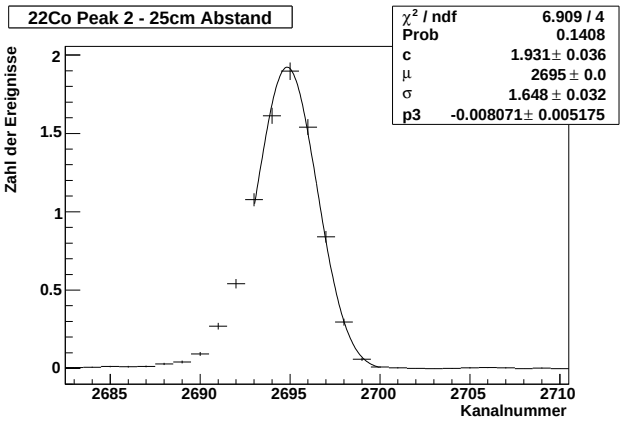

Abbildung 4: Energieauflösung für ^{60}Co

Eine genauere Betrachtung der Energieauflösung (insbesondere ihre Energieabhängigkeit) und durch welche physikalischen Faktoren sie bestimmt wird, folgt im letzten Teil unserer Auswertung.

3.3.4 Peak-to-Compton (nach IEEE und als physikalische Definition)

Tatsächlich existieren zwei unterschiedliche Definitionen des Peak-to-Compton-Verhältnisses, die beide eine Aussage darüber treffen, wie sich die Anteile von Compton-Streuung und photoelektrischer Absorption im Detektor verhalten:

1. In der ersten Definition nach IEEE (Institute of Electrical and Electronics Engineers) wird für den Peak die Maximumsnorm und für das Comptonkontinuum die Mittelwertsnorm zwischen $E_\gamma = 1.040\,\text{MeV}$ und $E_\gamma = 1.096\,\text{MeV}$herangezogen. Es liefert im Wesentlichen eine Aussage darüber, wie deutlich sich der Peak gegenüber dem Comptonkontinuum abzeichnet. Für den ^{60}Co-Peak bei $E_\gamma = 1.33\,\text{MeV}$ berechneten wir das folgende Peak-to-Compton-Verhältnis (vgl. Abbildung 9):

$$\text{PTC} = 40 \pm 1$$

2. In der zweiten Definition wird für beide die Integralnorm herangezogen, was insofern physika-

lisch sinnvoll ist, da so das Peak-to-Compton-Verhältnis dem Quotient der Wirkungsquerschnitte entspricht. Im betrachteten Energiebereich dominieren Comptonstreuung und photoelektrische Absorption, sodass sich Aussagen darüber treffen lassen, welche der beiden Wechselwirkungen im Detektor dominieren. Wir haben dieses Peak-to-Compton für unterschiedliche Materialien bestimmt.

Für das Peak-To-Compton-Verhältnis (PTC) wird der Compton-Untergrund als Boxfunktion abgeschätzt, deren Höhe aus Mittelung der Zählraten einem Intervall $I \in [0, T_{\max}]$ ermittelt wird, mit der Comptonkante $T_{\max} = E_\gamma - E_\gamma/(1 + \frac{2E_\gamma}{m_e c^2})$ (vgl. Abbildung 9). Diese Höhe bezeichnen wir als die mittlere Comptonzählrate $\overline{R}_C$.

Für die drei untersuchten γ-Energien ergeben sich die Comptonkanten

$$T_{\max}(0.356\,\mathrm{MeV}) = 0.21\,\mathrm{MeV}$$
$$T_{\max}(0.662\,\mathrm{MeV}) = 0.48\,\mathrm{MeV}$$
$$T_{\max}(1.333\,\mathrm{MeV}) = 1.12\,\mathrm{MeV}$$

und schließlich die mittleren Zählraten

$$\overline{R}_C(0.356\,\mathrm{MeV}) = (1.205 \pm 0.003)\,\mathrm{Bq}$$
$$\overline{R}_C(0.662\,\mathrm{MeV}) = (0.864 \pm 0.001)\,\mathrm{Bq}$$
$$\overline{R}_C(1.333\,\mathrm{MeV}) = (0.0543 \pm 0.0002)\,\mathrm{Bq}.$$

Bei der Wahl des Mittelungsintervalls I muss darauf geachtet werden, dass Peaks und Tails, die nicht Teil des Comptonuntergrunds sind, nicht wesentlich zur Mittelung beitragen. Durch Wahl verschiedener Intervalle werden die systematischen Fehler der Zählraten abgeschätzt zu

$$\delta^{\mathrm{sys}}_{\overline{R}}(0.356\,\mathrm{MeV}) = 0.3\,\mathrm{Bq}$$
$$\delta^{\mathrm{sys}}_{\overline{R}}(0.662\,\mathrm{MeV}) = 0.2\,\mathrm{Bq}$$
$$\delta^{\mathrm{sys}}_{\overline{R}}(1.333\,\mathrm{MeV}) = 0.2\,\mathrm{Bq}.$$

Diese sind damit wiederum deutlich größer als die statistischen Fehler durch die Mittelung.

Die Gesamtzählrate des Comptonuntergrunds ergibt sich nun aus $R_C = \overline{R}_C T_{\max}$. Die Ermittlung der Gesamtzählrate R_P des Photopeaks wird wie bei der Energiekalibrierung durchgeführt. Das PTC-Verhältnis ermittelt sich dann schließlich über $\mathrm{PTC} = R_P/R_C \times 100\,\%$. Als Resultate ergeben sich:

$$\mathrm{PTC}(0.356\,\mathrm{MeV}) = (30.5 \pm 0.2)\,\%$$
$$\mathrm{PTC}(0.662\,\mathrm{MeV}) = (21.9 \pm 0.1)\,\%$$
$$\mathrm{PTC}(1.333\,\mathrm{MeV}) = (6.5 \pm 0.7)\,\%.$$

3.4 Energie- und Materialabhängigkeit des Massenabsorptionskoeffizienten

Zur Bestimmung der Energie- und Materialabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten haben wir vier unterschiedliche Absorptionsmaterialien (Al, Mo, Pb, Cu) zwischen Probe und Detektor positioniert, wobei wir bei Cu mit vier Linien (2x Ba und 2x Co) und bei allen anderen Materialien mit zwei Linien (2x Ba) arbeiteten. Die Ermittlung des Massenabsorptionskoeffizients μ erfolgt über das Abschwächungsgesetz der Intensität bei steigender Dicke z zu

$$\eta(z) = \eta(0)\exp(-\mu z),$$

wobei η in diesem Fall für die Zählraten der Gaußpeaks bei bestimmten Dicken z steht und durch Integration ermittelt wird. Wiederum spielen die systematischen Fehler der Parameter eine größere Rolle gegenüber den statistischen. Die verschiedenen z sind den Fitdiagrammen im Anhang zu entnehmen, wobei hier aufgrund der Inhomogenität der Dicke z für eine Platte eines Materials eine systematische Unsicherheit von 5 % angenommen wurde. Nach Extraktion der Fitparameter der Gaußpeaks (siehe Anhang) und Bilden des Verhältnisses ließen sich jeweils durch Fit der obigen Funktion die Koeffizienten μ bestimmen, dargestellt in Tabelle 1. Für den Absorber Kupfer und die Energien 0.08 MeV, 1.17 MeV wurden jeweils zwei Werte vor Ermitteln von μ verworfen, da diese offensichtlich nicht dem erwarteten Verlauf folgten. Um sich zu vergewissern, dass hier kein unbeachteter Effekt vorliegt, sollte das Experiment in diesem Dickenbereich kleinstufiger wiederholt werden. Für Blei ließen sich für die zwei größten Dicken keine Gaußfits mehr durchführen, weswegen sich die Ermittlung des Absorptionskoeffizienten im Wesentlichen auf 3, statt auf 5 Werte stützt.

Die berechneten Werte für den Massenabsorptionskoeffizienten stimmen zwar nicht im Rahmen ihrer Unsicherheit mit den Literaturwerten des NIST[7] überein, liegen jedoch im gleichen Bereich, sodass wir im Groben von der Richtigkeit des Experiments ausgehen können, aber scheinbar die systematischen Fehler der Messungen unterschätzen.

Absorber	Absorptionskoeffizient μ $[\mathrm{cm}^{-1}]$ bei 0.08 MeV		Absorptionskoeffizient μ $[\mathrm{cm}^{-1}]$ bei 0.356 MeV	
	gemessen	NIST	gemessen	NIST
Al	0.48 ± 0.02	0.55	0.23 ± 0.01	0.266
Cu	6.15 ± 0.21	6.70	0.78 ± 0.04	0.915
Mo	18.60 ± 0.48	18.57	1.07 ± 0.07	1.220
Pb	24.19 ± 1.14	26.85	2.89 ± 0.07	3.524

Tabelle 1: Absorptionskoeffizient aus den Verhältnissen der Zählraten in Abhängigkeit verschiedener Energien und verschiedener Kernladungszahlen. Die Literaturwerte sind [7] entnommen.

Ergänzend haben wir außerdem die Abhängigkeit des Massenabsorptionskoeffizienten von der Kernladungszahl Z bestimmt. Dabei gingen wir davon aus, dass für den Wirkungsquerschnitt der Compton-Streuung $\sigma_{Compton} \propto \frac{Z^n}{E_\gamma^m}$ mit $4 < n < 5$ und $m = \frac{7}{5}$ und für den der photoelektrischen Absorption $\sigma_{Photo} \propto Z$ gilt. Wegen $\mu = N_A \frac{A}{\rho} \sigma$ nutzten wir die folgende Fitfunktion:

$$\mu \frac{A}{\rho} = C_1 Z^n + C_2 Z$$

Der Fit mit dieser Funktion ist in Abbildung 5 zu betrachten. Der Exponent n wurde auf $n = 4.5$ festgesetzt, um einen Fiterfolg zu garantieren. Allerdings sind zu wenig Datenpunkte verfügbar, um tatsächlich die Richtigkeit der Annahme festzustellen.

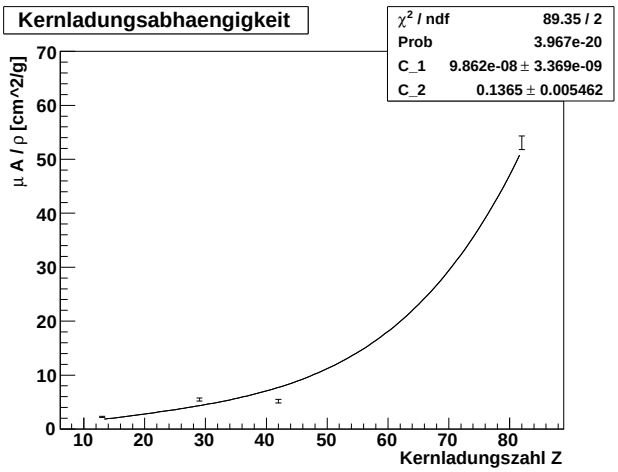

Abbildung 5: Kernladungszahlabhängigkeit des Massenabsorptionskoeffizienten

Quelle	Energie [MeV]	Absorptionskoeffizient μ $[\mathrm{cm}^{-1}]$ gemessen	NIST
^{1}33Ba	0.08101	6.15 ± 0.21	6.70
	0.35586	0.78 ± 0.04	0.92
^{6}0Co	1.17323	0.76 ± 0.10	0.49
	1.33358	0.41 ± 0.10	0.46

Tabelle 2: Massenabsorptionskoeffizienten für Kupfer und verschiedene Energien. Literaturwerte aus [7]

Zur Untersuchung der Energieabhängigkeit des Massenabsorptionskoeffizienten verwendeten wir gleiches Absorptionsmaterial (Kupfer) und verschiedene γ-Energien, und führten wiederum Gaußfits für die Zählraten und Exponentialfits zur Ermittlung der μ durch. Die Ergebnisse sind in Tabelle 2 zu betrachten. Aufgrund obiger Überlegungen gehen wir von einer Energieabhängigkeit

$$\mu(E) = C_3 E^{-m}$$

mit $m = 7/5$ aus. Der Fit ist in Abbildung 6 zu betrachten. Der Abfall entspricht mit $m = 1.34 \pm 0.04$ tatsächlich im Rahmen seiner Unsicherheit der Erwartung, jedoch ist wiederum die Zahl der Datenpunkte zu gering, um eine gesicherte Aussage über die Richtigkeit der Annahme treffen zu können.

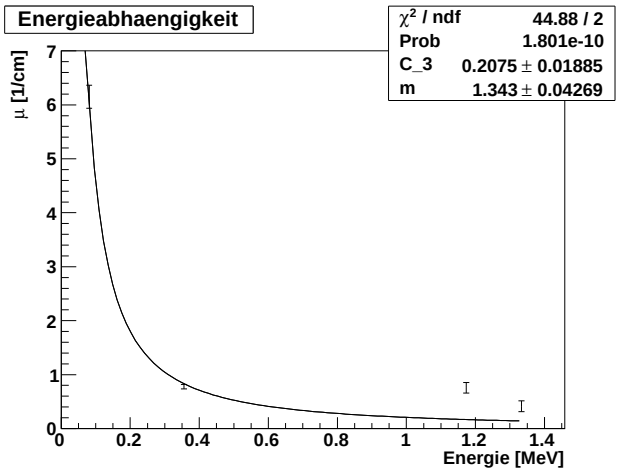

Abbildung 6: Energieabhängigkeit des Massenabsorptionskoeffizienten

3.5 Abschätzung der Aktivität einer Gamma-Quelle

Die Aktivität der verwendeten ^{137}Cs-Quelle schätzen wir ab, indem wir zunächst die einfallenden γ-Quanten pro Zeit bestimmen. Da die Abschätzung der Aktivität ohnehin nur eine ungefähre Auskunft über die auf uns übertragene Dosis haben, begrenzen wir uns bei der Bestimmung der Aktivität auf die einfallenden γ-Quanten der Hauptlinie, welche im Falle von ^{137}Cs bei $E = 661.62\,\mathrm{keV}$ beträgt. Nach Abzug der Untergrundstrahlung erhalten wir für die Aktivität durch unsere Intergration des geweiteten Gaußpeaks:

$$A_0 = c\,\sigma\sqrt{2\pi} = 180.9$$

Dabei gingen die Standardabweichung $\sigma = 1.24$ und der Koeffizient $c = 58.2$ (vgl. Abbildung 21) ein, wobei bereits vor dem Fit mit der Messzeit normiert wurde. Um nun zur Aktivität zu gelangen, müssen wir noch mit dem Inversen des Raumwinkelanteils unserer Detektoroberfläche gegenüber der Quelle sowie mit der inversen Detektoreffizienz $\varepsilon = 10\,\%$ multiplizieren. Für den Abstand $d = 12\,\mathrm{cm}$ und einen Radius der Detektoroberfläche von $r = 2\,\mathrm{cm}$ erhalten wir damit die folgende Aktivität:

$$A = A_0 \frac{4\pi d^2}{\pi r^2 \varepsilon} = 260.5\,\mathrm{kBq}$$

Die Aktivität der verwendeten ^{137}Cs-Quelle schätzen wir zusätzlich noch auf eine alternative und sicherere Weise ab, indem wir ausgehend von der gegebenen Aktivität $A_0 = (371 \pm 15)\,\mathrm{kBq}$ am 01.11.1996 mithilfe exponentiellen Zerfalls die Aktivität zum Termin der Versuchsdurchführung am 10.05.2011 berechnen. Dabei benutzen wir die berechnete Differenzzeit $T = 5303$ und die gegebene Halbwertszeit $T_H = 11018.3\,\mathrm{d}$:

$$A(T) = A_0\, 2^{-\frac{T}{T_H}} = (265.8 \pm 11)\,\mathrm{kBq}$$

Dieser Wert stimmt im Rahmen seiner Unsicherheit mit dem zuvor abgeschätzen Wert überein.
Daraus lässt sich nun die Äquivalentdosis bestimmen. Für diese wird die über Zeit übertragene Energie $E(t)$ von der Quelle an die Versuchsdurchführenden benötigt. Da die Zeit $t = 8\,\mathrm{h}$ klein im Vergleich zur Halbwertszeit ist, lässt sich die Aktivität der Quelle als näherungsweise konstant über den Verlauf der Messung ansehen, sodass wir die folgende Beziehung für $E(t)$ (hier: $E = 661.62\,\mathrm{keV}$ für ^{137}Cs) finden:

$$E(t) = A(T)\, t\, E_\gamma = (8.7 \pm 0.3) \times 10^{-4}\, J$$

Als Äquivalentdosis biologisch gefährlicher Strahlung bezeichnet man die Energie pro Masse, die von einer radioaktiven Quelle auf einen Körper übertragen wird, multipliziert mit einem Qualitätsfaktor, welcher der stochastischen Gefährlichkeit der Strahlung Rechnung trägt. Für Photonen ist dieser Qualitätsfaktor 1, sodass sich der Begriff Äquivalentdosis auch als Umrechnung in die Wirkung von elektromagnetischer Strahlung verstehen lässt – dies jedoch nur näherungsweise. Für einen Körper der Masse M (hier: $M = 65\,\mathrm{kg}$ für die Versuchsdurchführenden) auf den Strahlung der Energie E mit dem Strahlungsgewichtungsfaktor w_R (hier: $w_\gamma = 1$) trifft, gilt für die Äquivalentdosis:

$$H_{tot} = w_R \frac{E}{M} = (1.3 \pm 0.05) \times 10^{-5}\,\mathrm{Sv}$$

Diese totale Äquivalentdosis gilt im Falle vollständiger Absorption der ausgesendeten Strahlung. Wenn wir annehmen, dass die Quelle isotrop strahlt und die Versuchsdurchführenden mit einer Körperfläche von $F = 1\,\mathrm{m}^2$ während des Experiments durchschnittlich $l = 3\,\mathrm{m}$ von der Quelle entfernt waren, erhalten wir die reduzierte Äquivalentdosis gemäß der folgenden Formel (aufgrund der groben Abschätzung sei ab hier auf die Angabe der Unsicherheit verzichtet):

$$H_{red} = \frac{F}{4\pi l^2} H_{tot} = 0.1\,\mu\mathrm{Sv}$$

Weiterhin müssen wir noch beachten, dass nur ein Teil der ankommenden Strahlung auch im Körper absorbiert wird. Wir entnehmen der Abbildung 1 aus der Versuchsbeschreibung, dass der Massenabsorptionskoeffizient für γ-Strahlung der vorliegenden Energie etwa $\mu_1 = 0.03\,\mathrm{cm^2/g}$ (dominiert durch Compton-Absorption) besitzt. Außerdem finden wir für den Massenabschwächungskoeffizienten durch Comptonstreuung $\mu_2 = 0.04\,\mathrm{cm^2/g}$, wobei hier im statistischen Mittel nur die Hälfte der Energie übertragen wird. Aus diesem Grund müssen wir die Wirkung eines Massenabsorptionskoeffizienten an der gesamten Abschwächung benutzen, die gerade $\frac{\mu_i}{\mu}$ mit $\mu = \sum_i \mu_i$ beträgt, sodass wir einzeln mit der prozentualen Energieübertragung α_i (hier: $\alpha_1 = 1$ und $\alpha_2 = 0.5$) gewichten können. Ferner schätzen wir die Wasserdichte im Körper zu $\rho = 1\,\mathrm{g/cm^3}$ und die Dicke des Körpers zu $z = 20\,\mathrm{cm}$ ab. Damit erhalten wir:

$$H = H_{red}\left(1 - \exp\left(-\mu z \rho\right)\right) \sum_i \alpha_i \frac{\mu_i}{\mu} = 0.7\, H_{red} = 0.07\,\mu\mathrm{SV}$$

Bei einer durchschnittlichen Gesamtstrahlenbelastung[3] von $H = 2,1\,\mathrm{mSv}$ pro Jahr entspricht die hier berechnete Maximalbelastung etwa $3.3 \times 10^{-3}\,\%$ der durchschnittlichen jährlichen Belastung.

3.6 Untersuchung der Energieauflösung des Ge-Detektors

Im letzten Schritt wollen wir noch die Energieauflösung abhängig von der einfallenden Energie überprüfen. Hierzu ziehen wir wieder die Halbwertsbreite (FWHM – Full width of half maximum) heran, die für eine Gauß-Verteilung durch $2\sqrt{2\ln 2}\,\sigma$ gegeben ist (mit Standardabweichung σ). Die Energieauflösung ist dann als Halbwertsbreite pro Energie gegeben, was sich in folgender Formel für den Mittelwert μ wiederfindet:

$$A(E) = \frac{2\sqrt{2\ln 2}\,\sigma}{\mu}$$

Im Folgenden lässt sich $A(E)$ für die gemessenen Spektren auftragen und im nächsten Schritt fitten, wobei wir die folgende Fit-Funktion verwenden:

$$A(E) = \frac{\sqrt{a + bE}}{E}$$

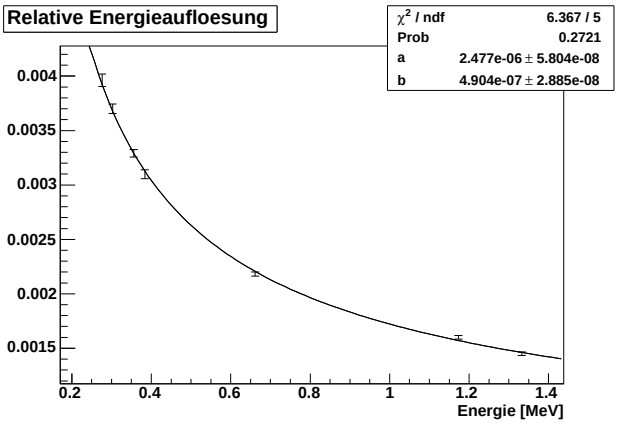

Abbildung 7: Energieabhängigkeit der relativen Energieauflösung

Quelle	Energie [MeV]	Relative Energieaufloesung [%]	PTC Verhaeltnis [%]
^{133}Ba	0.27629	0.396 ± 0.006	
	0.30271	0.370 ± 0.005	
	0.35586	0.329 ± 0.004	30.5 ± 0.2
	0.38370	0.310 ± 0.004	
^{137}Cs	0.66162	0.218 ± 0.002	21.9 ± 0.1
^{60}Co	1.17323	0.160 ± 0.002	
	1.33251	0.145 ± 0.002	6.5 ± 0.7

Tabelle 3: Eigenschaften des Detektors nach physikalischer Definition. Die Werte ergeben sich nach der im Text genannten Definition, mit Gauß'scher Fehlerfortpflanzung.

Wie Abbildung 7 zeigt, stimmt unsere Erwartung qualitativ mit unserer angepassten Kurve überein. Die dabei bestimmten Werte für die Parameter a und b sind dem Fit in Abbildung 7 zu entnehmen.
Die Energieauflösung (wobei ΔE die Halbwertsbreite bezeichnet) eines Halbleiters setzt sich aus drei Teilen zusammen gemäß:

$$\sigma^2 = \sigma_{E_\gamma}^2 + \sigma_{coll}^2 + \sigma_{noise}^2$$

1. Der Term σ_{E_γ} lässt sich auf statistische Schwankungen zurückführen und formelmäßig gemäß $\Delta E_q = \sqrt{8 \ln 2}\sqrt{F\,E_{pn}\,E}$ fassen, wobei der Fanofaktor F die Abweichung von der Poisson-Statistik angibt. Nehmen wir als Fanofaktor $F = 0.13$ für Germanium[5] an und für die Energie $E_{pn} = 2.98$ keV, was der durchschnittlichen Energie für Bildung eines Elektron-Loch-Paares entspricht, so erhalten wir für die Halbwertsbreite bei der ^{60}Co-Linie mit $E_\gamma = 1.33\,\mathrm{MeV}$ (Spezifizierungskonvention):

   $$\sigma_{E_\gamma} = 1.69\,\mathrm{keV}$$

   Dies stellt eine physikalische Grenze der Genauigkeit dar, welche aus dem Detektormaterial folgt und nicht durch äußere Verbesserungen verringert werden kann.

2. Der Term σ_{coll} resultiert aus Verlusten bei der Ladungssammlung im Detektor, was einerseits während des Driftens der Ladungsträger an den Rekombinationsstellen oder andererseits durch den Fenstereffekt, bei dem in der Detektortotschicht gebildete Ladungsträgerpaare noch vor der Trennung durch das elektrische Feld wieder rekombinieren. Zur Einschätzung dieses Beitrags wären weitere Messungen am Detektor vonnöten, die von uns nicht durchgeführt wurden.

3. Der Term σ_{noise} stellt das elektrische Rauschen dar, wie es beispielsweise durch den Vorverstärker des Detektors entsteht. Es wurden mithilfe eines Frequenzgenerators unterschiedliche Ladungsimpulse unterschiedlicher Höhe auf den Hauptverstärker zu geben, wobei wir feststellten, dass hier die Auswirkungen vonseiten der Elektronik vernachlässigbar erschienen.

3.7 Auswirkung von Fukushima auf das Untergrundspektrum

Im letzten Teil möchten wir die Auswirkung des Unfalls im Kernkraftwerk Fukushima auf das von uns gemessene Untergrundspektrum untersuchen. Hierzu wollen wir das von uns aufgenommene Spektrum vom 10.05.2011 mit dem einer anderen Versuchsgruppe vom 28.03.2011 vergleichen – die Unfallserie der Katastrophe begann am 11.03.2011. Da allerdings die vorangegangene Versuchsgruppe am 28.03.2011 noch keine Unterschiede feststellen konnten, gehen wir davon aus, dass zu jenem Zeitpunkt noch keine Radioaktivität in ausreichender Menge bis nach Berlin transpotiert wurde. Damit sollte für eine grobe Abschätzung der skizzierte Vergleich genügen.
Wie den beiden aufgezeichneten Spektren in Abbildung 22 entnehmbar ist, erscheinen keine deutlich erhöhten und zusätzlichen Linien, wie sie durch Austritt von radioaktivem Material zustande kommen. Aus diesem Grund gehen wir davon aus, dass sich zum Zeitpunkt unserer Messung ebenfalls noch keine starken Veränderungen des natürlichen Untergrundspektrums in Berlin ergaben. Dies mag zum einen an der großen Entfernung zwischen Japan und Deutschland sowie den für uns günstigen Winden liegen, die Radioaktivität eher nach Osten als nach Eurasien transpotierte, andererseits müssen wir auch anmerken, dass wir bei Aufnahme des Untergrundspektrums kein besonderes Augenmerk darauf legten die Auswirkungen von Fukushima zu analysieren. Aus diesem Grund ist es möglich, dass sich bei Vergrößerung bestimmter Linie, die für die entstehenden Zerfallsprodukte charakteristisch sind, eine leichte Erhöhung feststellbar sind.

Insbesondere sollte angemerkt werden, dass zur Feststellung geringfügiger Veränderungen im Untergrundspektrum die Spektren über eine noch längere Zeit genommen werden sollten, sodass noch mehr Statistik zur Verfügung steht.

4 Zusammenfassung

Im Experiment wurde ein Germaniumdetektor verwendet um γ-Strahlung zu messen. Hierbei wurden Spektren für die Isotope ^{133}Ba, ^{60}Co und ^{137}Cs aufgenommen. Hieraus ließ sich der Detektor kalibrieren, sodass eine Umrechnung der Detektorkanäle in Energien möglich wurde. Im Rahmen dieser Messungen wurden sowohl das Spektrum des Untergrundes als auch das von ^{137}Cs detaillierter untersucht. Es konnten die spezifischen Detektoreigenschaften, namentlich die Energieeffizienz, die Energieauflösung und das Peak-to-Compton-Verhältnis nach beiden Definitionen bestimmt werden.
Im weiteren Verlauf wurden ergänzende Untersuchungen zum Massenabsorptionskoeffizienten angestellt: Zum einen konnten für die vier Absorptionsmaterialien Al, Mo, Pb und Cu die zugehörigen Absorptionskoeffizienten bestimmt werden, zum anderen wurde ihre Abhängigkeit von Energie und Kernladungszahl der Materialien bestimmt. Hierbei zeigten sich teilweise deutliche Abweichungen, wobei zumindest die Größenordnung übereinstimmte, sodass wir hier in erster Linie von großen Unsicherheiten bei der Wertebestimmung ausgehen.
Abschließend fand noch eine detailliertere Begründung der Energieauflösung statt sowie ein Vergleich des aktuellen Untergrundspektrums mit einem früheren, um Auswirkungen durch die Fukushima-Katastrophe festzustellen – hierbei wurden keine Unterschiede festgestellt.

Literatur

[1] Skript - „Anleitung zum Versuch 'Halbleiterdetektoren' im Fortgeschrittenen-Praktikum“ von T. Hengstebeck, N. Pavel und M. Mamach, Humboldt-Universität zu Berlin, 10.12.2007

[2] „Radiation Detection and Measurement“, von Glenn F. Knoll, Kapitel 10

[3] Bundesamt für Strahlenschutz, Informationen zu Ionisierender Strahlung, `http://www.bfs.de/de/ion/faq/faq_istrahlung.html/#5`

[4] „Gammaspektroskopie“ - Wikipedia Foundation, `http://de.wikipedia.org/wiki/Gammaspektroskopie`

[5] „Fano factor“ - Wikipedia Foundation, `http://en.wikipedia.org/wiki/Fano_factor`

[6] „Halbleiterdetektoren für die Röntgen- und Gammaspektroskopie“, von Dr. Oliver Boslau

[7] J. Hubbell und S. Seltzer, National Insitutte of Standards and Technology, Report NISTIR 5632, 1 (1995)

5 Anhang

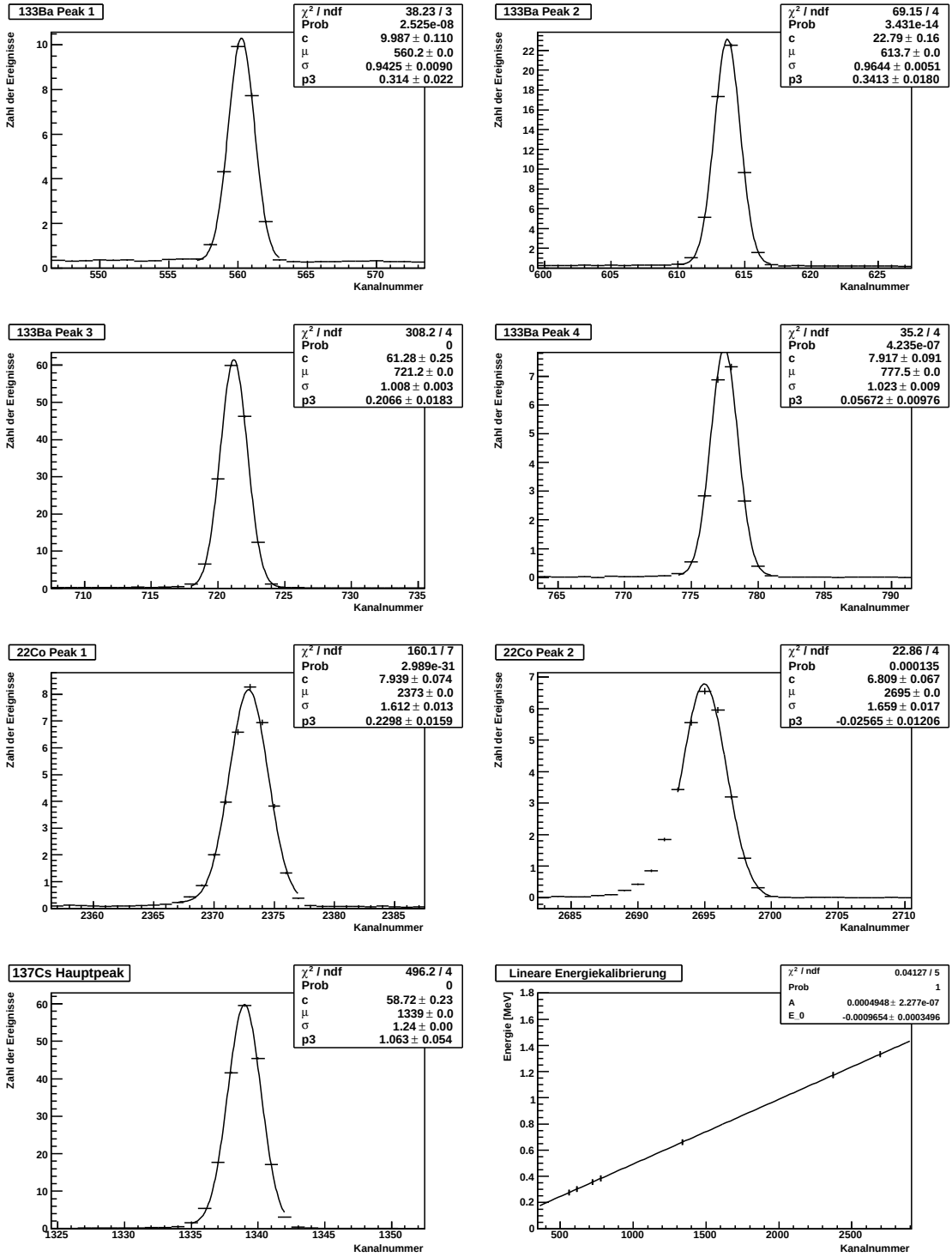

Abbildung 8: Lineare Kalibrierung

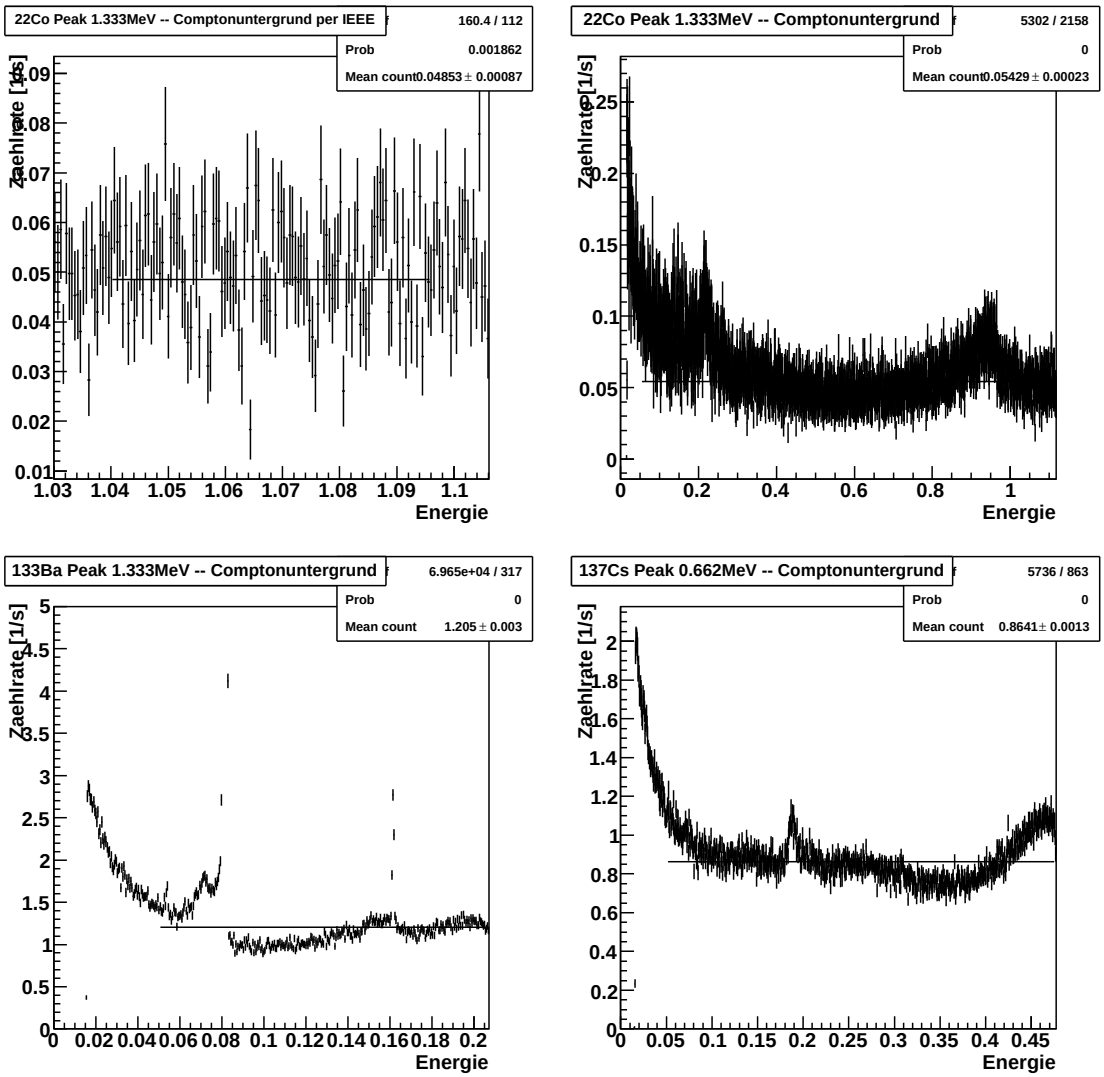

Abbildung 9: Bestimmung des Peak-to-Compton-Verhältnisses

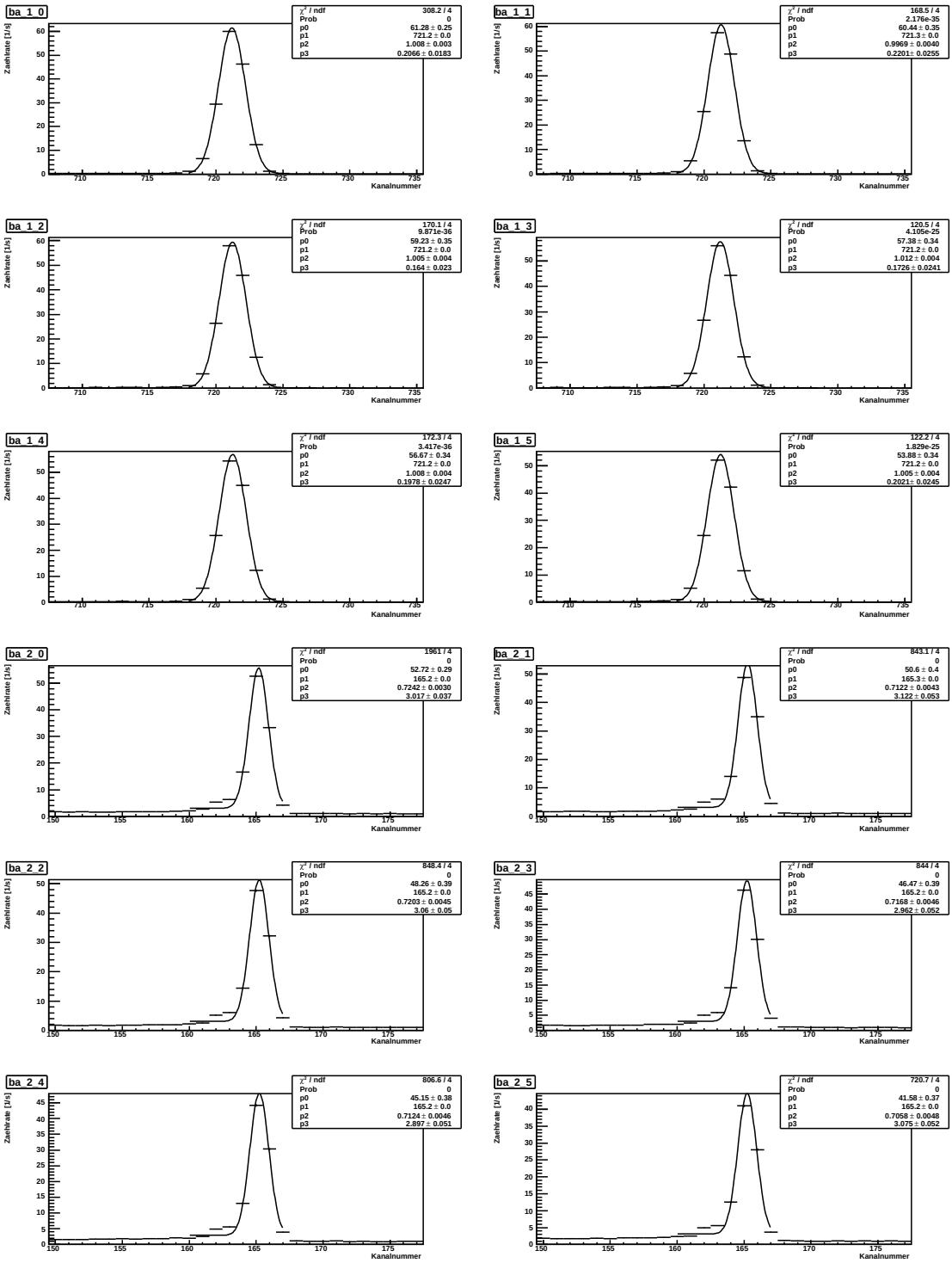

Abbildung 10: Gaußfit für Absorptionsmaterial Al (Dicke $z \in \{1\,\mathrm{mm}, 2\,\mathrm{mm}, 3\,\mathrm{mm}, 4\,\mathrm{mm}, 5\,\mathrm{mm}\}$)

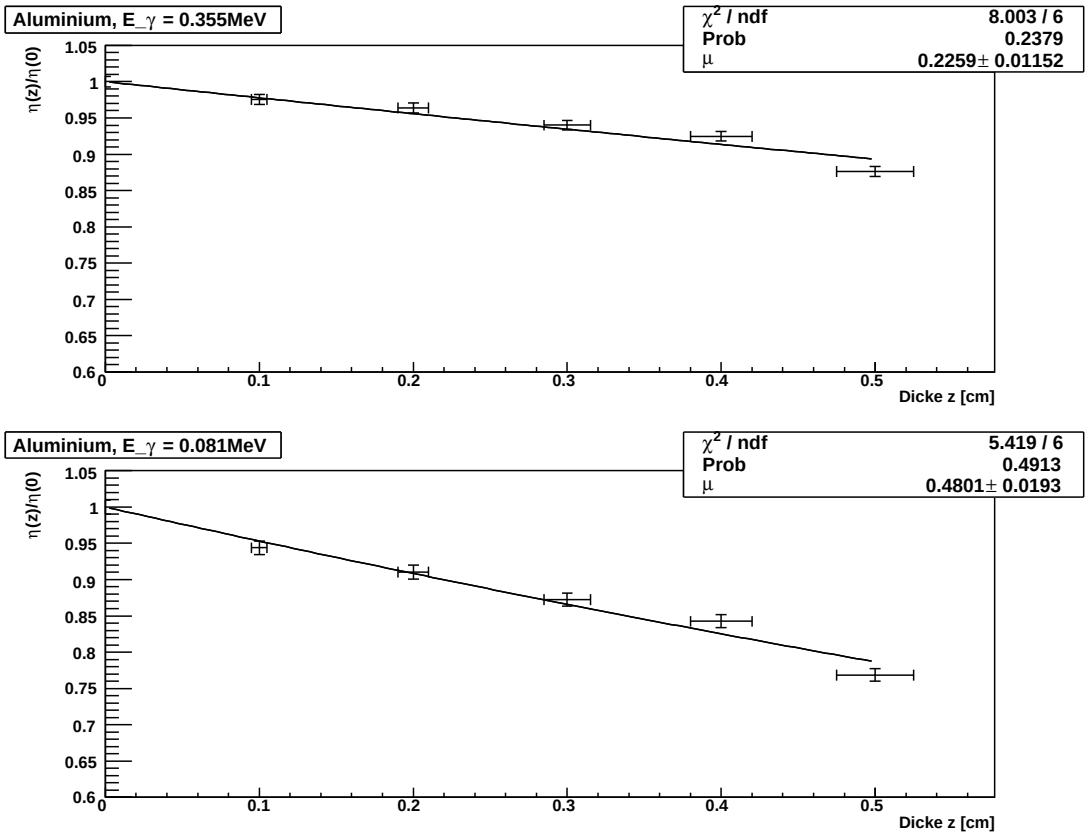

Abbildung 11: Bestimmung des Massenabsorptionskoeffizienten für Al

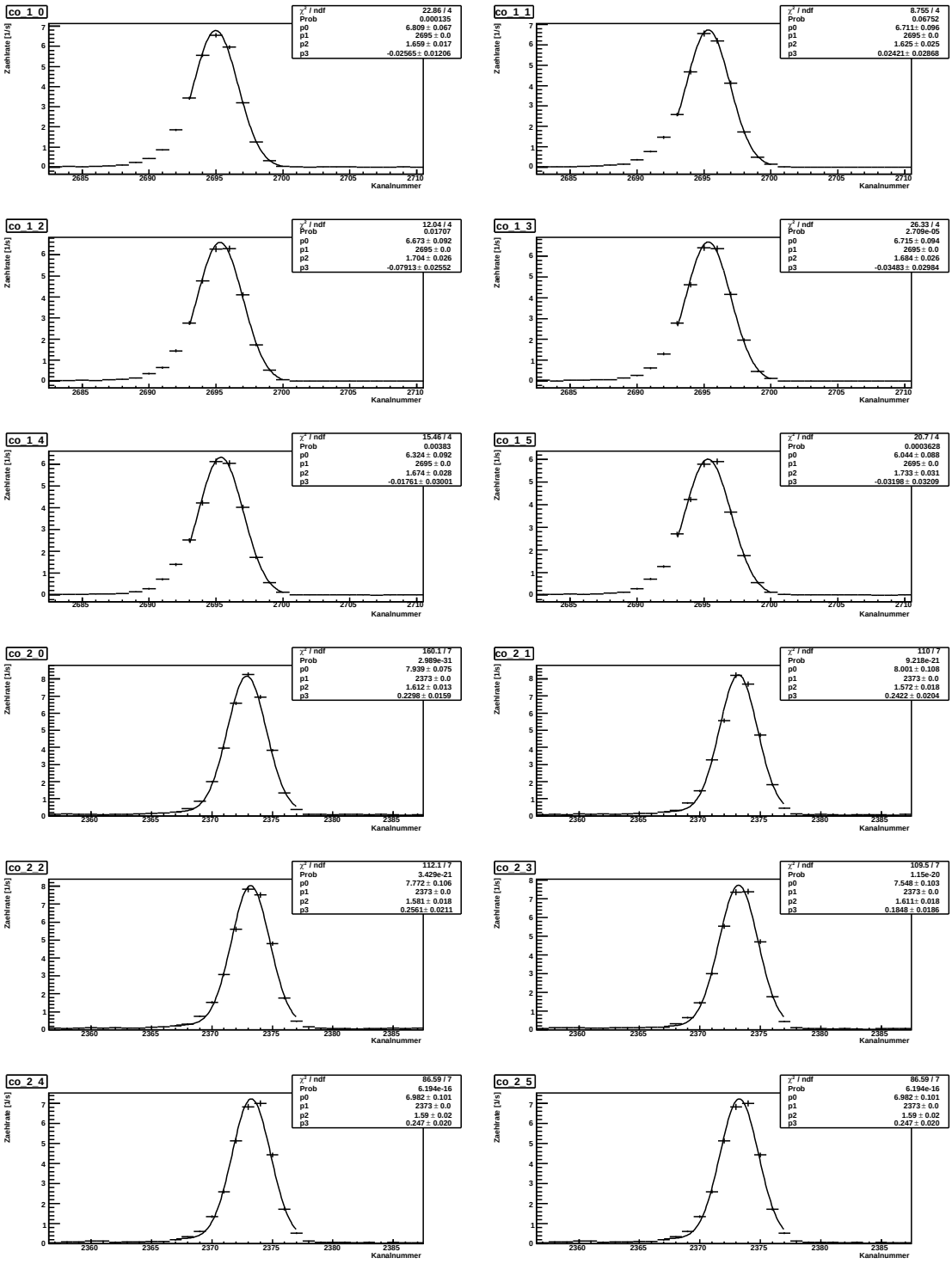

Abbildung 12: Gaußfit für Absorptionsmaterial Cu – Co-Linien (Dicke $z \in \{0.12\,\mathrm{mm}, 0.25\,\mathrm{mm}, 0.5\,\mathrm{mm}, 1\,\mathrm{mm}, 2\,\mathrm{mm}\}$)

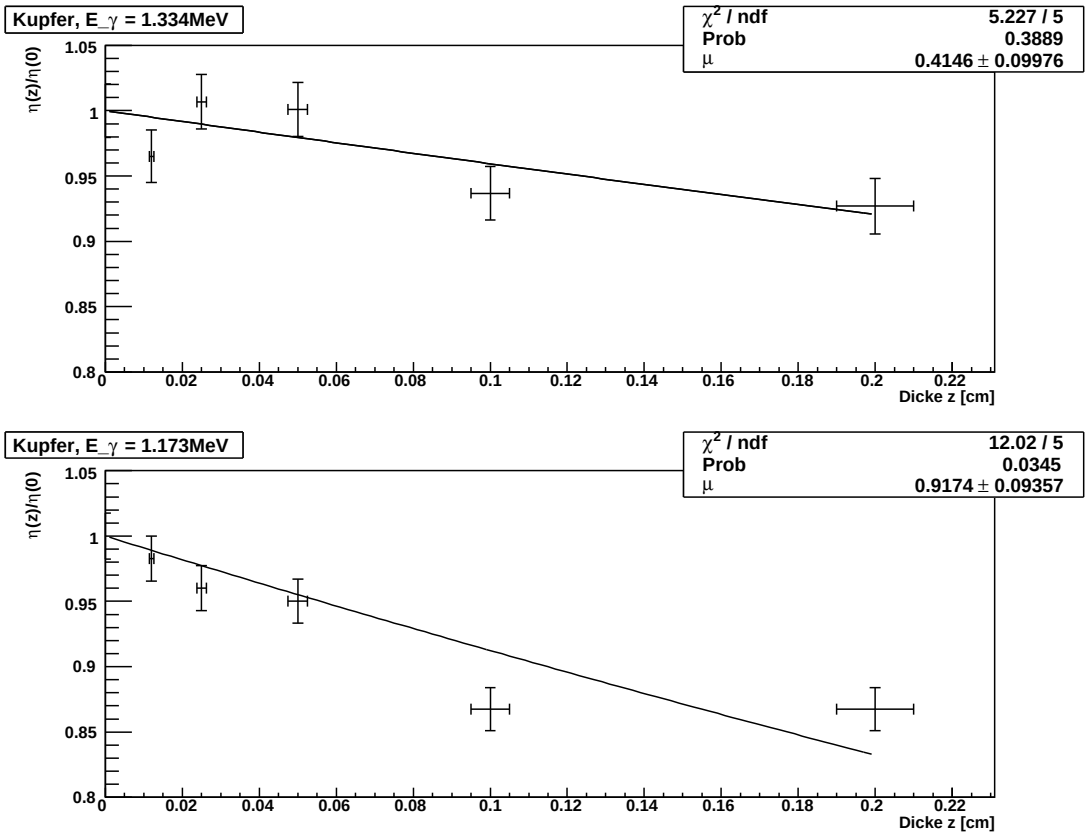

Abbildung 13: Bestimmung des Massenabsorptionskoeffizienten für Cu (Berücksichtigung aller Werte) – Co-Linien

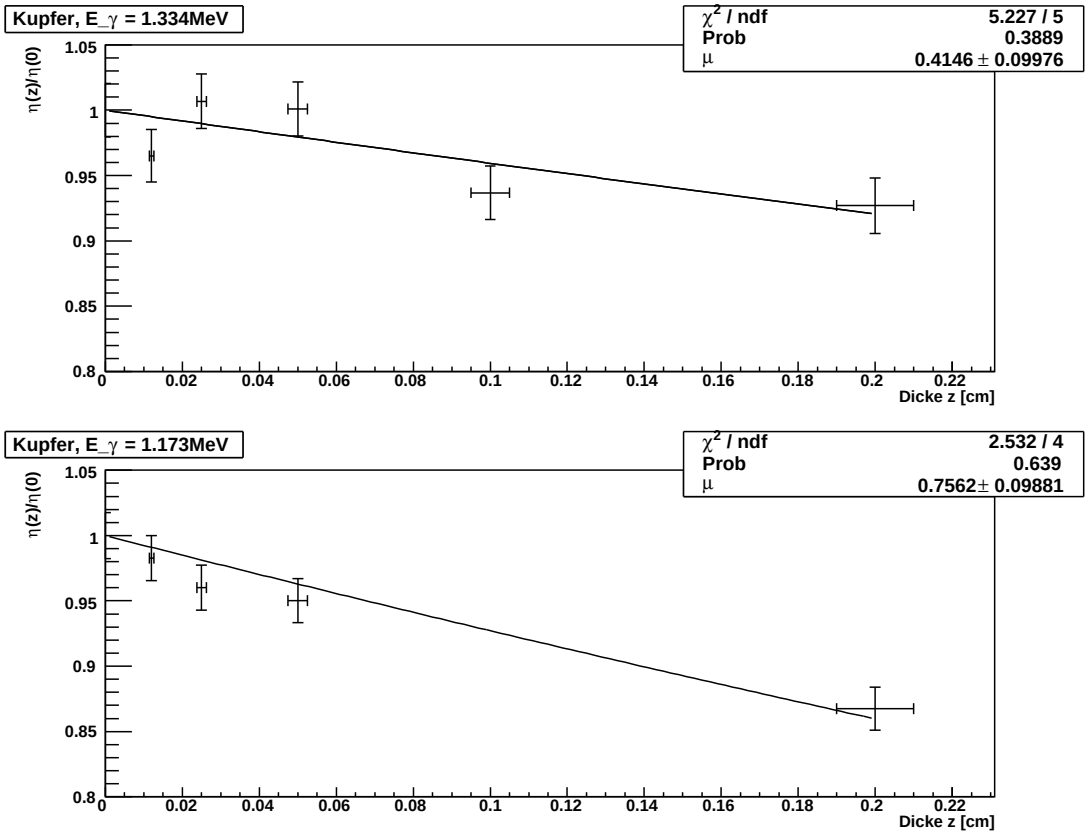

Abbildung 14: Bestimmung des Massenabsorptionskoeffizienten für Cu (Maskierung eines Wertes) – Co-Linien

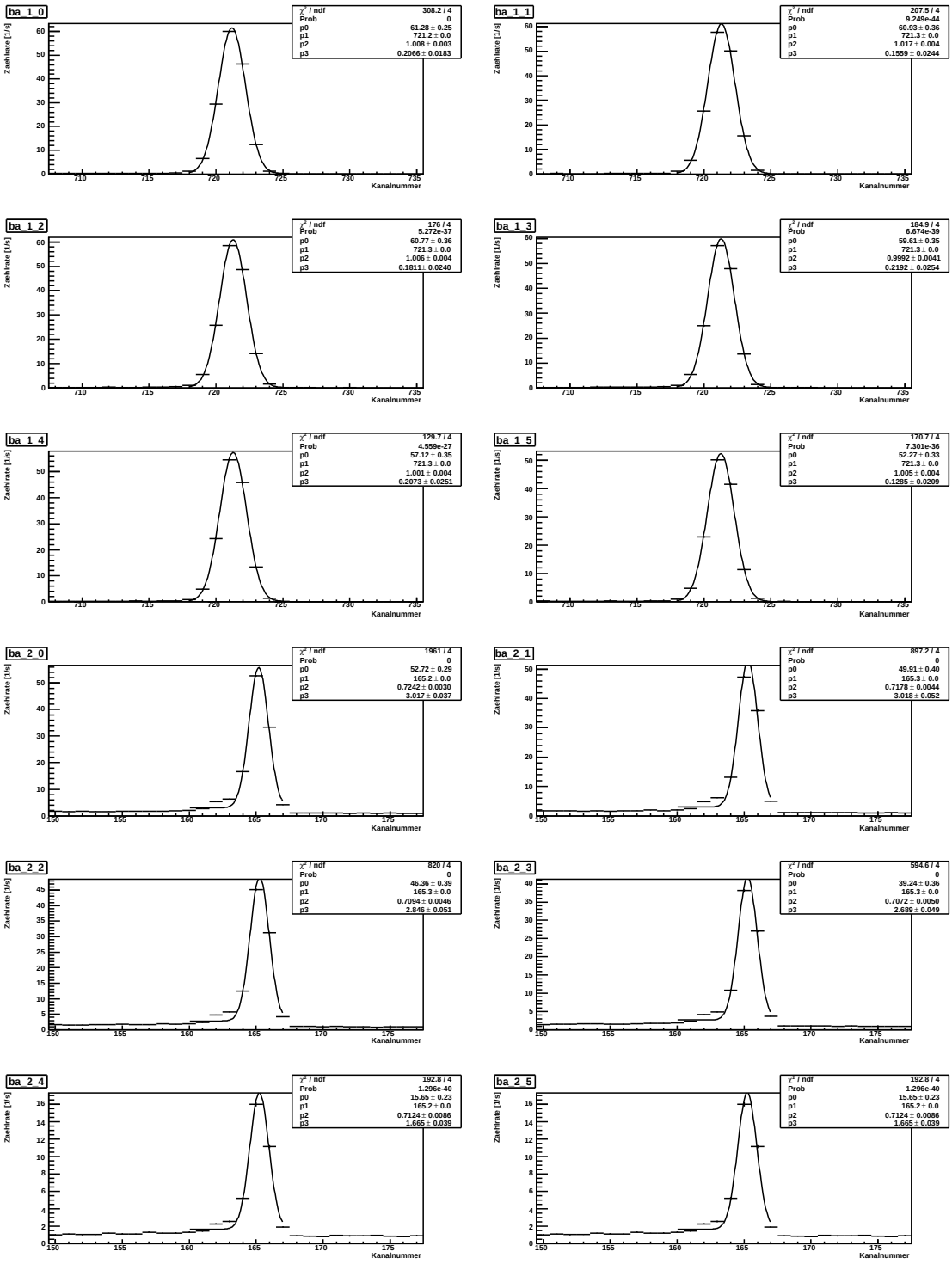

Abbildung 15: Gaußfit für Absorptionsmaterial Cu – Ba-Linien (Dicke $z \in \{0.12\,\mathrm{mm}, 0.25\,\mathrm{mm}, 0.5\,\mathrm{mm}, 1\,\mathrm{mm}, 2\,\mathrm{mm}\}$)

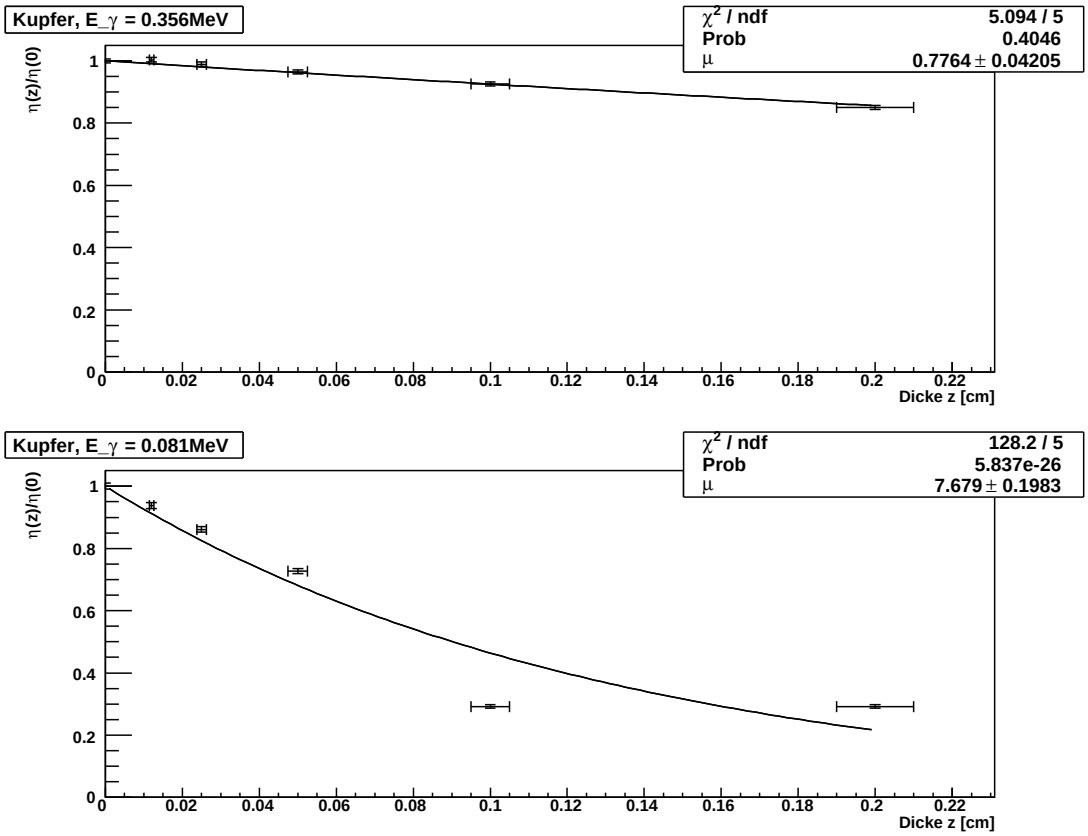

Abbildung 16: Bestimmung des Massenabsorptionskoeffizienten für Cu (Berücksichtigung aller Werte) – Ba-Linien

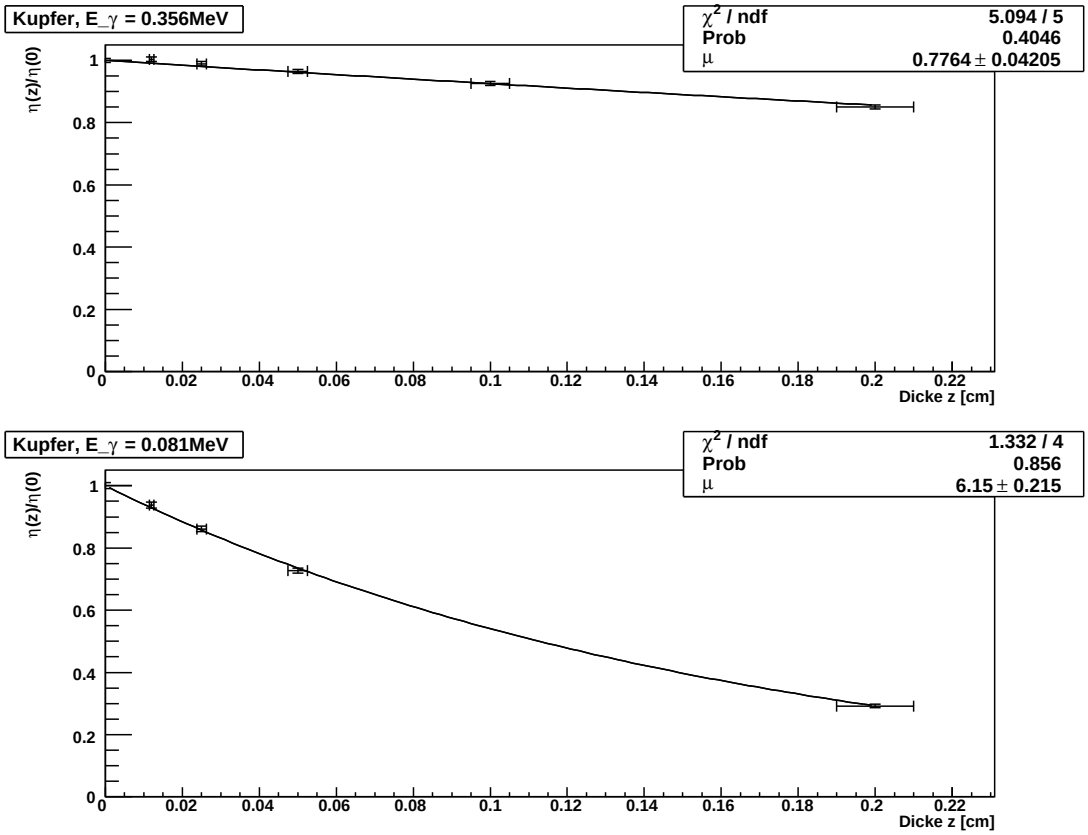

Abbildung 17: Bestimmung des Massenabsorptionskoeffizienten für Cu (Maskierung eines Wertes) – Ba-Linien

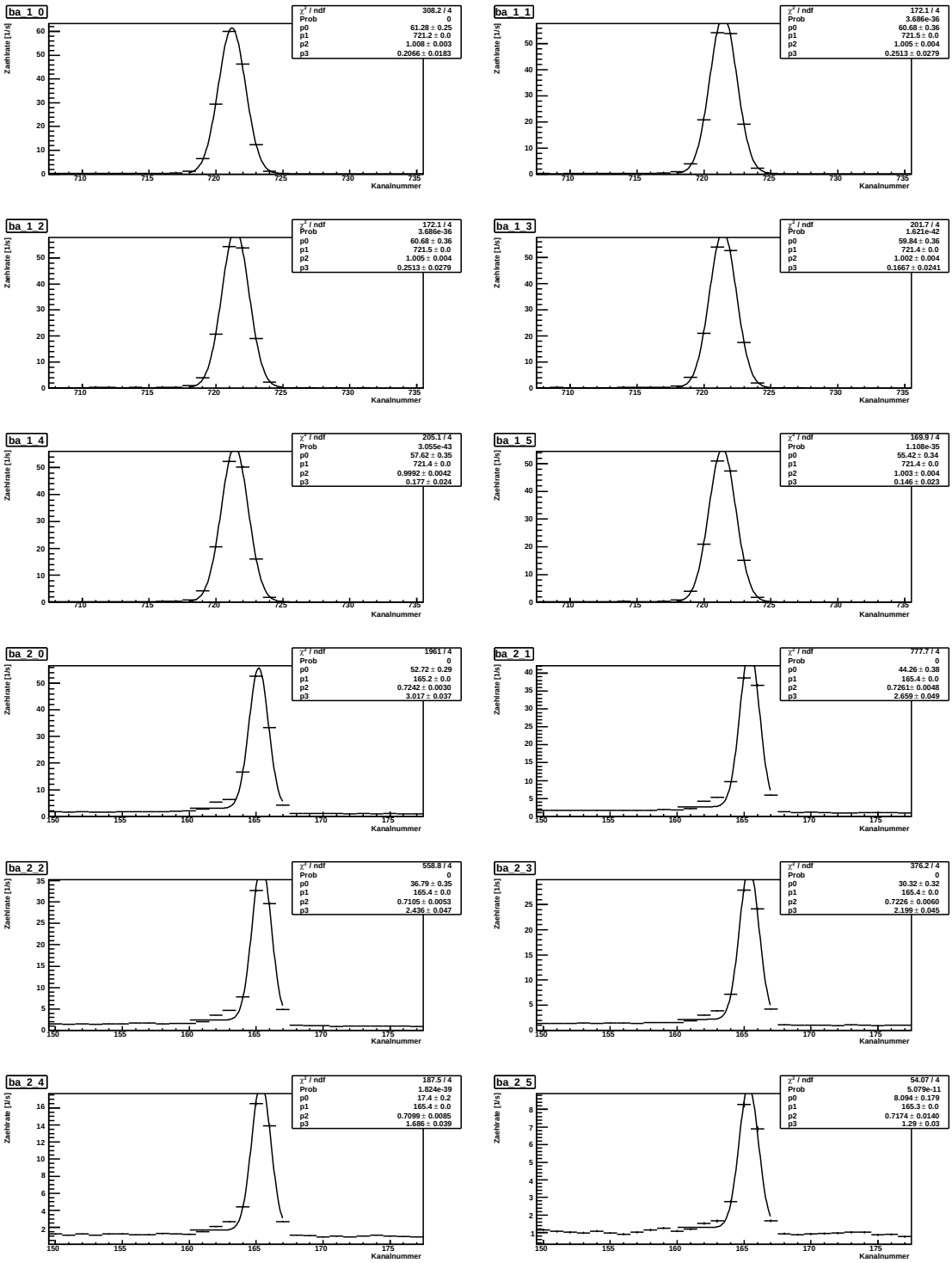

Abbildung 18: Gaußfit für Absorptionsmaterial Mo (Dicke $z \in \{0.1\,\mathrm{mm}, 0.2\,\mathrm{mm}, 0.3\,\mathrm{mm}, 0.6\,\mathrm{mm}, 1\,\mathrm{mm}\}$)

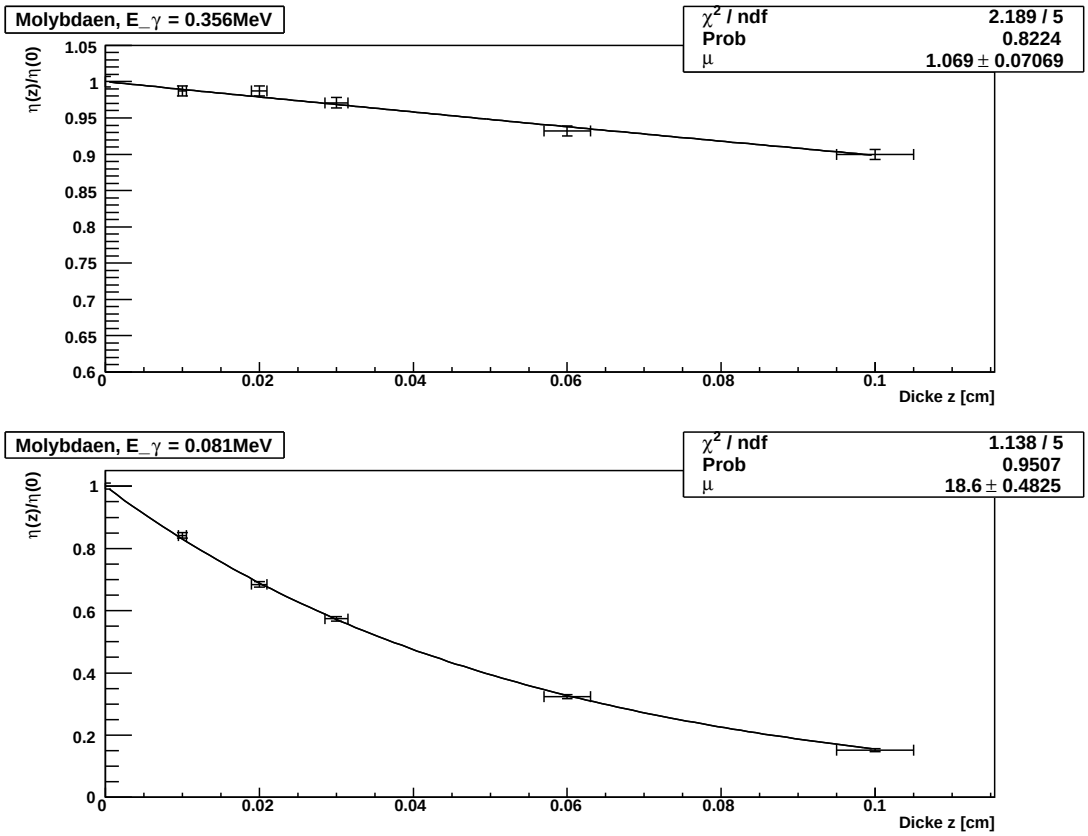

Abbildung 19: Bestimmung des Massenabsorptionskoeffizienten für Mo

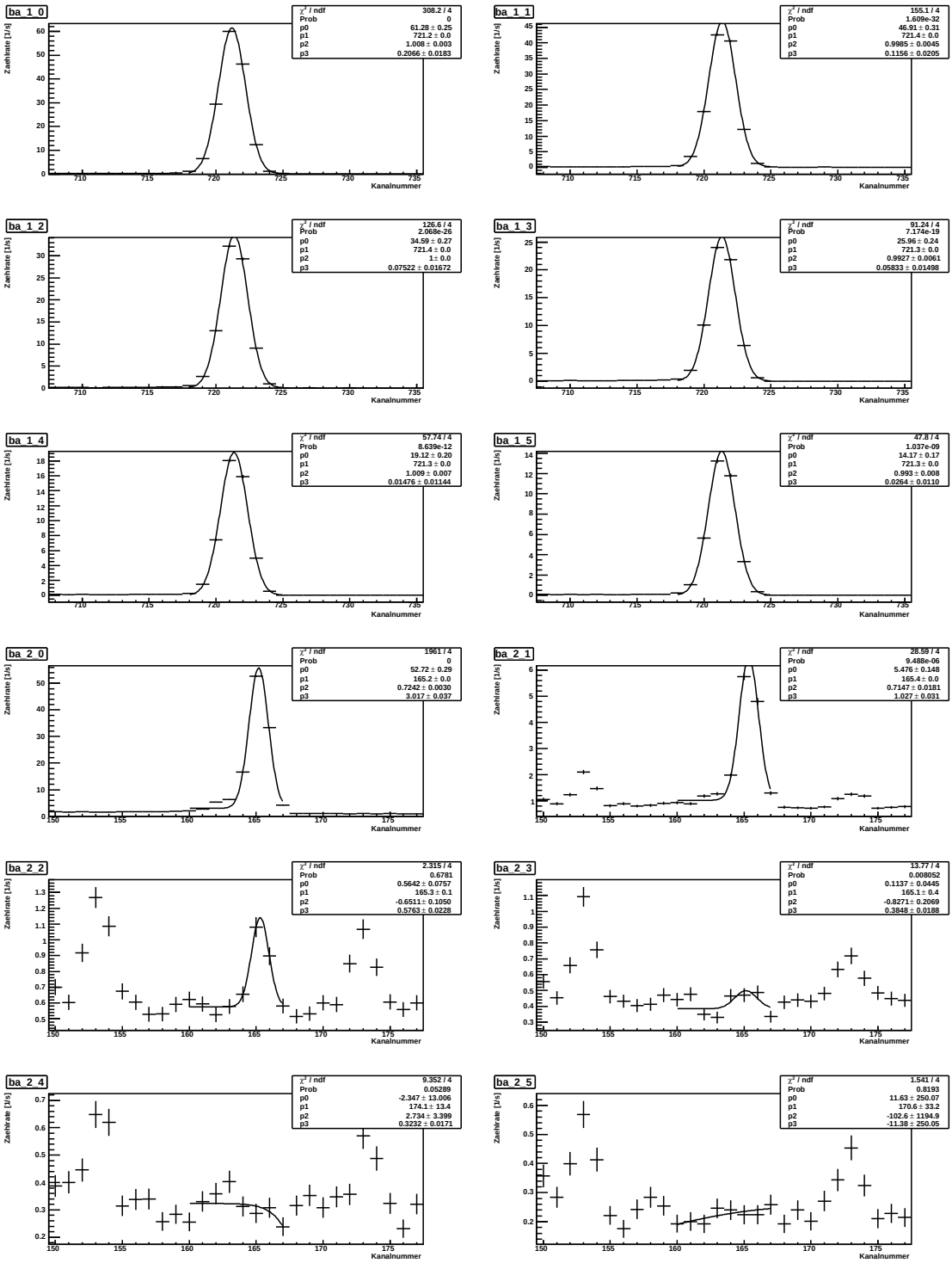

Abbildung 20: Gaußfit für Absorptionsmaterial Pb (Dicke $z \in \{1\,\mathrm{mm}, 2\,\mathrm{mm}, 3\,\mathrm{mm}, 4\,\mathrm{mm}, 5\,\mathrm{mm}\}$) – für Dicke $z \in \{4\,\mathrm{mm}, 5\,\mathrm{mm}\}$ nicht alle Fits möglich

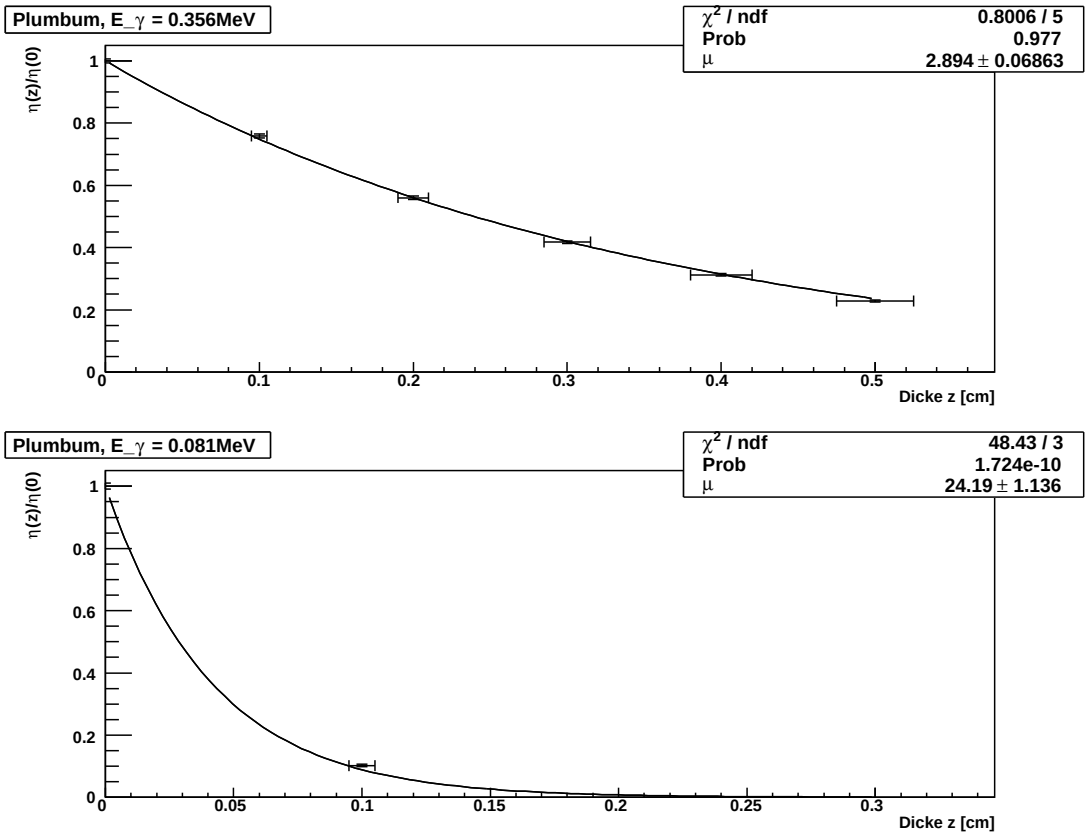

Abbildung 21: Bestimmung des Massenabsorptionskoeffizienten für Pb

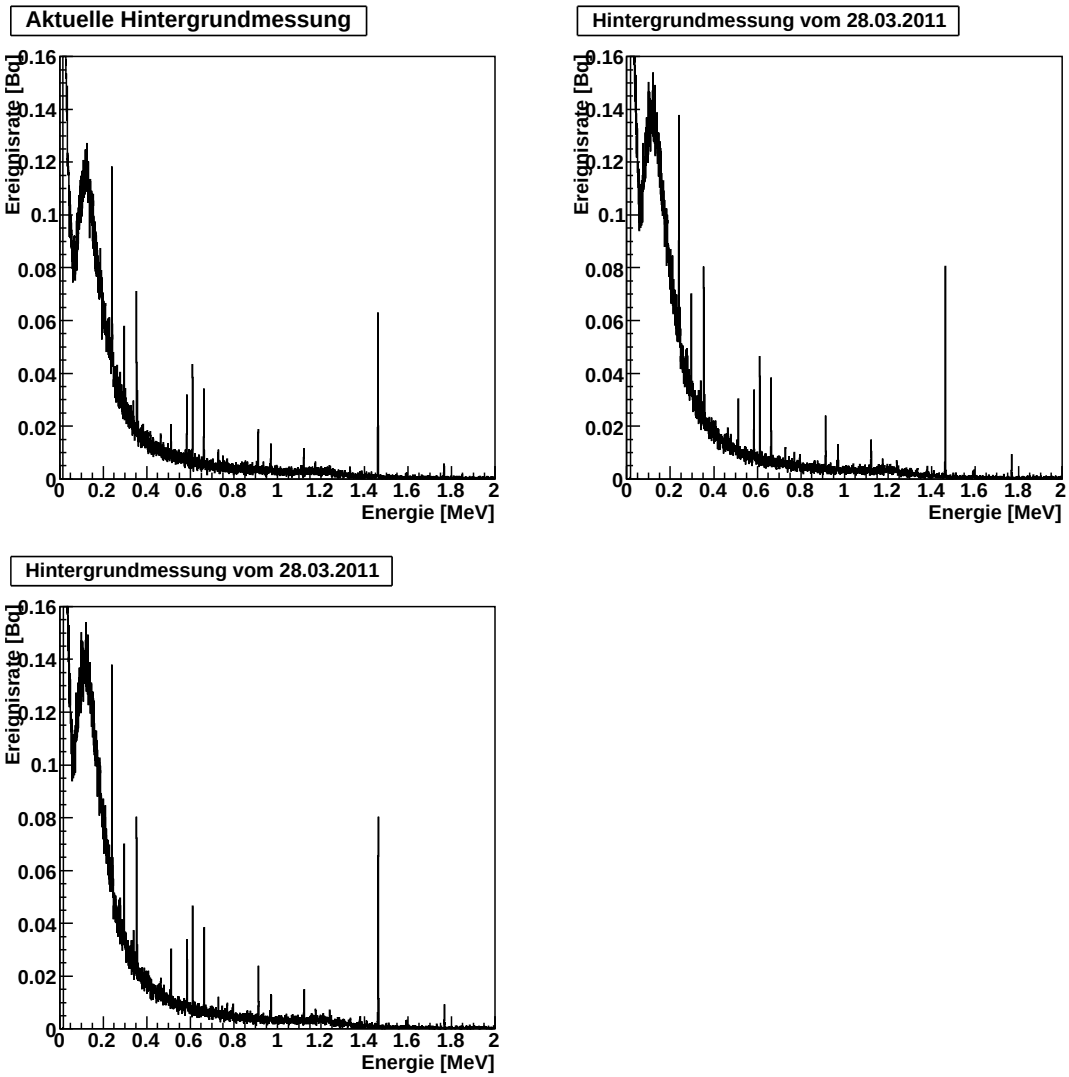

Abbildung 22: Betrachtung der Auswirkungen der Fukushima-Katastrophe