Technische Universität Darmstadt WS 2007/2008

Versuchsausarbeitung

Versuch 2.8b
Positronen-Emissions-Tomographie

Bastian Löher und Antje Weber

Januar 2008

Betreuer: Sebastian Müller

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **3**
1.1 β^+-Zerfall . . . 3
1.2 Annihilation von Positron und Elektron . . . 3
1.3 Koinzidenzmessung . . . 4

2 Versuchsdurchführung **4**
2.1 Versuchsaufbau . . . 4
2.2 Aufnahme des ^{22}Na-Spektrums und Energieeichung . . . 5
2.3 Aufnahme von Koinzidenzen und Zeiteichung . . . 5
2.4 Bestimmung der Ortsauflösung der Koinzidenzmessung . . . 5
2.5 PET-Analyse der Schatztruhe . . . 5

3 Auswertung **6**
3.1 Signale am Oszilloskop . . . 6
3.2 Eichung und Interpretation des ^{22}Na-Spektrums . . . 7
3.3 Auswertung zur Ortsauflösung der Koinzidenzmessung . . . 7
3.4 Auswertung der PET-Analyse . . . 8

1 Einleitung

Das Verfahren der Positronen-Emissions-Tomographie (PET) findet besonders in medizinischen Bereichen Anwendung. Mit Hilfe dieser Untersuchungsmethode ist es möglich, zum Beispiel die Bildung eines Tumors oder Alzheimer frühzeitig zu erkennen. Dabei werden den Patienten radioaktiv markierte Stoffe, wie zum Beispiel Glucose, verabreicht. Man nutzt bei dieser Methode aus, dass diese so genannten Tracer unter β^+ (Positronen) -Aussendung zerfallen und dass Positronen mit Elektronen in zwei γ-Quanten zerstrahlen, die detektiert werden können. Der Zuckerstoffwechsel in einem wachsenden Tumor oder dem Gehirn ist sehr hoch. Das bedeutet, dass gerade dort ein großer Teil der Tracer angelagert wird. Die detektierten γ-Quanten lassen dann wiederum Rückschlüsse auf die Orte, an denen sie entstanden sind mit einer gewissen Ungenauigkeit zu, so dass der Tumor oder die inaktive Stelle im Gehirn lokalisiert werden kann. Stoffe, wie ^{11}C,^{13}N,^{15}O und^{18}F werden häufig als Tracer verwendet, da sie keine zu lange Lebensdauer haben (max. ein paar Stunden) und direkt in den Grundzustand zerfallen.

1.1 β^+-Zerfall

Beim β^+-Zerfall handelt es sich um einen Prozess, bei dem sich die Kernladungszahl Z eines Isotops um ± 1 ändert, die Massenzahl A bleibt jedoch konstant:

$$ {}^{A}_{Z}X^{N} \rightarrow {}^{A}_{Z-1}Y^{N+1} + e^{+} + \nu_e \tag{1} $$

Dabei wird ein Proton in ein Neutron umgewandelt und es entsteht durch schwache Wechselwirkung ein Positron und ein Neutrino.

Unter solchen Prozessen zerfallen nur protonenreiche Kerne und damit der β^+-Zerfall überhaupt stattfinden kann muss die Masse des Tochternuklids mindestens zwei Elektronen-Ruhemassen (m_0 = 511 keV) kleiner sein, als die des Mutternuklids.

1.2 Annihilation von Positron und Elektron

Da Positronen die Antiteilchen der Elektronen sind, kommt es zur Annihilation, wenn zwei solcher Teilchen aufeinander treffen. Das bedeutet, dass unter Aussendung elektromagnetischer Strahlung (γ-Quanten) die beiden Teilchen vernichtet werden. Welche Energie die γ-Quanten haben hängt davon ab, welche Energie das Positron und das Elektron vorher hatten. Auch der Winkel der Zerstrahlung hängt in geringem Maße von der kinetischen Energie ab. Bei $E_{kin} \rightarrow 0$ werden sie in einem Winkel von nahezu $\theta = 180^{\circ}$ ausgesandt. Wird die kinetische Energie jedoch größer, so werden die Quanten unter einem Winkel abgestrahlt, der um einen bestimmten Wert von θ abweicht. Dies hängt mit der Annihilationswinkelkorrelation

$$ \alpha \approx \frac{p_T}{m_e \cdot c} \tag{2} $$

zusammen, wobei p_T die Tangentialkomponente des Gesamtteilchenimpulses ist. Damit ergibt sich der neue Abstrahlwinkel zu $\Theta = \alpha + \theta$.

Die Energien der abgestrahlten γ-Quanten unterscheiden sich dann, aufgrund der Dopplerverschiebung, um den Wert $\frac{p_L}{2}$, dabei ist p_L der longitudinale Anteil des Gesamtteilchenimpulses.

In unserem Fall ist die Dopplerverbreiterung aber nicht von Belang, da die Positronen in Materie durch elastische Stöße stark abgebremst werden und für eine bestimmte Zeitspanne mit einem Elektron ein Positroniumatom bilden. Dann erst reagieren sie mit dem Elektron, und haben so wenig Restenergie, so dass die Winkelverschiebung vernachlässigbar ist.

1.3 Koinzidenzmessung

In diesem Versuch verwenden wir zur Messung von Ereignissen die Koinzidenzmessung. Das bedeutet, es wird nur dann ein Ereignis ausgegeben, wenn in zwei gegenüberliegenden Detektoren zeitgleich Ereignisse detektiert wurden. Die Detektoren stehen sich in einem Winkel von 180° gegenüber. Wir verwenden diese Methode, da bei der Annihilation eines Positrons und eines Elektrons zwei Quanten im Winkel von nahezu 180° abgestrahlt werden. Jedoch können auch falsche Koinzidenzen auftreten, wie z.B.

- zufällige Koinzidenzen: Diese treten auf, wenn zwei γ Quanten zufällig gleichzeitig in die Detektoren treffen.
- verworfene Koinzidenzen: Wenn die zeitliche Detektionsdifferenz zweier Photonen zu hoch ist.
- absorbierte Koinzidenzen: Wird eines der beiden γ Quanten absorbiert, so wird kein Ereigniss ausgegeben.
- gestreute Koinzidenzen: Eines der Quanten wird gestreut und somit auch nicht detektiert.

Als Detektor verwenden wir einen Szintillatorzähler. Dieser besteht aus einem Szintillatormaterial, welches mit Leuchtzentren dotiert ist und einem Photomultiplier. Im Szintillatormaterial werden durch die eintreffenden γ Quanten Elektronen aus den Leuchtzentren angeregt. Diese emittieren wiederum Photonen im UV-Bereich durch Zurückfallen in den Ausgangsenergiezustand. Die UV-Photonen treffen auf eine Photoplatte und lösen dort Elektronen aus. Diese Elektronen werden dann im Photomultiplier durch eine Anordnung von Dynoden vervielfältigt, so dass sie detektiert werden können.

2 Versuchsdurchführung

2.1 Versuchsaufbau

Der Aufbau besteht aus zwei direkt gegenüber angeordneten BGO-Detektoren, die mit Bleikollimatoren versehen sind. In der Mitte zwischen den Detektoren befindet sich ein beweglicher Schlitten, der entweder eine ^{22}Na-Quelle aufnehmen kann, oder die zu untersuchende Schatztruhe mit mehreren Quellen mit unbekannter Position fixiert.

Die Detektoren sind durch $700\,V$ Hochspannung gespeist und können an diverse Module in einem Crate angeschlossen werden.

Das Crate enthält die HV, einen Spectrum Amplifier, zwei Timing Filter Amplifier (TFA), zwei Constant Fraction Diskriminatoren (CFD), ein einstellbares Delay (0.5 bis 63.5 ns), ein Time To Amplitude Converter (TAC) und ein ADC-Modul.

2.2 Aufnahme des ^{22}Na-Spektrums und Energieeichung

Das Energiespektrum wird aufgenommen, indem einer der Detektoren durch den Spectrum Amplifier direkt an den ADC angeschlossen wird. Die ^{22}Na-Quelle liegt exakt in der Line of Response (LOR) der beiden Detektoren. Die Messung dauert so lange, bis im Fotopeak insgesamt 10000 Ereignisse detektiert wurden, damit der Fehler der Messung unter 1% bleibt. Die anschließende Energieeichung erfolgt anhand der Lage von Fotopeak und Annihilationspeak.

2.3 Aufnahme von Koinzidenzen und Zeiteichung

Zur Koinzidenzmessung werden beide Detektoren durch die CFAs an die TFAs angeschlossen. Der Ausgang des ersten TFA wird mit dem Start-Eingang des TAC verbunden und der Ausgang des zweiten durch das Delay mit dem Stop-Eingang des TAC. Der Ausgang des TAC liegt am Eingang des ADC. So kann mit einer geeigneten Einstellung des Delays eine Koinzidenzmessung durchgeführt werden. Auch hier liegt die Quelle exakt in der LOR. Eine Zeiteichung des Spektrums wird mit verschiedenen Einstellungen des Delays durchgeführt (Messung jeweils 120 Sekunden).

2.4 Bestimmung der Ortsauflösung der Koinzidenzmessung

Damit bekannt ist, in welchen Schritten die Schatztruhe sinnvollerweise abgetastet wird, muss die Ortsauflösung der Anordnung bestimmt werden. Dazu wird die Quelle in Schritten von $1\,mm$ im Bereich von [-5;5] und in Schritten von $2\,mm$ bis maximal $\pm 11\,mm$ zur LOR verschoben und jeweils ein Zeitspektrum für 120 Sekunden aufgenommen. Aus den Spektren kann die Ortsauflösung bestimmt werden.

2.5 PET-Analyse der Schatztruhe

Der Probenhalter wird durch die mit verschiedenen Quellen bestückte Schatztruhe ersetzt. In der durch die Ortsauflösung bestimmten Schrittweite wird die Schatztruhe einmal längs (x-Richtung) und einmal quer (y-Richtung) durch die LOR geführt. Bei jedem Schritt wird für jeweils 120 Sekunden ein Spektrum aufgenommen. Zur eindeutigen Identifizierung der Proben werden noch Diagonalmessungen durchgeführt.

3 Auswertung

3.1 Signale am Oszilloskop

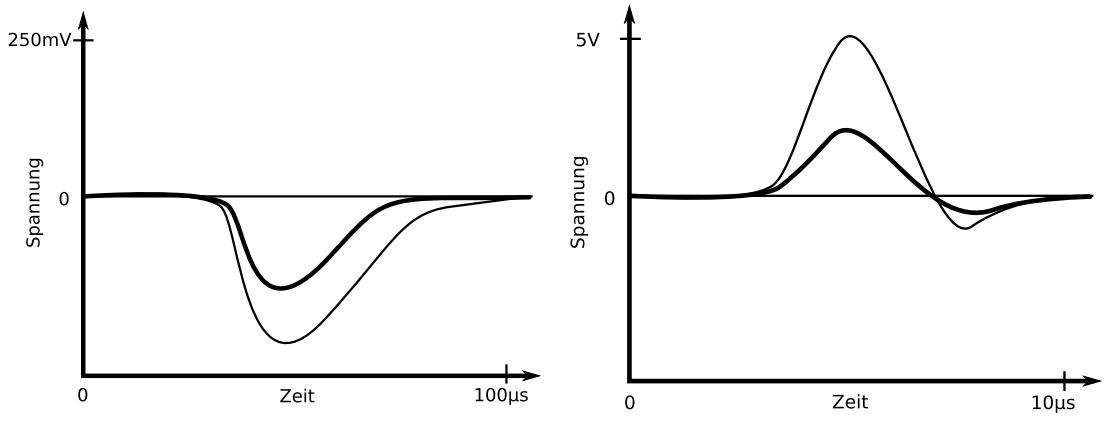

Abbildung 1 – (links) Ausgangssignal des Detektors. (rechts) Ausgangssignal des Verstärkers.

Das Ausgangssignal der Detektoren (Abb. 1, links) ist ein unipolares Signal mit klarer steiler Anstiegsflanke und relativ langer fall time. Es zeigt starke Schwankungen der Amplitude, jedoch liegen bei zwei Energien besonders viele Counts, weshalb zwei Signalhöhen besonders deutlich zu sehen sind. Die der 511 keV Linie entsprechende Signalhöhe ist dabei die deutlichere. Im späteren Spektrum sehen wir auch, dass der Annihilationspeak bei 511 keV am größten ist.

Der Spectrum Verstärker erhöht die Amplitude der Detektorsignale annähernd proportional um den Faktor 20, erzeugt jedoch ein wesentlich langsameres bipolares Signal mit einem deutlichen Undershoot. Rise und fall time sind ähnlich lang. (Abb. 1, rechts)

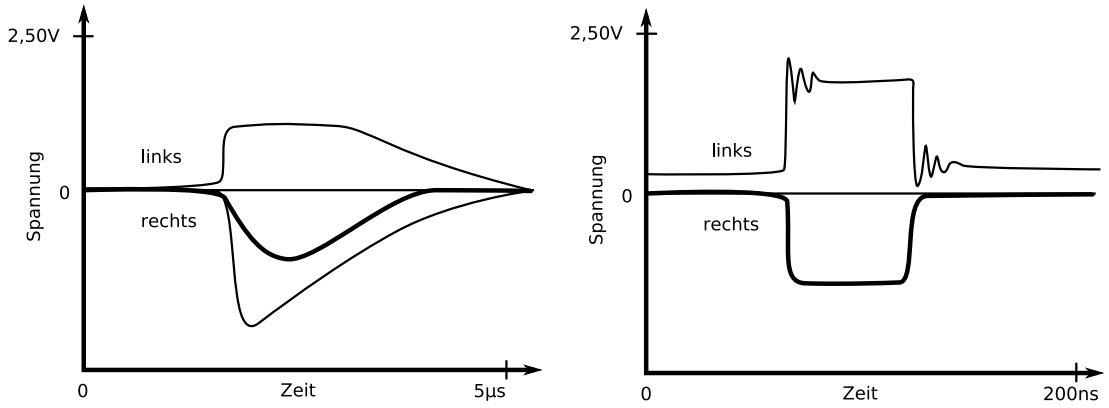

Abbildung 2 – (links) Ausgangssignal der TFAs. Das linke Signal wurde am Oszilloskop invertiert. (rechts) Ausgangssignal der Diskriminatoren. Das linke Signal wurde am Oszilloskop invertiert und die Baseline etwas angehoben.

Die timing filter Verstärker erzeugen aus den Detektorsignalen sehr schnelle Signale mit etwa

10 facher Verstärkung (Abb. 2, links). Das Signal des linken TFAs war in unserem Aufbau positiv ausgegeben worden, was zu clipping geführt hat. Diese Fehleinstellung haben wir im Verlauf des Versuchs allerdings entdeckt und bereinigt. Auch hier erfolgt die Verstärkung annähernd proportional zur Eingangssignalhöhe.

Die Diskriminatoren erzeugen schnelle logische Signale, weshalb die Signalhöhe einen konstanten Wert hat (Abb. 1, rechts). Das logische Signal des linken Kanals ist durch starkes Nachschwingen gekennzeichnet. Das resultiert vermutlich aus dem fehlerhaft konfigurierten Ausgangssignal des TFA für diesen Kanal. Hier kann nicht mehr zwischen den einzelnen Energien unterschieden werden.

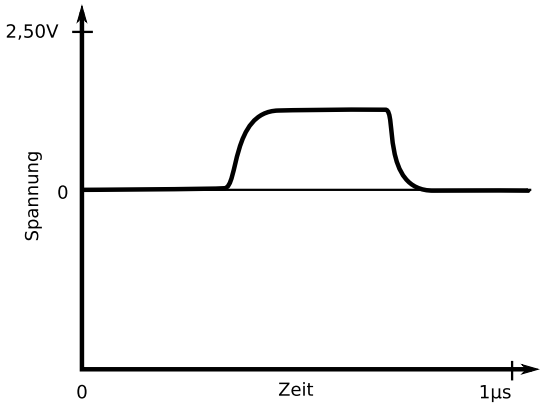

Abbildung 3 – Ausgangssignal des TAC.

Das Ausgangssignal des TAC (Abb. 3, links) hat steile Flanken und ist ein analoges Signal, dessen Amplitude ein Maß für die Zeitdifferenz zwischen Start- und Stopzeitpunkt ist. Der Zusammenhang zwischen Zeitdifferenz und Amplitude ist annähernd linear und kann deshalb mit zwei oder drei Messpunkten hinreichend geeicht werden. Das Signal ist hinreichend schnell, um alle auftretenden Koinzidenzen zu erfassen.

3.2 Eichung und Interpretation des ^{22}Na-Spektrums

Zur Eichung des Energiespektrums haben wir den Annihilationspeak bei 511 keV und den Photopeak bei 1275 keV verwendet. Diese Energien liegen auf den Kanälen 151 und 381. Zusätzlich im Spektrum zu sehen ist der Rückstreupeak bei 180 keV, die beiden Comptonkanten bei 255 keV und 1050 keV und in der logarithmischen Auftragung schwach erkennbar der Summationspeak (im Untergrund) bei 1785 keV.

3.3 Auswertung zur Ortsauflösung der Koinzidenzmessung

Für die graphische Darstellung werden von jeder Messung die Counts von Kanal 472 bis Kanal 710 (in diesem Bereich ist der Peak zu erwarten) aufsummiert. Dann werden diese Werte durch die maximale Anzahl der Counts dividiert, um sie zu normieren. Der zugehörige Plot ist in Abb. 5 zu sehen. Als Fehler wird die Wurzel aus den normierten Werten angegeben. Aus dem Plot ist zu entnehmen, dass wir eine Ortsauflösung von ca. 3 mm haben, da in diesem

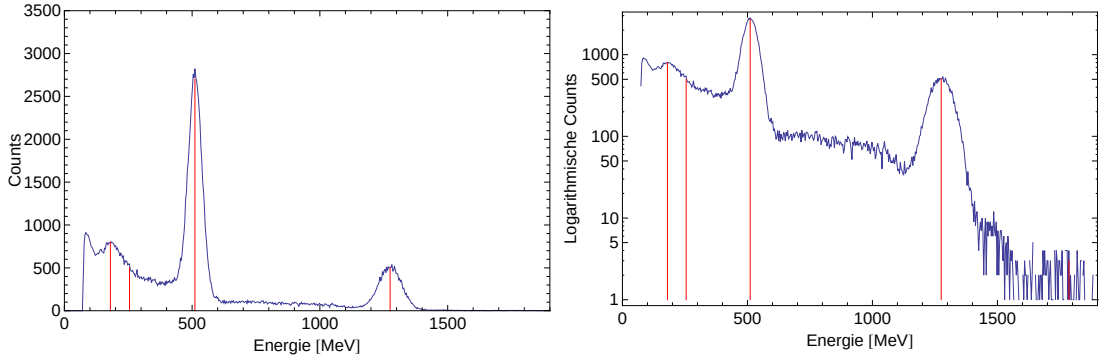

Abbildung 4 – (Links) Energiespektrum von ^{22}Na in linearer Auftragung (Rechts) Einfach logarithmische Darstellung des Spektrums

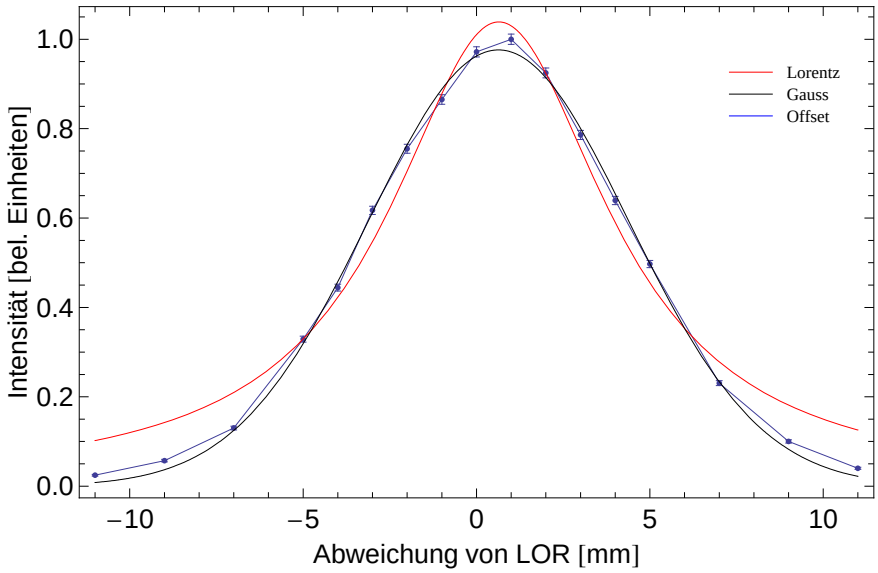

Abbildung 5 – Intensitätsverteilung für verschiedene Offsets tangential zur LOR. Der rote Graph zeigt einen Fit mit einer Lorentzkurve. Der blaue Graph ist ein Fit mit einer Normalverteilung.

Bereich zwei nebeneinander liegende Peaks durch die Vertiefung dazwischen voneinander zu unterscheiden wären. Die Halbwertsbreite der angefitteten Gausskurve beträgt hingegen 8,8 mm. Reell reicht diese Auflösung aus, um die Schatztruhe zu untersuchen und die Lage der Quellen eindeutig festzulegen, da jede Zelle 12 mm Ausdehnung hat.

3.4 Auswertung der PET-Analyse

Die jeweils gemessenen Spektren werden im Bereich von Kanal 472 bis 710 integriert und die Anzahl der Counts in einem Vektor gespeichert. Wir erhalten einen Vektor für die Messung entlang der x-Achse (Seite ohne Schloss) und einen für die Messung entlang der y-Achse (Sei-

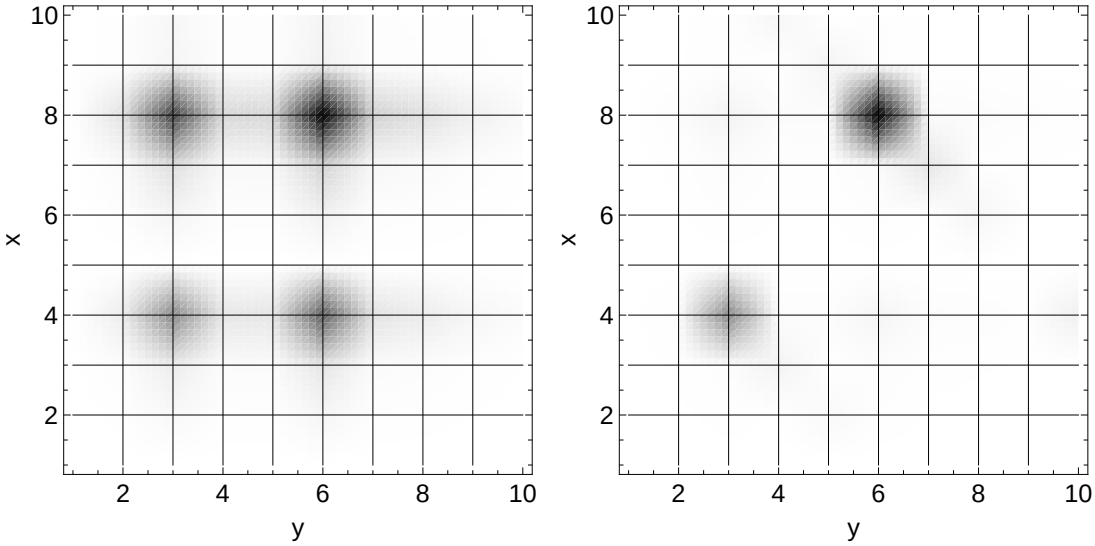

Abbildung 6 – (Links) Intensitätsverteilung für die Messungen in x und y Richtung. Die Positionen sind nicht eindeutig festgelegt. (Rechts) Eine zusätzliche Messung in der Diagonalen zeigt die wahren Positionen der Quellen und auch die Intensitätsverhältnisse. - Dunklere Bereiche entsprechen höherer Intensität.

te mit Schloss). Diese Vektoren werden dyadisch multipliziert, so dass eine Intensitätsmatrix entsteht. Diese ist in Abb. 6 (links) als Dichteplot zu sehen. Dunklere Bereiche entsprechen höherer Intensität. Es gibt 4 mögliche Bereiche, an denen sich Quellen befinden können. Zur Kontrolle haben wir zwei Messungen in diagonaler Richtung durchgeführt, um die Bereiche eindeutig festzulegen, an denen die Quellen versteckt sind. Die gemessenen Intensitäten werden auf Diagonalen in eine Matrix eingetragen, die sonst nur Einsen enthält. Diese Matrix wird mit der vorherigen komponentenweise multipliziert, so dass die Bereiche, an denen sich die zwei Quellen wirklich befinden deutlicher hervortreten. Das Ergebnis ist in Abb. 6 (rechts) dargestellt. Es ist klar, dass sich die Quellen an den Koordinaten (4,3) und (8,6) befinden. Aus der Intensität lässt sich die relative Aktivität der Quellen bestimmen. Dabei muss berücksichtigt werden, dass die Intensitäten aus drei Messungen miteinander multipliziert worden sind. Deshalb wird zunächst die effektive Intensität $I_{eff} = \sqrt[3]{I}$ bestimmt. Mit $I_{eff}(8,6) = 5872$ und $I_{eff}(4,3) = 2692$ ergibt sich eine relative Intensität von 2,18 : 1 für die beiden Quellen.