

# Gamma-Spektroskopie an neutronenreichen Silber-Isotopen

Dissertation zur Erlangung des Grades eines  
Doktors der Naturwissenschaften

am Fachbereich Chemie und Pharmazie  
der Johannes-Gutenberg-Universität  
in Mainz

vorgelegt von  
**Thomas Kautzsch**

Mainz, 2004

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>5</b>
<b>2</b>	<b>Kernphysikalische Grundlagen</b>	<b>7</b>
2.1	Der Aufbau des Atomkerns . . . . .	7
2.1.1	Das Tröpfchenmodell . . . . .	8
2.1.2	Das Schalenmodell . . . . .	11
2.1.3	Kernspin . . . . .	14
2.2	Radioaktivität . . . . .	15
2.2.1	Radioaktives Zerfallsgesetz . . . . .	15
2.2.2	Mutter-Tochter-Zerfall . . . . .	16
2.2.3	Mehrfachzerfall . . . . .	17
2.2.4	Berechnung von Zerfallsketten . . . . .	17
2.2.5	Arten des radioaktiven Zerfalls . . . . .	19
2.3	Der Beta-Zerfall . . . . .	22
2.3.1	Phänomenologie des $\beta$ -Zerfalls . . . . .	22
2.3.2	Theorie des $\beta$ -Zerfalls des Neutrons . . . . .	24
2.3.3	Theorie des $\beta$ -Zerfalls von Atomkernen . . . . .	27
2.3.4	$\beta$ -Zerfälle höherer Ordnung . . . . .	28
2.3.5	Klassifikation von $\beta$ -Zerfällen . . . . .	29
2.4	Gamma-Übergänge . . . . .	32
2.4.1	Multipolordnung . . . . .	32
2.4.2	Elektrische und magnetische Multipolstrahlung . . . . .	32
2.4.3	Auswahlregeln . . . . .	33
2.4.4	Emissionswahrscheinlichkeiten . . . . .	34
<b>3</b>	<b>Astrophysikalische Grundlagen</b>	<b>36</b>
3.1	Sternentwicklung und Energieerzeugung in Sternen . . . . .	36
3.1.1	Das Hertzsprung-Russell-Diagramm . . . . .	36
3.1.2	Masse-Leuchtkraft-Beziehung . . . . .	37
3.1.3	Wasserstoffbrennen . . . . .	38
3.1.4	Heliumbrennen . . . . .	41

3.1.5	Spätere Brennphasen . . . . .	44
3.2	Die Nukleosynthese . . . . .	45
3.2.1	Nuklide schwerer als Eisen . . . . .	45
3.2.2	Der s-Prozess . . . . .	47
3.2.3	Der r-Prozess . . . . .	47
<b>4</b>	<b>Experimenteller Aufbau</b>	<b>52</b>
4.1	Produktion neutronenreicher Kerne . . . . .	52
4.1.1	Der Massenseparator ISOLDE am CERN . . . . .	53
4.1.2	Der General Purpose Separator (GPS) . . . . .	54
4.2	Die Laserionenquelle . . . . .	56
4.2.1	Prinzip der Laserionenquelle . . . . .	56
4.2.2	Aufbau des Lasersystems . . . . .	59
4.2.3	Aufbau der Ionenquelle . . . . .	60
4.2.4	Hyperfeinstruktur und Laser-Isomerseparation . . . . .	61
4.3	Strahlrohr und Bandgerät . . . . .	62
4.4	Germanium-Detektoren . . . . .	62
4.5	Datenaufnahme . . . . .	63
<b>5</b>	<b>Auswertemethoden</b>	<b>66</b>
5.1	Fehlerbestimmung . . . . .	66
5.2	Peaksuche . . . . .	67
5.3	Nettoflächenberechnung . . . . .	68
5.4	Kalibration der Messkette . . . . .	69
5.5	Selektion der Spektren . . . . .	73
5.6	Auswertung der Zeitscheibenspektren . . . . .	73
5.6.1	Transformation der Spektren . . . . .	73
5.6.2	Vergleich der Nettoflächen . . . . .	75
5.6.3	Anwendungsbeispiel . . . . .	76
5.7	Auswertung der Koinzidenzspektren . . . . .	79
<b>6</b>	<b>Ergebnisse</b>	<b>80</b>
6.1	Ag-124 . . . . .	80
6.2	Ag-126 . . . . .	92
6.3	Ag-128 . . . . .	98
6.4	Ag-130 . . . . .	102
6.5	Diskussion der Ergebnisse . . . . .	103
6.6	Astrophysikalische Auswirkungen . . . . .	108
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>109</b>

<b>A Liste der Messungen</b>	<b>111</b>
A.1 Messungen in 1997 . . . . .	112
A.2 Messungen in 1998 . . . . .	116
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>118</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

Diese Arbeit beschäftigt sich mit  $\gamma$ -spektroskopischen Untersuchungen an neutronenreichen Silberisotopen. Ziel der Untersuchungen war es, die Kernstruktur der Silberisotope und der entstehenden Cadmiumisotope zu untersuchen.

Diese Isotope sind sowohl aus astrophysikalischer Sicht als auch für die Theorie der Kernstruktur interessant.

Kernphysikalisch sind diese Isotope sehr interessant, da die verschiedenen Kernmodelle fernab der Stabilität und in der Nähe der magischen Schalen sehr unsicher sind bzw. stark unterschiedliche Voraussagen liefern. Die hier gezeigten Ergebnisse können daher gut dazu dienen die Kernmodelle zu kontrollieren und so zu ihrer Verbesserung beitragen.

Im Besonderen sollte untersucht werden, ob sich der Schalenabschluss der Neutronenschale bei  $N=82$  anormal verhält. Die Vermutung war, dass dieser Schalenabschluss für neutronenreiche Kerne geschwächt (*shell-quenching*) ist und an der *drip-line* ganz verschwindet.

Für die Neutronenschale  $N=50$  war dieser Effekt bereits für den r-Prozess-Kern  $^{80}\text{Zn}$  gezeigt worden[1]. Bei diesen leichten, neutronenmagischen Kernen bewirkt das *shell-quenching* eine erhöhte Kollektivität und Quadrupol-Deformation. Die Schwächung der Schale für  $N=50$  wurde auch durch Rechnungen [2] vermutet - der entsprechende Effekt für  $N=82$  zeigte sich ursprünglich aber nicht in den verwendeten Hartree-Fock-Bogoljubov (HFB) - Rechnungen.

Aus astrophysikalischen Überlegungen wurde jedoch ein *shell-quenching* für

die Kerne unterhalb des doppelt magischen  $^{132}\text{Sn}$  vermutet [3] da nur mit dieser Annahme die solaren *r-Prozess* - Häufigkeiten ( $N_{r,\odot}$ ) reproduziert werden konnten. Der *r-Prozess* ist im Abschnitt 3.2.3 näher erläutert.

Angeregt durch experimentelle Ergebnisse und astrophysikalische Vorhersagen haben ab 1996 viele Theoretiker ihre Modelle so modifiziert, dass diese nun auch *shell-quenching* zeigen. Allerdings ist die Stärke des Effekts immer noch umstritten.

Alle hier beschriebenen Experimente wurden am Massenseparator ISOLDE am CERN durchgeführt. Die Funktion dieses Massenseparators ist in Abschnitt 4.1.1 näher erläutert.

# Kapitel 2

## Kernphysikalische Grundlagen

### 2.1 Der Aufbau des Atomkerns

Atomkerne bestehen aus Protonen und Neutronen. Protonen und Neutronen werden zusammenfassend Nukleonen genannt. Um einen spezifischen Kern zu bezeichnen, verwendet man die Notation:

$${}^A_Z X_N \quad (2.1)$$

Hierbei ist  $Z$  die Ordnungszahl,  $N$  die Anzahl der Neutronen,  $A = Z + N$  die Massenzahl und  $X$  das Elementsymbol. Da Elementsymbol und Ordnungszahl äquivalent sind schreibt man zumeist kürzer:

$${}^A X \quad (2.2)$$

Die Masse des Kerns ergibt sich aus der Masse der Konstituenten abzüglich der Bindungsenergie.

$$m_K = Zm_p + Nm_n - E_b/c^2 \quad (2.3)$$

Alternativ kann man auch die Masse des Atoms inklusive der Elektronenhülle angeben.

$$m_A = Zm_H + Nm_n - E_b/c^2 \quad (2.4)$$

Hierbei sind  $m_p$ ,  $m_n$ ,  $m_H$  die Masse des Protons, des Neutrons und des neutralen Wasserstoffatoms.

Über 3000 verschiedene Isotope sind bekannt. Diese können im Grundzustand, aber auch in angeregten Zuständen vorkommen.

**Tabelle 2.1:** Bezeichnungen für einige Spezialfälle

Kerne mit gleicher Ordnungszahl Z	heißen	Isotope
Kerne mit gleicher Massenzahl A	heißen	Isobare
Kerne mit gleicher Neutronenzahl N	heißen	Isotone
Kerne mit spiegelbildlichen Z und N	heißen	Spiegelkerne
Kerne in langlebigen, angeregten Zuständen	heißen	Isomere

In ersten Näherung kann man annehmen dass Atomkerne kugelförmig sind und die Dichte konstant ist. Damit ergibt sich ein einfacher Zusammenhang zwischen Massenzahl und Kernradius:

$$R = R_0 A^{\frac{1}{3}} \quad (2.5)$$

Als experimenteller Wert für  $R_0$  ist  $R_0 = 1,2$  fm gebräuchlich.

### 2.1.1 Das Tröpfchenmodell

Nach dem oben gesagtem ist die Dichte der Kerne konstant. Damit kann man den Atomkern wie eine inkompressible Flüssigkeit behandeln. Das daraus resultierende, semi-empirische **Tröpfchenmodell** verschafft einige Einsicht in den Verlauf der Bindungsenergien und damit der Kernmassen.

Im folgenden betrachten wir also den Kern als einen Tropfen inkompressibler Flüssigkeit, die durch kurzreichweitige Kräfte zusammengehalten wird. Die Bindungsenergie ergibt sich als Summe von fünf verschiedenen Termen

$$B = B_1 + B_2 + B_3 + B_4 + B_5 \quad (2.6)$$

die im folgenden diskutiert werden.

#### 1) Volumenenergie

Geht man von kurzreichweitigen Kräften aus, so ist klar, dass ein Nukleon immer nur Bindungen zu den nächsten Nachbarn hat. Die Anzahl dieser Nachbarn ist aber endlich und - abgesehen von der Kernoberfläche - konstant. Damit ergibt sich eine Bindungsenergie proportional zur Anzahl der Nukleonen.

$$B_1 = a_V A \quad (2.7)$$

## 2) Oberflächenenergie

Nukleonen an der Kernoberfläche haben weniger Bindungspartner als die Nukleonen im Kern. Um dies zu berücksichtigen muss man einen negativen Term hinzufügen. Diese muss proportional zur Kernoberfläche sein. Also ist  $B_2 \sim R^2 \sim A^{2/3}$  und wir können

$$B_2 = -a_S A^{2/3} \quad (2.8)$$

setzen.

## 3) Coulomb-Energie

Zwischen den Protonen wird eine elektrostatische Abstoßung wirken. Klassisch ist die Coulomb-Energie einer gleichmäßig elektrisch geladenen Kugel mit dem Radius  $R$  und der Ladung  $q$   $E_Q = \frac{3}{5} \frac{q^2}{R}$ . Für den Kern ist  $q = eZ$  und  $R \sim A^{1/3}$ . Damit ergibt sich

$$B_3 = -a_C Z^2 A^{-1/3} \quad (2.9)$$

## 4) Asymmetrie-Energie

Es zeigt sich, dass die Bindungsenergie sinkt, wenn Protonen und Neutronen im Kern nicht in gleicher Zahl vorhanden sind. Dies berücksichtigt der vierte Term.

$$B_4 = a_A \frac{(A - Z/2)^2}{A} \quad (2.10)$$

## 5) Asymmetrie-Energie

Aus der Systematik der Separationsenergien weiß man, dass gepaarte Nukleonen einer Sorte jeweils eine besonders gute Bindung bewirken. Diese Paarungsenergie ist aus dem Tröpfchenmodell selbst nicht zu erklären und wird daher als empirische Korrektur hinzugefügt. Die Bindung ist besonders hoch wenn sowohl die Protonen- als auch die Neutronenzahl gerade ist (sog. gg-Kerne) und besonders schwach wenn beide Anzahlen ungerade sind (sog. uu-Kerne). Man setzt daher

$$B_5 = \begin{cases} +\delta & \text{für } gg\text{-Kerne} \\ 0 & \text{für } ug\text{- oder } gu\text{-Kerne} \\ -\delta & \text{für } uu\text{-Kerne} \end{cases} \quad (2.11)$$

Näherungsweise gilt für  $\delta$  die empirische Formel

$$\delta \approx a_P A^{-\frac{1}{2}} \quad (2.12)$$

Damit kann man zusammenfassend schreiben

$$m(Z, A) = Zm_H + (A - Z)m_n - a_V A + a_S A^{\frac{2}{3}} \quad (2.13)$$

$$+ a_C Z^2 A^{-\frac{1}{3}} + a_A (Z - A/2)^2 A^{-1} \pm \delta \quad (2.14)$$

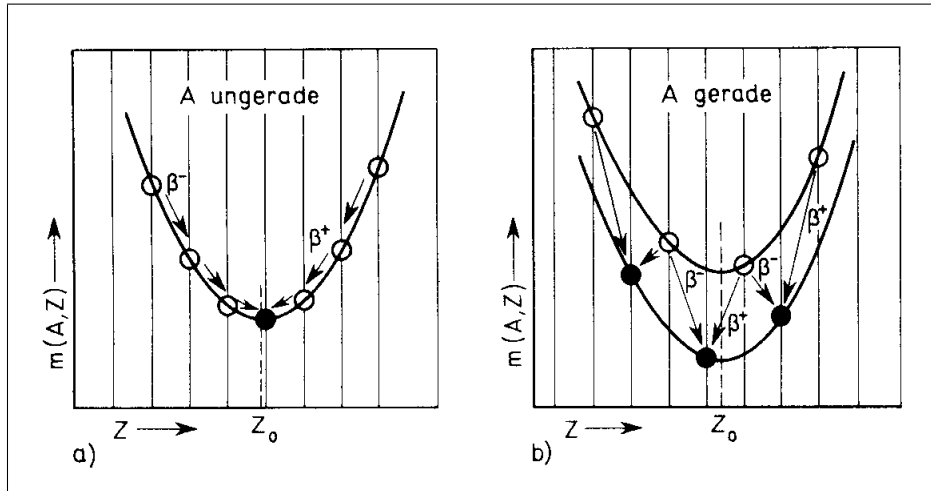
Dieser Ausdruck ist unter dem Namen **Weizsäckersche Massenformel** bekannt. Die vorkommenden Konstanten lassen sich empirisch durch Anpassung an experimentell bekannte Kernmassen bestimmen. Ein Satz von Werten für die Konstanten lautet [4]:

$$\begin{aligned} a_V &= 17,011 \text{ mu} = 15,85 \text{ MeV}/c^2 \\ a_S &= 19,691 \text{ mu} = 18,34 \text{ MeV}/c^2 \\ a_C &= 0,767 \text{ mu} = 0,71 \text{ MeV}/c^2 \\ a_A &= 99,692 \text{ mu} = 92,86 \text{ MeV}/c^2 \\ a_p &= \pm 12,3 \text{ mu} = 11,46 \text{ MeV}/c^2 \end{aligned}$$

Diese Massenformel gibt den Verlauf der Bindungsenergien im großen und ganzen richtig wieder. Betrachtet man zum Beispiel den Verlauf der Bindungsenergien in einer Isobarenreihe, d.h. für eine konstante Massenzahl  $A$ , so erkennt man dass Gleichung 2.13 quadratisch in  $Z$  ist. Wir erhalten also einen parabelförmigen Verlauf (siehe Abb. 2.1). Bei ungeradzahligem  $A$  ergibt sich nur eine Parabel, bei geradzahligem  $A$  aber wechseln sich gg und uu Kerne miteinander ab, sodass sich zwei Parabeln ergeben.

Kerne mit gleichem  $A$  und benachbarten  $Z$  können durch  $\beta$ -Zerfall ineinander übergehen. Damit ist aus der Abbildung ersichtlich, dass für ungerades  $A$  nur ein stabiles Isomer; für gerades  $A$  aber mehrere stabile Isomere existieren können.

Natürlich kann das Tröpfchenmodell nicht die magischen Nukleonenzahlen, d.h. die besondere Stabilität von Kernen mit bestimmten Protonen- oder Neutronenzahlen, erklären. Dies bleibt dem im folgenden diskutiertem Schalenmodell vorbehalten.



**Abbildung 2.1:** Bindungsenergie für Kerne mit gleichem  $A$ . Stabile Kerne sind durch gefüllte Kreise markiert. [9]

## 2.1.2 Das Schalenmodell

Für das Schalenmodell nimmt man an, dass sich die einzelnen Nukleonen eines Kerns wechselwirkungsfrei in einem von ihnen gemeinsam erzeugten Potential aufhalten. Dieses Potential kann man zunächst als kugelsymmetrisch annehmen. Es muss im Innern des Kerns praktisch konstant sein und am Rand steil ansteigen. Eine einfache Näherung hierfür ist ein kugelsymmetrisches Rechteckpotential.

$$V(r) = \begin{cases} -V_0 & \text{für } r < R \\ 0 & \text{für } r > R \end{cases} \quad (2.15)$$

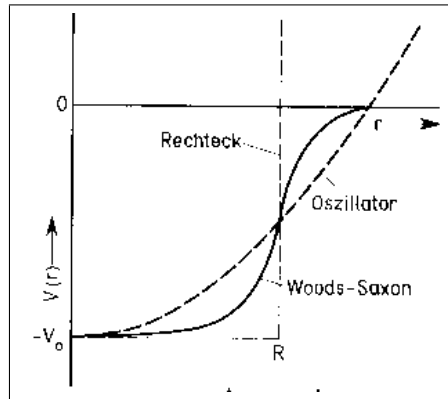
Dieses Potential hat den Vorteil dass sich hierfür die Eigenzustände analytisch berechnen lassen. Eine andere Alternative wäre das Potential eines harmonischen Oszillators:

$$V(r) = \begin{cases} -V_0[1 - (r/R)^2] & \text{für } r < R \\ 0 & \text{für } r > R \end{cases} \quad (2.16)$$

Am realistischsten wird aber eine Potentialform sein, die zwischen diesen beiden Formen liegt. Eine solche Potentialform ist das **Woods-Saxon-Potential**. Es hat die Form

$$V(r) = -V_0 \left(1 + e^{\frac{r-R}{a}}\right)^{-1} \quad (2.17)$$

Der Parameter  $a$  beschreibt hierin die Randunschärfe. Für kleine  $a$  geht das Woods-Saxon-Potential in das Rechteckpotential über. Alle drei Potentiale sind in Abb. 2.2 dargestellt.



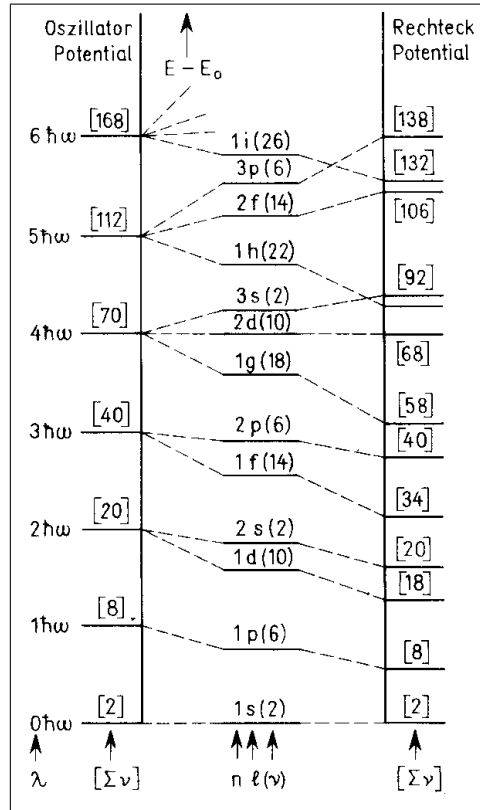
**Abbildung 2.2:** Häufig gebrauchte Potentialformen. Die Größen  $R$  und  $a$  beziehen sich auf das Woods-Saxon-Potential. [9]

Ausgehend von diesen Potentialen lassen sich die möglichen Energieniveaus berechnen. Für das Rechteck- und das Oszillatorpotential ist dies relativ leicht möglich, wenn man das Potential für  $r > R$  nicht auf 0 sondern auf  $\infty$  setzt. Für das Woods-Saxon-Potential aber ist die Berechnung nur numerisch möglich.

Jedes dieser Energieniveaus lässt sich jetzt mit so vielen Teilchen besetzen wie durch die Anzahl der Entartungen bezüglich der Quantenzahlen  $l$  und  $m$  und das Pauli-Prinzip vorgegeben ist. In der Abbildung 2.3 ist dies für das Oszillator- und das Rechteckpotential dargestellt. Ein „Schalenabschluss“ tritt bei Teilchenzahlen auf bei denen die Energiedifferenz zum nächst höheren Niveau besonders groß ist. Allerdings ergibt dieses Modell hier noch nicht die richtigen Werte.

Es war die Idee von Jensen, Haxel und Suess [5] und unabhängig davon von M. Goeppert-Mayer [6] dass beim Kernpotential die Wechselwirkung von Nukleonenspin und -bahndrehimpuls die entscheidende Rolle spielt. Eine solche  $l \cdot s$  Kopplung tritt auch in der Atomhülle auf. Dort führt sie jedoch zu der relativ kleinen Feinstrukturaufspaltung der Energieniveaus. Im Gegensatz hierzu ist die Spin-Bahn-Kopplungsenergie im Atomkern in der Größenordnung der Termabstände. Außerdem liegen im Atomkern, im Gegensatz zu den Verhältnissen in der Atomhülle, die Niveaus mit größerem Gesamtdrehimpuls  $j = l + s$  energetisch tiefer als die mit niedrigerem Gesamtdrehimpuls.

Um der Spin-Bahn-Kopplung Rechnung zu tragen muss man also die Gleichung



**Abbildung 2.3:** Energieniveaus im Oszillator- und Rechteckpotential, in der Mitte interpolierte Werte. [9]

chung für das Kernpotential um einen Term erweitern:

$$V_i = V(r) + V_{ls}(r)(\vec{l} \cdot \vec{s}) \quad (2.18)$$

Hierin ist  $V_{ls}(r)$  eine zunächst unbekannte Radialabhängigkeit und  $\vec{s}$  der Spin des Nukleons. Um den Erwartungswert von  $\vec{l} \cdot \vec{s}$  zu finden kann man die Identität  $\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$  quadrieren:

$$\langle \vec{l} \cdot \vec{s} \rangle = \frac{1}{2} [\langle j^2 \rangle - \langle l^2 \rangle - \langle s^2 \rangle] \quad (2.19)$$

$$= \frac{1}{2} \left[ j(j+1) - l(l+1) - \frac{3}{4} \right] \quad (2.20)$$

Für  $j = l + \frac{1}{2}$  erhalten wir hieraus  $\langle \vec{l} \cdot \vec{s} \rangle = \frac{1}{2}l$  und für  $j = l - \frac{1}{2}$  entsprechend  $\langle \vec{l} \cdot \vec{s} \rangle = -\frac{1}{2}(l+1)$ . Die Differenz der potentiellen Energien ist damit

$$\Delta E = \frac{1}{2} V_{ls}(2l+1) \quad (2.21)$$

Die Spin-Bahn-Kopplung bewirkt also für jedes Niveau eine Aufspaltung die proportional zum Drehimpuls  $l$  ist.

Die sich damit ergebende Potentialfolge ist in Abbildung 2.4 wiedergegeben. Für die beiden Nukleonenarten ergeben sich dabei etwas verschiedene Niveaufolgen da für die Protonen noch das Coulomb-Potential berücksichtigt werden muss.

### 2.1.3 Kernspin

Der Spin des Gesamtkerns ergibt sich durch Kopplung der Spins der Nukleonen. Dabei kann man folgende, einfache Regeln angeben.

- Alle geradzahlig vorkommenden Nukleonen koppeln zum Drehimpuls Null. Damit hat der Grundzustand von gg-Kernen immer den Spin 0.
- Bei gu- und ug-Kernen ist der Kernspin zumeist gleich dem Drehimpuls des ungepaarten Nukleons ( $I = j$ ), in seltenen Fällen  $I = j - 1$
- Bei uu-Kernen koppeln die beiden ungepaarten Nukleonen bevorzugt zu einem Triplet-Zustand. Wenn für eines der Nukleonen  $l$  und  $s$  parallel und für das andere antiparallel stehen (z.B.  $j_p = l_p - \frac{1}{2}, j_n = l_n + \frac{1}{2}$ ) so koppeln sie zum Drehimpuls  $I = |j_p - j_n|$  (starke **Nordheim-Regel**). Im anderen Fall neigen die Drehimpulse sich zu addieren, wenn auch nicht immer zum größten Wert  $I = j_p + j_n$  (schwache **Nordheim-Regel**).

## 2.2 Radioaktivität

Die Eigenschaft von Atomkernen sich spontan unter Teilchenemission in andere Kerne umzuwandeln nennt man **Radioaktivität**. Diese Phänomene wurden 1896 von Antoine Henri Becquerel an der Sorbonne in Paris entdeckt. Becquerel bemerkte dass lichtdicht verpackte Photoplatten von in der Nähe befindlichen Mineralien geschwärzt wurden. Diese Aufsehen erregende Entdeckung führte rasch zu Arbeiten anderer Forscher auf dem Gebiet.

Das Phänomen der Radioaktivität wurde schon 1899 von Julius Elster und Hans Geitel richtig als Elementumwandlung gedeutet.

### 2.2.1 Radioaktives Zerfallsgesetz

Beim radioaktiven Zerfall nimmt die Anzahl der Atome des Ausgangskerns in Form einer Exponentialfunktion ab. Die Zerfallskonstante  $\lambda$  bestimmt die Geschwindigkeit des Zerfalls.

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad (2.22)$$

Die **Aktivität**, also die Anzahl der Zerfälle pro Sekunde, ergibt sich hieraus als das negative der zeitlichen Ableitung.

$$A(t) = -\frac{d N_0 e^{-\lambda t}}{dt} = \lambda N_0 e^{-\lambda t} = \lambda N(t) \quad (2.23)$$

Als Einheit der Zerfälle pro Sekunde wird **Becquerel** (Bq) verwendet. Alternativ ist auch noch die Einheit **Curie** (Ci) in Gebrauch. Historisch war 1 Ci als die Aktivität von 1 g Radium definiert. Inzwischen ist jedoch der Zahlenwert  $1 \text{ Ci} = 3.7 \cdot 10^{10} \text{ Bq}$  festgelegt.

Aus dieser Gleichung ergibt sich die **mittlere Lebensdauer** der Ausgangskerne zu:

$$\tau = \langle t \rangle = \frac{\int_0^{\infty} t A(t) dt}{\int_0^{\infty} A(t) dt} = \frac{\int_0^{\infty} t \lambda N_0 e^{-\lambda t} dt}{\int_0^{\infty} \lambda N_0 e^{-\lambda t} dt} = \frac{\int_0^{\infty} t e^{-\lambda t} dt}{\int_0^{\infty} e^{-\lambda t} dt} = \frac{1}{\lambda} \quad (2.24)$$

Das Zerfallsgesetz hat die Eigenschaft, dass in gleichen Zeiträumen immer der gleiche Anteil der Kerne zerfällt - unabhängig davon wie alt die Probe bereits ist. Daher hat sich als anschaulicheres Maß die **Halbwertszeit**  $T_{1/2}$  eingebürgert. Die Halbwertszeit ist die Zeit, nach der die Anzahl der Ausgangskerne auf Hälfte abgenommen hat. Der Zusammenhang zwischen  $T_{1/2}$  und der  $\tau$  ergibt sich aus

$$\frac{1}{2} = e^{-\lambda T_{1/2}} \quad (2.25)$$

zu

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \ln 2 \cdot \tau \approx 0.693\tau \quad (2.26)$$

### 2.2.2 Mutter-Tochter-Zerfall

Häufig ist der beim Zerfall entstehende Atomkern selbst nicht stabil sondern auch radioaktiv. Man muss dann beim Aufstellen der Zerfallsgleichung die Nachbildung von Kernen berücksichtigen. Es ergeben sich folgende Differentialgleichungen ( $N_1$  zerfällt in  $N_2$ ):

$$\frac{dN_1(t)}{dt} = -\lambda_1 N_1(t) \quad (2.27)$$

$$\frac{dN_2(t)}{dt} = +\lambda_1 N_1(t) - \lambda_2 N_2(t) \quad (2.28)$$

Gelöst wird dieses Differentialgleichungssystem durch:

$$N_1(t) = N_{10} e^{-\lambda_1 t} \quad (2.29)$$

$$N_2(t) = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) + N_{20} e^{-\lambda_2 t} \quad (2.30)$$

Die Aktivitäten ergeben sich hieraus wieder durch Multiplikation mit  $\lambda_1$  bzw.  $\lambda_2$ .

### 2.2.3 Mehrfachzerfall

Häufig kann ein Atomkern nicht nur auf eine Art, sondern auf mehrere Arten zerfallen und so mehrere verschiedene Tochterkerne bilden. Ein Beispiel hierzu ist der Zerfall von  $^{124}\text{Ag}$ . Dieses zerfällt in den meisten Fällen durch  $\beta$ -Zerfall zu  $^{124}\text{Cd}$ . Manchmal wird aber unmittelbar nach dem  $\beta$ -Zerfall ein Neutron emittiert und es entsteht  $^{123}\text{Cd}$ .

In einem solchen Fall gibt man **partielle Zerfallskonstanten**  $\lambda_1$  und  $\lambda_2$  für den Zerfall in die beiden Tochterkerne an, wobei  $\lambda = \lambda_1 + \lambda_2$  gilt.

### 2.2.4 Berechnung von Zerfallsketten

Im allgemeinen Zerfall hat man mehrere Atomsorten, die jeweils in eine mehrere Atomsorten zerfallen. Allgemein können wir das Differentialgleichungssystem für  $n$  Sorten wie folgt schreiben.

$$\frac{dN_i(t)}{dt} = -\lambda_i N_i(t) + \sum_{k=1, k \neq i}^n \lambda_{ki} N_k(t) \quad (2.31)$$

$$\sum_{k=1, k \neq i}^n \lambda_{ik} = \lambda_i \quad (2.32)$$

Hierbei können durchaus einige der partiellen Zerfallskonstanten  $\lambda_{ki} = 0$  sein.

Da keine geschlossenen Zerfallsketten auftreten dürfen, kann man die Nummerierung der Spezies so wählen, dass für  $k > i$  niemals  $N_k$  in  $N_i$  zerfällt. Das Differentialgleichungssystem lässt sich dann zu

$$\frac{dN_i(t)}{dt} = -\lambda_i N_i(t) + \sum_{k=1}^{i-1} \lambda_{ki} N_k(t) \quad (2.33)$$

$$\sum_{k=1}^{i-1} \lambda_{ik} = \lambda_i \quad (2.34)$$

vereinfachen. In Matrixschreibweise erhält man:

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} N_1 \\ N_2 \\ N_3 \\ \vdots \\ N_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\lambda_1 & & & & \\ \lambda_{12} & -\lambda_2 & & & \\ \lambda_{13} & \lambda_{23} & -\lambda_3 & & \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \\ \lambda_{1n} & \lambda_{2n} & \lambda_{3n} & \dots & -\lambda_n \end{pmatrix} \begin{pmatrix} N_1 \\ N_2 \\ N_3 \\ \vdots \\ N_n \end{pmatrix} \quad (2.35)$$

oder kurz

$$\frac{d}{dt}\mathbf{N} = \mathbf{\Lambda}\mathbf{N} \quad (2.36)$$

Dieses Differentialgleichungssystem lässt sich formal einfach durch einen Exponentialansatz lösen

$$\mathbf{N}(t) = e^{t\mathbf{\Lambda}}\mathbf{N}_0 \quad (2.37)$$

wobei die Exponentialfunktion der Matrix durch die Taylorentwicklung definiert ist:

$$e^{\mathbf{A}} = \mathbf{1} + \frac{\mathbf{A}}{1!} + \frac{\mathbf{A}^2}{2!} + \frac{\mathbf{A}^3}{3!} + \dots \quad (2.38)$$

Im Interesse der numerischen Stabilität ist es jedoch besser, eine Transformationsmatrix  $\mathbf{T}$  zu suchen, die die Matrix  $\mathbf{\Lambda}$  in eine Diagonalmatrix transformiert. Die Zeilen dieser Transformationsmatrix bestehen aus den Eigenvektoren von  $\mathbf{\Lambda}$ .

$$\mathbf{\Lambda} = \mathbf{T}^{-1}\mathbf{D}\mathbf{T} = \mathbf{T}^{-1} \begin{pmatrix} -\lambda_1 & & & & \\ & -\lambda_2 & & & \\ & & -\lambda_3 & & \\ & & & \ddots & \\ & & & & -\lambda_n \end{pmatrix} \mathbf{T} \quad (2.39)$$

Damit ergibt sich:

$$\begin{aligned} e^{\mathbf{\Lambda}t} &= e^{\mathbf{T}^{-1}\mathbf{D}t\mathbf{T}} \\ &= \mathbf{1} + \frac{\mathbf{T}^{-1}\mathbf{D}t\mathbf{T}}{1!} + \frac{\mathbf{T}^{-1}\mathbf{D}t\mathbf{T}\mathbf{T}^{-1}\mathbf{D}t\mathbf{T}}{2!} + \frac{\mathbf{T}^{-1}\mathbf{D}t\mathbf{T}\mathbf{T}^{-1}\mathbf{D}t\mathbf{T}\mathbf{T}^{-1}\mathbf{D}t\mathbf{T}}{3!} + \dots \\ &= \mathbf{T}^{-1} \left( \mathbf{1} + \frac{(t\mathbf{D})}{1!} + \frac{(t\mathbf{D})^2}{2!} + \frac{(t\mathbf{D})^3}{3!} + \dots \right) \mathbf{T} \\ &= \mathbf{T}^{-1} \begin{pmatrix} e^{-\lambda_1 t} & & & & \\ & e^{-\lambda_2 t} & & & \\ & & e^{-\lambda_3 t} & & \\ & & & \ddots & \\ & & & & e^{-\lambda_n t} \end{pmatrix} \mathbf{T} \end{aligned}$$

Damit lässt sich die Lösung des Differentialgleichungssystems 2.35 wie folgt schreiben:

$$\begin{pmatrix} N_1(t) \\ N_2(t) \\ N_3(t) \\ \vdots \\ N_n(t) \end{pmatrix} = \mathbf{T}^{-1} \begin{pmatrix} e^{-\lambda_1 t} & & & & \\ & e^{-\lambda_2 t} & & & \\ & & e^{-\lambda_3 t} & & \\ & & & \ddots & \\ & & & & e^{-\lambda_n t} \end{pmatrix} \mathbf{T} \begin{pmatrix} N_{10} \\ N_{20} \\ N_{30} \\ \vdots \\ N_{n0} \end{pmatrix} \quad (2.40)$$

## 2.2.5 Arten des radioaktiven Zerfalls

Ein Nuklid ist stabil gegen radioaktiven Zerfall, wenn seine Masse kleiner ist als die Summe der Massen der möglichen Zerfallsprodukte. Ein radioaktiver Zerfall ist also nur möglich, wenn sich dabei die Gesamtmasse verringert, also nach  $E = mc^2$  Energie frei wird.

Allgemein lässt sich ein radioaktiver Zerfall durch



beschreiben.

Je nach Art des emittierten Teilchens unterscheidet man folgende Zerfallsarten:

- $\alpha$ -Zerfall  
Der  $\alpha$ -Zerfall stellt die Emission eines  ${}^4\text{He}$  Kerns dar. Er tritt nur bei schweren Kernen mit  $Z > 83$  auf.
- $\beta^-$ -Zerfall  
Emission eines Elektrons und eines Antineutrinos. Tritt bei Kernen mit Neutronenüberschuss auf. In dieser Arbeit werden nur neutronenreiche Silberisotope betrachtet. Alle diese Kerne zerfallen über den  $\beta^-$ -Zerfall.
- $\beta^+$ -Zerfall  
Emission eines Positrons und eines Neutrinos. Tritt bei Kernen mit Neutronenunterschuss auf.

- $\gamma$ -Zerfall.  
Abregung eines Atomkerns durch Emission von Photonen. Der angeregte Atomkern entsteht zumeist durch eine der anderen Zerfallsarten.
- Spontanspaltung  
Bei der Spontanspaltung zerfällt ein Kern in zwei neue Kerne. Dieser Effekt tritt nur bei schweren Kernen mit  $Z > 90$  auf.
- Protonen-Zerfall  
Kerne mit sehr großem Neutronenüberschuss können sich auch durch Emission eines Protons abregen.
- Zerfall durch Emission eines mittelschweren Teilchens (z.B.  $^{12}\text{C}$ ,  $^{24}\text{Ne}$ )  
In einigen Fällen erfolgt auch die Emission eines schwereren Teilchens. Dies tritt nur für schwere, deformierte Kerne und einem Zerfallsprodukt in der Nähe des doppelt-magischen  $^{208}\text{Pb}$  auf.

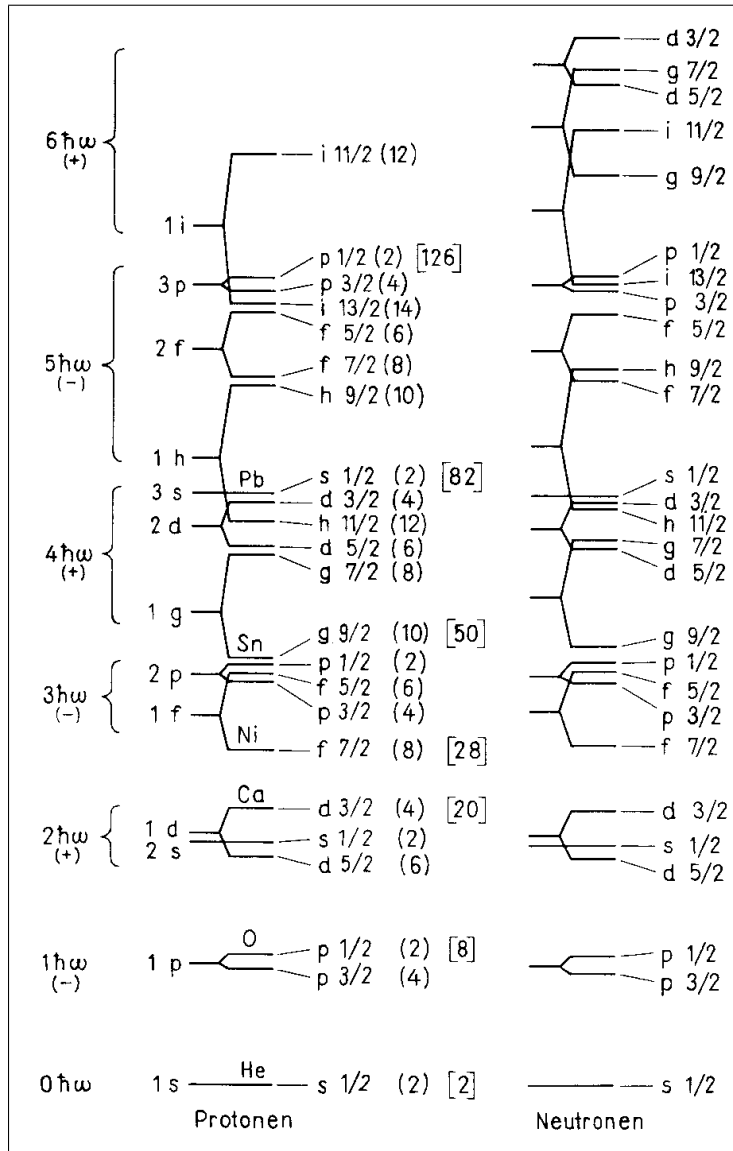
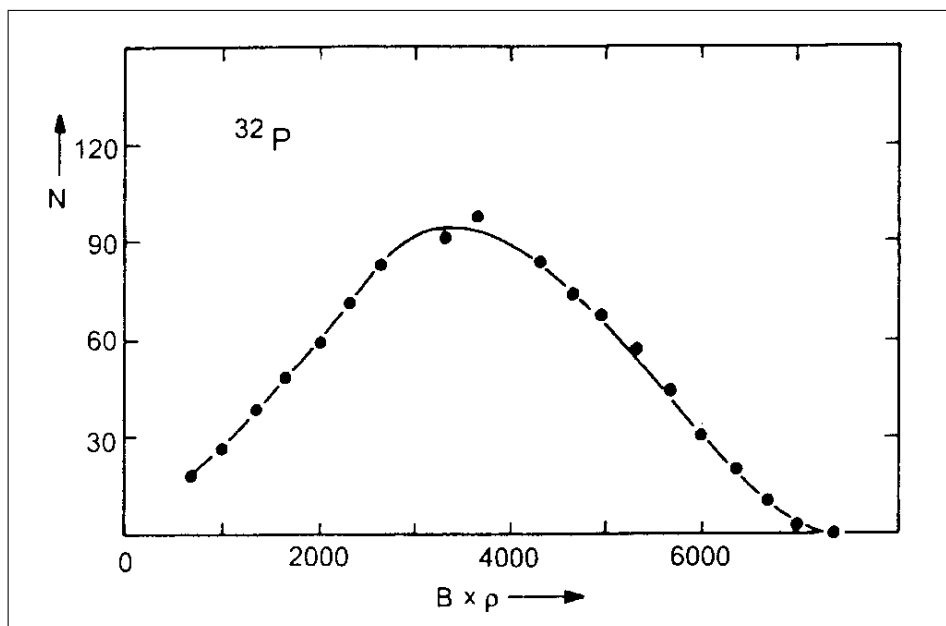


Abbildung 2.4: Niveaufolge des Schalenmodells mit Spin-Bahn-Aufspaltung. [9]

## 2.3 Der Beta-Zerfall

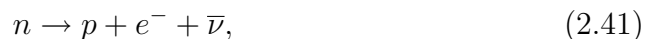
### 2.3.1 Phänomenologie des $\beta$ -Zerfalls

Das Spektrum der beim  $\beta$ -Zerfall emittierten Elektronen wurde 1914 von James Chadwick beobachtet. Dabei zeigte sich, dass die radioaktiven Kerne Elektronen mit einer kontinuierlichen Energieverteilung emittierten (vgl. Abb. 2.5). Dabei ändert sich Kernladungszahl des emitierenden Kerns um eins. Da es sich um einen Übergang zwischen zwei Grundzuständen mit definierter Energie handelt, war klar, dass beim  $\beta$ -Zerfall entweder der Energieerhaltungssatz verletzt war oder aber dass ein dritter Reaktionspartner die jeweils überschüssige Energie fortträgt. In den frühen Experimenten war aber kein solches Teilchen erkennbar. Dies veranlaßte Wolfgang Pauli im Jahre 1930, ein weiteres, neutrales leichtes Teilchen zu postulieren um so den Energieerhaltungssatz zu erfüllen. Dieses Teilchen heißt heute *Neutrino*.



**Abbildung 2.5:** Elektronenspektrum eines  $\beta$ -Zerfalls, gemessen mit einem Magnetspektrometer [12]

Betrachtet man z.B. den  $\beta$ -Zerfall des Neutrons

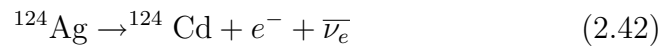


so müssen außer dem Energieerhaltungssatz auch der Impuls- und der Drehimpulserhaltungssatz erfüllt sein. Da Neutron, Proton und Elektron Fermionen

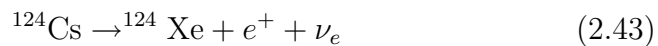
sind, also den Spin  $\frac{1}{2}\hbar$  tragen, so muss das Neutrino auch ein Fermion sein. Die Bezeichnung  $\bar{\nu}$  deutet an, dass es sich bei dem Neutrino eigentlich um ein Anti-Neutrino handelt. Diese Forderung leitet sich aus einem additiven Erhaltungssatz der Elementarteilchenphysik ab, der sogenannten Leptonenzahlerhaltung. Leptonen wird hier die Leptonenzahl  $+1$ , Anti-Leptonen der Wert  $-1$  zugeordnet. Damit steht auf beiden Seiten der Reaktionsgleichung 2.41 die Leptonenzahl 1.

Die Zerfallsenergie im  $\beta$ -Zerfall ist die Differenz der Masse der entstehenden Teilchen minus der Masse der Ausgangsteilchen. Der  $\beta$ -Zerfall kann nur auftreten, wenn diese Differenz negativ ist. Drei Arten des  $\beta$ -Zerfalls lassen sich unterscheiden:

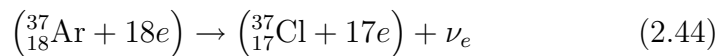
- $\beta^-$  -Zerfall: Dieser tritt bei Kernen mit Neutronenüberschuss auf. Hier wird ein Neutron in ein Proton umgewandelt und ein Elektron und ein Antineutrino werden emittiert. Beispiel:



- $\beta^+$  Zerfall: Dieser tritt bei Kernen mit einem Protonenüberschuss auf. Hier wandelt sich ein Proton in ein Neutron um. Emittiert werden ein Positron (Anti-Elektron) und ein Neutrino. Beispiel:



- In Konkurrenz zum  $\beta^+$ -Zerfall tritt der *Elektroneneinfang* (engl. *electron capture*). Anstatt ein Positron zu emittieren wird hier ein Elektron aus der K-Schale der Hülle eingefangen. Da dieses Elektron eine feste Energie hat wird auch das emittierte Neutrino immer dieselbe Energie haben. Beispiel:



Das entstehende Loch in der Atomhülle wird dann von Elektronen aus höheren Schalen aufgefüllt. Dabei wird Röntgenstrahlung emittiert. Alternativ können auch Auger-Kaskaden auftreten, d.h. anstelle der Röntgenstrahlung werden ein oder mehrere Elektronen emittiert. Diese K-Einfangreaktion spielt vor allem dann eine Rolle, wenn die Energiedifferenz für den  $\beta^+$ -Zerfall zu klein ist.

Häufig entsteht der Zielkern in einem angeregten Zustand. Die Anregungsenergie wird dann durch Emission charakteristischer  $\gamma$ -Strahlung oder durch die Emission von Konversionselektronen abgegeben.

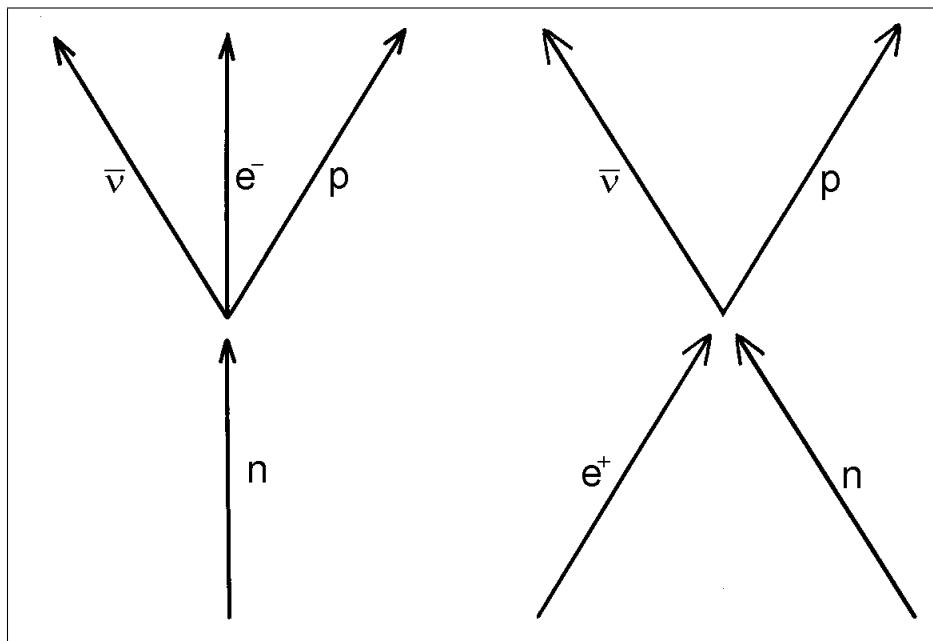
### 2.3.2 Theorie des $\beta$ -Zerfalls des Neutrons

Die Übergangswahrscheinlichkeit beim  $\beta$ -Zerfall berechnet man am besten mittels Fermi's Goldener Regel:

$$W_{if} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle \psi_f | H | \psi_i \rangle|^2 \rho(E_f) \quad (2.45)$$

Hierbei ist  $W_{if}$  die Übergangsrate von Ausgangszustand (engl. *initial*) in den Endzustand (engl. *final*) und  $\rho(E_f)$  die Zustandsdichte im Ausgangskanal. Diese Energiedichte ergibt sich, indem man die möglichen Endzustände des Elektrons und des Neutrinos abzählt. Insbesondere ist diese Energiedichte für größere Energien viel größer, sodass der Zerfall bei sonst gleicher Physik hier viel schneller erfolgt.

Die interessantere Physik steckt jedoch in dem Übergangs-Matrixelement  $\langle \psi_f | H | \psi_i \rangle$ . Dieses lässt sich einfacher berechnen wenn man die Reaktionsgleichung 2.41 umformuliert: Nach Feynman's Quantenelektrodynamik sind die Absorption eines Teilchens mit der Emission eines Antiteilchens sowie die Emission eines Teilchens mit der Absorption eines Antiteilchens äquivalent. Dies ist in auch in Abb. 2.6 gezeigt.



**Abbildung 2.6:** Feynman-Graphen zum  $\beta$ -Zerfall. Beide Möglichkeiten sind äquivalent.

Für die Berechnung dieses Matrixelements ist es daher besser, anstelle der Reaktionsgleichung

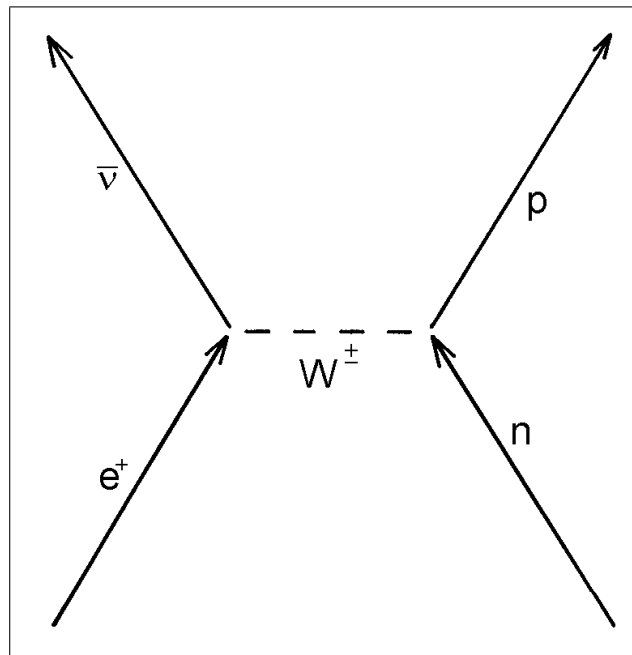
$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}, \quad (2.46)$$

die äquivalente, aber symmetrisierte Form

$$n + \nu \rightarrow p + e^- \quad (2.47)$$

zu verwenden.

Inzwischen weiß man, dass die schwache Wechselwirkung nicht, wie in Abb. 2.6 gezeigt, eine Vierteilchenwechselwirkung ist, sondern von einem massiven Boson, dem sogenannten W-Boson, vermittelt wird (vgl. Abb. 2.7). Da dieses Boson die sehr große Masse von ca.  $80 \text{ GeV}/c^2$  hat ist seine Reichweite sehr klein. (Die Reichweite eines massiven Bosons lässt sich nach  $\bar{h} \approx \Delta t \cdot \Delta E$ ,  $r_{\text{max}} \approx c \frac{\bar{h}}{E}$  abschätzen.) Dadurch erklärt sich auch die „Schwäche“ der schwachen Wechselwirkung.



**Abbildung 2.7:** Der  $\beta$ -Zerfall wird durch den Austausch eines W-Bosons vermittelt.

Da die Reichweite jedoch sehr klein ist, können wir die räumliche Abhängigkeit durch eine  $\delta$ -Funktion beschreiben (Punktwechselwirkung). Der einfachste Ansatz für die Hamilton-Funktion ist nun

$$(\bar{\psi}_p \Omega \psi_n)(\bar{\psi}_e \Omega \psi_\nu) \quad (2.48)$$

wobei  $\Omega$  ein geeigneter Dirac-Operator ist. Die in diesem Ausdruck möglichen Operatoren werden dadurch eingeschränkt, dass der Ausdruck Lorentz-invariant sein soll und sich wie ein echter Skalar verhalten muss. Nur die folgenden Möglichkeiten bleiben übrig:

$\Omega_S = 1$	Skalar	S	
$\Omega_P = \gamma_5$	Pseudoskalar	P	
$\Omega_V = \gamma_\mu \quad \mu = 1, 2, 3, 4$	Polarer Vektor	V	(2.49)
$\Omega_A = \gamma_5 \gamma_\mu$	Axialer Vektor	A	
$\Omega_T = (\gamma_\mu \gamma_\nu - \gamma_\nu \gamma_\mu)$	Tensor	T	

Damit ergibt sich für die Hamiltonfunktion des Neutronenzerfalls, unter der Annahme einer Lorentz-invarianten Punktwechselwirkung, der Ansatz:

$$H = \frac{1}{\sqrt{2}} \int \sum_k g_k (\bar{\psi}_p \Omega_k \psi_n) (\bar{\psi}_e \Omega_k \psi_\nu) d\tau \quad (k = S, P, V, A, T) \quad (2.50)$$

Dabei wird über das Kernvolumen integriert. Durch Vergleich mit dem Experiment findet man, dass von den fünf Möglichkeiten nur zwei, nämlich die mit den Transformationseigenschaften V und A, physikalisch realisiert sind. Es zeigt sich im Experiment auch, dass die Neutrinos stets mit der gleichen Helizität, also der Spinrichtung bezogen auf die Emissionsrichtung, emittiert werden. Um dem Rechnung zu tragen, muss auf die Neutrinowellenfunktion stets zusätzlich ein Projektionsoperator wirken, der nur **eine** Spinrichtung zulässt. Im hier verwendeten Dirac-Formalismus ist das  $\mathcal{P} = (1 + \gamma_5)$ . Damit lässt sich die Hamiltonfunktion als

$$\begin{aligned} H_\beta &= \frac{1}{\sqrt{2}} \int ( g_V (\bar{\psi}_p \Omega_V \psi_n) (\bar{\psi}_e \Omega_V \mathcal{P} \psi_\nu) + \\ &\quad g_A (\bar{\psi}_p \Omega_A \psi_n) (\bar{\psi}_e \Omega_A \mathcal{P} \psi_\nu) ) d\tau \\ &= \frac{g_V}{\sqrt{2}} \int (\bar{\psi}_p \gamma_\mu (1 + \lambda \gamma_5) \psi_n) (\bar{\psi}_e \gamma_\mu (1 + \lambda \gamma_5) \mathcal{P} \psi_\nu) \\ &\quad \lambda = \frac{g_A}{g_V} = -1, 25 \end{aligned} \quad (2.51)$$

schreiben.

Um dies auszurechnen muss man die Wellenfunktionen eintragen und über die nicht beobachteten Größen mitteln. Üblicherweise verwendet man hierzu zwei Näherungen: Man nimmt an, dass die Wellenfunktionen der beteiligten Leptonen über das Kernvolumen konstant sind und behandelt die Nukleonen nichtrelativistisch. Damit vereinfacht sich Gleichung 2.51 zu zwei einfachen Matrixelementen. Diese sind

$$M_F = \int (p^* \mathbf{1} n) d\tau \quad \text{Fermi-Matrixelement} \quad (2.52)$$

$$M_{GT} = \int (p^* \vec{\sigma} n) d\tau \quad \text{Gamow-Teller-Matrixelement} \quad (2.53)$$

Der Operator im Fermi-Matrixelement ist die Einheitsmatrix. Im Gamow-Teller-Matrixelement steht der Spinoperator  $\vec{\sigma}$ .

$$\vec{\sigma} = -\gamma_5 \vec{\alpha} = \begin{pmatrix} \vec{s} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \vec{s} \end{pmatrix} \quad \vec{s} = (s_x, s_y, s_z) \quad (2.54)$$

Wirkt  $\vec{\sigma}$  auf einen Spinor, so werden die Spinkomponenten umgeklappt. Der Gamow-Teller-Übergang ist also der, wo das erzeugte Proton die Spinrichtung umgekehrt zu der des Neutrons hat.

Mit diesen Kernmatrixelementen lautet das Quadrat des gemittelten Übergangsmatrixelements:

$$|H_{fi}|^2 = g_V^2 M_F^2 + g_A^2 M_{GT}^2 \quad (2.55)$$

### 2.3.3 Theorie des $\beta$ -Zerfalls von Atomkernen

Da Elementarteilchen ununterscheidbar sind, ist es bei dem Zerfall eines Atomkerns prinzipiell nicht möglich zu sagen, welches Nukleon sich bei dem  $\beta$ -Übergang verwandelt hat. Daher muss bei der Berechnung des Wirkungsquerschnitts über alle Nukleonen kohärent summiert werden. Die so gebildeten Kernmatrixelemente lassen sich wieder wie in Gleichung 2.55 behandeln.

Am einfachsten lässt sich dies mittels des Isospin-Operators  $\tau_k^+$ , der das  $k$ -te Neutron in ein Proton umwandelt, formulieren.

$$|M_F|^2 = \sum_{m_f} \left| \int \Psi_f^* \sum_k \tau_k^+ \Psi_i d\tau \right|^2 \quad (2.56)$$

$$|M_{GT}|^2 = \sum_{m_f} \sum_n \left| \int \Psi_f^* \tau_k^+ \sigma_n^{(k)} \Psi_i d\tau \right|^2 \quad (2.57)$$

Hierbei sind  $\Psi_i$  und  $\Psi_f$  die Anfangs- und Endwellenfunktionen des Kerns. Die Summation über  $k$  läuft über alle Nukleonen,  $m_f$  über alle Werte der magnetischen Quantenzahl  $m$  des Endniveaus, und  $n$  über alle Komponenten des Spinoperators  $\vec{\sigma}$ .

Im allgemeinen ist die Berechnung dieser Ausdrücke sehr schwierig. Einige Auswahlregeln können aber leicht abgeleitet werden:

**Tabelle 2.2:** Quantenmechanische Auswahlregeln für  $\beta$ -Übergänge

Drehimpulsänderung	Paritätsänderung	Name
$\Delta I = 0$ ( $I_i = 0 \rightarrow I_f = 0$ erlaubt)	$\Delta\pi$ nein	Fermi-Übergänge (begünstigt)
$\Delta I = 0, 1$ (kein $I_i = 0 \rightarrow I_f = 0$ )	$\Delta\pi$ nein	Gamow-Teller-Übergänge (begünstigt)
alle weiteren	$\Delta\pi$ ja $\Delta\pi$ nein	einfach verbotene Übergänge mehrfach verbotene Übergänge

### 2.3.4 $\beta$ -Zerfälle höherer Ordnung

Für die obigen Berechnungen hatten wir die Vereinfachung eingeführt, dass (a) die Leptonenwellenfunktionen über das Kernvolumen konstant sind und (b) die Nukleonen nichtrelativistisch behandelt werden können.

Nun gibt es durchaus Fälle wo die Matrixelemente 2.56 und 2.57 verschwinden. Dies ist z.B. dann der Fall, wenn der Spinunterschied zwischen dem Ausgangs- und dem Endkern  $\Delta I > 1$  ist. In diesen Fällen wäre nach den bisher verwendeten Näherungen kein Zerfall möglich. Man muss daher untersuchen, was passiert, wenn man diese Näherungen aufgibt.

Die Näherung (a) besteht darin, dass man in der Entwicklung für die ebene Welle

$$\psi_\nu(r) = e^{ikr} = 1 + ikr - \frac{(kr)^2}{2} - i\frac{(kr)^3}{3!} + \dots \quad (2.58)$$

bereits den lineare Term vernachlässigt. Berücksichtigt man den linearen Term in der Entwicklung, so erhält man ein Matrixelement der Form

$$\int \vec{r} \equiv \vec{k} \int p^*(r) \vec{r} n(r) d\tau \quad (2.59)$$

dessen Quadrat in der Größenordnung von  $10^{-2}$  bis  $10^{-4}$  liegt. Dies führt zu einem **einfach verbotenen** Übergang. Anschaulich erlaubt dieses Matrixelement, dass die Leptonen nicht direkt aus dem Zentrum des Kerns, sondern etwas außerhalb emittiert werden und so Bahndrehimpuls mitnehmen können.

Auch die Aufgabe der Näherung (b) kann zu einem Matrixelement in ähnlicher Größenordnung führen. Verschwinden auch diese Matrixelemente so muss man höhere Ordnungen der Entwicklung 2.58 berücksichtigen. Dies führt zu mehrfach verbotenen Übergängen. Tabelle 2.3 zeigt Beispiele für die verschiedenen Möglichkeiten.

### 2.3.5 Klassifikation von $\beta$ -Zerfällen

Die Zerfallskonstante  $\lambda_{fi}$  für den  $\beta$ -Zerfall von einem Ausgangszustand (*initial*) in einen Endzustand (*final*) des Tochterkerns lässt sich wie folgt schreiben:

$$\lambda_{fi} = \frac{g_V^2 M_F^2 + g_A^2 M_{GT}^2}{b} f(Z, \epsilon_0), \quad (2.60)$$

Hierbei ist  $b$  definiert als:

$$b = \frac{\hbar^7 2\pi^3}{m_0^5 c^4} \quad (2.61)$$

Dies lässt sich auch wie folgt schreiben:

$$F(Z, \epsilon_0) T_{1/2}^{fi} \equiv ft = \frac{b \ln 2}{g_V^2 M_F^2 + g_A^2 M_{GT}^2} = \frac{b \ln 2}{|M_{fi}|^2} \quad (2.62)$$

Hierbei ist  $T_{1/2}^{fi} = \frac{\ln 2}{\lambda_{fi}}$  die entsprechende Halbwertszeit für einen  $\beta$ -Zerfallskanal.

Das sogenannte *Fermi-Integral*  $F(Z, \epsilon_0)$  enthält die Abhängigkeit der  $\beta$ -Zerfallsrate von der Kernladungszahl  $Z$  des Tochterkerns und der Zerfallsenergie  $\epsilon_0 = Q_\beta - E$ . Diese Funktion lässt sich analytisch nur den trivialen Fall  $Z=0$  berechnen, wobei dem  $F(0, \epsilon_0) = 0$  gilt. Ansonsten muss  $F(Z, \epsilon_0)$  numerisch berechnet werden [7, 8]. Das Ergebnis dieser Rechnungen ist in Abb. 2.8 für verschiedene  $Z$  dargestellt.

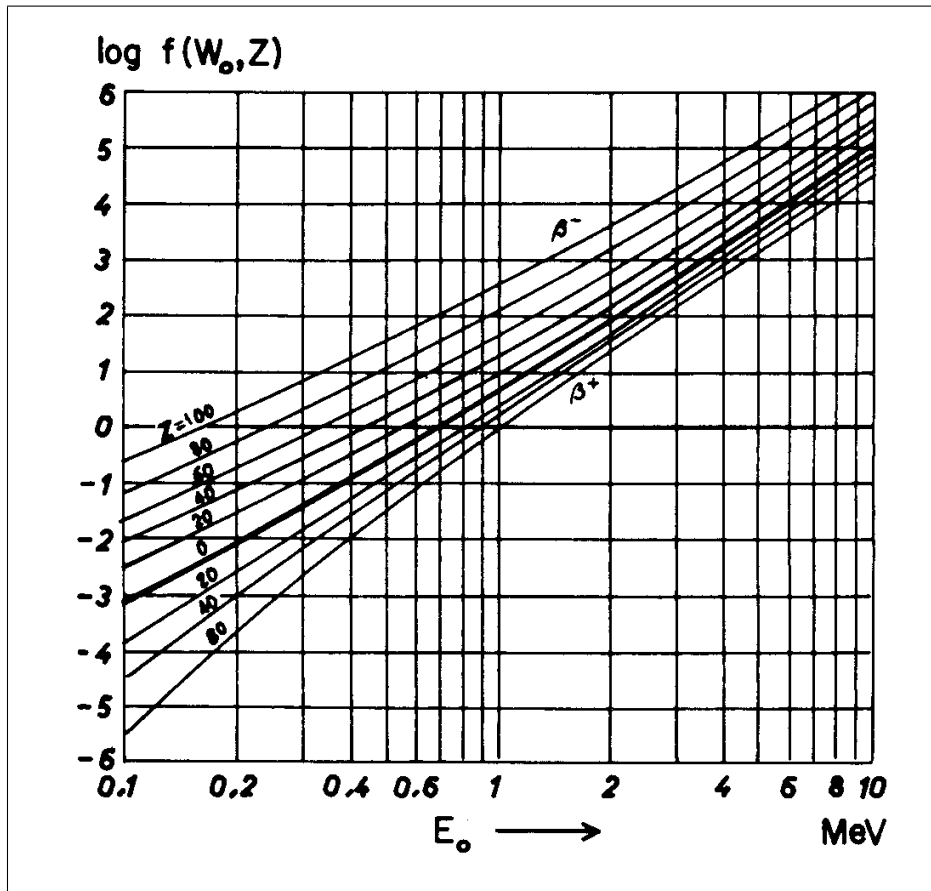


Abbildung 2.8: Darstellung der Fermifunktion für verschiedene  $Z$ . [8]

Wie aus 2.62 ersichtlich lassen sich die  $ft$ -Werte allein aus der Halbwertszeit und der Zerfallsenergie bestimmen. Deshalb eignen sich die  $ft$ -Werte gut um  $\beta$ -Zerfälle nach ihrer Übergangswahrscheinlichkeit zu klassifizieren. Wegen der einfacheren Handhabbarkeit verwendet man zumeist nicht direkt  $ft$ , sondern den dekadischen Logarithmus  $\log(ft)$ . Je größer dieser Wert ist um so höher ist der Verbotenheitsgrad des Übergangs.

Das Kernmatrixelement  $|M_{fi}|^2$  bezeichnet man auch als  $\beta$ -Stärkefunktion:

$$S_\beta(E) = |M_{fi}|^2 = \frac{b}{f(Z, \epsilon_0)T_{1/2}} \quad (2.63)$$

**Tabelle 2.3:** Klassifikation von  $\beta$ -Zerfällen. (+) bedeutet keine Paritätsänderung, (−) bedeutet Paritätsänderung. Als „übererlaubt“ bezeichnet man erlaubte Übergänge bei denen das Matrixelement besonders groß ist. Diese treten vor allem zwischen Spiegelkernen auf.

Art des Übergangs	Auswahlregeln		log ft	Beispiel	
	Spin	Parität		Isotop	Halbwertszeit
übererlaubt	$\Delta I = 0, \pm 1$	(+)	$3,5 \pm 0,2$	$^1\text{n}$	11,7 m
erlaubt	$0, \pm 1$	(+)	$5,7 \pm 1,1$	$^{35}\text{S}$	87 d
einfach verboten	$0, \pm 1$	(−)	$7,5 \pm 1,5$	$^{198}\text{Au}$	2,7 d
„Unique“ einfach verboten	$\pm 2$	(−)	$8,5 \pm 0,7$	$^{91}\text{Y}$	61 d
zweifach verboten	$\pm 2$	(+)	$12,1 \pm 1,0$	$^{137}\text{Cs}$	30 a
dreifach verboten	$\pm 3$	(−)	$18,2 \pm 0,6$	$^{87}\text{Rb}$	$6 \cdot 10^{10}$ a
vierfach verboten	$\pm 4$	(+)	22,7	$^{115}\text{In}$	$6 \cdot 10^{14}$ a

## 2.4 Gamma-Übergänge

Ein Kern kann spontan von einem angeregten Niveau auf ein tieferliegendes oder in den Grundzustand zerfallen. Dies geschieht unter Emission eines  $\gamma$ -Quants charakteristischer Energie.

$$E_\gamma = h\nu = E_i - E_f \quad (2.64)$$

Ein konkurrierender Prozeß, der ebenfalls für die Abgabe von Anregungsenergie des Kerns verantwortlich ist, ist die **innere Konversion**. Dabei wird die Energie auf eines der Atomelektronen übertragen. Es werden also anstelle der  $\gamma$ -Strahlung Konversionselektronen der Energie

$$E_e = E_\gamma - E_B \quad (2.65)$$

emittiert.  $E_B$  ist hierbei die Bindungsenergie des Elektrons in seiner ursprünglichen Schale.

### 2.4.1 Multipolordnung

In der klassischen Elektrodynamik lässt sich eine Strahlungsquelle durch oszillierende, elektrische oder magnetische Momente darstellen. Die Ladungs- oder Stromverteilung wird dabei durch Kugelfunktionen der Ordnung  $l = 1, 2, \dots$  beschrieben. Auf diese Momente und die entsprechenden Strahlungsfelder werden die Bezeichnungen Dipol, Quatrupol, Oktupol, usw. angewandt.

In der Quantenmechanik kann man die  $\gamma$ -Strahlung entsprechend in Multipolordnungen unterteilen. Diese Multipolordnungen entsprechen dem totalen, abgeführten Drehimpuls.

$$\begin{aligned} l = 1 & \quad \text{Dipol} && (\text{z.B. } 1^+ \rightarrow 0^+) \\ l = 2 & \quad \text{Quadrupol} && (\text{z.B. } 2^+ \rightarrow 0^+) \\ l = 3 & \quad \text{Oktupol} && (\text{z.B. } 3^+ \rightarrow 0^+) \end{aligned}$$

Es existiert keine Strahlung mit  $l = 0$ , also keine Monopolstrahlung.

### 2.4.2 Elektrische und magnetische Multipolstrahlung

Für eine gegebene Multipolordnung  $l$  unterscheidet man elektrische und magnetische Multipolstrahlung. Klassisch entspricht die elektrische Multipol-

strahlung einer schwingenden Ladungs-, die magnetische einer schwingenden Stromverteilung.

Jedes elektromagnetische Strahlungsfeld entspricht einer definierten **Parität**. Die beiden Strahlungstypen haben bei gleicher Multipolordnung stets entgegengesetzte Parität.

Elektrischer Multipol $\mathcal{P} = (-1)^l$ Magnetische Multipol $\mathcal{P} = (-1)^{l+1}$
---

Man benutzt die Schreibweisen  $El$  für elektrische und die  $Ml$  für magnetische Multipolstrahlung.

Strahlung mit gerader Parität: $M1, E2, M3, E4, M5, E6, \dots$ Strahlung mit ungerader Parität: $E1, M2, E3, M4, E5, M6, \dots$
--

### 2.4.3 Auswahlregeln

Das  $\gamma$ -Quant trägt beim Zerfall einen Drehimpuls mit sich fort. Da Erhaltung des Drehimpulsvektors gilt muss sich der Drehimpuls des Kerns entsprechend ändern.

$$\vec{I}_i - \vec{I}_f = \vec{I}_\gamma \quad (2.66)$$

In Drehimpulsquantenzahlen geschrieben bedeutet das

$$|I_i - I_f| \leq I_\gamma \leq I_i + I_f \quad (2.67)$$

Ein Photon einer  $El$  oder  $Ml$ -Strahlung trägt den Drehimpuls  $l$ . Damit lässt sich die Drehimpuls-Auswahlregel für  $\gamma$ -Strahlung schreiben als:

$ I_i - I_f  \leq l \leq I_i + I_f$
-------------------------------------

Für relativistische Teilchen kann nicht klar zwischen Bahndrehimpuls und Spin unterschieden werden. Man muss daher die Quantenzahl  $l$  als Multipolordnung oder totalen Drehimpuls betrachten.

Wie bereits oben gesagt gibt es keine elektromagnetische Strahlung der Multipolordnung  $l = 0$ .

$\gamma$ -Übergänge  $0 \rightarrow 0$  sind streng verboten

Bereits in Abschnitt 2.4.1 war gezeigt worden dass Strahlung der Arten  $M1, E2, M3, E4, M5, E6, \dots$  zwischen Zuständen verschiedener Parität und Strahlung der Arten  $E1, M2, E3, M4, E5, M6, \dots$  zwischen Zuständen gleicher Parität auftritt.

#### 2.4.4 Emissionswahrscheinlichkeiten

Die Übergangswahrscheinlichkeiten für die  $\gamma$ -Strahlung lassen sich nur schwer genau berechnen. Eine einfache Formel ist hierzu von Weißkopf bestimmt worden. Diese gibt die mittlere Lebensdauer von elektrischen Übergängen bis auf einen Faktor 10-100 genau an.

$$\frac{1}{\tau_E} = \alpha \omega \left( \frac{R}{\bar{\lambda}} \right)^{2L} \frac{2(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \left( \frac{3}{L+3} \right)^2 \quad (s^{-1}) \quad (2.68)$$

Wobei  $\omega = E_\gamma / \hbar$       Kreisfrequenz des  $\gamma$ -Strahls  
 $R = R_0 A^{1/3}$       Kernradius  
 $\bar{\lambda} \equiv \frac{\lambda}{2\pi}; \lambda = \frac{ch}{E_\gamma}$       Wellenlänge des  $\gamma$ -Strahls

und

$$n!! = \begin{cases} 1 \cdot 3 \cdot 5 \cdots n & \text{für ungerade } n \\ 2 \cdot 4 \cdot 6 \cdots n & \text{für gerade } n \end{cases} \quad (2.69)$$

Dieser Wert von  $\tau_E$  kann nur als Abschätzung des minimalen Wertes für die theoretische Lebensdauer eines Niveaus gegen  $\gamma$ -Emission angesehen werden.

Für einen Kern mit Masse  $A \approx 100$  zeigt die Tabelle 2.4 einige typische Beispiele.

Auffällig ist hier die starke Abhängigkeit der Lebensdauer von der Multipolordnung. Im Experiment wird daher immer nur die niedrigste, maximal die zweitniedrigste mögliche Multipolordnung auftreten.

**Tabelle 2.4:** Übergangszeiten in Sekunden für einen Kern mit  $A \approx 100$

$E_\gamma$ (MeV)	E1	E2	E3	E4	E5
0.1	$10^{-13}$	$10^{-6}$	$10^2$	$10^9$	groß
1	$10^{-15}$	$10^{-10}$	$10^{-5}$	1	$10^5$
10	$10^{-18}$	$10^{-15}$	$10^{-12}$	$10^{-9}$	$10^{-6}$

Eine ähnliche Gleichung kann auch zur Abschätzung der magnetischen Übergangsraten verwendet werden. Man findet den folgenden Ausdruck:

$$\frac{1}{\tau_M} = \alpha\omega \left(\frac{R}{\lambda}\right)^{2L} \frac{10\hbar^2}{m_N c R} \frac{2(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \left(\frac{3}{L+3}\right)^2 (s^{-1}) \quad (2.70)$$

Aus den Gleichungen 2.68 und 2.70, den sogenannten Weißkopf-Werten, lassen sich folgende einfache Proportionalitäten herauslesen:

$$\frac{1}{\tau_E} \sim E_\gamma^{2L+1} A^{2L/3} \quad (2.71)$$

$$\frac{1}{\tau_M} \sim E_\gamma^{2L+1} A^{2(L-1)/3} \quad (2.72)$$

Mit diesen Gleichungen kann man die elektrische und die magnetische Übergangswahrscheinlichkeit vergleichen. Die partiellen Lebensdauern verhalten sich - bei gleicher Energie und gleicher Multipolordnung - wie:

$$\frac{\tau_E}{\tau_M} \approx 4.5 A^{2/3} \quad (2.73)$$

Für den in dieser Arbeit interessierenden Massenbereich, die Massen von  $A=122$  bis  $A=128$ , entspricht dem

$$\frac{\tau_E}{\tau_M} \approx 110 \quad (2.74)$$

Die magnetischen Übergänge sind also um ca. einen Faktor 100 langsamer als die elektrischen Übergänge. Man muss allerdings berücksichtigen, dass die experimentell gefundenen Werten von den, aus den Ausdrücken 2.68 und 2.70 abgeschätzten, um bis zu einem Faktor 100 abweichen können. Dies liegt an der komplizierten Struktur der, den Kern bestimmenden, Wellenfunktionen.

# Kapitel 3

## Astrophysikalische Grundlagen

### 3.1 Sternentwicklung und Energieerzeugung in Sternen

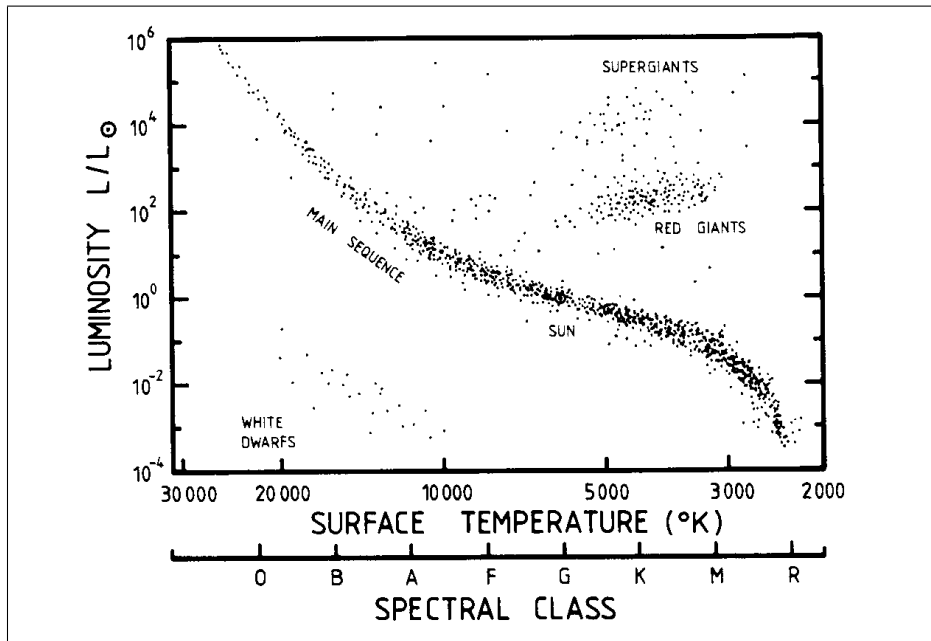
#### 3.1.1 Das Hertzsprung-Russell-Diagramm

Trägt man die absolute Leuchtkraft von Sternen gegen die Farbe ihres Spektrums auf so erhält man das, in Abbildung 3.1 dargestellte, *Hertzsprung-Russell*-Diagramm. Auffällig ist hier das diagonal verlaufende breite Band, die sogenannte Hauptreihe. In den Sternen der Hauptreihe verbrennt Wasserstoff zu Helium. Den größten Teil ihres Lebens befinden sich Sterne auf der Hauptreihe. Daher sind 95 % aller beobachteten Sterne dort einzusortieren.

Die Farbe der Sterne hängt von der Temperatur, diese wiederum von ihrer Masse ab. Rechts unten auf der Hauptreihe finden sich die kleinen, kalten, roten Sterne, links oben dagegen die großen, heißen und daher blauen Sterne. Die Sonne befindet sich bei der Spektralklasse G, d.h. sie ist ein mittelgroßer, gelber Stern.

Rechts oben befinden sich die roten Riesensterne, darüber noch die Überriesen. In diesen, älteren Sternen verbrennt Helium zu Kohlenstoff und Sauerstoff.

Links unten sind schließlich die kleinen, aber sehr heißen weißen Zwergsterne zu finden.



**Abbildung 3.1:** Hertzsprung-Russell-Diagramm. Auf der Abszisse ist die Temperatur und damit die Farbe des Spektrums dargestellt. Die Ordinate zeigt die Leuchtkraft der Sterne im Vergleich zur Sonne. Das diagonal verlaufende Band heißt Hauptreihe. 95% aller Sterne können dort eingeordnet werden. [10]

### 3.1.2 Masse-Leuchtkraft-Beziehung

Für Sterne auf der Hauptreihe lassen sich einfache Beziehungen zwischen Masse, Temperatur und Leuchtkraft aufstellen:

$$T \sim M/R \quad (3.1)$$

$$L \sim M^4 \quad (3.2)$$

$$\tau \sim M^{-3} \quad (3.3)$$

$$L \sim T^{5,5} \quad (3.4)$$

Man erkennt, dass größere Sterne heißer sind und viel mehr Energie abstrahlen. Daher leben große Sterne viel kürzer als kleinere.

### 3.1.3 Wasserstoffbrennen

Die Energieerzeugung in Hauptreihensternen erfolgt im wesentlichen durch die Verbrennung von Wasserstoff zu Helium. Dies kann direkt (*PP-Kette*) oder katalysiert (*CNO-Zyklus*) erfolgen.

#### PP-Kette

Bei der PP-Kette (vgl. Abbildung 3.2) reagieren zunächst zwei Protonen unter Emission eines Positrons und eines Neutrinos zu Deuterium. ( $p(p, e^+\nu)d$ )

Danach kann in einer ( $p, \gamma$ )-Reaktion ein weiteres Proton eingefangen werden sodass Helium-3 entsteht. ( $d(p, \gamma)^3He$ )

Danach gibt es verschiedene Möglichkeiten:

- Entweder zwei  $^3He$ -Kerne verschmelzen unter Bildung eines  $^4He$ -Kerns und zweier Protonen.
- Ein  $^3He$ -Kern verschmilzt mit einem  $^4He$ -Kern und es entsteht  $^7Be$ . Das  $^7Be$  kann dann durch Elektroneneinfang zu  $^7Li$  zerfallen ( $^7Be(e^-, \nu)^7Li$ ), welches nach Protoneneinfang in zwei  $\alpha$ -Teilchen zerfällt ( $^7Li(p, \alpha)^4He$ ).
- Seltener kann das erzeugte  $^7Be$  noch ein weiteres Proton einfangen sodass  $^8B$  entsteht. Das  $^8B$  zerfällt in einem  $\beta^+$ -Zerfall in angeregtes  $^8Be$  ( $^8B(e^+\nu)^8Be^*$ ) welches wieder in zwei  $\alpha$ -Teilchen zerfällt ( $^8Be^*(\alpha)^4He$ ).

Bei diesen Prozessen entstehen Neutrinos unterschiedlicher Energie. Diese wechselwirken kaum mit der Sternmaterie und können daher den Stern ungehindert verlassen. Ihre Energie geht so verloren. Je nach Prozess macht der Energieverlust zwischen 2 und 28 % der Energieerzeugung aus.

#### CNO-Zyklus

Ist in dem Stern schon Kohlenstoff, Sauerstoff oder Stickstoff vorhanden, so kann das Wasserstoffbrennen auch über eine kohlenstoffkatalysierte Reaktion, den *CNO-Zyklus*, ablaufen (vgl. Abbildung 3.3).

Beginnend mit  $^{12}C$ , wechseln sich in diesem Zyklus Protoneneinfänge und  $\beta^+$ -Zerfälle ab bis man zum  $^{15}N$  gelangt. Beim nächsten Protoneneinfang wird meistens ein  $\alpha$ -Teilchen emittiert sodass man wieder  $^{12}C$  erhält.

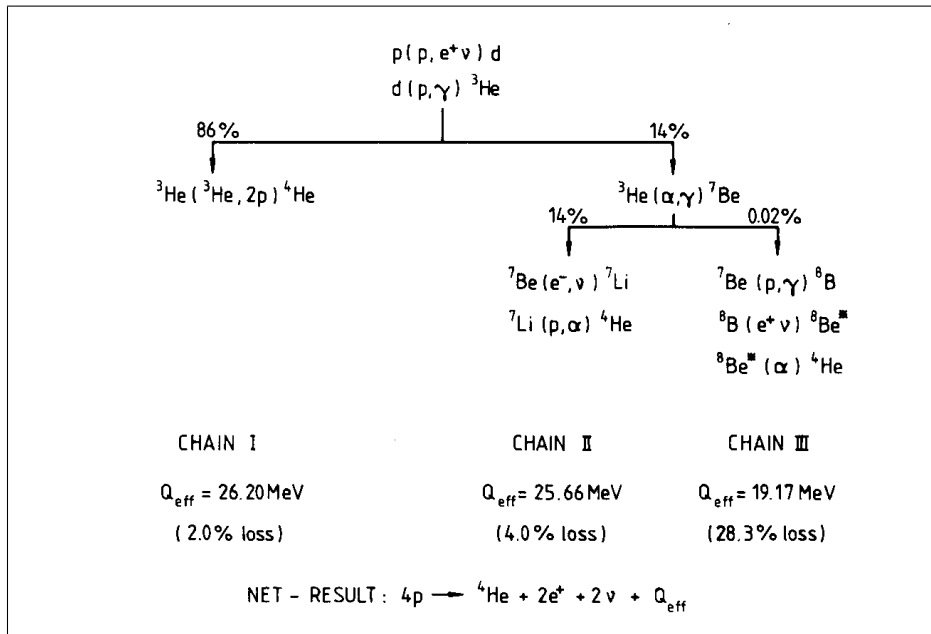


Abbildung 3.2: Verbrennung von Wasserstoff zu Helium in der PP-Kette [10]

Es ist aber auch möglich, dass kein  $\alpha$ -Teilchen emittiert wird. Dies führt zu den weiteren CNO-Teilzyklen, wie in der Abbildung dargestellt.

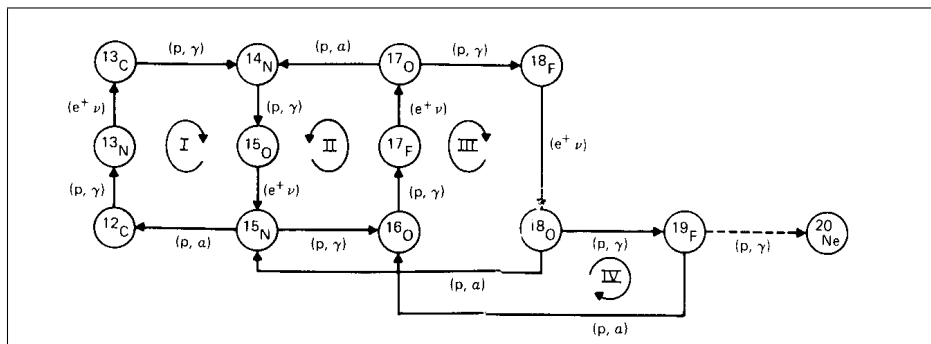
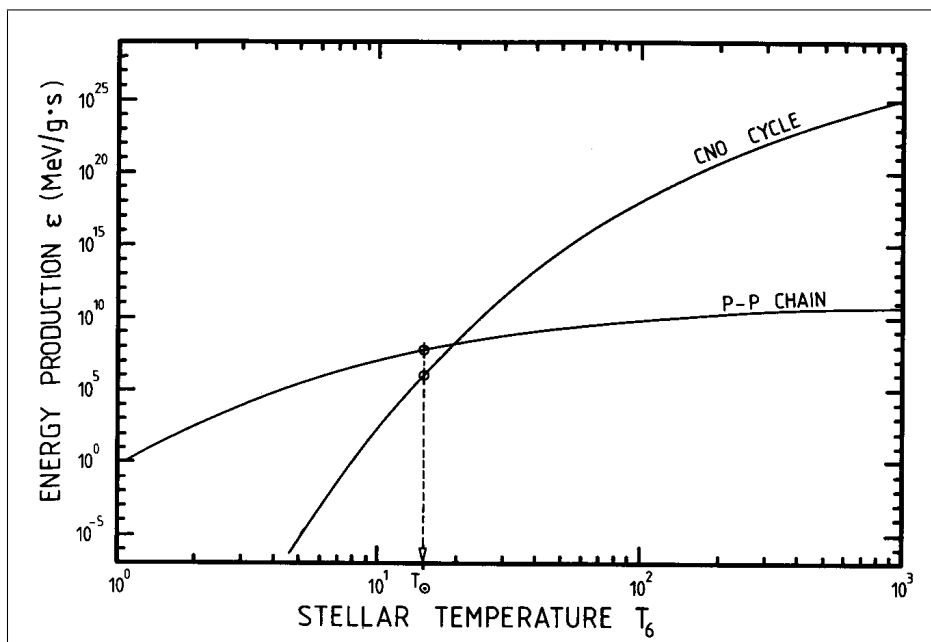


Abbildung 3.3: Katalytische Verbrennung von Wasserstoff zu Helium im CNO-Zyklus. Dargestellt sind alle vier Teilzyklen. [10]

Ob die PP-Kette oder der CNO-Zyklus überwiegt hängt - vorausgesetzt dass genügend Kohlenstoff vorhanden ist - von der Temperatur des Sterns und damit auch von der Sternmasse ab. Für leichtere, kältere Sterne überwiegt die PP-Kette, für heißere dagegen der CNO-Zyklus. Dies ist für Sterne mit 1 % CNO-Massenanteil in der Abbildung 3.4 dargestellt.



**Abbildung 3.4:** Energieerzeugung durch PP-Kette und CNO-Zyklus im Vergleich. Bei niedrigen Sterntemperaturen überwiegt die PP-Kette, bei höheren (ca.  $2 \cdot 10^7$  K) aber der CNO-Zyklus [10]

### 3.1.4 Heliumbrennen

Irgendwann ist der Wasserstoff im Kern des Sterns verbraucht. Der Stern beginnt dann sich zusammenzuziehen, dabei wird Gravitationsenergie in Wärme umgesetzt und so steigen Dichte und Temperatur. Auch in einer dünnen Schale um den Kern herum steigt die Temperatur, sodass dort nun Wasserstoffbrennen möglich ist.

Die erhöhte Temperatur im Sterninneren führt zu einer Expansion der Sternhülle, ein roter Überriese entsteht.

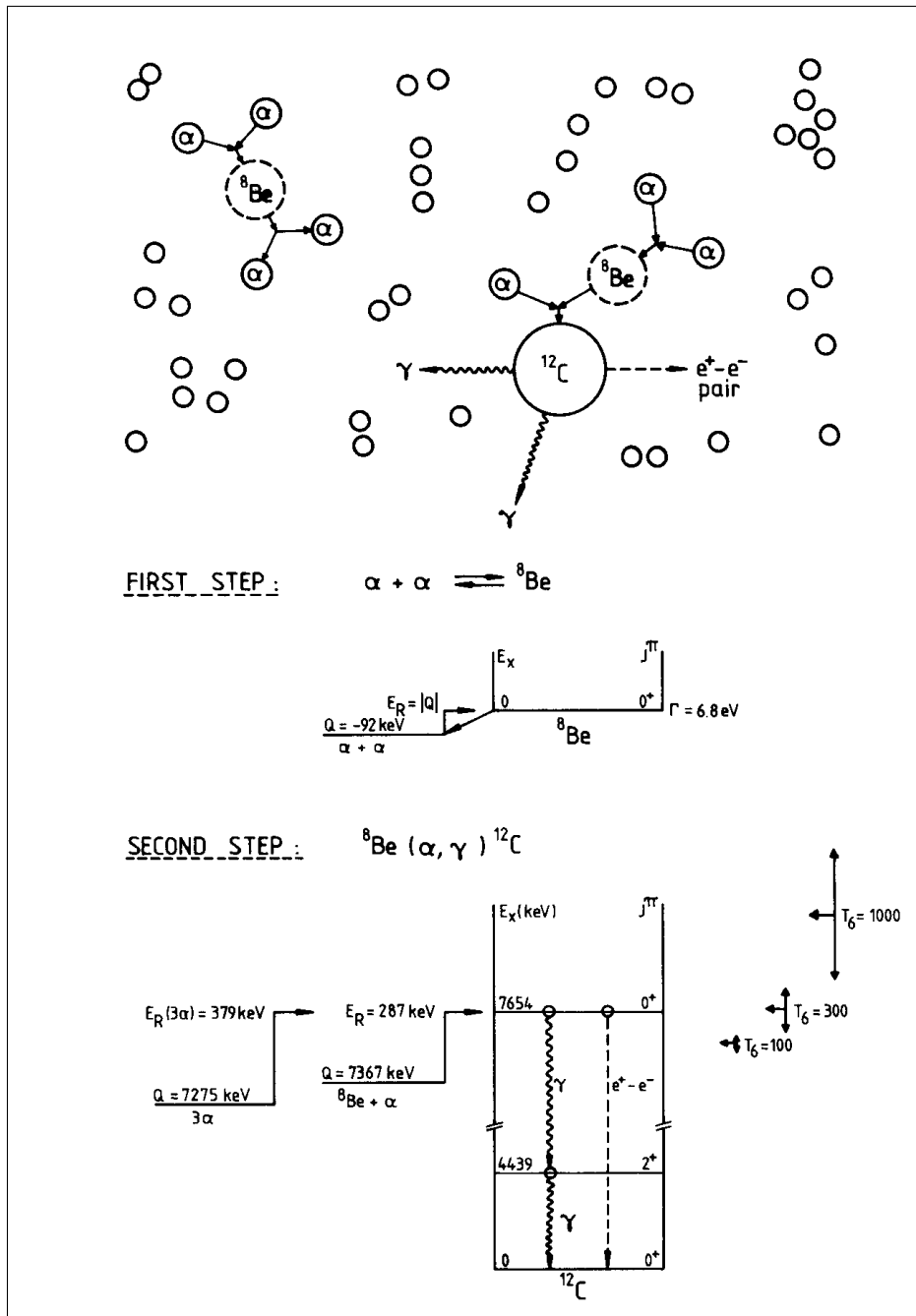
Im Kern selbst kann nun das Heliumbrennen einsetzen. Dies erfolgt über den sogenannten *Tripple-Alpha*-Prozess (Abbildung 3.5): In einem ersten Schritt bilden sich zwei  $\alpha$ -Teilchen zu einem  ${}^8\text{Be}$ . Das  ${}^8\text{Be}$  ist aber instabil ( $Q=-92.1$  keV) und zerfällt nach  $1 \cdot 10^{-16}$  s wieder in zwei  $\alpha$ -Teilchen.

Unter den gegebenen Bedingungen sind jedoch Stöße so häufig, dass sich ein Gleichgewicht mit einem kleinen Anteil (ca.  $5 \cdot 10^{-10}$ ) von  ${}^8\text{Be}$  ergibt.

Das  ${}^8\text{Be}$ -Teilchen kann nun ein weiteres  $\alpha$  einfangen, wobei ein angeregter  ${}^{12}\text{C}$ -Kern entsteht. Dieser regt sich dann über  $\gamma$  und  $e^+e^-$ -Emission ab.

Der ganze Prozess ist nur möglich, da die Energie des  ${}^8\text{Be}$  fast der Energie von zwei  $\alpha$ -Teilchen entspricht und weil das Anregungsspektrum von  ${}^{12}\text{C}$  gerade an der richtigen Stelle einen Zustand mit passendem Spin und Parität ( $0^+$ ) hat.

Nachdem  ${}^{12}\text{C}$  vorhanden ist, kann im Heliumbrennen durch Einfang eines weiteren  $\alpha$ -Teilchens  ${}^{16}\text{O}$  erzeugt werden (vgl. Abbildung 3.6). Im Prinzip können nun durch weitere  $\alpha$ -Einfänge  ${}^{20}\text{Ne}$ ,  ${}^{24}\text{Mg}$  und  ${}^{28}\text{Si}$  erzeugt werden. Die Reaktion  ${}^{16}\text{O}(\alpha, \gamma){}^{20}\text{Ne}$  ist aber sehr langsam, da im Neon kein Anregungszustand mit passender Energie und Spin/Parität existiert. Nur deshalb ist Sauerstoff das häufigste Element auf der Erde.



**Abbildung 3.5:** Triple-Alpha-Prozess: Hier wird Helium zu Kohlenstoff verbrannt. Rechts unten im Bild ist die Lage des Gamow-Peaks für verschiedene Temperaturen angedeutet. Der Tripple-Alpha-Prozess ist nur möglich weil es im  ${}^{12}\text{C}$  an der richtigen Stelle einen angeregten  $0^+$  Zustand gibt. [10]

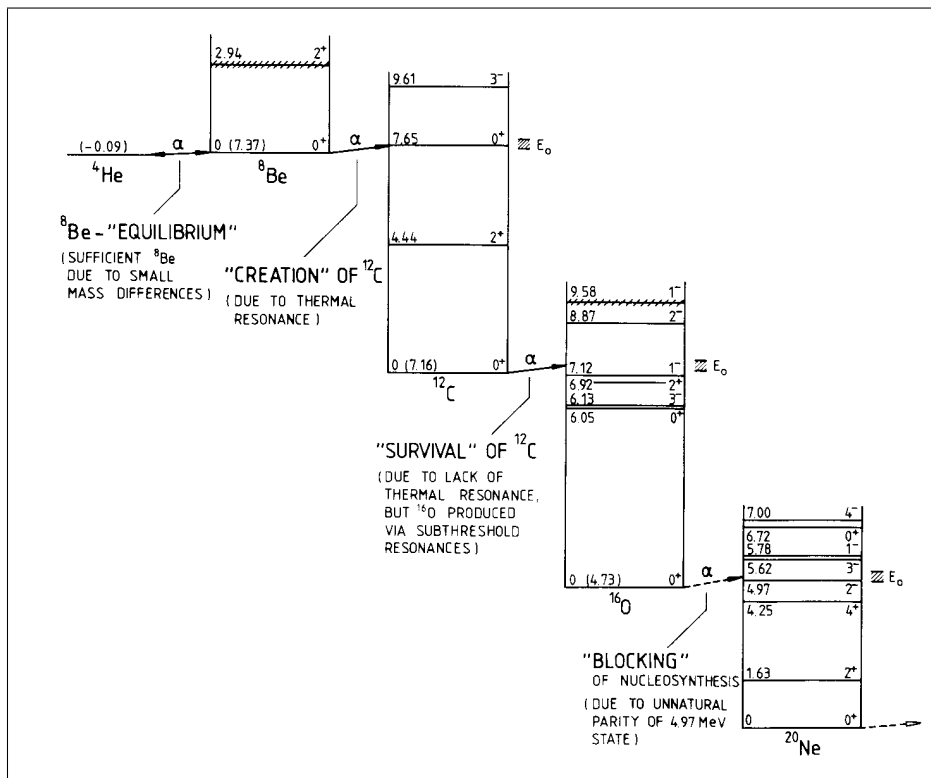


Abbildung 3.6: Beim Heliumbrennen werden neben Kohlenstoff auch Sauerstoff und etwas Neon erzeugt. [10]

### 3.1.5 Spätere Brennphasen

Ist das Helium verbraucht, so kann der Kern des Sterns weiter schrumpfen und sich dabei weiter erhitzen. In weiteren Brennphasen können dann Kohlenstoff zu Neon, Neon zu Sauerstoff, Sauerstoff zu Silizium und Silizium zu Eisen und Nickel verbrennen.

Alle diese Brennphasen können in großen Sternen in verschiedenen Schalen gleichzeitig ablaufen. Dies ist in Abbildung 3.7 gezeigt.

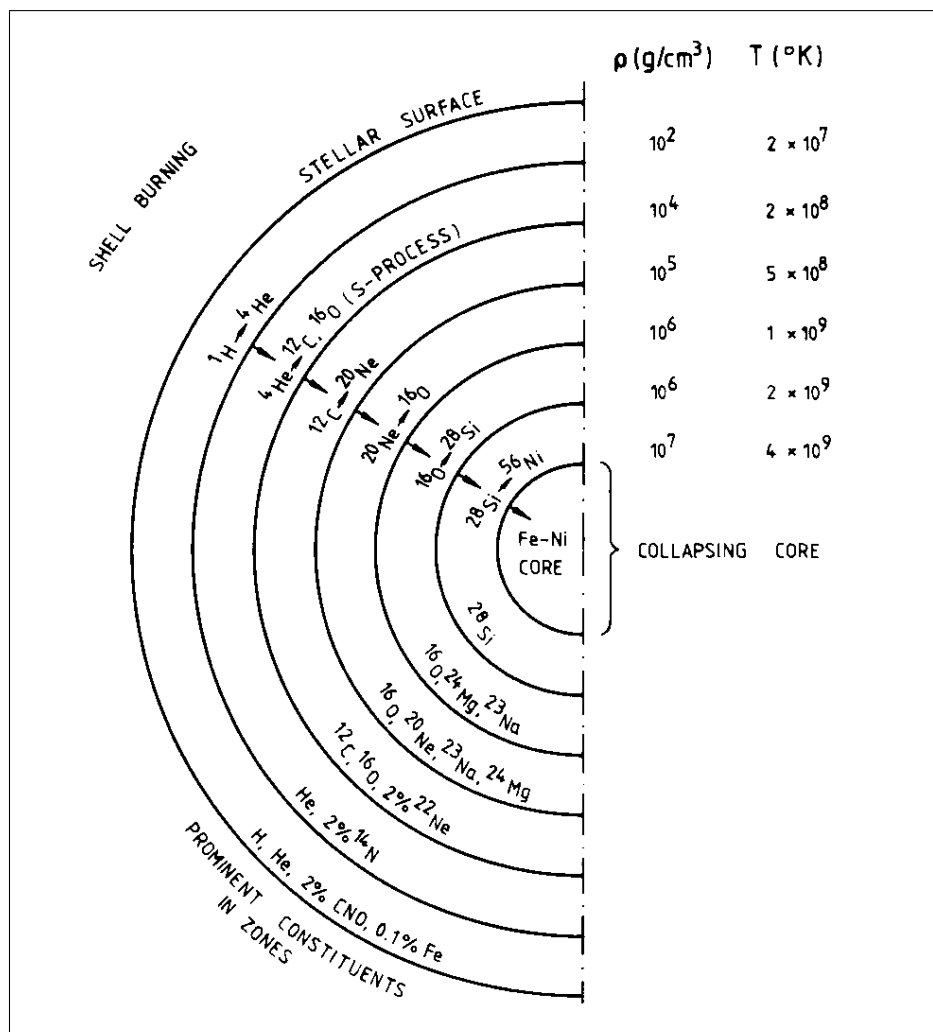


Abbildung 3.7: In einem großen Stern können die verschiedenen Brennphasen gleichzeitig in verschiedenen Schalen ablaufen. [10]

## 3.2 Die Nukleosynthese

Die im Kosmos vorkommenden Nuklide sind in mehreren Prozessen entstanden:

- Bei der *primordialen* Nukleosynthese, das heißt unmittelbar nach dem Urknall, entstanden nur Wasserstoff und geringe Mengen Helium und Lithium.
- Alle Elemente bis zu Eisen, dem Element mit der höchsten Bindungsenergie pro Nukleon, sind in den Brennprozessen im Inneren von Sternen entstanden.
- Ab dem Eisen kann durch Anlagerung von Nukleonen an die Atomkerne keine Energie mehr gewonnen werden. Hier kommen auf der protonenreichen Seite der r-p-Prozess, auf der neutronenreichen Seite aber der s-Prozess und der r-Prozess zum Tragen.

### 3.2.1 Nuklide schwerer als Eisen

In Abbildung 3.8 ist die Häufigkeit der schweren Elemente im Sonnensystem dargestellt. Deutlich erkennt man eine Struktur mit drei Doppelpeaks. Diese Doppelpeaks befinden sich bei den Massen  $A \simeq 80/90$ ,  $130/140$  und  $190/210$  [13, 14].

Die Doppelpeakstruktur lässt bereits vermuten, dass es sich hier um mindestens zwei verschiedene Prozesse handelt.

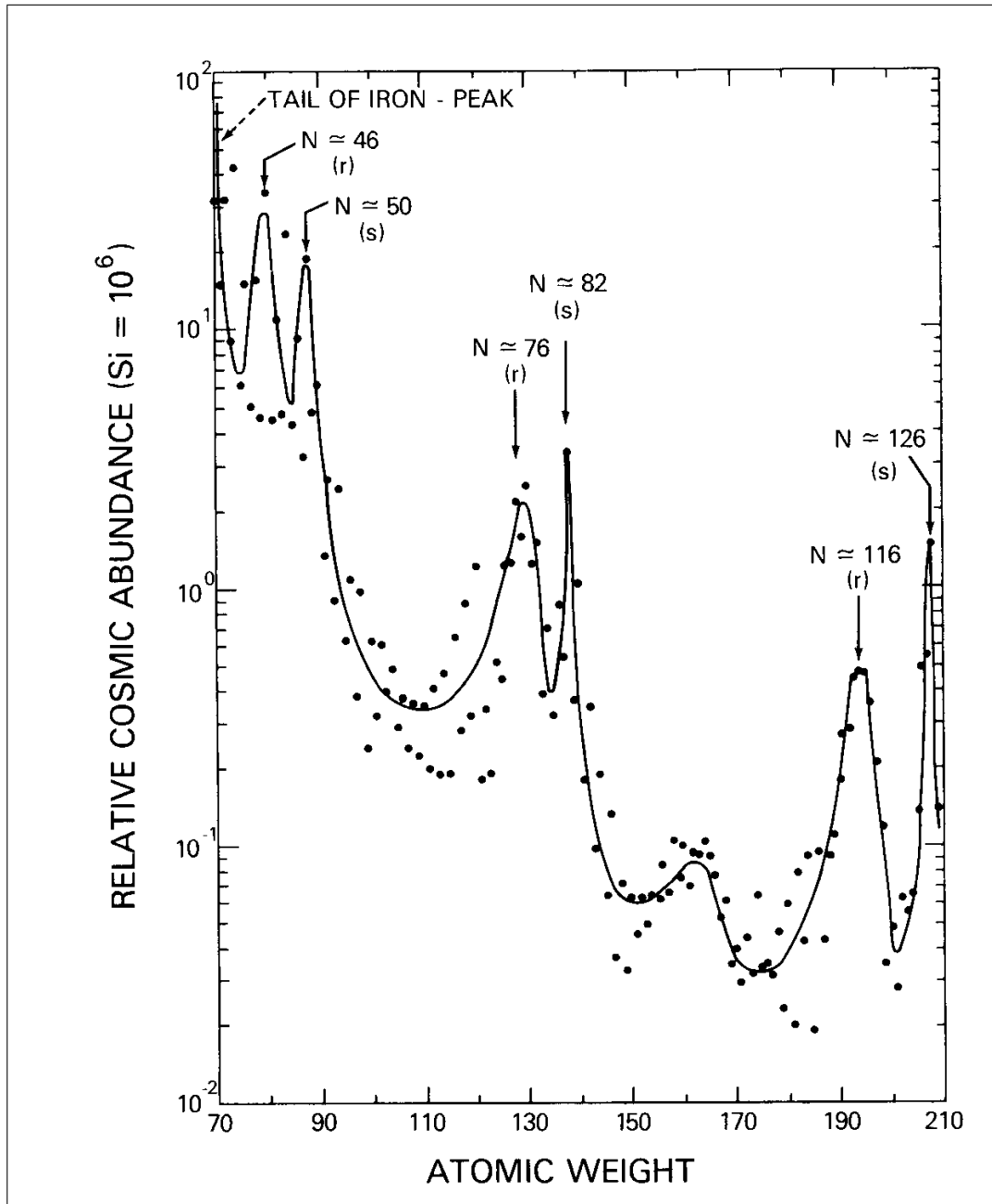


Abbildung 3.8: Häufigkeiten schwerer Elemente im Kosmos [10]

### 3.2.2 Der s-Prozess

In dem sogenannten s-Prozess können, ausgehend vom Saatnuklid  $^{56}\text{Fe}$ , Kerne bis zum  $^{209}\text{Bi}$ , dem schwerstem, nahezu stabilem <sup>1</sup> Isotop, aufgebaut werden. Da dieser Prozess langsam abläuft ( $s=\text{slow}$ ) muss der s-Prozesspfad immer entlang der  $\beta$ -stabilen Isotope ablaufen. Beendet wird der s-Prozess schließlich durch den, über Bismut auftretenden, schnellen  $\alpha$ -Zerfall. Der Prozesspfad ist in Abbildung 3.9 dargestellt.

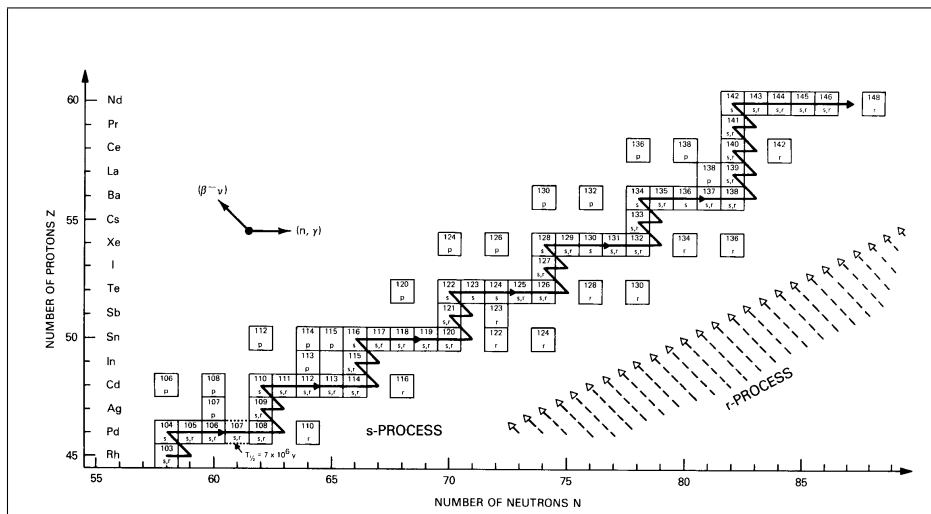


Abbildung 3.9: s-Prozess-Pfad [10]

Da die Anlagerung von zusätzlichen Neutronen an einem Abschluss einer Neutronenschale sehr viel langsamer geht wird man am Ende des s-Prozesses sehr viel mehr Kerne mit magischer Neutronenzahl finden. Dadurch entsteht der jeweils rechte Peak der in Abbildung 3.8 dargestellten Doppelpeaks.

Der s-Prozess läuft vermutlich in roten Riesen ab und dauert einige Millionen Jahre.

### 3.2.3 Der r-Prozess

Der r-Prozess läuft viel schneller (Dauer einige Sekunden) und bei viel höheren Temperaturen ( $T > 10^9 \text{ K}$ ) und Neutronendichten ( $> 10^{20} \text{ Neutronen/cm}^3$ )

<sup>1</sup>Nach neueren Messungen[15] ist  $^{209}\text{Bi}$   $\alpha$ -instabil und hat eine Halbwertszeit von  $(1.9 \pm 0.2) \cdot 10^{19}$  Jahren.

ab. Daher ist die Neutronenanlagerung viel schneller als der  $\beta$ -Zerfall und der Prozesspfad führt weit in das Gebiet der neutronenreichen,  $\beta$ -instabilen Kerne hinaus.

Die Anlagerung von Neutronen erfolgt solange bis die Rückreaktion, die photoinduzierte Spaltung  $(\gamma, n)$ , schneller ist als die Neutroneneinfangreaktion  $(n, \gamma)$ . Bei den, im r-Prozess herrschenden, Temperaturen und Neutronendichten ist das bei einer Neutronenseparationsenergie  $S_n$  von etwas 2 MeV der Fall.

Dadurch stellt sich zwischen den verschiedenen Isotopen eines Elements ein  $(n, \gamma) \longleftrightarrow (\gamma, n)$  - Gleichgewicht ein. Zu höheren Massen gelangt man nur wenn ein  $\beta^-$  - Zerfall auftritt und damit eine neue Isotopenkette erzeugt wird. Der r-Prozess muss also auf den  $\beta$ -Zerfall warten. Dies ist das sogenannte *Waiting-Point-Konzept*.

Besonders auffällige Konsequenzen hat dies an den magischen Neutronenschalen: Für ein Neutron unmittelbar nach einer magischen Schale, also z.B. für Neutron 51, 83 oder 127, ist die Bindungsenergie sehr klein. Ein solches Neutron wird also schnell wieder per Photodesintegration abgespalten. Für die instabilen, neutronenreichen Kerne wird die Neutronenanlagerung also nur bis zur magischen Schale erfolgen. Bei diesen magischen Neutronenzahlen wird die Häufigkeit eines Elements daher in etwa proportional zu der Halbwertszeit des Isotops mit der magischen Neutronenzahl sein. Dies ist die sogenannte *Waiting-Point-Approximation*. Diese Approximation konnte auch experimentell bestätigt werden.

Da bei den neutronenreichen Kernen eine gegebene, magische Neutronenzahl einer kleineren Protonenzahl als bei stabilen Atomkernen entspricht führt die Häufung der Nuklide an den magischen Zahlen zu Peaks bei kleineren Massenzahlen als beim langsamer ablaufenden s-Prozess. Der r-Prozess ist daher für die jeweils linken Peaks, der in Abbildung 3.8 gezeigten, Doppelpeaks verantwortlich.

Die Pfade von r- und s-Prozess sind in Abbildung 3.10 im Vergleich gezeigt.

Der s-Prozess läuft nahe an der Stabilität. Die involvierten Nuklide sind daher gut bekannt. Man kann daher den s-Prozess recht genau nachvollziehen und die resultierende Nuklidhäufigkeit berechnen. Zieht man diese berechnete Nuklidhäufigkeit von der experimentell gemessenen ab, so erhält man den Anteil des r-Prozesses. Die so bestimmte Häufigkeit ist in Abbildung 3.11 gezeigt.

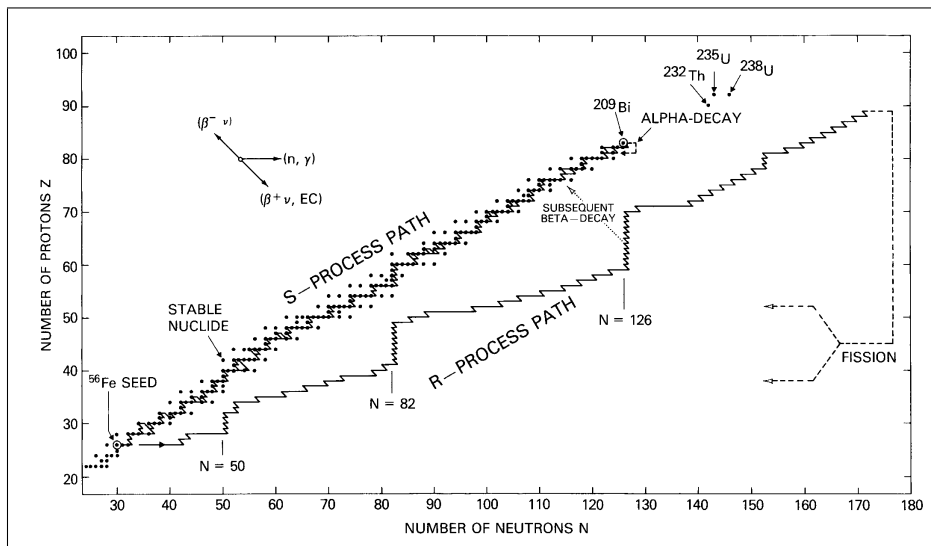
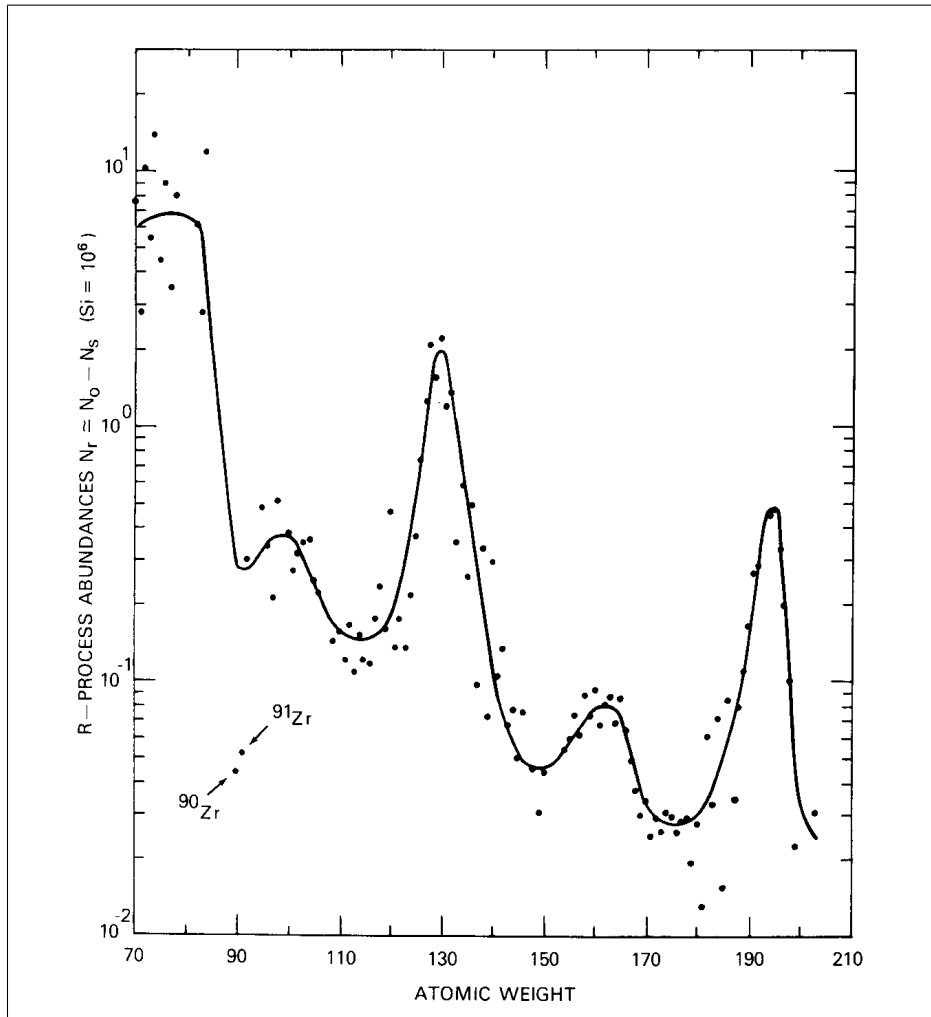


Abbildung 3.10: r- und s-Prozess-Pfad im Vergleich [10]



**Abbildung 3.11:** r-Prozess-Häufigkeiten, bestimmt aus gemessenen Häufigkeiten abzüglich der berechneten s-Prozess-Häufigkeiten [10]

Um den r-Prozess nachvollziehen zu können braucht man natürlich die Eigenschaften der involvierten Nuklide. Um den Peak bei Masse  $A \simeq 120\text{--}130$  zu verstehen braucht man die Struktur und die Zerfallseigenschaften der neutronenreichen  ${}_{45}\text{Rh}$  bis  ${}_{50}\text{Sn}$  - Isotope.

Da diese Nuklide wegen ihrer kurzen Halbwertszeit experimentell aber nur sehr schwer zugänglich sind hat man versucht, stattdessen Kernmodelle zu verwenden. Es zeigte sich jedoch, dass verschiedene Kernmodelle, die die Nuklide in der Nähe der Stabilität gut beschreiben konnten, bei den neutronenreichen Kernen gänzlich unterschiedliche Voraussagen machten und damit die experimentell gefundenen solaren Häufigkeiten nicht reproduziert werden konnten [16, 17, 18, 19, 20, 21].

Deshalb wurde bereits eine Abschwächung der Neutronenschale (*shell-quenching*) für die Kerne unterhalb des doppelt magischen  ${}^{132}\text{Sn}$  vermutet [3].

Der r-Prozess läuft vermutlich in Hochentropieblasen in der Hülle einer Supernova, evtl. aber auch bei Zusammenstößen von Neutronensternen, ab.

# Kapitel 4

## Experimenteller Aufbau

### 4.1 Produktion neutronenreicher Kerne

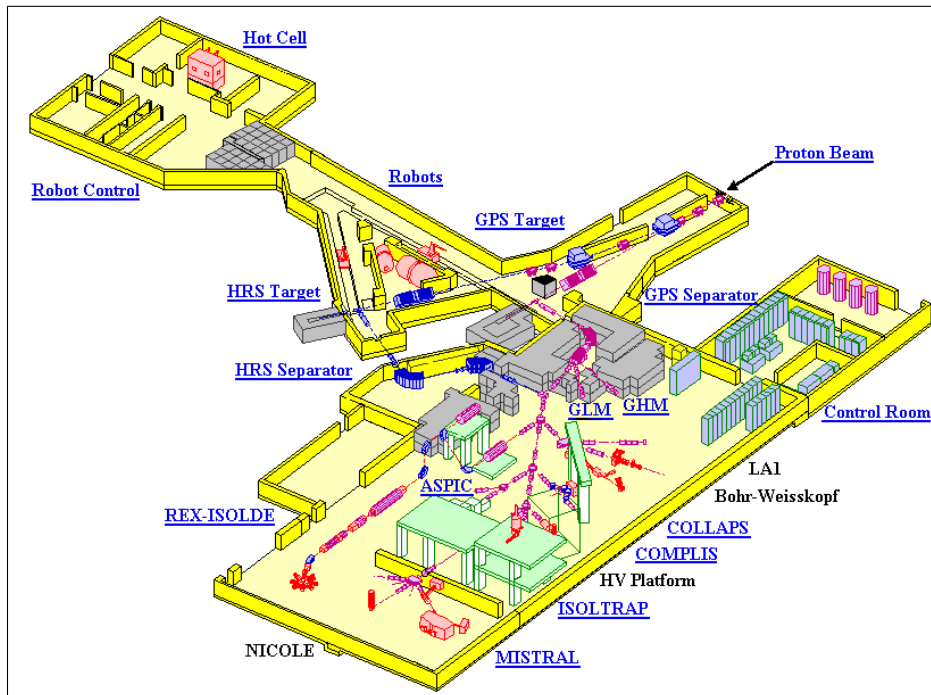
In den vergangenen Jahrzehnten sind verschiedene Methoden zur Produktion neutronenreicher Atomkerne verwendet worden. Es sind dies vor allem:

- Thermische oder epithermische Spaltung von Uran, Thorium oder Plutonium mit Neutronen. Diese Technik wird zum Beispiel am Separator *LOHENGRIN* in Grenoble eingesetzt. Auch bei *PIAFE* (Grenoble) und dem Forschungsreaktor *FRMII* (München) sollte diese Methode verwendet werden.
- Schwerionenreaktionen bei hohen Energien, zum Beispiel bei *GSI* (Darmstadt), *RIKEN* (Japan), *GANIL* (Frankreich) oder *MSU* (USA).
- Spaltung bzw. Spallation durch beschleunigte Protonen oder andere Projektile. Diese Technik wird u.a. bei *ISOLDE* am CERN eingesetzt.

Bei allen diesen Techniken entsteht eine große Vielfalt von Isotopen. Diese müssen noch nach Kernladungszahl  $Z$  und Massenzahl  $A$  separiert werden. Für diese Trennung werden Fragmentseparatoren (Trennung nach  $Z$  und  $A$ ) oder Massenseparatoren (Trennung nur nach  $A$ ) in Verbindung mit einer zusätzlichen, chemischen Trennung nach Elementen eingesetzt. Für längerlebige (einige Sekunden) Isotope kann die Elementtrennung durch schnelle Chemie erfolgen. Bei kürzeren Lebensdauern kommt z.B. die Verwendung einer chemisch selektiven Ionenquelle (siehe Abschnitt 4.2) in Frage.

### 4.1.1 Der Massenseparator ISOLDE am CERN

Die in dieser Arbeit beschriebenen Experimente wurden am Massenseparator ISOLDE am CERN durchgeführt. Die Abbildung 4.1 zeigt ein Schaubild dieses Massenseparators.



**Abbildung 4.1:** Der Massenseparator ISOLDE am CERN. [31]

Die Produktion der Isotope erfolgt durch Beschuss eines dicken Targets mit 1 GeV Protonen. Die Protonen stammen dabei aus dem einige hundert Meter entfernten PS-Booster und werden durch eine unterirdische Röhre zu den, acht Meter unter der Erde befindlichen, Targets geführt. Der Protonenstrahl hat dabei folgende Charakteristik:

**Tabelle 4.1:** Eigenschaften des Protonenstrahls des PS-Boosters

Energie des Strahls	1 GeV
Maximale Intensität	$3,2 \times 10^{13}$ p/Puls (ca. $5 \mu\text{C}$ )
Pulsdauer	$2,4 \mu\text{s}$
Wiederholrate	1,2 s
Pulse pro Supercycle	12

Bei Isolde gibt es zwei getrennte Targets für den *General Purpose Separator* (GPS) und den *High Resolution Separator* (HRS). Die Targets sind dabei so positioniert dass ein quasi-gleichzeitiger Betrieb beider Separatoren möglich ist, d.h. der Protonenstrahl abwechselnd zu beiden geschickt werden kann.

Als Targets werden, je nach dem gewünschten Massenbereich, Urancarbid ( $UC_2-C$ ), Niob-, Tantal- oder Titanfolie verwendet. Die radioaktiven Isotope entstehen dabei durch protoneninduzierte Spaltung oder Spallation des Targetmaterials. Die entstandenen Atomkerne werden sofort neutralisiert und diffundieren als Atome in die angeflanschte Ionenquelle (siehe Abb. 4.7). Um dies zu unterstützen wird das Target elektrisch beheizt. Zusätzlich erfolgt eine Aufheizung durch die nicht vernachlässigbare Energie der Protonen. Protonen von 1 GeV haben ein hohes Durchdringungsvermögen. Dies erlaubt es, mit dicken Targets zu arbeiten. Diese können viel Material enthalten und erlauben daher hohe Produktionsraten für einzelne Isotope. Außerdem kann so das Target zu der Proton-Beamline abgeschlossen sein. Ein Fenster in der Stahlwand ist bei diesen Energien nicht notwendig.

Für die, in dieser Arbeit beschreiben, Experimente wurde immer ein dickes Urantarget ( $44g/cm^2$ ) verwendet.

### 4.1.2 Der General Purpose Separator (GPS)

Die erzeugten Ionen werden mittels einer Hochspannung von 60 kV beschleunigt und durch den GPS geschickt. Dabei tritt das Problem auf, dass beim Auftreffen des Protonenstrahls die Luft um das Target für kurze Zeit stark ionisiert wird. Läge die Hochspannung in dieser Zeit an, so würde ein Strom von 2 A fließen und damit die Spannungsversorgung überlasten. Daher wird die Hochspannung gepulst: Unmittelbar vor dem Eintreffen der Protonen wird die Spannung innerhalb von  $35 \mu s$  auf 0 Volt heruntergefahren. Nach dem Protonenpuls wird die Spannung innerhalb von 10-20 ms wieder auf den Ausgangswert erhöht [23].

Der Massenseparator hat eine nominelle Auflösung von  $\frac{\Delta M}{M} = 2400$ , praktisch wird aber nur  $\frac{\Delta M}{M} \approx 1000$  erreicht. Wie man in Abb. 4.3 erkennt reicht dies jedoch nicht aus, um isobare Kerne zu trennen. Daher musste eine andere Art der Selektion verwendet werden.

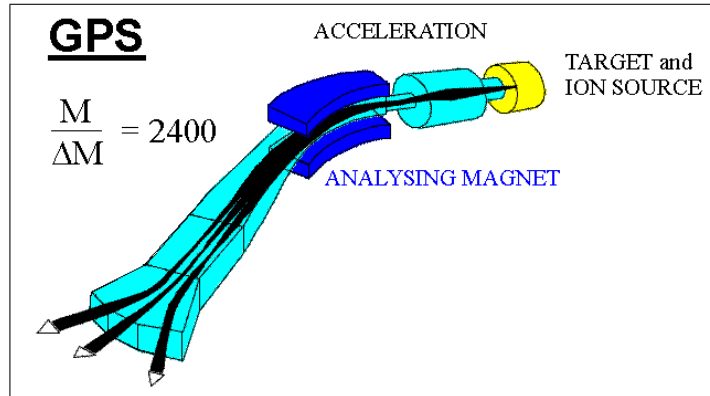


Abbildung 4.2: Schema des Massenseparators GPS. [31]

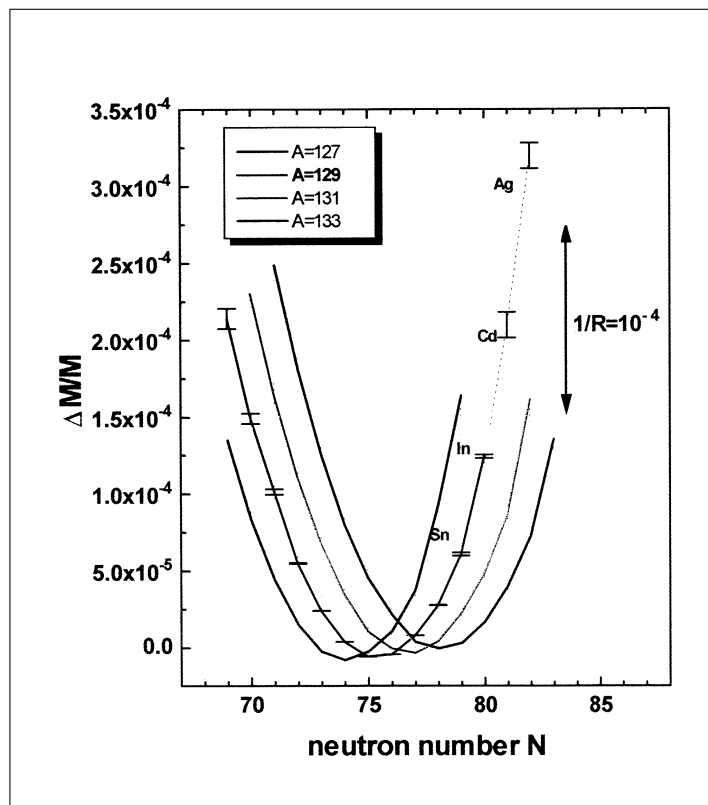


Abbildung 4.3: Massenparabeln für die Massen von A=127 bis A=129. Man erkennt, dass zur Trennung der benachbarten Isobaren (Ag - Cd - In) ein Massenseparator mit der Auflösung  $\frac{\Delta M}{M} = 10000$  notwendig ist.

## 4.2 Die Laserionenquelle

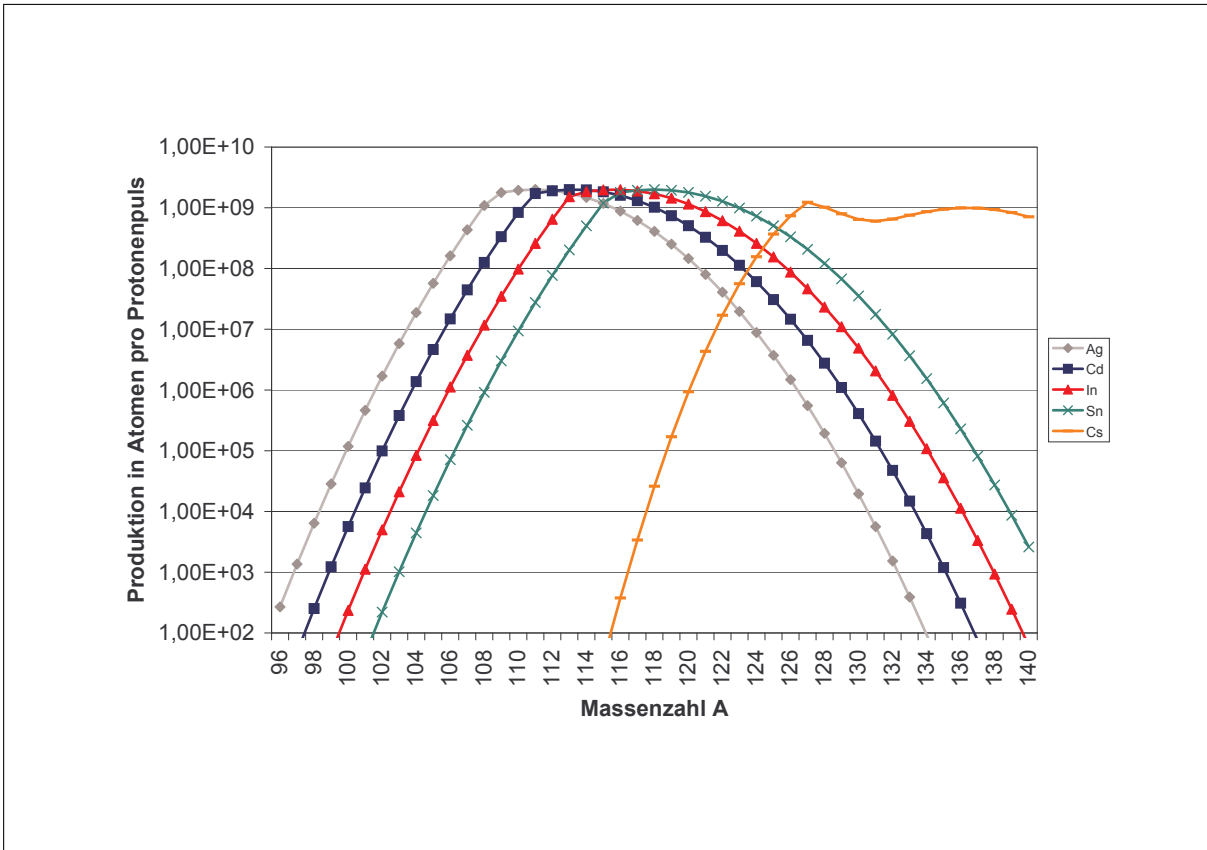
Die aus dem Target kommenden Atome sind elektrisch neutral. Um sie in dem Massenseparator beschleunigen zu können müssen sie zuerst ionisiert werden. Dazu sind folgende Techniken bekannt:

- Ionisation an einer heißen Oberfläche. Dadurch werden vor allem die Elemente mit kleinem Ionisationspotential, also vor allem Alkali- und Erdalkalimetalle, ionisiert.
- Ionisation in einem Plasma. Dabei werden alle Elemente gleichmäßig ionisiert.
- Ionisation durch Laserlicht. Hier kann man spezifisch ein Element ionisieren.

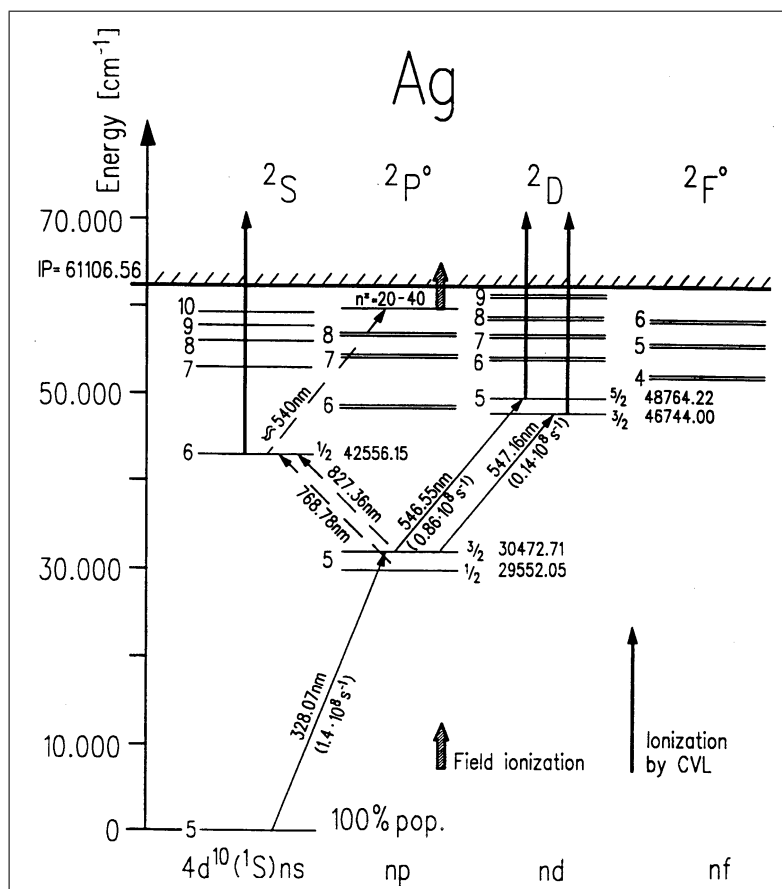
Betrachtet man in Abb. 4.4 die berechneten Produktionsraten, so sieht man, dass bei den interessanten Massen (z.B.  $A=128$ ) Indium und Cäsium um zwei Größenordnungen häufiger produziert werden als das gewünschte Silber. Da die Auflösung des Massenseparator (siehe Abschnitt 4.1.2) nicht ausreicht um Isobare voneinander zu trennen kann hier nur eine elementspezifische, chemisch selektive, Ionenquelle verwendet werden.

### 4.2.1 Prinzip der Laserionenquelle

Für diese Arbeit wurde eine verbesserte Version der in [24, 25] beschriebenen Laserionenquelle verwendet. Die Ionisation erfolgt dabei in drei Schritten. Im ersten Schritt erfolgt die Anregung vom Grundzustand aus ( $5s \ ^2S_{1/2} \rightarrow 5p \ ^2P_{3/2}^0$ ) mit einer Wellenlänge von  $\lambda_1=328.07$  nm. Der zweite resonante Übergang ( $5p \ ^2P_{3/2}^0 \rightarrow 5d \ ^2D_{5/2}$ ) erfolgte mit  $\lambda_2=546.55$  nm. Erst der dritte Schritt ionisiert das Atom. Hier erfolgt der nicht-resonante Übergang eines Elektrons ins Kontinuum. Effizienter wäre es natürlich als dritten Schritt einen autoionisierenden Zustand resonant anzuregen. Bei den Vorversuchen in Mainz zeigte sich jedoch, dass kein solcher Zustand effizient angeregt werden kann [25].



**Abbildung 4.4:** Berechnete Produktionsraten für verschiedene Elemente nach Silberberg-Tsao [26, 27]. Man erkennt, dass bei den interessanten Massen 124-129 viel mehr Indium und Cäsium als Silber entsteht.



**Abbildung 4.5:** Ausschnitt aus dem atomaren Niveauschema des Silberatoms zur Resonanz-Ionisations-Spektroskopie (RIS) mit Kupferdampf- und Farbstofflasern. Die Ionisation erfolgt in drei Schritten

## 4.2.2 Aufbau des Lasersystems

Der schematische Aufbau des Lasersystems ist in Abb. 4.6 gezeigt. Man verwendet drei Kupferdampf Laser, wobei der zweite und dritte Laser als Laserverstärker, also ohne Spiegel an den Enden, verwendet werden. Die Laser werden mit einer Frequenz von 10 kHz getaktet. Da das ultraviolette Licht von  $\lambda = 328.07 \text{ nm}$  nicht effizient mit einem Farbstofflaser erzeugt werden kann wird hier die halbe Frequenz mit dem Farbstofflaser erzeugt und diese anschließend mittels eines Barium-Beta-Borat-Kristalls (BBO) verdoppelt. Zum Pulsen des Farbstofflasers wird dabei die gelbe Komponente des Lichts der beiden Kupferdampf Laser verwendet. Der zweite Schritt der Ionisation von  $\lambda = 546.55 \text{ nm}$  kann dagegen direkt mit einem zweiten Farbstofflaser angeregt werden. Hierzu wird das grüne Licht eines der beiden Laserrohre verwendet. Für den letzten Schritt ins Kontinuum wird schließlich einfach das grüne Licht des Kupferdampf Lasers verwendet.

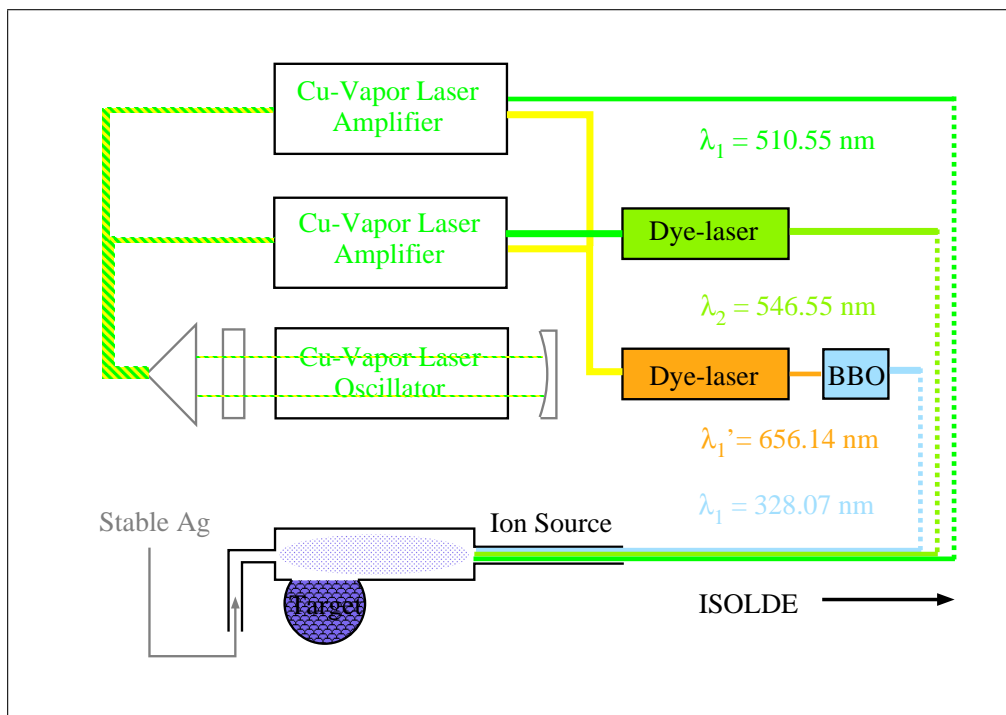


Abbildung 4.6: Schematischer Aufbau des Lasersystems

### 4.2.3 Aufbau der Ionenquelle

Das Laserlicht wird dann über eine Distanz von 20 m durch den Separatormagneten in das, nur 2 mm dicke, Extraktionsröhrchen eingestrahlt. In diesem Röhrchen findet dann die eigentliche Ionisation statt. Eine angelegte Spannung sorgt dafür dass die erzeugten Ionen extrahiert und in den Beschleuniger überführt werden.

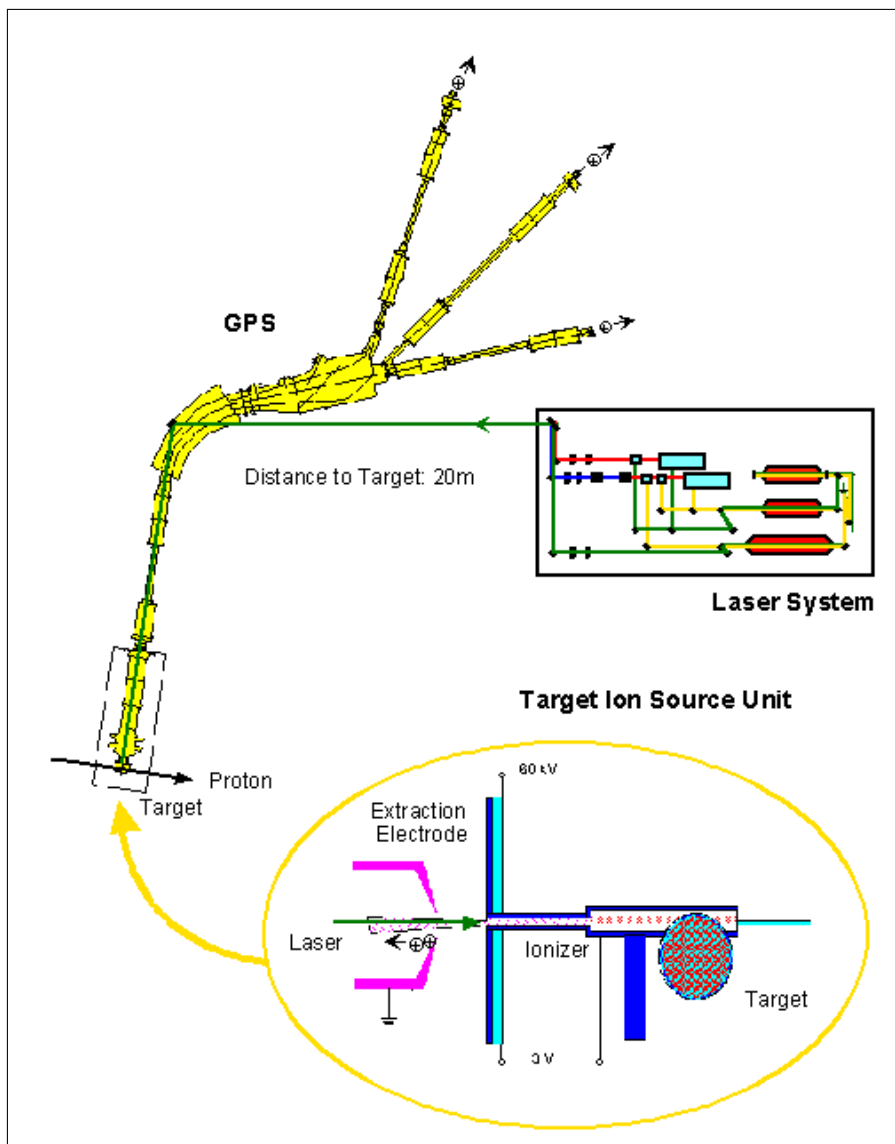


Abbildung 4.7: Aufbau von Separator und Laserionenquelle. [31]

#### 4.2.4 Hyperfeinstruktur und Laser-Isomerseparation

Es stellt sich noch die Frage, ob die Hyperfeinstruktur, also die Änderung der atomaren Niveaus durch die Orientierung des Kernspins, eine Rolle spielt. Es ist klar, dass dies nur für den ersten der in Abb. 4.5 gezeigten Übergänge der Fall sein kann: Nur hier ist ein s-Orbital involviert und nur bei s-Orbitalen ist die Aufenthaltswahrscheinlichkeit am Kernort ungleich Null.

Dies ist tatsächlich der Fall. Abbildung 4.8 zeigt die Anregungsfunktion für das stabile  $^{107}\text{Ag}$  und sowie das  $7/2+$  - Isomer des  $^{107}\text{Ag}$ . Man erkennt auch, dass es möglich ist, durch geeignete Wahl der Laserfrequenz Hoch- und Niederspinisomere gezielt anzuregen. Diese Technik wurde im Folgenden auch für die radioaktiven Silberisotope angewandt.

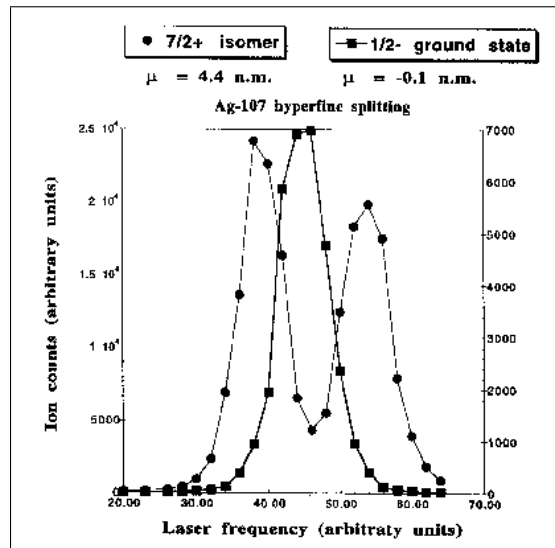


Abbildung 4.8: Laserionisation von  $^{107}\text{Ag}$  in Abhängigkeit von der Laserfrequenz

## 4.3 Strahlrohr und Bandgerät

An den Separator wird das Endrohr angeschlossen. In diesem werden die separierten Ionen gesammelt und ihr Zerfall wird mittels der Detektoren beobachtet. Es entsteht allerdings das Problem, dass neben den gewünschten Ionen auch längerlebige Kontaminationen abgelagert werden.

Damit diese den Strahlungsuntergrund nicht zu sehr vergrößern verwendet man ein Band als Auffänger für den Strahl. Dieses Band wird periodisch weitertransportiert und entfernt so die längerlebigen Kontaminationen von dem Detektor.

In unserem Bandgerät wird ein altes 1/2-Zoll Magnetband verwendet. Über einen Schrittmotor wird dieses Band kontrolliert bewegt. Die Bewegung des Bandes wird dabei über ein Verzögerungsglied mit dem Protonenpuls synchronisiert sodass das Band niemals während einer Messung bewegt wird.

Der Aufbau und die Steuerung des Bandgeräts ist im Detail in [28] beschrieben.

## 4.4 Germanium-Detektoren

Zur Messung der bei den Zerfällen entstehenden  $\gamma$ -Strahlung wurden handelsübliche Germaniumdetektoren (HPGe) verwendet. Diese bestehen im wesentlichen aus einem Germanium-Einkristall zur Detektion der einfallenden Strahlung. Dieser wird so dotiert dass ein  $pn$ -Übergang und damit eine Diode entstehen.

An diese Diode wird dann in Sperrrichtung eine Hochspannung angelegt. Der Detektor muss dabei mit flüssigem Stickstoff gekühlt werden um ein Durchbrechen der Spannung zu verhindern.

Wird jetzt ein einfallendes Photon an den Elektronen des Kristalls gestreut so werden diese aus dem Valenzband ins Leitungsband angehoben und ein Strom kann fließen. Die dabei fließende Ladungsmenge ist proportional zur Anzahl der freigesetzten Elektronen und damit proportional zur Energie des  $\gamma$ -Quants. Da der Detektor über einen großen Vorwiderstand mit der Hochspannungsversorgung verbunden ist sinkt die anliegende Spannung etwas und wird dann in einigen hundert ns wieder aufgebaut. Der hierbei fließende Strom wird detektiert, von einem Vorverstärker verstärkt und zur Verar-

beitungselektronik weitergeleitet.

Die Ansprechwahrscheinlichkeit eines Germaniumdetektors wird üblicherweise relativ zur Ansprechwahrscheinlichkeit eines Natriumjodiddetektors von 3x3 Zoll (7.62x7.62 cm) angegeben. In den beschriebenen Experimenten wurden drei Germaniumdetektoren mit den relativen Ansprechwahrscheinlichkeiten 70%, 50% und 30% verwendet. Die Detektoren standen hinter sowie links und rechts des Endrohres.

## 4.5 Datenaufnahme

Die Signale der drei Detektoren wurden mit der NIM- und Camac-Elektronik erfasst. Dabei wurden die gleichen Signale auf drei verschiedene Arten aufgezeichnet.

- Einzelspektren  
Die von den Detektoren gemessenen Energien wurden als Einzelspektren erfasst.
- Zeitspektren  
Die von dem ersten Detektor gemessenen Energien wurden in Zeitscheibenspektren erfasst. Die Zeitscheiben integrieren jeweils über einen kurzen Zeitraum nach dem Auftreffen des Protonenstrahls auf das Target. Dadurch kann man gut den exponentiellen Abfall der Aktivität beobachten und so die kurzlebigen Silberisotope vom längerlebigen Untergrund trennen. Als Länge der Zeitscheiben wurden - abhängig von der Halbwertszeit der Silberisotope - Zeiten zwischen 40 und 150 ms verwendet.
- Koinzidenzdaten  
Wenn mindestens zwei der drei Germaniumdetektoren gleichzeitig ein Ereignis anzeigen, so wird über die CAMAC-Elektronik dieses Ereignis als Datensatz erfasst. Hierbei werden die Energien der 2-3 detektierten Photonen, die Zeiten zwischen ihnen und die Zeit seit dem Protonenpuls gespeichert. Aus diesen Daten lassen sich dann nachträglich wieder Spektren generieren, wobei verschiedene Filteroperationen möglich sind.

Alle diese Daten wurden von einem PC mittels des vom Autor entwickelten InterWinner 4 - Programms erfasst und auf der Festplatte des Computers

gespeichert. Für die Zeitspektren und die Koinzidenzdaten wurden hierzu Erweiterungsmodule entwickelt.

Da die Effizienz der Ionenquelle stark schwankte, wurden die Messungen in viele kurze Teilspektren unterteilt. Von diesen wurden dann später die Spektren, bei denen das Verhältnis von Silber zu isobarem Untergrund besonders günstig war, ausgewählt und aufsummiert. Dadurch konnte das Verhältnis Signal zu Untergrund verbessert werden.

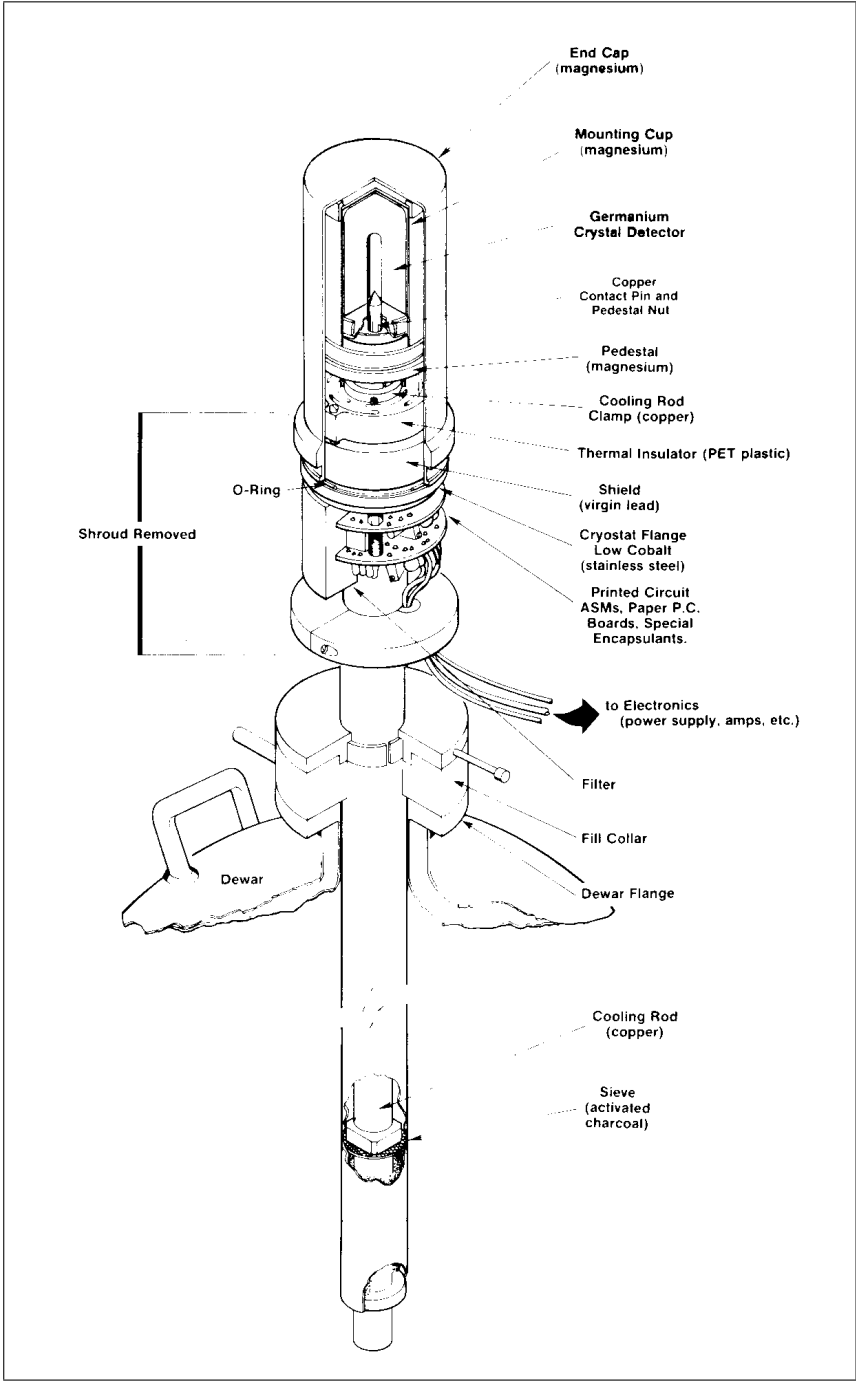


Abbildung 4.9: Aufbau eines Germaniumdetektors. [29]

# Kapitel 5

## Auswertemethoden

Für die Auswertung der Spektren wurde das vom Autor entwickelte Programmpaket InterWinner 5 verwendet. Dieses Programm ist eine Weiterentwicklung des oben genannten InterWinner 4 Programms und ist inzwischen kommerziell verfügbar[33, 34, 35]. Für die Auswertung der Zeitspektren und der Multiparameterdaten wurden zusätzliche Programmmodule entwickelt.

### 5.1 Fehlerbestimmung

Normalerweise nimmt man an, dass die Kanalinhalt in einem Spektrum normalverteilt sind. Damit ist der statistische Fehler auf den Kanalinhalt die Wurzel des Kanalinhalts und somit ist das Quadrat des Fehlers gerade der Kanalinhalt selbst.

$$(\Delta y_i)^2 = y_i \quad (5.1)$$

Dies wird aber dann falsch wenn dem Kanalinhalt nicht mehr die entsprechende Anzahl physikalischer Ereignisse gegenüber steht. Dies ist z.B. der Fall wenn Spektren subtrahiert oder mit Wichtungsfaktoren versehen addiert werden. In diesem Fall ist es ratsam, neben dem eigentlichen Spektren ein Fehlerspektrum mitzuführen und dieses für die Fehlerberechnung anstelle des eigentlichen Spektrums zu verwenden. Für den Fall der Addition zweier Spektren  $x$  und  $y$  mit Wichtungsfaktoren  $a$  und  $b$  ergibt sich damit:

$$z_i = ax_i + by_i \quad (5.2)$$

$$\begin{aligned} (\Delta z_i)^2 &= a^2(\Delta x_i)^2 + b^2(\Delta y_i)^2 \\ &= a^2x_i + b^2y_i \end{aligned} \quad (5.3)$$

## 5.2 Peaksuche

Die Peaksuche in InterWinner verwendet ein Band, welches über das Spektrum geschoben wird. Die Breite des Bandes ist von der erwarteten Halbwertsbreite der Peaks abhängig. Außerdem wird die Breite des Bandes bei kleinen Kanalgehalten vergrößert um die in diesem Fall erhöhte relative statistische Unsicherheit auszugleichen.

Aus den Kanalgehalten des ersten und des letzten Viertel dieses Bandes wird jetzt eine lineare Regression bestimmt. Die Parameter der Geradengleichung ergeben sich als

$$a = \frac{\left(\sum_i y_i \cdot i\right) - \left(\sum_i i\right) \left(\sum_i y_i\right) / n}{\left(\sum_i i^2\right) - \left(\sum_i i\right)^2 / n} \quad (5.4)$$

$$b = \frac{\left(\sum_i y_i\right) - a \sum_i i}{n} \quad (5.5)$$

Hierbei sind die  $y_i$  die Kanalhalte.

Diese Gerade wird dann als Abschätzung für den Spektrenuntergrund in der Mitte des Bandes verwendet. Man integriert dann das Spektrum und diese Gerade über eine erwartete Halbwertsbreite und vergleicht die Ergebnisse. Wenn das Spektrum signifikant höher ist als der abgeschätzte Untergrund, also die Bedingung

$$I_S - I_U > q \sqrt{\frac{I_S + I_U + 2n}{2} + \left(\frac{q}{100} I_U\right)^2} \quad (5.6)$$

erfüllt ist, wobei

$$I_S := \sum_{i=k-n/2}^{k+(n-1)/2} y_i \quad (5.7)$$

$$I_U := \sum_{i=k-n/2}^{k+(n-1)/2} ai + b = n(ak + b) \quad (5.8)$$

und  $n$  die auf die nächste ungerade Zahl gerundete erwartete Halbwertsbreite in Kanälen und  $q$  und  $q_l$  vom Benutzer vorgegebene Empfindlichkeitsparameter sind.

Wenn diese Bedingung erfüllt ist, so werden die drei Kanäle in der Mitte markiert. Nachdem das ganze Spektrum durchlaufen wurde wird dieser Vorgang wiederholt wobei bereits markierte Kanäle nicht mehr für die Regressionsgerade berücksichtigt werden. Dies wird so oft wiederholt bis keine neuen Kanäle mehr markiert werden.

Möchte man ein getrenntes Fehlerspektrum berücksichtigen so muss man in Gleichung 5.6 die  $I_S$  und  $I_U$  teilweise durch Integrale über das Fehlerspektrum ( $\mathcal{I}_S$ ) bzw. über die lineare Regression des Fehlerspektrums ( $\mathcal{I}_U$ ) ersetzen. Die Bedingung lautet dann

$$I_S - I_U > q \sqrt{\frac{\mathcal{I}_S + \mathcal{I}_U + 2n}{2} + \left(\frac{q_l}{100} I_U\right)^2} \quad (5.9)$$

### 5.3 Nettoflächenberechnung

Im Spektrum sitzen die Peaks auf einem kontinuierlichen Untergrund. Diesen muss man bei der Bestimmung der Peakfläche abziehen. InterWinner verwendet für den Untergrundabzug eine Art geglättete Stufenfunktion, die sogenannte *Galton-Kurve*. Dazu bestimmt man zuerst den Untergrund links und rechts des Peaks indem man auf beiden Seiten eine Regressionsgerade anpasst. Der Höhenunterschied des Untergrunds links und rechts des Peaks wird dann so auf die Kanäle des Peaks verteilt dass die Höhendifferenz an einem Kanal gerade proportional zum Nettoinhalt des Kanals nach Abzug des Untergrunds ist. Für den Untergrundinhalt eines Kanals  $u_i$  ergibt sich damit

$$u_i = C_0 + (C_1 - C_0) \frac{\sum_{k=1}^i (y_k - u_k)}{\sum_{k=1}^n (y_k - u_k)} \quad (5.10)$$

wobei  $C_0$  und  $C_1$  der Untergrund am Anfang und am Ende des Peaks sind. Da in dieser Gleichung die  $u_i$  auf beiden Seiten auftreten lässt sich diese nicht

direkt lösen. Man kann aber als erste Abschätzung einen linearen Untergrund verwenden und dann die Gleichung iterativ anwenden.

Die Nettofläche des Peaks ergibt sich dann als Summe über die Nettoinhalte.

$$F = \sum_{k=1}^n n(y_i - u_i) \quad (5.11)$$

und für die Unsicherheit der Nettofläche erhält man

$$\Delta F = \sqrt{\sum_{k=1}^n (y_i - u_i) + 2 \sum_{k=1}^n (u_i)} \quad (5.12)$$

## 5.4 Kalibration der Messkette

Die Energiekalibration wurde an den Spektren für Masse 124 anhand der Literaturwerte von  $^{124}\text{Cs}$  und  $^{124}\text{In}$  bestimmt.

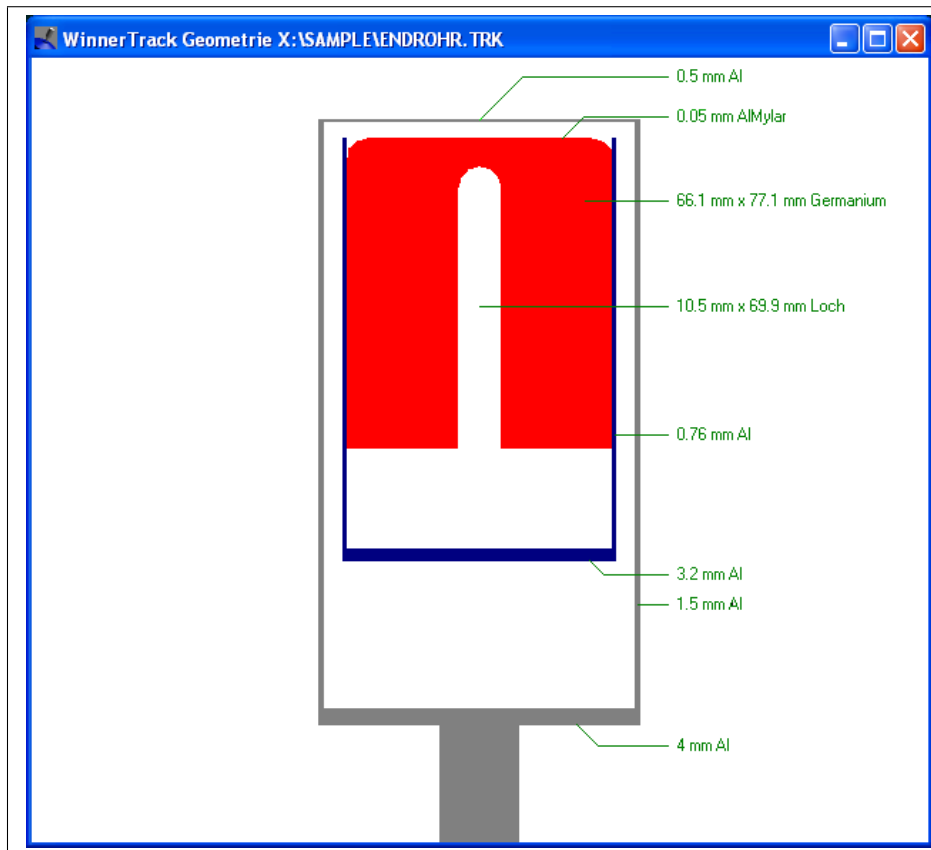
Für die Ausbeutekurvenkalibration war es eigentlich geplant ebenfalls  $^{124}\text{In}$  als Referenz zu nehmen und so die Ausbeutekurve zu bestimmen.

Dabei ergaben sich jedoch mehrere Schwierigkeiten:

- Bei  $^{124}\text{In}$  gibt es mindestens zwei Isomere. Das Produktions- und Extraktionsverhältnis der beiden ist aber unbekannt. Deshalb können nur die Linien verwendet werden die nur einem der beiden Isomere zugeordnet werden können.
- Zusätzlich zeigte es sich jedoch, dass auch für diese Linien die gemessenen Intensitätsverhältnisse keineswegs mit den tabellierten Werten übereinstimmten. Teilweise konnten auch - laut Literatur starke - Linien gar nicht gefunden werden.
- Im niederenergetischen Bereich ( $< 100$  keV) waren gar keine Indium-Linien vorhanden. Extrapolation einer Ausbeutekurve ist aber mit extrem großen Unsicherheiten behaftet.

Daher wurde die Ausbeutekurve nicht gemessen sondern berechnet. Dazu diente das vom Autor entwickelte Programmpaket WinnerTrack [36]. Dieses Programm charakterisiert den Detektor indem es die Wechselwirkungen von

Photonen mit den verschiedenen Bestandteilen des Detektor simuliert. (vgl. Abbildung 5.1)



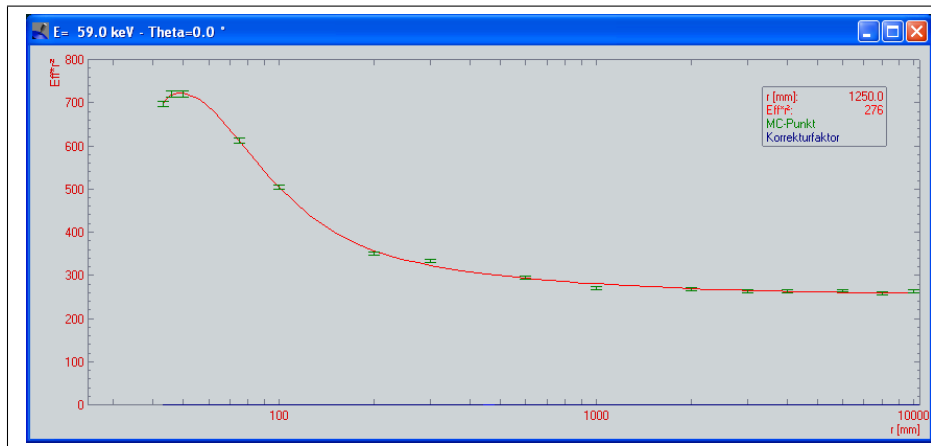
**Abbildung 5.1:** Schematische Darstellung des Detektorinneren wie es für die Berechnung der Ausbeutekurve verwendet wurde.

Dabei werden Compton-Effekt, Paarerzeugung, Photoeffekt und kohärente Streuung berücksichtigt. Für 12 verschiedene Richtungen, 15 verschiedene Entfernungen und für 22 verschiedene Energien werden solange Photonen simuliert bis der statistische Fehler des erzeugten Photopeaks klein genug ist.

Als Ergebnis erhält man die Photopeakausbeute für Punktquellen an beliebigen Positionen im Raum. <sup>1</sup>

Die Abbildung 5.2 zeigt die Abstandsabhängigkeit der Ausbeute für Punkte auf der Symmetrieachse des Detektors.

<sup>1</sup>Für große Abstände kann man den Detektor als nahezu punktförmig ansehen. Dann verhält sich die Ausbeute wie  $1/r^2$ . Für kleinere Abstände stimmt das aber nicht genau.



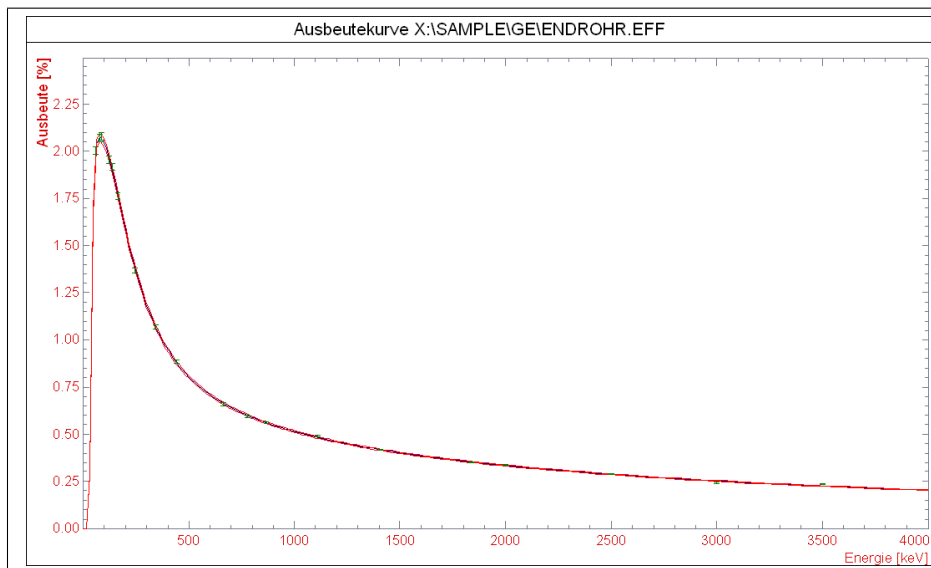
**Abbildung 5.2:** Abstandsabhängigkeit der Detektorausbeute für Punktquellen mit der Energie 59 keV auf der Detektorachse. Dargestellt ist der Abstand zur Mitte des Germaniumkristalls. Die triviale Entfernungabhängigkeit ( $1/r^2$ ) wurde herausdividiert. Für Entfernungen größer als 1000 mm ist die Kurve deshalb fast konstant.

Aufbauend auf diesen Vorbereitungen muss dann die Geometrie des Messaufbaus im Programm modelliert werden. Dieses Modell ist in Abbildung 5.3 dargestellt. Unter Verwendung der Detektorcharakterisierung und des Modells berechnet das Programm dann die Ausbeutekurve für verschiedene Energien. Dabei wird die Abschwächung der  $\gamma$ -Strahlung durch die verschiedenen Objekte berücksichtigt.

Diese Punkte werden dann wie üblich durch eine Funktion verbunden um die Ausbeute für alle Energien berechnen zu können. Die erzeugte Ausbeutekurve ist in Abbildung 5.4 gezeigt.



**Abbildung 5.3:** Darstellung der Messgeometrie. Der Deckel des Endrohrs ist transparent dargestellt.



**Abbildung 5.4:** Rechnerisch erzeugte Ausbeutekurve für den verwendeten Messaufbau.

## 5.5 Selektion der Spektren

Da die Güte des Lasers und des Target sowie die Intensität der Untergrundstrahlung schwankte mussten nun die nutzbaren Spektren bestimmt werden. Dazu wurde in allen Spektren einer Masse das Verhältnis aus der Nettofläche der jeweils charakteristischen Silberlinie (z.B. für  $^{124}\text{Ag}$  613 keV) und dem Untergrund an dieser Stelle bestimmt. Die besten Spektren einer Masse wurden dann zum Zwecke der Auswertung addiert.

## 5.6 Auswertung der Zeitscheibenspektren

Anhand der Zeitspektren lassen sie die Halbwertszeiten der einzelnen Gamma-Linien und damit die Halbwertszeiten der zerfallenden Nuklide bestimmen. Dadurch kann man die, uns interessierenden, Silberisotope von den zumeist langsamer zerfallenden Isobaren trennen. Auch verschiedenen langlebige Isomere können mit dieser Methode getrennt werden.

### 5.6.1 Transformation der Spektren

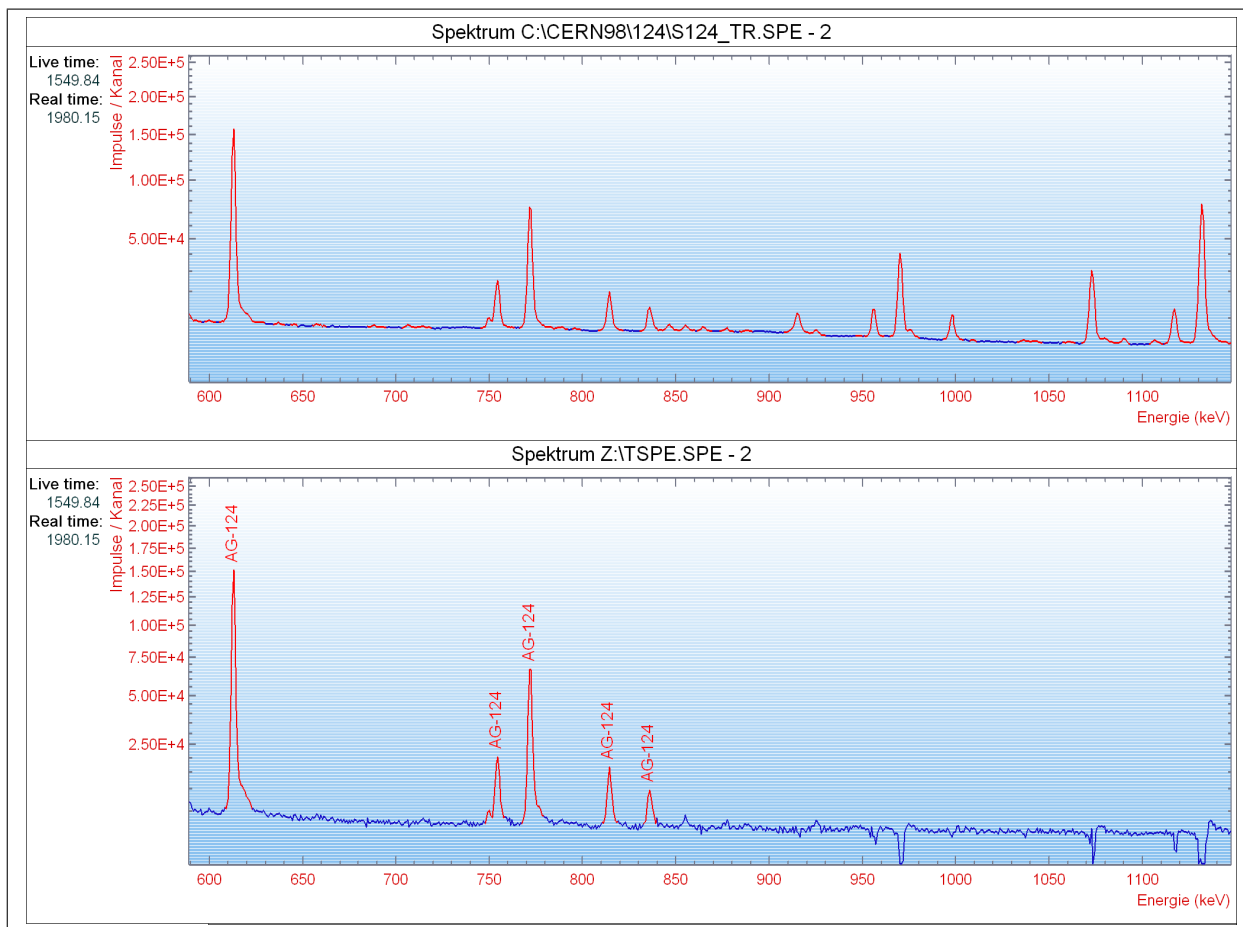
Um diese Spektren besser untersuchen zu können wurde zuerst ein Programm entwickelt, welches die Zeitscheibenspektren in Spektren verschiedener Lebensdauer transformiert.

Hierzu betrachtet man die zeitliche Entwicklung jedes einzelnen Kanals und stellt diesen als Summe einer Konstanten und mehrerer abfallender Exponentialfunktionen dar. Für die Halbwertszeiten dieser Exponentialfunktionen setzt man zunächst die bekannten Halbwertszeiten der hauptsächlich vorhandenen Isotope ein. Die Vorfaktoren werden dann per *least-square-fit* angepasst. Die Vorfaktoren aller Kanäle einer Exponentialfunktion bilden dann ein neues Spektrum.

Natürlich ist die statistische Unsicherheit der gefundenen Faktoren nicht mehr durch ihre Wurzel bestimmt. Stattdessen ergibt sich die Unsicherheit aus der im Fit auftauchenden Kovarianzmatrix (vgl. [37]). Diese wird dann in den entsprechenden Fehlerspektren berücksichtigt.

Ein Beispiel für solche Spektren ist in Abb. 5.5 gezeigt. Deutlich erkennt man, dass die langlebigen Peaks in dem gefilterten Spektrum verschwinden. An den Positionen der In-Peaks findet man allerdings Löcher anstelle eines

konstanten Untergrunds. Dies liegt daran, dass die langsam zerfallenden In-Peaks vom Programm durch eine Konstante minus einen kurzlebig zerfallenden Anteil gefittet werden. Natürlich ist es auch möglich mehrere zerfallende Komponenten ins Spektrum hineinzufitten und so auch die längerlebigen Peaks von konstanten Untergrund zu trennen. Dadurch wird natürlich die statistische Unsicherheit der Einzelspektren höher.



**Abbildung 5.5:** Zeitscheibenspektrum (oben) und gefiltertes Spektrum (unten). Das untere Spektrum zeigt den Anteil jedes Kanals der in etwa mit der erwarteten Halbwertszeit von 173 ms zerfällt. Im oberen Spektrum sieht man  $^{124}\text{Ag}$  und  $^{124}\text{In}$  - unten sind nur noch die  $^{124}\text{Ag}$  -Peaks sichtbar und der Untergrund ist deutlich reduziert.

Diese Methode unterdrückt den unerwünschten isobaren Untergrund, erlaubt es so schnell einen Überblick über die interessanten Gamma-Linien zu bekommen und erleichtert damit die Zuordnung der Peaks.

Die quantitative Auswertung wird allerdings durch mehrere zählratenabhängige Effekte behindert.

- Bei höheren Zählraten verschlechtert sich die Auflösung der Messkette, d.h. die Peaks werden breiter.
- Außerdem verschieben sich alle Peaks etwas zu niedrigeren Kanälen hin.
- Je nach Zählrate hat zeigt die Messkette eine verschieden große Totzeit, d.h. die Wahrscheinlichkeit dass ein Photon detektiert wird sinkt. Die Elektronik soll diese Totzeit zwar bestimmen und der oben erklärte Algorithmus berücksichtigt auch die bestimmte Totzeit - allerdings sind diese Totzeitbestimmungen immer sehr ungenau. Außerdem ändert sich die Totzeit auch während eines Zeitsegments (100 bzw. 150 ms) und die Lebensdauer der Silberisotope liegt in derselben Größenordnung sodass dies berücksichtigt werden müsste.

### 5.6.2 Vergleich der Nettoflächen

Alternativ zum Vergleich der Spektrenkanäle kann man die Nettoflächen bzw. Nettozählraten der einzelnen Zeitsegmente vergleichen. Der Vergleich kann entweder optisch durch gleichzeitiges Anzeigen der Spektren oder durch numerischen Vergleich der Nettoflächen erfolgen.

Da die Spektren somit getrennt ausgewertet werden lassen sich die Probleme der Peakverbreiterung und -verschiebung leichter kompensieren. Auch die ungenau bekannte Totzeit ist hier weniger wichtig.

Allerdings ist das auszuwertende Spektrum dadurch komplexer und der Untergrund ist höher.

Als am besten zur Identifikation der Ag-Linien geeignet erwies sich die Transformation der Spektren mit nachfolgender optischer Kontrolle.

### 5.6.3 Anwendungsbeispiel

Die Zeitscheibenspektren helfen daher dabei, Untergrund abzuziehen der sonst die Ergebnisse verfälschen würde. Beispielsweise war eine untersuchte Frage ob sich bei Masse 124 das Intensitätsverhältnis der  $\gamma$ -Linien aus dem  $^{124}\text{Ag}$  - Zerfall ändert wenn man die Frequenz des Ionisationslasers verstellt. Die Hoffnung war, dass bei verstelltem Laser bevorzugt das vermutete Hochspinisomer des  $^{124}\text{Ag}$  ionisiert wird.<sup>2</sup>

Berechnet man nun das Verhältnis der Linien bei 461 und 613 keV so erhält man (ohne Ausbeutekorrektur)

- im Summenspektrum mit zentraler Laserfrequenz  $246326/518464 \approx 0,47$
- im Spektrum mit verschobener Laserfrequenz aber  $11467/15916 \approx 0,72$

Es sieht also so aus als ob sich das Verhältnis der Linien wirklich signifikant in Abhängigkeit von der Laserfrequenz ändern würde.

Betrachtet man nun aber die in Abbildung 5.6 gezeigten Zeitscheibenspektren genauer, so erkennt man, dass auch in den späten Zeitscheiben - also nach mehr als fünf Halbwertszeiten - noch ein deutlicher Peak zu sehen ist. Zumindest in dem rechten Spektrum muss also auch im Untergrund ein Peak sein.

Diese Vermutung bestätigt sich wenn man das entsprechende Spektrum mit abgeschalteter Laserionisation betrachtet - auch dort findet sich ein kleiner Peak.

Um diesen Untergrundpeak abzuziehen muss man die Nettozählraten in den beiden Zeitscheiben als Summe eines konstanten und eines zerfallenden Terms darstellen und die Faktoren bestimmen:

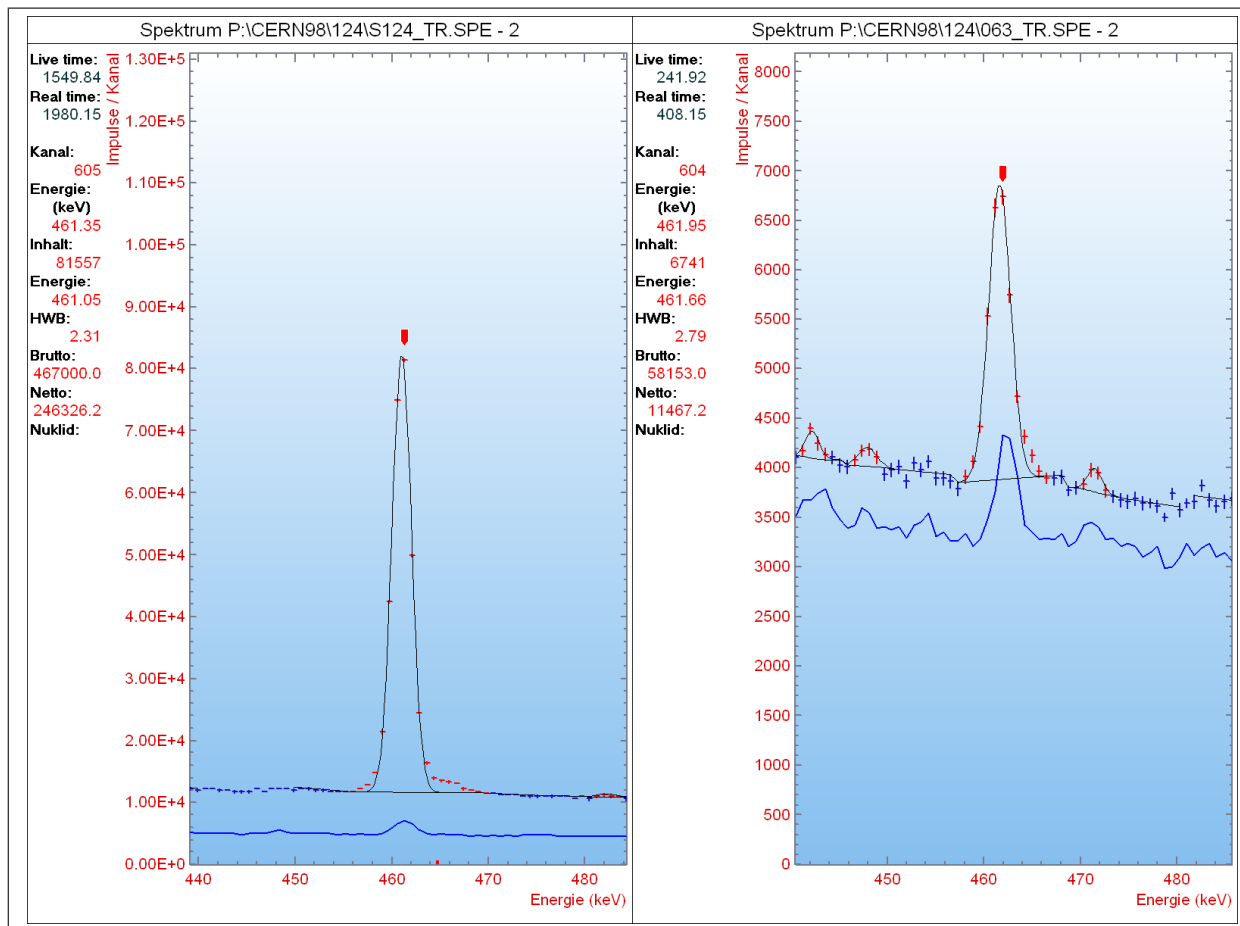
$$r_2 = c_0 + c_1 \tag{5.13}$$

$$r_8 = c_0 + c_1 2^{-\frac{6 \cdot 150 \text{ms}}{173 \text{ms}}} \tag{5.14}$$

Hierbei ist 150 ms die Dauer einer Zeitscheibe, 173 ms ist die Halbwertszeit von  $^{124}\text{Ag}$  und  $r_2$  und  $r_8$  sind die Nettozählraten in der zweiten und achten Zeitscheibe.

---

<sup>2</sup>Bei diesem sollte der erste der in Abbildung 4.5 gezeigten Anregungsschritte hyperfeinaufgespalten sein.



**Abbildung 5.6:** Zweites und achttes Zeitscheibenspektrum für Masse 124. Links ist das Spektrum für zentrale, rechts für verschobene Laserfrequenz dargestellt. Im rechten Spektrum erkennt man im achten Spektrum - also über fünf Halbwertszeiten später - einen zu höherer Energie verschobenen Peak.

Der Koeffizient  $c_1$  stellt dann die dem  $^{124}\text{Ag}$  zuzuordnende Nettozählrate in der frühen Zeitscheibe dar. Diese kann man mit der Nettozählrate bei 613 keV vergleichen und erhält:

- im Summenspektrum mit zentraler Laserfrequenz  $\approx 0,47$
- im Spektrum mit verschobener Laserfrequenz  $\approx 0,51$

Der Unterschied zwischen diesen beiden Zahlen liegt nun in Größenordnung der Messunsicherheit.

Für die Nettozählrate des Untergrundpeaks findet man 0,51 bzw. 14 Impulse pro Sekunde. Im ersten Fall ist das in Größenordnung der Unsicherheit. Betrachtet man nun die Tabelle im Anhang so erkennt man, dass die Spektren mit zentraler Lasereinstellung (Spektren 6-17) ganz zu Beginn des Experiments, das Spektrum mit verstelltem Laser und das Spektrum ohne Laserionisation aber ganz am Ende des Experiments aufgenommen wurden (Spektren 63 und 63).

Bei dem Untergrundpeak handelt es sich vermutlich um eine Kontamination mit  $^{125}\text{Cs}$  ( $T_{1/2}=6.25$  h).

## 5.7 Auswertung der Koinzidenzspektren

Anhand der Energien und Intensitäten der Linien lässt sich ein Niveauschema aufstellen. Allerdings ist dieses nur durch Energien und Intensitäten nicht eindeutig bestimmt. Die Koinzidenzspektren erlauben es nun die Wahrscheinlichkeit, dass zwei bestimmte Gamma-Linien gleichzeitig auftreten, zu bestimmen.

Dazu setzt man eine Markierung (*Gate*) auf den Peak in einem Spektren und lässt sich in den anderen Spektren alle Ereignisse anzeigen bei denen im ersten Detektor ein Ereignis in dem Peak registriert wurde.

Natürlich kann man bei einzelnen Ereignissen nicht zwischen Photopeak und Comptonuntergrund unterscheiden. Der Untergrund muss also anderweitig abgezogen werden. Dazu setzt man nahezu bei der Peakenergie - also direkt rechts vom Peak - ein *Gate* in den Compton-Untergrund, bestimmt wieder die zugehörigen Ereignisse, und zieht sie von den ersten Ereignissen ab. Sinnvollerweise muss man hier wieder ein Fehlerspektrum mitberechnen da nach der Differenzbildung die Fehler natürlich nicht mehr der Wurzel aus den Kanalinhalt entsprechen.

Zusätzlich gibt es aber noch *zufällige Koinzidenzen* also gleichzeitige, aber in Wirklichkeit unabhängige, Ereignisse in mehreren Detektoren. Dieser Effekt ist natürlich um so ausgeprägter je höher die Zählraten sind. Verfügt man über die Zeit zwischen den Ereignissen, so kann man im Zeitspektrum wieder ein *Gate* setzen und so die zufälligen Ereignisse abziehen.

Bei unseren Experimenten stand aber kein Zeitspektrum zur Verfügung sodass der Effekt der Zufallskoinzidenzen nur abgeschätzt werden konnte.

Alle diese Aufgaben erfüllt eine, vom Autor entwickelte, Erweiterung des InterWinner-Programms.

# Kapitel 6

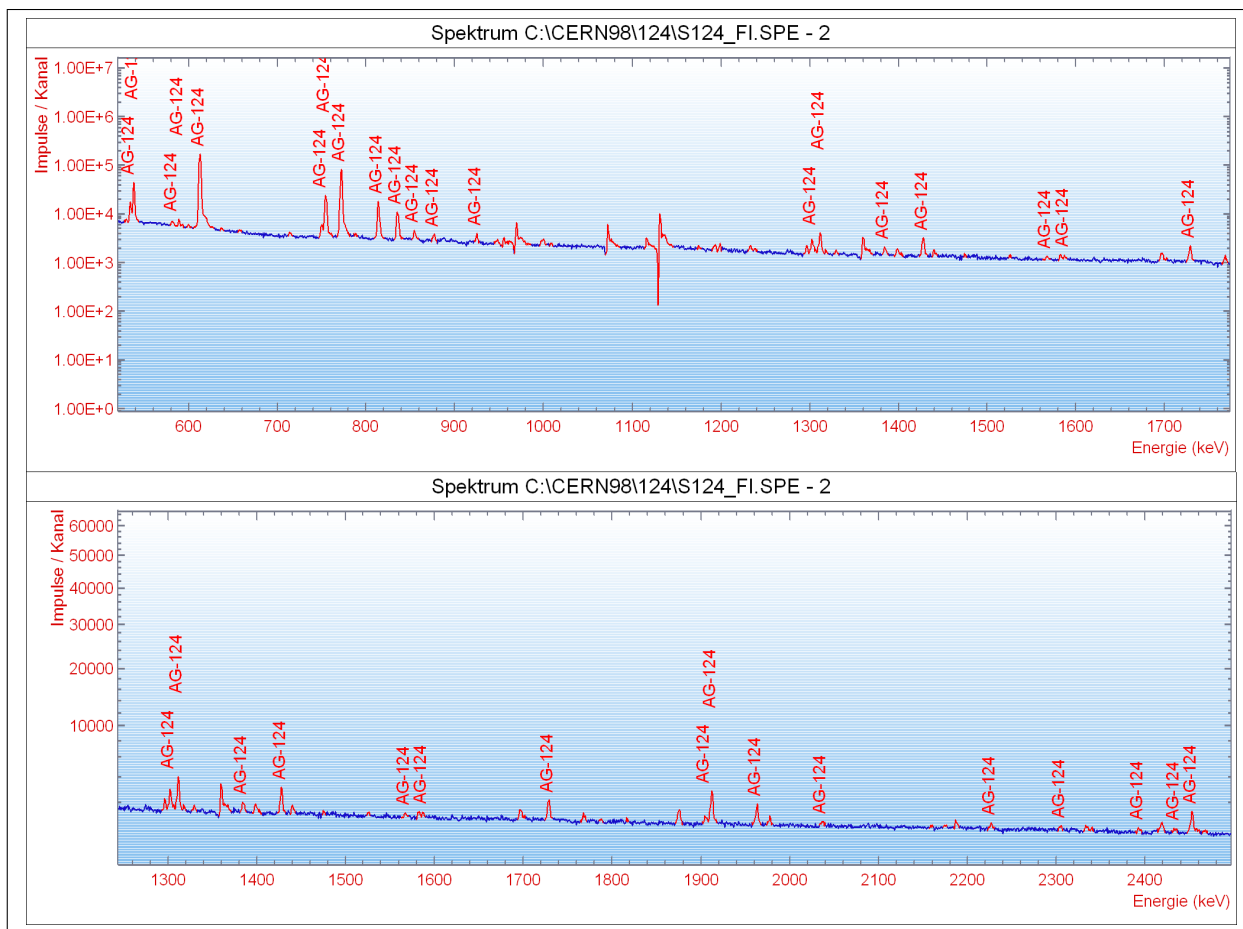
## Ergebnisse

### 6.1 Ag-124

Nachdem wir schon in 1995 erste Messungen von Zerfall von  $^{124}\text{Ag}$  durchgeführt hatten [38] wurden in 1997 und 1998  $^{124}\text{Ag}$  mit verbesserter Technik beobachtet. Dabei konnten viel mehr  $\gamma$ -Linien identifiziert und in ein Niveauschema einsortiert werden.

In Abbildung 6.1 sind zwei Ausschnitte aus dem, in 1998 aufgenommenem, Spektrum gezeigt.

Wie schon in Abschnitt 4.5 erläutert wurde die Messzeit in kürzere Intervalle unterteilt.



**Abbildung 6.1:** Zwei Ausschnitte aus den gefilterten Spektrum für Masse  $A=124$

**Tabelle 6.1:** In 1997 gemessene Spektren für Masse A=124 mit der jeweiligen Zählrate für den Peak bei 613 keV. Nur die fettgedruckten Spektren wurden aufsummiert und für die Auswertung verwendet.

Spektr nummer	Laser	Real Time [s]	Live Time [s]	Peak- energie [keV]	Netto- zählrate [1/s]	Untergrund- zählrate [1/s]
123	an	448.05	445.52	612.9	7	2
124	an	44.25	42.73	kein Peak		
125	an	81.45	73.47	kein Peak		
126	aus	31.65	29.84	kein Peak		
127	aus	7.95	7.32	kein Peak		
128	aus	18.60	17.17	kein Peak		
140	an	214.20	188.39	612.7	23	38
141	an	150.15	139.68	612.7	45	27
143	an	182.25	137.93	612.6	174	108
144		110.70	81.19	612.5	325	131
145	aus	33.90	29.95	kein Peak		
146	aus	63.60	58.98	kein Peak		
147		316.80	277.03	614.3	2	17
148	aus	130.50	113.16	kein Peak		
149	an	240.15	240.14	kein Peak		
150	24	125.85	125.85	kein Peak		
151	29	153.45	153.45	kein Peak		
152	33	88.95	88.95	kein Peak		
153	37	109.95	109.95	kein Peak		
154	41	81.30	81.30	kein Peak		
155	45	103.35	103.35	612.5	1	2
156	49	129.00	129.00	kein Peak		
157	53	86.70	86.70	kein Peak		
158	57	111.60	111.60	kein Peak		
159	61	109.95	109.95	kein Peak		
160	65	137.25	137.25	kein Peak		
202	an	79.50	63.29	611.2	123	91
203	an	239.10	109.17	611.3	699	541
204	an	308.40	165.23	611.7	739	329
205	aus	457.50	292.08	615.0	2	68
248	an	29.10	27.20	613.4	7	12
249		23.70	20.55	613.7	12	29

Spektr-en-nummer	Laser	Real Time [s]	Live Time [s]	Peak-energie [keV]	Netto-zählrate [1/s]	Untergrund-zählrate [1/s]
250	an	32.55	30.33	613.3	7	18
251		11.55	10.87	613.8	4	7
252		12.30	11.71	kein Peak		
253		17.70	16.55	612.8	4	9
254		28.20	27.71	kein Peak		
255		32.70	32.35	kein Peak		
256		7.65	7.55	kein Peak		
257		7.50	7.00	kein Peak		
258		5.40	5.40	kein Peak		
<b>Summe</b>		751.50	524.03			

**Tabelle 6.2:** In 1998 gemessene Spektren für Masse A=124 mit der jeweiligen Zählrate für den Peak bei 613 keV. Nur die fettgedruckten Spektren wurden aufsummiert und für die Auswertung verwendet. Das Spektrum 063 wurde mit einem verstelltem, das Spektrum 064 ohne Laser aufgenommen.

Spektr-en-nummer	Laser	Real Time [s]	Live Time [s]	Peak-energie [keV]	Netto-zählrate [1/s]	Untergrund-zählrate [1/s]
<b>006</b>	an	18.60	14.10	612.4	329	86
<b>007</b>	an	133.20	103.11	612.5	358	93
<b>008</b>	an	140.85	109.44	612.5	355	90
<b>009</b>	an	306.90	237.02	612.5	361	137
<b>010</b>	an	40.35	31.04	612.5	392	129
<i>011</i>	an	166.80	129.34	612.5	186	124
<b>012</b>	an	115.20	89.38	612.5	393	119
<b>013</b>	an	319.50	254.89	612.4	269	122
<b>014</b>	an	223.95	175.12	612.4	356	136
<b>015</b>	an	141.60	112.53	612.4	305	113
<b>016</b>	an	279.15	219.57	612.4	338	131
<b>017</b>	an	260.85	203.64	612.3	360	129
<i>063</i>		408.15	241.92	611.0	66	168
<i>064</i>	aus	192.75	126.36	612.4	3	51
<b>Summe</b>		1980.15	1549.84			

Wie in Abschnitt 5.6 erläutert, wurden dann die zum  $^{124}\text{Ag}$  gehörenden Peaks gesucht und ausgewertet. Die Ergebnisse sind in Tabelle 6.3 gezeigt. Zusätzlich zu diesem Spektren wurde ein Spektrum mit frequenzverschobenem Ionisationslaser aufgenommen und ausgewertet. Die Idee dabei war das vermutete Hochspinisomer des  $^{124}\text{Ag}$  bevorzugt zu ionisieren und damit verstärkt zu messen. Da die Messzeit kürzer war und auch wesentlich weniger Silber ionisiert wurde konnten in dem erzeugten Spektrum nur die stärksten Linien gefunden werden.

In Tabelle 6.4 sind die Ergebnisse der beiden Spektren im Vergleich dargestellt. Man erkennt, dass der Peak bei 416 keV im zweiten Spektrum deutlich verstärkt ist. Dies lässt vermuten, dass dieser Peak zu einem Übergang von einem Niveau gehört das bevorzugt durch den Zerfall eines Isomers mit hohem Spin bevölkert wird.

**Tabelle 6.3:** Identifizierte  $^{124}\text{Ag}$  Peaks mit den jeweiligen Nettoflächen und  $\gamma$ -Emissionswahrscheinlichkeiten. Der stärkste Übergang (613 keV) wurde dabei auf 100 % gesetzt.

Energie	S124		S124	
175.1 keV	185815 $\pm$	1574	14.53 % $\pm$	4.11 %
244.4 keV	67556 $\pm$	1495	6.53 % $\pm$	1.85 %
263.4 keV	4356 $\pm$	885	0.44 % $\pm$	0.15 %
296.8 keV	5603 $\pm$	997	0.63 % $\pm$	0.21 %
416.0 keV	10701 $\pm$	747	1.55 % $\pm$	0.45 %
460.8 keV	251486 $\pm$	1176	39.40 % $\pm$	11.15 %
487.7 keV	9471 $\pm$	627	1.55 % $\pm$	0.45 %
496.7 keV	8370 $\pm$	676	1.38 % $\pm$	0.41 %
529.9 keV	2572 $\pm$	470	0.45 % $\pm$	0.15 %
534.4 keV	29419 $\pm$	502	5.13 % $\pm$	1.45 %
538.3 keV	105854 $\pm$	756	18.54 % $\pm$	5.25 %
581.8 keV	4543 $\pm$	476	0.84 % $\pm$	0.25 %
589.1 keV	6642 $\pm$	525	1.24 % $\pm$	0.36 %
592.9 keV	1741 $\pm$	427	0.33 % $\pm$	0.12 %
600.1 keV	2212 $\pm$	552	0.42 % $\pm$	0.16 %
607.0 keV	1612 $\pm$	480	0.31 % $\pm$	0.13 %
612.8 keV	522527 $\pm$	1185	100.00 %	
618.8 keV	15493 $\pm$	455	2.98 % $\pm$	0.85 %
636.8 keV	1718 $\pm$	452	0.34 % $\pm$	0.13 %
657.4 keV	1979 $\pm$	447	0.40 % $\pm$	0.14 %
714.5 keV	1632 $\pm$	485	0.35 % $\pm$	0.14 %
750.0 keV	10035 $\pm$	466	2.19 % $\pm$	0.63 %
754.4 keV	70958 $\pm$	746	15.54 % $\pm$	4.40 %
771.9 keV	267044 $\pm$	1002	59.33 % $\pm$	16.78 %
789.4 keV	481 $\pm$	438	0.11 % $\pm$	0.10 %
814.4 keV	50661 $\pm$	718	11.64 % $\pm$	3.30 %
835.9 keV	30775 $\pm$	680	7.18 % $\pm$	2.04 %
855.3 keV	6718 $\pm$	593	1.59 % $\pm$	0.47 %
877.1 keV	3844 $\pm$	520	0.92 % $\pm$	0.29 %
925.3 keV	3127 $\pm$	466	0.78 % $\pm$	0.25 %
948.6 keV	2072 $\pm$	492	0.52 % $\pm$	0.19 %
1000.0 keV	3470 $\pm$	624	0.90 % $\pm$	0.30 %
1009.1 keV	1077 $\pm$	290	0.28 % $\pm$	0.11 %
1175.2 keV	901 $\pm$	305	0.26 % $\pm$	0.11 %

Energie	S124		S124	
1193.4 keV	1557 ±	293	0.45 % ±	0.15 %
1233.3 keV	1538 ±	331	0.45 % ±	0.16 %
1238.2 keV	557 ±	231	0.17 % ±	0.08 %
1296.7 keV	2927 ±	255	0.89 % ±	0.26 %
1302.8 keV	5533 ±	267	1.69 % ±	0.49 %
1306.4 keV	1059 ±	250	0.32 % ±	0.12 %
1311.9 keV	9695 ±	302	2.98 % ±	0.85 %
1317.9 keV	649 ±	212	0.20 % ±	0.09 %
1329.8 keV	1026 ±	271	0.32 % ±	0.12 %
1365.8 keV	2745 ±	280	0.86 % ±	0.26 %
1384.9 keV	2312 ±	296	0.73 % ±	0.23 %
1399.4 keV	3237 ±	342	1.03 % ±	0.31 %
1427.9 keV	7212 ±	319	2.33 % ±	0.67 %
1475.0 keV	535 ±	184	0.18 % ±	0.08 %
1526.2 keV	384 ±	179	0.13 % ±	0.07 %
1568.0 keV	495 ±	296	0.17 % ±	0.11 %
1583.1 keV	1141 ±	196	0.39 % ±	0.13 %
1587.7 keV	718 ±	191	0.25 % ±	0.10 %
1697.3 keV	2664 ±	269	0.96 % ±	0.29 %
1729.1 keV	4659 ±	262	1.70 % ±	0.49 %
1768.5 keV	1323 ±	228	0.49 % ±	0.16 %
1816.8 keV	399 ±	150	0.15 % ±	0.07 %
1875.6 keV	3088 ±	243	1.19 % ±	0.35 %
1905.7 keV	1396 ±	191	0.54 % ±	0.17 %
1912.5 keV	8994 ±	277	3.50 % ±	1.00 %
1963.3 keV	4497 ±	251	1.78 % ±	0.51 %
1977.9 keV	1350 ±	209	0.54 % ±	0.17 %
2036.8 keV	914 ±	187	0.37 % ±	0.13 %
2159.7 keV	539 ±	138	0.23 % ±	0.09 %
2175.6 keV	460 ±	138	0.20 % ±	0.08 %
2188.1 keV	910 ±	189	0.39 % ±	0.14 %
2227.1 keV	1129 ±	181	0.49 % ±	0.16 %
2305.2 keV	701 ±	152	0.31 % ±	0.11 %
2334.4 keV	984 ±	148	0.44 % ±	0.14 %
2340.2 keV	395 ±	140	0.18 % ±	0.08 %
2393.6 keV	677 ±	154	0.31 % ±	0.11 %
2419.3 keV	1512 ±	190	0.69 % ±	0.21 %

Energie	S124		S124	
2433.8 keV	597 ±	153	0.27 % ±	0.10 %
2453.1 keV	5194 ±	233	2.39 % ±	0.68 %
2467.9 keV	634 ±	138	0.29 % ±	0.10 %
2500.5 keV	838 ±	136	0.39 % ±	0.13 %
2514.6 keV	1418 ±	137	0.66 % ±	0.20 %
2518.3 keV	743 ±	134	0.35 % ±	0.12 %
2526.0 keV	1050 ±	160	0.49 % ±	0.16 %
2557.3 keV	414 ±	132	0.20 % ±	0.08 %
2562.3 keV	653 ±	133	0.31 % ±	0.11 %
2624.1 keV	785 ±	143	0.38 % ±	0.13 %
2827.8 keV	394 ±	107	0.20 % ±	0.08 %
2889.7 keV	633 ±	126	0.33 % ±	0.11 %
2931.1 keV	453 ±	121	0.24 % ±	0.09 %
3018.5 keV	674 ±	123	0.36 % ±	0.12 %
3098.8 keV	241 ±	81	0.13 % ±	0.06 %
3121.0 keV	148 ±	71	0.08 % ±	0.05 %
3141.6 keV	147 ±	68	0.08 % ±	0.04 %
3234.2 keV	319 ±	85	0.18 % ±	0.07 %
3330.0 keV	153 ±	69	0.09 % ±	0.05 %
3343.8 keV	176 ±	103	0.10 % ±	0.07 %
3558.0 keV	202 ±	71	0.12 % ±	0.05 %
3609.7 keV	179 ±	55	0.11 % ±	0.05 %
3661.3 keV	815 ±	90	0.50 % ±	0.15 %
3800.7 keV	112 ±	52	0.07 % ±	0.04 %
3912.1 keV	396 ±	76	0.26 % ±	0.09 %
3938.8 keV	397 ±	82	0.26 % ±	0.09 %
4098.9 keV	239 ±	65	0.16 % ±	0.06 %
4121.3 keV	522 ±	63	0.35 % ±	0.11 %
4186.9 keV	62 ±	37	0.04 % ±	0.03 %
4234.8 keV	70 ±	34	0.05 % ±	0.03 %
4278.1 keV	101 ±	41	0.07 % ±	0.03 %
4345.6 keV	349 ±	49	0.24 % ±	0.08 %
4609.9 keV	837 ±	58	0.61 % ±	0.18 %

**Tabelle 6.4:** Vergleich der  $\gamma$ -Emissionswahrscheinlichkeiten für zwei Einstellungen des Ionisationslasers: In der linken Spalte war der Laser genau auf die erwartete Übergangsfrequenz eingestellt. In der rechten Spalte wurde die Frequenz verschoben um gezielt das vermutete Hochspin-Isomer zu ionisieren.

Energie	S124		063	
175.1 keV	14.53 % $\pm$	4.11 %	18.01 % $\pm$	5.40 %
244.4 keV	6.53 % $\pm$	1.85 %	7.85 % $\pm$	2.62 %
416.0 keV	1.55 % $\pm$	0.45 %	15.91 % $\pm$	5.98 %
460.8 keV	39.40 % $\pm$	11.15 %	38.93 % $\pm$	11.34 %
534.4 keV	5.13 % $\pm$	1.45 %	9.91 % $\pm$	3.55 %
538.3 keV	18.54 % $\pm$	5.25 %	23.57 % $\pm$	7.20 %
612.8 keV	100.00 %		100.00 %	
754.4 keV	15.54 % $\pm$	4.40 %	17.54 % $\pm$	5.69 %
771.9 keV	59.33 % $\pm$	16.78 %	64.87 % $\pm$	18.70 %
814.4 keV	11.64 % $\pm$	3.30 %	9.33 % $\pm$	3.55 %
835.9 keV	7.18 % $\pm$	2.04 %	6.12 % $\pm$	2.84 %



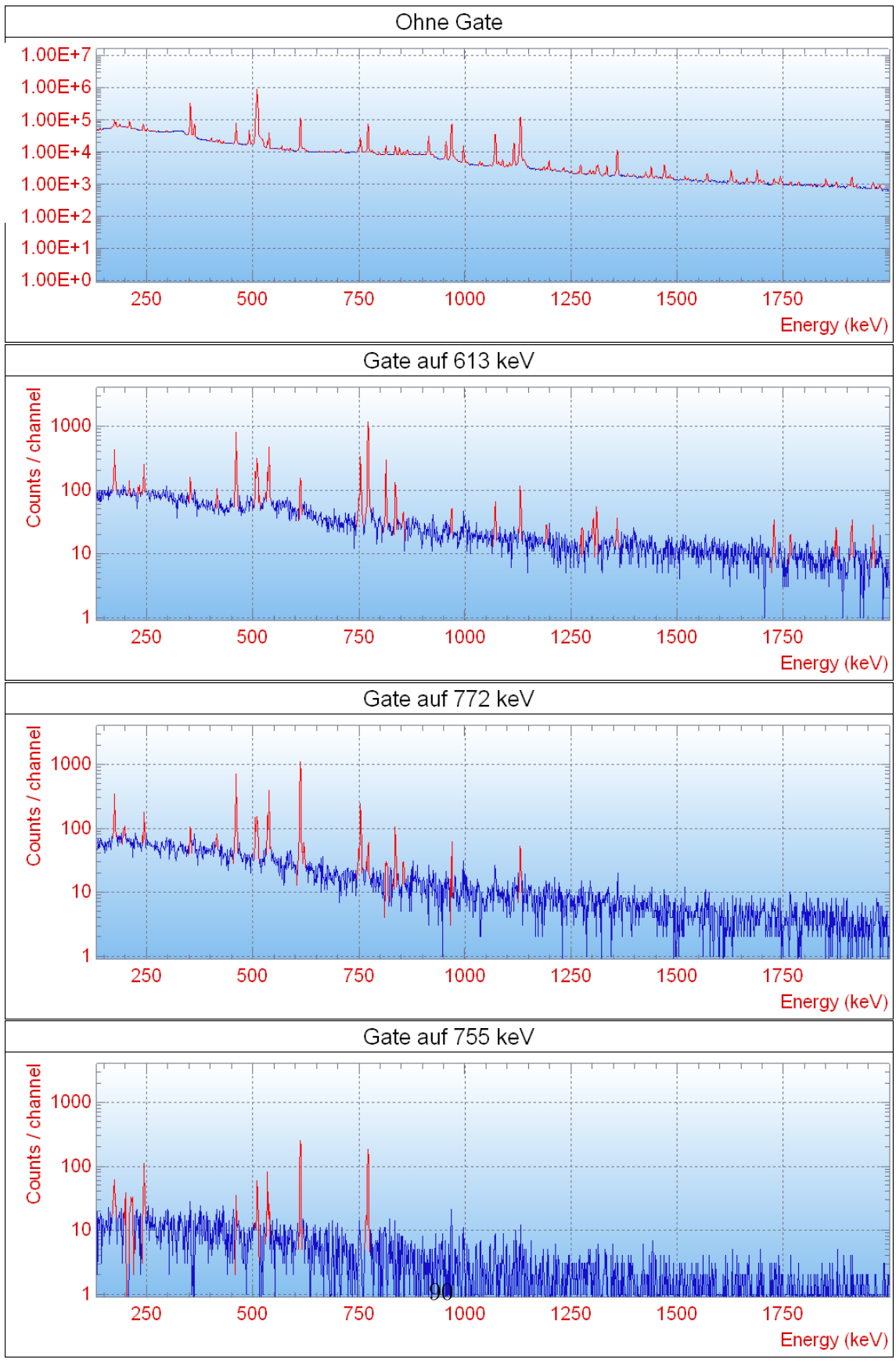


Abbildung 6.2: Koinzidenzspektren für  $^{124}\text{Ag}$  für verschiedene Gates

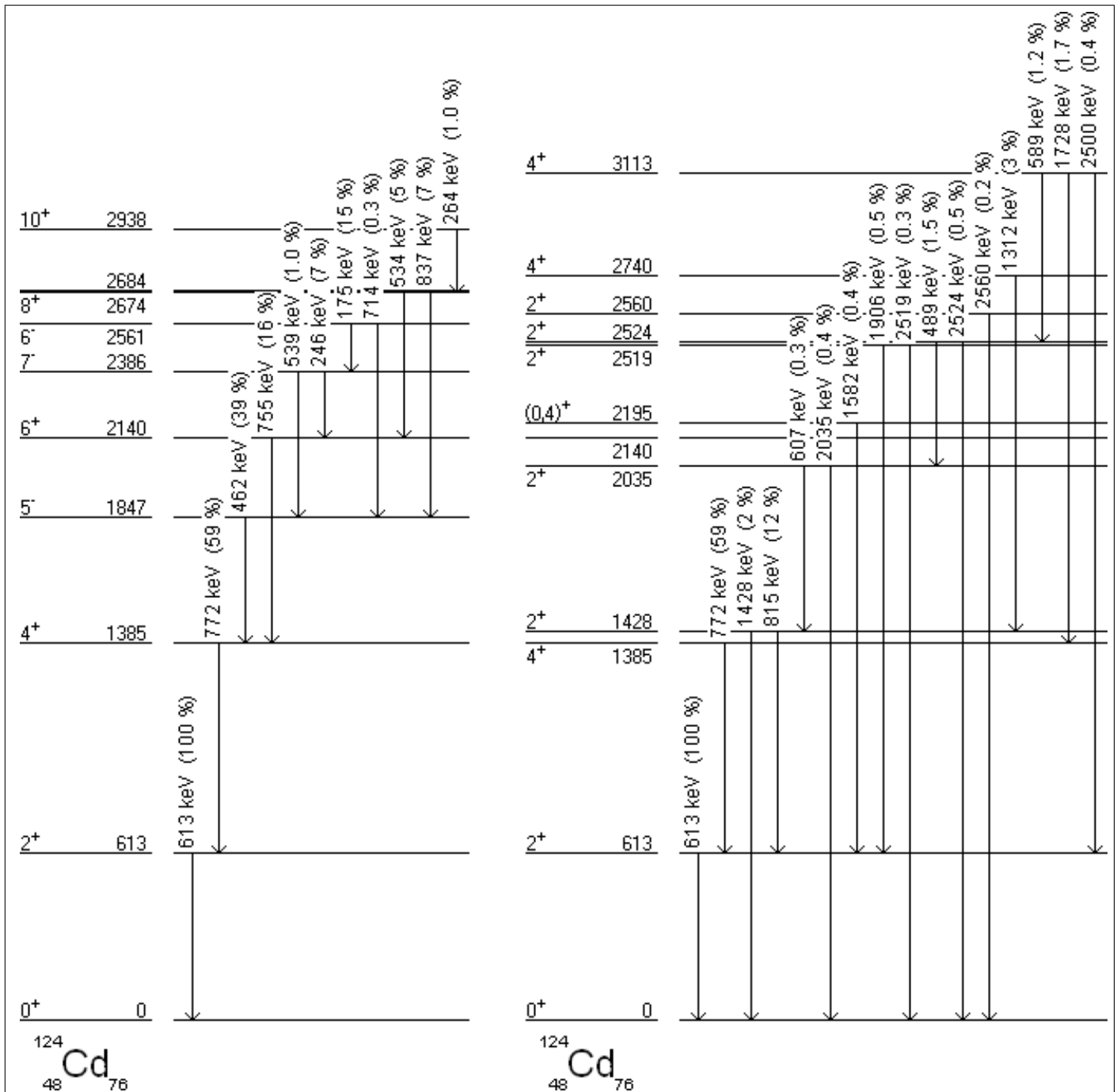
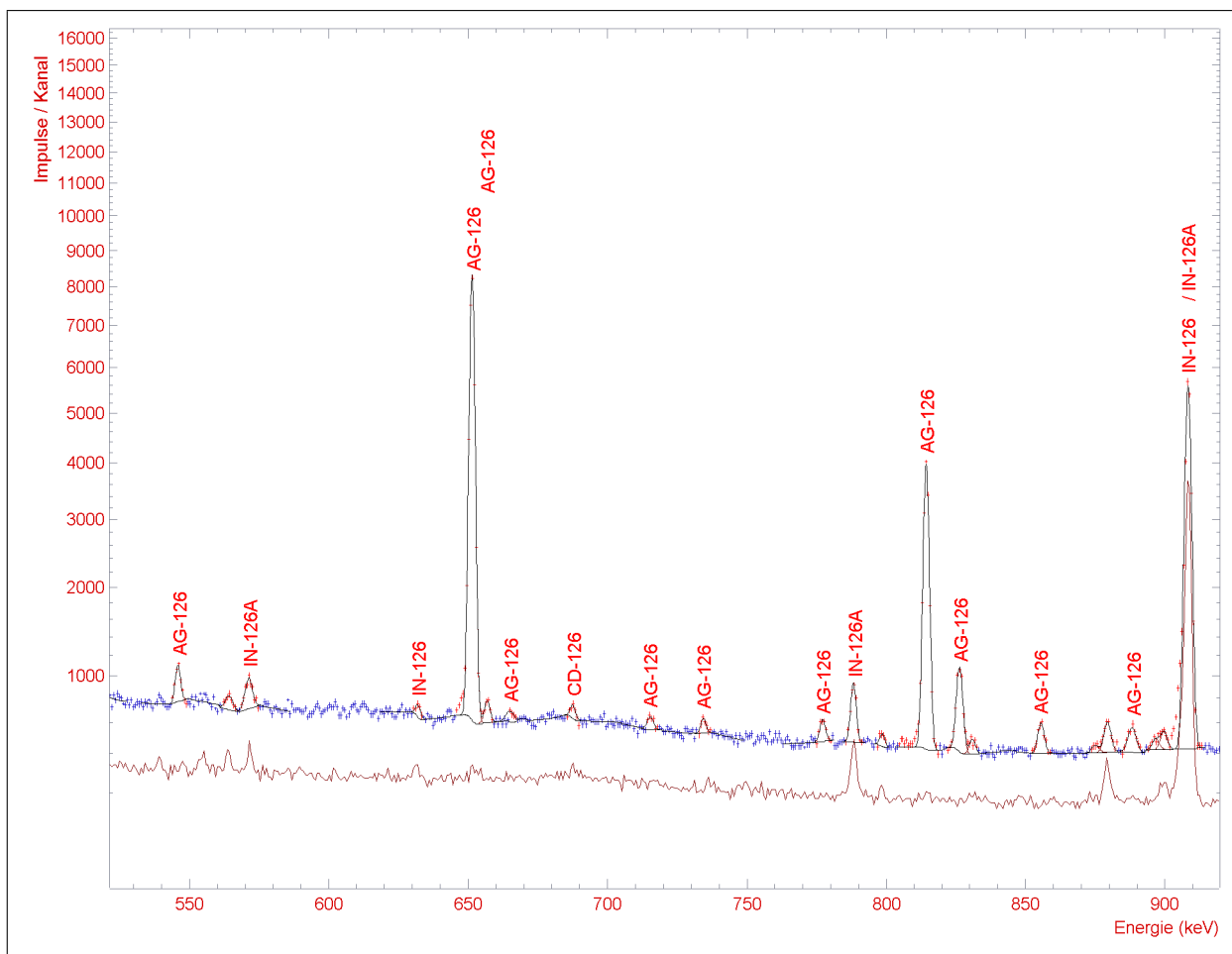


Abbildung 6.3: Partielles Niveauschema für  $^{124}\text{Ag}$ . Nur ein kleiner Teil der über hundert gefundenen Linien (vgl. Tabelle 6.3) konnte einsortiert werden.

## 6.2 Ag-126

Auch für die Masse 126 wurden in 1997 und 1998 Spektren aufgenommen. Wie man aus den beiden folgenden Tabellen ersehen kann war die Untergrundunterdrückung beim Experiment im Oktober 1997 wesentlich besser als im August 1998. Dementsprechend konnten in den Spektren von 1997 wesentlich mehr Linien identifiziert werden.

Ein Ausschnitt aus diesem Spektrum ist nachfolgend dargestellt.



**Abbildung 6.4:** Ausschnitt des im Oktober 1997 aufgenommenen Spektrums für Masse 126. Dargestellt sind die Zeitscheibe unmittelbar nach Schließen des Beamgates und die Zeitscheibe 750 ms später. Deutlich erkennt man, dass die Peaks des 95-ms  $^{126}\text{Ag}$  in der Zwischenzeit zerfallen sind während das längerlebige  $^{126}\text{In}$  praktisch unverändert erscheint.

**Tabelle 6.6:** In 1997 gemessene Spektren für Masse A=126 mit der jeweiligen Zählrate für den Peak bei 652 keV. Nur die fettgedruckten Spektren wurden aufsummiert und für die Auswertung verwendet.

Spektrennummer	Laser	Real Time [s]	Live Time [s]	Peakenergie [keV]	Nettozählrate [1/s]	Untergrundzählrate [1/s]
129	an	21.60	19.88	kein Peak		
130	an	17.55	12.10	kein Peak		
131	an	603.45	535.46	kein Peak		
133	an	129.90	127.56	kein Peak		
136	aus	400.95	316.64	653.9	1	27
167	35	61.20	28.25	648.0	466	405
168	38	25.05	8.86	647.5	732	588
169	41	37.80	14.63	kein Peak		
170	20	52.20	27.58	652.4	16	139
171	23	42.60	23.34	kein Peak		
172	26	78.60	43.50	650.8	16	183
176	41	64.05	17.38	kein Peak		
177	41	84.75	25.49	kein Peak		
178	44	69.45	17.98	kein Peak		
179	47	66.15	15.97	kein Peak		
184	an	79.95	42.65	649.4	20	195
185		3.60	1.46	647.4	332	390
186	an	62.25	27.13	647.9	221	413
187	an	63.30	25.32	647.4	341	503
188	40	137.55	56.08	647.1	340	490
<b>221</b>	37	48.60	45.93	652.1	48	11
<b>222</b>	37	141.30	131.13	652.0	49	13
<b>223</b>	37	127.20	118.82	652.0	45	12
<b>224</b>	37	129.75	119.83	652.0	38	14
<b>225</b>	37	131.55	122.84	652.0	41	11
226	an	166.50	140.27	652.0	39	39
<b>227</b>	37	118.95	111.02	652.0	38	14
259	an	118.05	107.06	kein Peak		
260	an	288.00	247.60	kein Peak		
261	an	209.25	178.52	kein Peak		
262		0.00	1.00	kein Peak		
<b>Summe</b>		697.35	649.57			

**Tabelle 6.7:** In 1998 gemessene Spektren für Masse A=126 mit der jeweiligen Zählrate für den Peak bei 652 keV. Nur die fettgedruckten Spektren wurden aufsummiert und für die Auswertung verwendet.

Spektrennummer	Laser	Real Time [s]	Live Time [s]	Peakenergie [keV]	Nettozählrate [1/s]	Untergrundzählrate [1/s]
<i>021</i>	an	128.85	62.54	650.6	59	264
<b>022</b>	an	496.65	275.79	651.0	61	214
<b>023</b>	an	240.45	154.44	650.4	50	104
<b>024</b>	an	534.45	349.15	651.1	70	182
<b>025</b>	an	662.55	446.02	650.5	54	151
<b>026</b>	an	456.30	455.12	650.1	0	0
<b>027</b>	an	42.75	28.49	650.3	61	96
<i>032</i>	an	124.05	124.05	kein Peak		
<i>033</i>	an	7.20	2.03	kein Peak		
<i>034</i>	an	20.40	16.20	650.0	5	22
<i>035</i>	an	269.70	121.81	649.7	38	207
<b>036</b>	an	427.05	247.19	649.9	57	164
<b>052</b>	an	60.00	33.86	650.0	56	181
<b>053</b>	an	178.20	100.31	649.6	36	122
<i>065</i>	aus	295.80	153.31	kein Peak		
<i>066</i>	aus	161.85	106.15	kein Peak		
<i>068</i>	an	25.35	25.35	kein Peak		
<i>069</i>	an	372.75	217.79	649.3	30	144
<b>Summe</b>		3098.40	2090.37			

**Tabelle 6.8:** Kurzlebige Linien im Summenspektrum für Masse 126 von 1997 und ihre relativen Intensitäten.

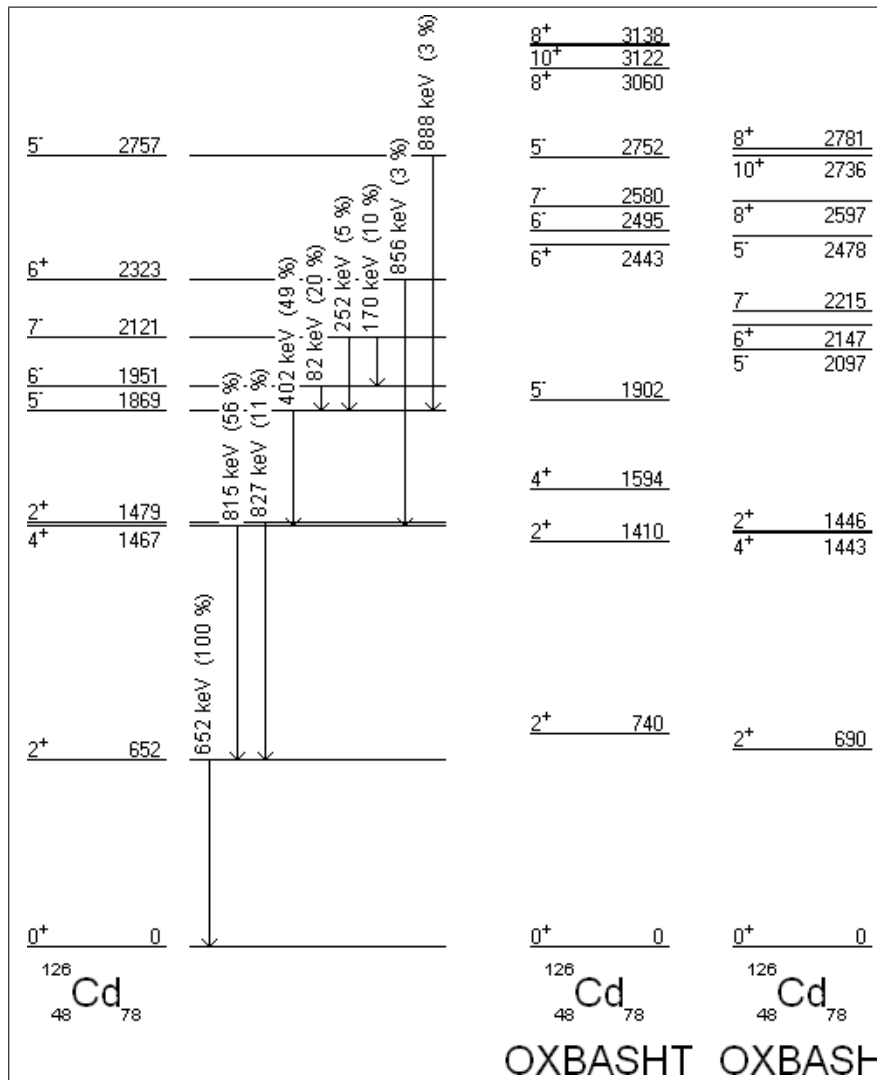
Energie	S126		S126	
82.8 keV	19763 ±	326	22.89 % ±	6.49 %
169.8 keV	8981 ±	300	12.42 % ±	3.54 %
233.5 keV	1508 ±	231	2.54 % ±	0.82 %
252.1 keV	3317 ±	223	5.90 % ±	1.72 %
350.6 keV	1127 ±	160	2.58 % ±	0.82 %
401.6 keV	19254 ±	237	48.93 % ±	13.86 %
462.4 keV	560 ±	125	1.58 % ±	0.57 %
468.2 keV	264 ±	92	0.75 % ±	0.34 %
484.0 keV	384 ±	105	1.12 % ±	0.44 %
545.9 keV	1022 ±	116	3.25 % ±	0.99 %
651.5 keV	27910 ±	215	100.00 %	
657.0 keV	640 ±	84	2.31 % ±	0.72 %
665.2 keV	230 ±	71	0.84 % ±	0.35 %
715.4 keV	345 ±	84	1.31 % ±	0.49 %
734.4 keV	330 ±	88	1.28 % ±	0.50 %
777.2 keV	507 ±	90	2.03 % ±	0.68 %
814.5 keV	13441 ±	178	55.51 % ±	15.72 %
826.5 keV	2637 ±	102	10.99 % ±	3.14 %
855.7 keV	804 ±	94	3.42 % ±	1.05 %
888.3 keV	796 ±	95	3.47 % ±	1.06 %
1023.9 keV	271 ±	64	1.29 % ±	0.47 %
1081.2 keV	457 ±	75	2.25 % ±	0.74 %
1113.3 keV	275 ±	56	1.38 % ±	0.48 %
1131.4 keV	181 ±	54	0.91 % ±	0.38 %
1149.9 keV	318 ±	65	1.62 % ±	0.57 %
1160.8 keV	119 ±	52	0.61 % ±	0.32 %
1217.6 keV	263 ±	59	1.39 % ±	0.50 %
1266.2 keV	165 ±	55	0.89 % ±	0.39 %
1276.6 keV	176 ±	52	0.96 % ±	0.39 %
1290.8 keV	1074 ±	67	5.87 % ±	1.70 %
1364.0 keV	163 ±	48	0.92 % ±	0.38 %
1553.3 keV	146 ±	44	0.90 % ±	0.37 %
1577.7 keV	190 ±	44	1.18 % ±	0.43 %
1666.0 keV	89 ±	38	0.57 % ±	0.29 %
1939.3 keV	148 ±	38	1.05 % ±	0.40 %

Energie	S126		S126	
2006.5 keV	151 ±	38	1.09 % ±	0.41 %
2023.7 keV	148 ±	37	1.08 % ±	0.41 %
2166.9 keV	49 ±	23	0.37 % ±	0.20 %
2181.8 keV	588 ±	38	4.49 % ±	1.30 %
2249.4 keV	140 ±	32	1.09 % ±	0.39 %
2338.5 keV	111 ±	28	0.89 % ±	0.34 %
2659.7 keV	363 ±	37	3.18 % ±	0.96 %
2880.7 keV	67 ±	21	0.62 % ±	0.26 %
3074.7 keV	130 ±	26	1.26 % ±	0.44 %
3219.4 keV	116 ±	23	1.17 % ±	0.40 %
3391.9 keV	89 ±	18	0.93 % ±	0.32 %
3851.5 keV	30 ±	14	0.34 % ±	0.18 %
4401.9 keV	104 ±	14	1.32 % ±	0.41 %
4428.4 keV	65 ±	13	0.83 % ±	0.29 %
4520.0 keV	51 ±	13	0.66 % ±	0.25 %
4803.9 keV	26 ±	8	0.35 % ±	0.15 %

**Tabelle 6.9:** Kurzlebige Linien im Summenspektrum für Masse 126 von 1998 und ihre relativen Intensitäten.

Energie	S126		S126	
81.6 keV	47454 ±	778	17.39 % ±	4.93 %
169.2 keV	21625 ±	991	9.45 % ±	2.71 %
251.7 keV	8156 ±	734	4.59 % ±	1.36 %
401.6 keV	57889 ±	659	46.57 % ±	13.19 %
651.8 keV	88134 ±	712	100.00 %	
814.8 keV	37877 ±	578	49.53 % ±	14.04 %
826.6 keV	7794 ±	402	10.28 % ±	2.96 %
856.1 keV	1852 ±	376	2.50 % ±	0.87 %
888.2 keV	2534 ±	371	3.49 % ±	1.11 %
1665.8 keV	575 ±	164	1.17 % ±	0.47 %
2181.7 keV	2429 ±	158	5.87 % ±	1.71 %
2658.7 keV	1067 ±	161	2.96 % ±	0.95 %
3635.0 keV	114 ±	47	0.40 % ±	0.20 %
4402.3 keV	74 ±	32	0.30 % ±	0.15 %
4428.4 keV	217 ±	36	0.88 % ±	0.29 %
4520.0 keV	152 ±	38	0.62 % ±	0.23 %
4805.6 keV	49 ±	23	0.21 % ±	0.11 %

Die gefundenen Linien lassen sich mit Hilfe der Koinzidenzspektren in ein Niveauschema eintragen. Dies ist im folgenden Bild im Vergleich mit OXBASH-Schalenmodellrechnungen [40] gezeigt. <sup>1</sup> Der Unterschied zwischen der mit OXBASH und der mit OXBASHT bezeichneten Modellrechnung ist, dass bei OXBASHT (T=truncated) das f-5/2 Protonen-Orbital zur Beschleunigung der Berechnung vernachlässigt wurde.



**Abbildung 6.5:** Ermitteltes, partielles Niveauschema und Vergleich mit OXBASH-Berechnungen

<sup>1</sup> OXBASH ist der *Oxford-Buenos-Aires-MSU Shell-Model Code* [39].

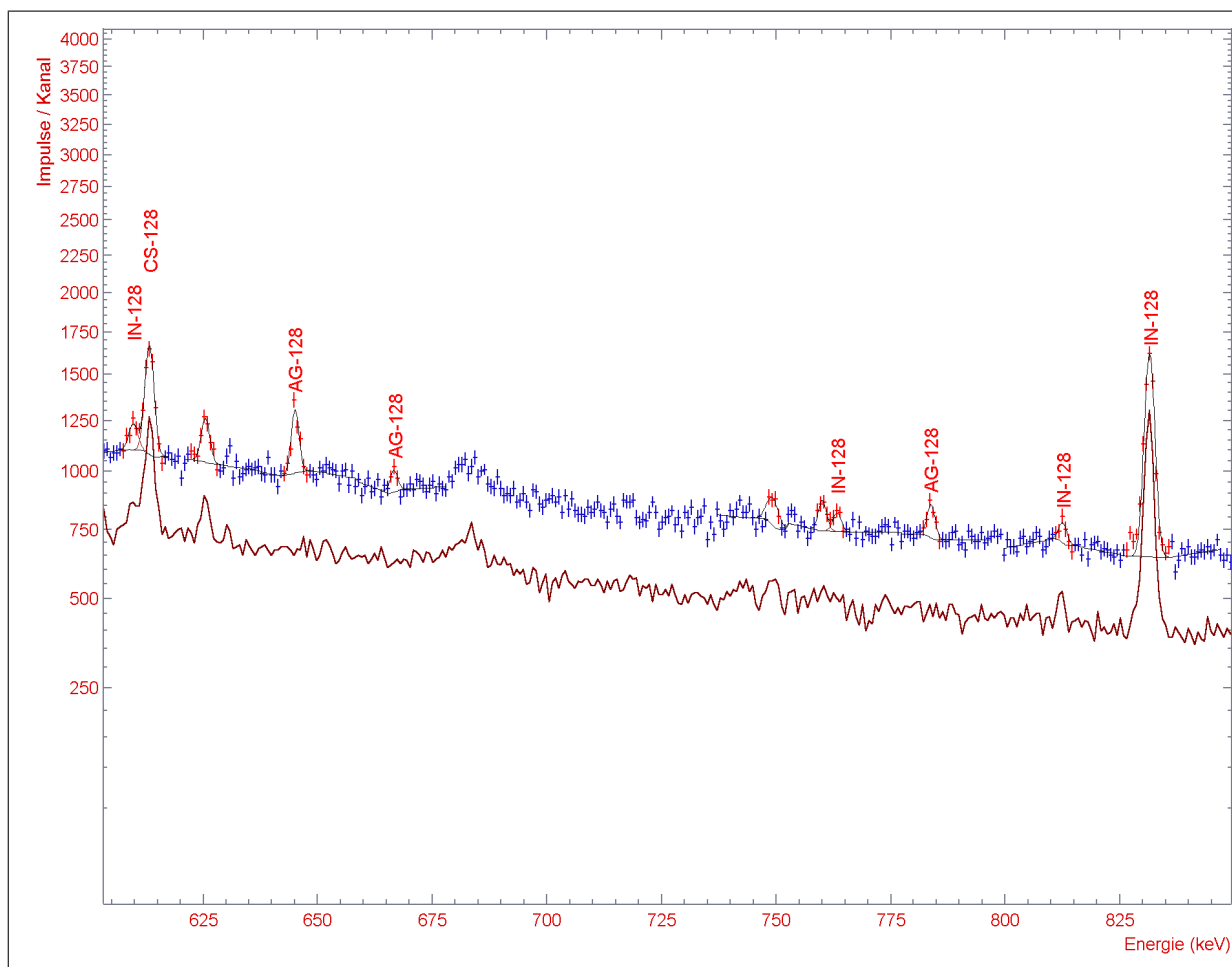
## 6.3 Ag-128

Auch bei Masse 128 wurden wieder Spektren mit und ohne Laserionisation und Spektren der verschiedenen Zeitscheiben verglichen um die Peaks aus dem Zerfall des  $^{128}\text{Ag}$  zu identifizieren. Wegen der wesentlich geringeren Produktions- und Extraktionsraten des kurzlebigen  $^{128}\text{Ag}$  verschlechtert sich natürlich das Verhältnis von Silber zu isobarem Untergrund. Daher konnten hier nur wenige Linien identifiziert und in ein Zerfallschema einsortiert werden.

Ein Ausschnitt aus dem Vergleich der Zeitscheibenspektren ist in Abbildung 6.6 dargestellt.

**Tabelle 6.10:** In 1997 gemessene Spektren für Masse  $A=128$  mit der jeweiligen Zählrate für den Peak bei 645 keV. Nur die fettgedruckten Spektren wurden aufsummiert und für die Auswertung verwendet.

Spektrennummer	Laser	Real Time [s]	Live Time [s]	Peak-energie [keV]	Netto-zählrate [1/s]	Untergrund-zählrate [1/s]
206	an	71.85	44.15	kein Peak		
207	an	161.10	148.20	kein Peak		
208	aus	55.20	50.64	kein Peak		
209	aus	66.45	61.89	kein Peak		
210	an	0.90	0.90	kein Peak		
211	an	164.70	152.70	kein Peak		
212	an	15.45	15.16	kein Peak		
<b>213</b>	an	116.85	114.01	645.7	1	4
214	an	78.15	76.00	kein Peak		
<b>215</b>	an	85.50	83.24	645.5	1	2
<b>216</b>	an	139.50	134.26	645.4	0	2
<b>217</b>	an	133.05	132.51	645.9	1	2
<b>218</b>	an	144.75	137.08	645.6	1	5
<b>219</b>	37	130.65	128.47	645.8	1	2
243	an	9.45	9.45	kein Peak		
244		305.55	279.95	kein Peak		
245	37	22.65	22.67	kein Peak		
<b>246</b>		826.80	749.92	645.4	1	7
247	an	80.10	72.49	kein Peak		
<b>Summe</b>		1577.10	1479.49			



**Abbildung 6.6:** Ausschnitt des im Oktober 1997 aufgenommenen Spektrums für Masse 128 Dargestellt sind die Zeitscheibe unmittelbar nach Schließen des Beamgates und die Zeitscheibe 750 ms später.

Wegen der ungenügenden Statistik der Koinzidenzdaten lassen sich nicht alle Linien sicher einsortieren. In Abbildung 6.7 sind deshalb zwei verschiedene Möglichkeiten dargestellt.

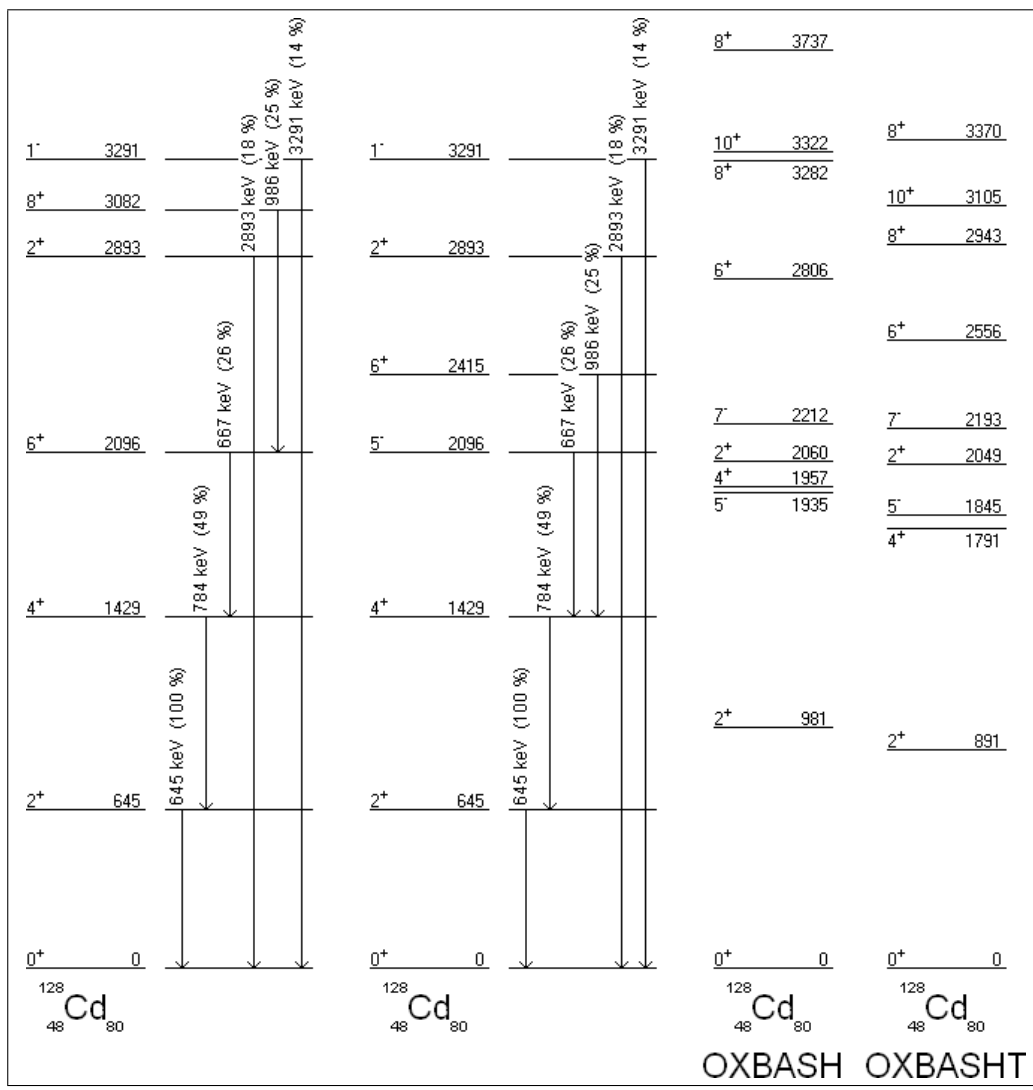
Im Vergleich zwischen experimentell ermitteltem Niveauschema und den OXBASH-Berechnungen (vgl. Abbildung 6.7) fällt auf dass die Berechnung die Energien des  $2^+$  und des  $4^+$ -Zustands zu hoch abschätzt. Auch das Verhältnis  $E(4^+)/E(2^+)$  ist im Experiment 2.22 während man nach der Modellrechnung 1.87 erwarten würde.

**Tabelle 6.11:** In 1998 gemessene Spektren für Masse A=128 mit der jeweiligen Zählrate für den Peak bei 645 keV. Nur die fettgedruckten Spektren wurden aufsummiert und für die Auswertung verwendet.

Spektrennummer	Laser	Real Time [s]	Live Time [s]	Peak-energie [keV]	Netto-zählrate [1/s]	Untergrund-zählrate [1/s]
<i>040</i>	an	6.00	2.24		kein Peak	
<i>041</i>	an	7.00	2.92		kein Peak	
<i>042</i>	an	29.80	22.30		kein Peak	
<i>043</i>	an	112.20	79.53		kein Peak	
<i>044</i>	an	17.50	12.99		kein Peak	
<i>045</i>	an	102.10	71.90		kein Peak	
<i>046</i>	an	151.40	93.16		kein Peak	
<i>047</i>		74.00	55.29		kein Peak	
<i>048</i>	an	56.30	56.30		kein Peak	
<i>049</i>	an	79.30	46.27		kein Peak	
<i>050</i>	an	593.60	360.99		kein Peak	
<b>Summe</b>		0.00	0.00			

**Tabelle 6.12:** Kurzlebige Linien im Summenspektrum für Masse 128 von 1997 und ihre relativen Intensitäten.

Energie	S128		S128
645.2 keV	908 ±	130	100.00 %
666.7 keV	231 ±	75	25.98 % ± 11.82 %
783.9 keV	397 ±	95	49.49 % ± 19.64 %
986.0 keV	174 ±	64	24.95 % ± 12.09 %
1678.9 keV	189 ±	49	37.61 % ± 15.35 %
1722.2 keV	111 ±	38	22.56 % ± 10.49 %
2892.6 keV	62 ±	22	17.75 % ± 8.43 %
3290.9 keV	44 ±	18	13.86 % ± 7.30 %



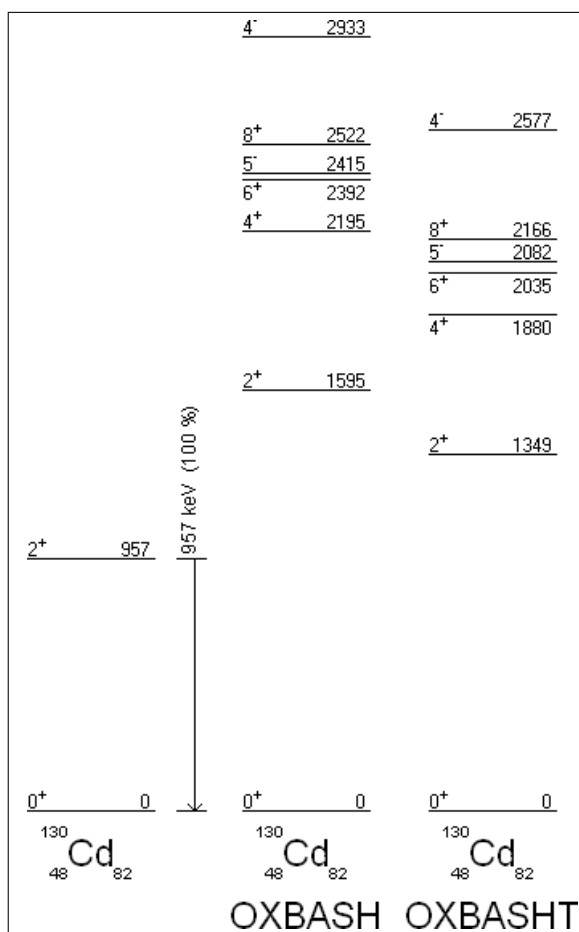
**Abbildung 6.7:** Zwei Möglichkeiten für das partielles Niveauschema von  $^{128}\text{Cd}$  und Vergleich mit OXBASH-Berechnungen. Bei OXBASHT (truncated) wurde das f/2-Protonenorbital nicht berücksichtigt.

## 6.4 Ag-130

Für Masse  $A=130$  war der Untergrund im Vergleich mit dem gesuchten Silber zu stark um die Spektren vernünftig auswerten zu können. Ein Peak bei 957 keV scheint nur in der ersten, ein Peak bei 1395 keV in den ersten beiden Zeitscheiben, aufzutreten.

Möglicherweise stellt der Peak bei 957 keV den  $2^+ \rightarrow 0^+$  - Übergang im neutronenmagischen  $^{130}\text{Cd}$  dar.

Diese Zuordnung ist derzeit aber noch als spekulativ zu betrachten und muss durch weitere Experimente überprüft werden.



**Abbildung 6.8:** Energie des  $2^+$ -Zustands und OXBASH-Berechnungen für Cd. Bei OXBASHT (truncated) wurde das  $f/2$ -Protonenorbital nicht berücksichtigt.

## 6.5 Diskussion der Ergebnisse

Die in den verschiedenen *even-even* Cd-Isotopen bestimmten Niveaus lassen sich zusammen mit den bereits in der Literatur bekannten in eine Niveausystematik eintragen. Dies ist in Abbildung 6.9 gezeigt.

In dieser Abbildung erkennt man, dass die Energien der  $6^+$ ,  $8^+$  und  $10^+$  - Zustände von  $^{98}\text{Cd}$  bis  $^{106}\text{Cd}$  ansteigen, von  $^{108}\text{Cd}$  bis  $^{114}\text{Cd}$  abfallen und für höhere Neutronenzahlen in etwa konstant bleiben.

Die Energien der  $5^-$  und  $7^-$  - Zustände dagegen scheinen mit steigender Neutronenzahl beständig abzufallen.

Auffällig ist auch, dass die Energie des  $2^+$ -Zustands bei  $^{128}\text{Cd}$  um 7 keV niedriger ist als bei  $^{126}\text{Cd}$ . Üblicherweise erwartet man, dass die Energie des  $2^+$  - Zustands in der Nähe abgeschlossener Schalen zunimmt. Dies ist ein klarer Hinweis auf die Schwächung der Schale bei  $N=82$ , also auf das gesuchte *shell-quenching*.

Es ist auch interessant die  $E(2^+)$  und die  $E(4+)/E(2^+)$  - Verhältnisse im Vergleich mit den benachbarten *even-even* - Kernen zu sehen.

In der Abbildung 6.10 sind deshalb die bekannten Energien der  $2^+$ -Zustände in den *even-even* Cadmium-Isotopen ( $Z(\text{Cd}) = Z_{\text{magisch}} - 2 = 48$ ) zusammen mit den entsprechenden Energien der benachbarten *even-even* - Isotope von Palladium ( $Z(\text{Pd}) = Z_{\text{magisch}} - 4 = 46$ ) und Tellur ( $Z(\text{Te}) = Z_{\text{magisch}} + 2 = 52$ ) und in Abhängigkeit von der Neutronenzahl dargestellt.

Es fällt auf, dass sich die  $2^+$  - Energien der Cd und Te-Isotone in der Mitte der Schale, also 2-3 Neutronenpaare vom Schalenabschluss entfernt, fast gleich verhalten, die Pd-Isotone aber ein anderes Bild zeigen.

Auch fällt auf, dass die Energie des  $2^+$  - Zustands in den neutronenarmen Cd-Isotopen in der Nähe der magischen Schale ( $N=50$ ) steil ansteigt, die neutronenreichen Cd-Isotope an der  $N=82$ -Schale aber nur einen moderaten Anstieg zeigen. Die  $2^+$  - Energie des  $^{128}\text{Ag}$  ist hier sogar niedriger als die des  $^{126}\text{Ag}$ .

Im Gegensatz dazu zeigen die schweren Tellur- und Palladiumisotone einen starken Anstieg der  $2^+$  - Energie in der Nähe der magischen Schale.

Schaut man sich die  $E(4+)/E(2^+)$ -Verhältnisse an (Abbildung 6.11) so erkennt man, dass für  $N=56$  bis zu  $N=74$  alle drei Elemente ein ähnliches

Bild, wenn auch auf verschiedenen Skalen, zeigen. Die Palladiumisotope ( $Z = Z_{\text{magisch}} - 4$ ) haben hier mit 2.4-2.6 die größten Werte, für Cadmium ( $Z = Z_{\text{magisch}} - 2$ ) liegt das Verhältnis zwischen 2.3 und 2.4 und bei Tellur ( $Z = Z_{\text{magisch}} + 2$ ) liegt dieses zwischen 2.0 und 2.1.

Auffällig ist aber, dass bei den schweren Isotopen das  $E(4^+)/E(2^+)$ -Verhältnis bei Cadmium praktisch konstant bleibt, bei Tellur aber steil abfällt.

Diese Unterschiede zeigen sich auch in den  $B(E2)$ -Werten. Für Quadrupol-schwingungen lassen sich die  $B(E2)$  und die Quadrupol-Deformation  $\beta_2$  aus den  $2^+$ -Energien berechnen [41, 11]. Es gelten folgende Proportionalitäten:

$$\beta_2 \sim E(2^+)^{-1/2} \quad (6.1)$$

$$\sqrt{B(E2)} \sim \beta_2 \quad (6.2)$$

$$B(E2) \sim E(2^+)^{-1} \quad (6.3)$$

Die so berechneten  $B(E2)$  sind in Abbildung 6.12 gezeigt. Man erkennt, dass, verglichen mit dem sphärischen, protonenmagischen  ${}_{50}\text{Sn}$ , sowohl das Cd, Te also auch Pd deutlich größere  $B(E2)$  und damit deutlich mehr kollektives Verhalten zeigen. In etwa in der Mitte der Schale ( $N = 68-70$ ) zeigen alle drei Element die größte Kollektivität. Für größere Neutronenzahlen fallen die Werte in allen drei Elementen ab. In der Nähe des Schalenabschlusses, also ab  $N=74$ , treten allerdings interessante Unterschiede auf: Während für Palladium und Tellur der  $B(E2)$ -Wert weiter abfällt bleibt er für Cadmium praktisch konstant ( $B(E2) \approx 3900e^2 fm^2$ ). Nach der Gleichung aus [41] entspricht dem eine Quadrupoldeformation von  $\beta_2 \approx 0.12$  was deutlich zeigt, dass für Cadmium auch an der magischen Schale noch Kollektivität auftritt.

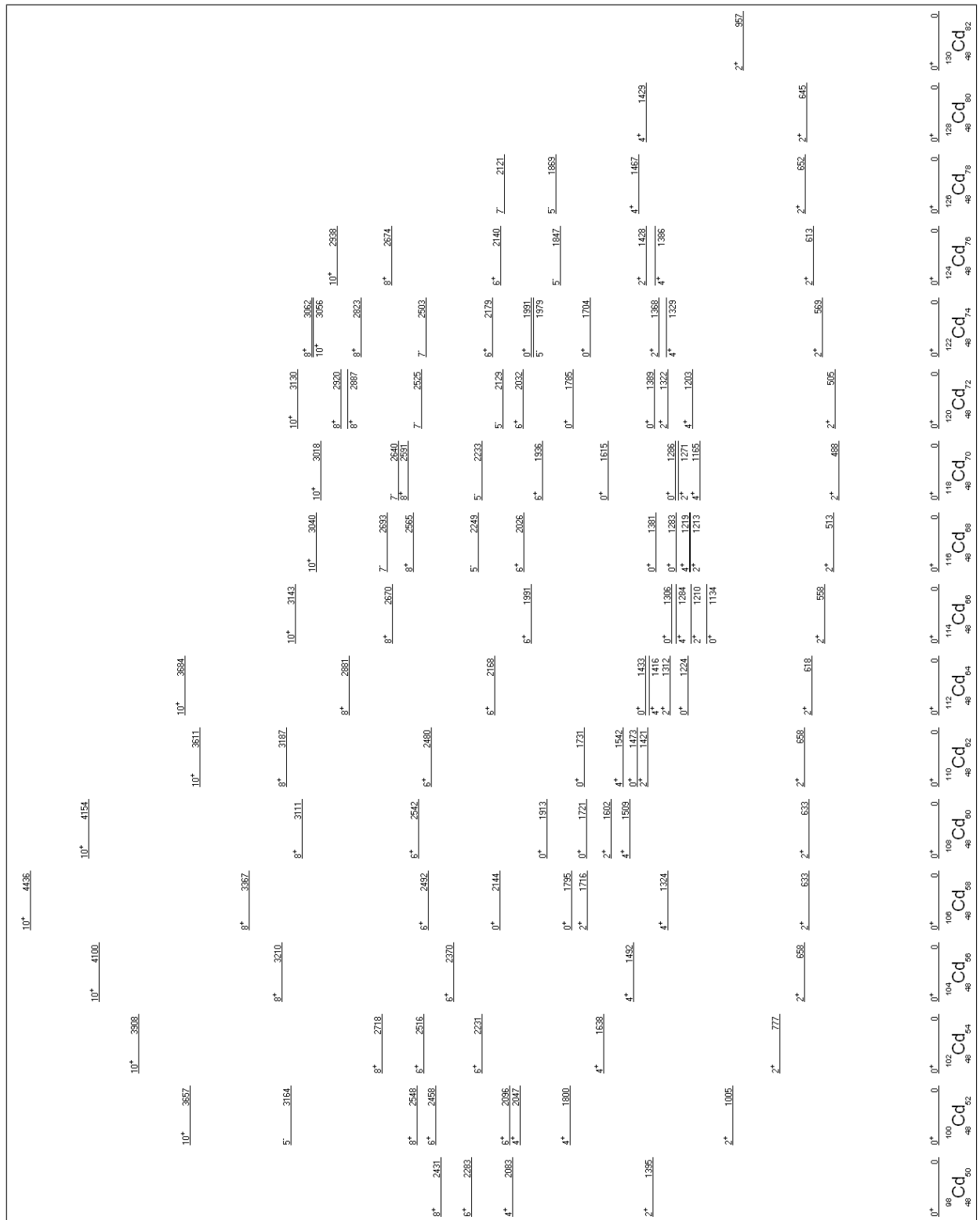
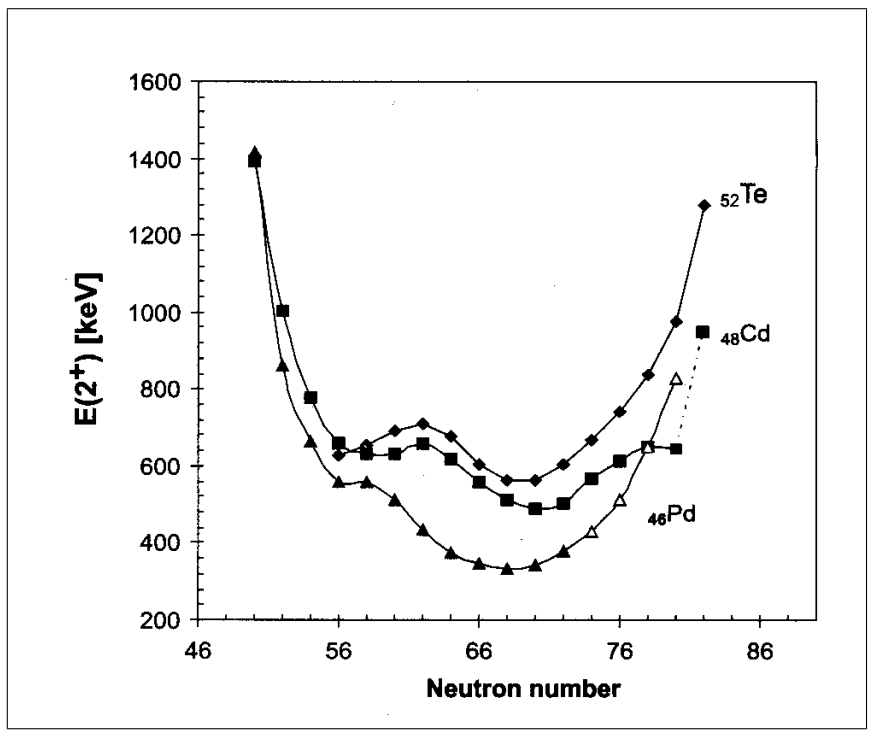


Abbildung 6.9: Systematik der Cd-Isotope



**Abbildung 6.10:** Systematik der  $E(2^+)$  - Energien. (Die offenen Dreiecke stehen dabei für Zahlen aus IBM-2 - Berechnungen [42].)

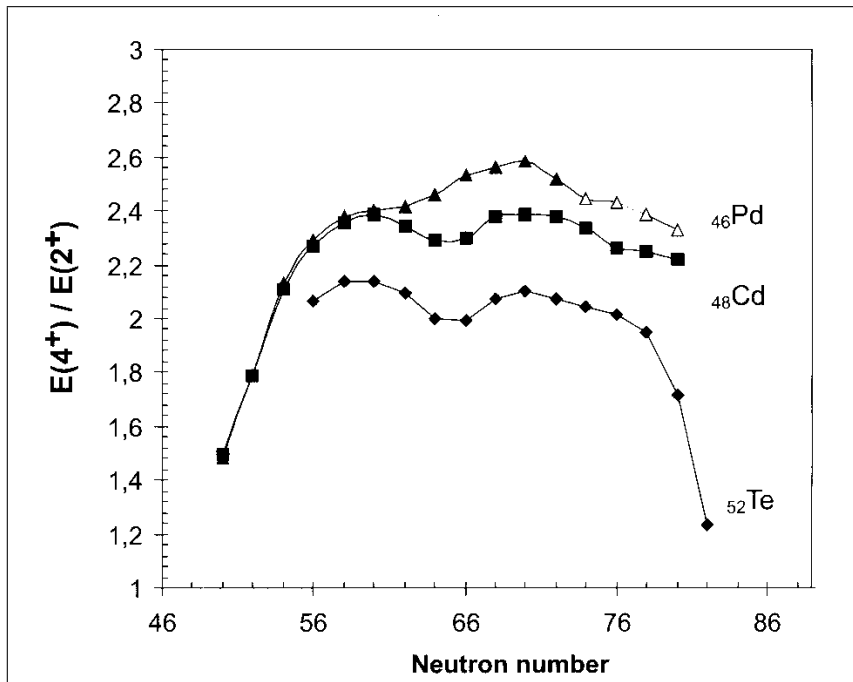


Abbildung 6.11: Systematik der  $E(4^+)/E(2^+)$  - Verhältnisse. (Die offenen Dreiecke stehen dabei für Zahlen aus IBM-2 - Berechnungen [42].)

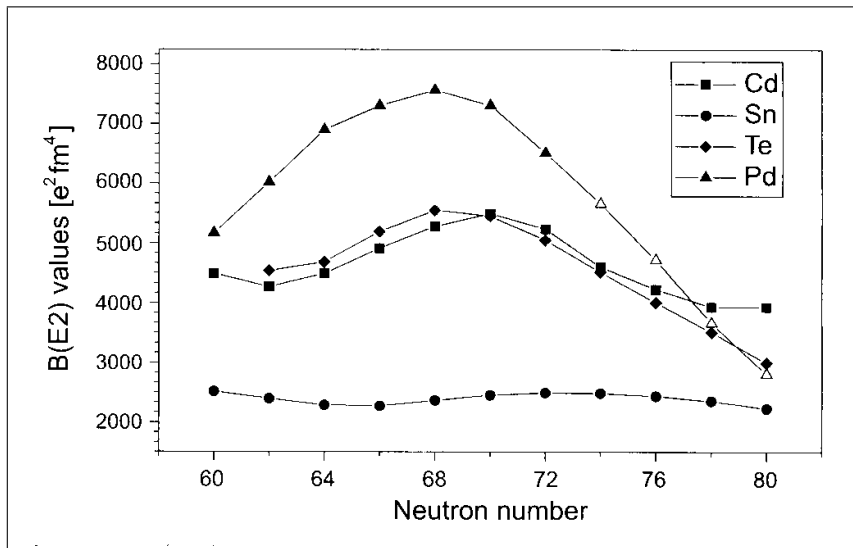


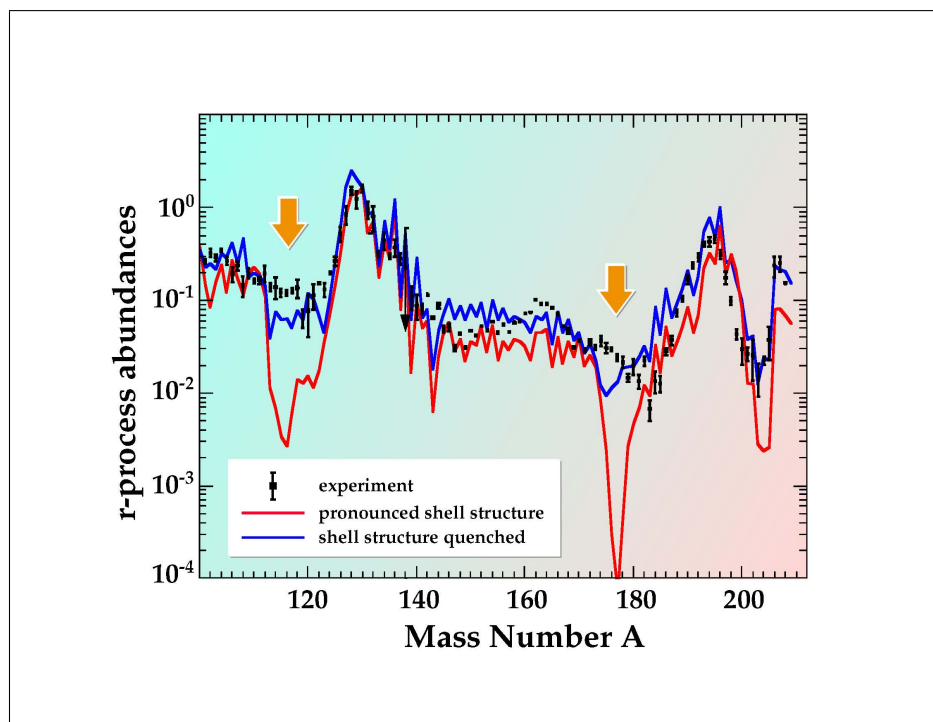
Abbildung 6.12: Systematik der  $B(E2)$ , bestimmt aus den  $E(2^+)$  mit der Beziehung 6.1

## 6.6 Astrophysikalische Auswirkungen

Wie sehr sich der vermutete Shell-Quenching auf die r-Prozess-Produktionsraten auswirkt ist in Abbildung 6.13 gezeigt: Dargestellt sind die experimentell gefundene r-Prozess-Massenverteilung und zwei Modellrechnungen. Bei beiden Modellrechnungen wurden sechzehn verschiedene  $n_n - \tau$  - Komponenten an die experimentellen Werte angepasst. Auch die verwendeten Sternparameter sind bei beiden Rechnungen identisch.

Der Unterschied zwischen den beiden Rechnungen ist lediglich das verwendete Massenmodell: Zuerst wurde das Massenmodell ETFSI-1 verwendet. Dieses enthält eine ausgeprägte Schalenstruktur ohne Shell-Quenching. Man erkennt, dass mit diesem Modell die Elementhäufigkeiten bei Massen knapp unterhalb der Peaks schlecht - viel zu niedrig - reproduziert werden.

Das zweite Modell, ETFSI-Q, ist eine Weiterentwicklung des ersten Modells bei dem das Shell-Quenching explizit in das Modell eingefügt wurde. Man erkennt, dass mit diesem Modell die experimentelle Massenverteilung wesentlich besser reproduziert wird.



**Abbildung 6.13:** Erwartete r-Prozess-Häufigkeiten mit (ETFSI-Q, blau) und ohne Shell-Quenching (ETFSI-1, rot).

# Kapitel 7

## Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde der  $\beta$ -Zerfall von neutronenreichen Silberisotopen  $\gamma$ -spektroskopisch untersucht. Dabei konnten viele neue Linien gefunden und teilweise in Niveauschemata der entsprechenden *even-even* Cd-Isotope einsortiert werden.

Im Besonderen konnte mit den gemessenen Energien der ersten  $2^+$  und  $4^+$  - Anregungszustände gezeigt werden, dass bei den neutronenreichen Cadmiumisotopen eine Abschwächung der Neutronenschale, das sogenannte *shell-quenching*, auftritt.

Allerdings reichte die Statistik nicht aus, um alle Linien in Koinzidenz zu sehen und so zuverlässig in ein Niveauschema einsortieren zu können. Auch konnte bei Masse 130 nur die  $2^+$ -Energie und keine weiteren Linien gesehen werden. Es sind daher noch weitere Experimente, vor allem für die Massen  $A=128$  und  $A=130$ , nötig.

Neben einer besseren Statistik benötigt man vor allem eine bessere Unterdrückung des isobaren Untergrunds. Dies könnte durch Verbesserungen an der Ionenquelle und durch Verwendung des hochauflösenden Massenseparators **HRS** bei ISOLDE erreicht werden.

Der hochauflösende HRS soll ein nominelles Auflösungsvermögen von 30000 haben. Dies sollte eigentlich reichen um den isobaren Untergrund wirkungsvoll zu unterdrücken. Allerdings geht das nominelle Auflösungsvermögen von einer punktförmigen Ionenquelle aus. Die eigentliche Laserionenquelle ist auch tatsächlich sehr klein, nicht jedoch die Oberfläche die zur Ionisation der oberflächenionisierbaren Elemente wie In oder Cs beiträgt sodass die Unterdrückung von In sicherlich nicht vollständig sein wird.

Ein Experiment unter Verwendung des HRS ist für Juni 2004 geplant. Hier soll auch ein sogenannter Neutronenkonverter zum Einsatz kommen. Dieser sorgt dafür, dass die Spaltung des Urans im Target nicht mehr durch Protonen sondern durch Neutronen geschieht und vermindert so den protonenreichen, isobaren Untergrund.



# Anhang A

## Liste der Messungen

### A.1 Messungen in 1997

Nr.	Datum/Zeit	Masse	Protonen- pulse (pro Zyklus)	Real Time [s]	Zeitscheiben [ms]	Laser
123	17.10.1997 23:55:18	124	2987 (8.0)	5375	50/6·150/100	an
124	18.10.1997 01:25:00	124	295 (8.0)	528	50/6·150/100	an
125	18.10.1997 01:33:54	124	543 (8.0)	977	50/6·150/100	an
126	18.10.1997 01:50:34	124	211 (7.9)	382	50/6·150/100	aus
127	18.10.1997 01:57:02	124	53 (7.8)	98	50/6·150/100	aus
128	18.10.1997 01:58:44	124	124 (7.9)	226	50/6·150/100	aus
129	18.10.1997 02:09:36	126	144 (8.0)	258	50/6·150/100	an
130	18.10.1997 02:45:15	126	117 (8.0)	212	50/6·150/100	an
131	18.10.1997 02:58:22	126	4023 (8.0)	7243	50/6·150/100	an
132	18.10.1997 06:29:33	129	2421 (8.0)	4357	50/6·150/100	an
133	18.10.1997 08:00:56	126	866 (8.0)	1558	50/6·150/100	an
135	18.10.1997 08:46:28	127	491 (8.0)	887	50/6·150/100	an
136	18.10.1997 09:03:11	126	2673 (8.0)	4811	50/6·150/100	aus
140	18.10.1997 12:23:44	124	1428 (8.0)	2569	50/6·150/100	an
141	18.10.1997 13:06:40	124	1001 (8.0)	1802	50/6·150/100	an
143	18.10.1997 15:21:37	124	1215 (8.0)	2189	50/6·150/100	an
144	18.10.1997 15:58:11	124	738 (8.0)	1332	50/6·150/100	
145	18.10.1997 17:17:36	124	226 (8.0)	407	50/6·150/100	aus
146	18.10.1997 17:24:29	124	424 (8.0)	764	50/6·150/100	aus
147	18.10.1997 17:38:43	124	2112 (7.9)	3844	50/6·150/100	
148	18.10.1997 22:26:07	124	870 (8.0)	1568	50/6·150/100	aus

149	19.10.1997 01:01:34	124	1601 (8.0)	2880	50/6·150/100	an
150	19.10.1997 02:03:30	124	839 (8.0)	1507	50/6·150/100	24
151	19.10.1997 02:31:15	124	1023 (7.8)	1894	50/6·150/100	29
152	19.10.1997 03:04:24	124	593 (8.0)	1068	50/6·150/100	33
153	19.10.1997 03:23:56	124	733 (8.0)	1319	50/6·150/100	37
154	19.10.1997 03:46:10	124	542 (7.3)	1075	50/6·150/100	41
155	19.10.1997 04:06:00	124	689 (8.0)	1241	50/6·150/100	45
156	19.10.1997 04:26:44	124	860 (8.0)	1547	50/6·150/100	49
157	19.10.1997 04:52:34	124	578 (8.0)	1043	50/6·150/100	53
158	19.10.1997 05:10:02	124	744 (8.0)	1339	50/6·150/100	57
159	19.10.1997 05:32:27	124	733 (8.0)	1320	50/6·150/100	61
160	19.10.1997 05:55:22	124	915 (8.0)	1645	50/6·150/100	65
161	19.10.1997 11:27:51	122	74 (7.9)	136	50/6·150/100	20
162	19.10.1997 11:45:51	122	425 (8.0)	767	50/6·150/100	20
163	19.10.1997 12:00:08	122	352 (8.0)	633	50/6·150/100	23
164	19.10.1997 12:12:21	122	446 (8.0)	804	50/6·150/100	26
165	19.10.1997 12:26:56	122	400 (8.0)	722	50/6·150/100	29
166	19.10.1997 12:43:25	122	433 (7.9)	784	50/6·150/100	32
167	19.10.1997 12:58:51	126	408 (8.0)	730	50/6·150/100	35
168	19.10.1997 13:12:48	126	167 (8.0)	301	50/6·150/100	38
169	19.10.1997 13:24:25	126	252 (7.9)	457	50/6·150/100	41
170	19.10.1997 13:32:11	126	348 (8.0)	627	50/6·150/100	20
171	19.10.1997 13:48:52	126	284 (8.0)	514	50/6·150/100	23
172	19.10.1997 13:59:40	126	524 (8.0)	946	50/6·150/100	26
173	19.10.1997 14:16:41	122	397 (8.0)	717	50/6·150/100	29
174	19.10.1997 14:29:52	122	370 (8.0)	666	50/6·150/100	32
175	19.10.1997 14:41:47	122	369 (8.0)	666	50/6·150/100	35
176	19.10.1997 15:10:24	126	427 (8.0)	767	50/6·150/100	41
177	19.10.1997 15:23:23	126	565 (8.0)	1016	50/6·150/100	41
178	19.10.1997 15:41:15	126	463 (8.0)	834	50/6·150/100	44
179	19.10.1997 15:58:30	126	441 (8.0)	796	50/6·150/100	47
180	19.10.1997 16:12:40	122	426 (8.0)	769	50/6·150/100	49
181	19.10.1997 16:26:26	122	601 (8.0)	1080	50/6·150/100	51
182	19.10.1997 16:46:12	122	708 (8.0)	1276	50/6·150/100	53
183	19.10.1997 17:08:36	122	352 (8.0)	632	50/6·150/100	56
184	19.10.1997 17:25:15	126	533 (8.0)	957	50/6·150/100	an
185	19.10.1997 17:41:47	126	24 (8.2)	42	50/6·150/100	
186	19.10.1997 17:42:46	126	415 (8.0)	745	50/6·150/100	an
187	19.10.1997 17:58:24	126	422 (8.0)	760	50/6·150/100	an
188	19.10.1997 18:14:56	126	917 (7.5)	1770	50/6·150/100	40

202	20.10.1997 10:19:11	124	530 (9.0)	848	50/6·150/100	an
203	20.10.1997 10:33:32	124	1594 (9.0)	2552	50/6·150/100	an
204	20.10.1997 11:31:51	124	2056 (8.0)	3697	50/6·150/100	an
205	20.10.1997 12:36:02	124	3050 (8.0)	5521	50/6·150/100	aus
206	20.10.1997 14:44:06	128	479 (5.4)	1289	50/6·150/100	an
207	20.10.1997 15:05:55	128	1074 (5.0)	3096	50/6·150/100	an
208	20.10.1997 15:59:37	128	368 (5.0)	1059	50/6·150/100	aus
209	20.10.1997 16:29:05	128	443 (5.0)	1276	50/6·150/100	aus
210	20.10.1997 17:33:15	128	6 (0.2)	480	50/6·150/100	an
211	20.10.1997 17:41:21	128	1098 (5.0)	3161	50/6·150/100	an
212	20.10.1997 19:38:07	128	103 (5.0)	297	50/6·150/100	an
213	20.10.1997 19:43:10	128	779 (5.0)	2244	50/6·150/100	an
214	20.10.1997 20:32:09	128	521 (5.0)	1499	50/6·150/100	an
215	20.10.1997 21:14:52	128	570 (5.0)	1641	50/6·150/100	an
216	20.10.1997 21:47:12	128	930 (5.0)	2678	50/6·150/100	an
217	20.10.1997 22:44:29	128	887 (5.0)	2554	50/6·150/100	an
218	20.10.1997 23:55:52	128	965 (5.0)	2778	50/6·150/100	an
219	21.10.1997 01:01:40	128	871 (5.0)	2509	50/6·150/100	37
221	21.10.1997 03:54:39	126	324 (5.0)	932	50/6·150/100	37
222	21.10.1997 04:14:51	126	942 (5.0)	2715	50/6·150/100	37
223	21.10.1997 05:41:22	126	848 (5.0)	2439	50/6·150/100	37
224	21.10.1997 06:32:38	126	865 (5.0)	2493	50/6·150/100	37
225	21.10.1997 07:24:10	126	877 (5.0)	2523	50/6·150/100	37
226	21.10.1997 08:20:43	126	1110 (5.0)	3197	50/6·150/100	an
227	21.10.1997 09:14:40	126	793 (5.0)	2284	50/6·150/100	37
229	21.10.1997 23:08:43	122	144 (5.0)	414	50/6·150/100	an
230	21.10.1997 23:16:39	122	2478 (5.0)	7135	50/6·150/100	
231	22.10.1997 01:15:52	122	522 (5.0)	1504	50/6·150/100	45
232	22.10.1997 01:42:31	122	1882 (5.0)	5416	50/6·150/100	45
233	22.10.1997 03:51:24	122	655 (4.7)	1998	50/6·150/100	37
234	22.10.1997 04:44:14	122	1331 (5.0)	3832	50/6·150/100	37
235	22.10.1997 05:48:13	122	1068 (5.0)	3074	50/6·150/100	37
236	22.10.1997 06:39:31	122	456 (5.0)	1314	50/6·150/100	37
237	22.10.1997 07:03:43	122	167 (5.0)	480	50/6·150/100	aus
238	22.10.1997 07:11:50	122	665 (5.0)	1914	50/6·150/100	aus
239	22.10.1997 07:45:07	122	379 (5.0)	1089	50/6·150/100	
240	22.10.1997 08:04:27	122	342 (5.0)	983	50/6·150/100	37
241	22.10.1997 08:21:29	122	495 (4.8)	1482	50/6·150/100	33
242	22.10.1997 08:49:16	122	1133 (5.0)	3263	50/6·150/100	

243	22.10.1997 10:22:47	128	63 (4.9)	186	50/6·150/100	an
244	22.10.1997 10:26:27	128	2037 (5.0)	5910	50/6·150/100	
245	22.10.1997 12:06:47	128	151 (4.9)	440	50/6·150/100	37
246	22.10.1997 12:14:50	128	5512 (5.0)	15949	50/6·150/100	
247	22.10.1997 18:35:45	128	534 (5.0)	1540	50/6·150/100	an
248	22.10.1997 19:41:23	124	194 (5.0)	561	50/6·150/100	an
249	22.10.1997 19:54:08	124	158 (5.0)	453	50/6·150/100	
250	22.10.1997 20:03:46	124	217 (5.0)	624	50/6·150/100	an
251	22.10.1997 20:17:40	124	77 (3.6)	304	50/6·150/100	
252	22.10.1997 20:24:21	124	82 (4.4)	271	50/6·150/100	
253	22.10.1997 20:28:57	124	118 (4.8)	354	50/6·150/100	
254	22.10.1997 20:38:04	124	188 (4.3)	628	50/6·150/100	
255	22.10.1997 20:49:26	124	218 (5.0)	632	50/6·150/100	
256	22.10.1997 22:00:04	124	51 (4.9)	150	50/6·150/100	
257	22.10.1997 22:02:43	124	50 (5.0)	144	50/6·150/100	
258	22.10.1997 22:07:35	124	36 (5.1)	103	50/6·150/100	
259	22.10.1997 23:17:51	126	787 (5.0)	2266	50/6·150/100	an
260	23.10.1997 00:07:47	126	1920 (4.6)	6073	50/6·150/100	an
261	23.10.1997 01:51:50	126	1395 (5.0)	4015	50/6·150/100	an
262		126	0 (0.0)	3739	8·0	

## A.2 Messungen in 1998

Nr.	Datum/Zeit	Masse	Protonen- pulse (pro Zyklus)	Real Time [s]	Zeitscheiben [ms]	Laser
6	09.08.1998 12:32:11	124	124 (5.0)	355	10/7·150	an
7	09.08.1998 12:38:12	124	888 (5.0)	2553	10/7·150	an
8	09.08.1998 13:21:21	124	939 (5.0)	2704	10/7·150	an
9	09.08.1998 14:06:48	124	2046 (5.0)	5894	10/7·150	an
10	09.08.1998 15:46:01	124	269 (5.0)	771	10/7·150	an
11	09.08.1998 15:59:01	124	1112 (4.5)	3527	10/7·150	an
12	09.08.1998 17:30:24	124	768 (5.0)	2208	10/7·150	an
13	09.08.1998 18:26:04	124	2130 (5.0)	6132	10/7·150	an
14	09.08.1998 20:08:20	124	1493 (5.0)	4297	10/7·150	an
15	09.08.1998 21:20:15	124	944 (5.0)	2719	10/7·150	an
16	09.08.1998 22:05:50	124	1861 (5.0)	5361	10/7·150	an
17	09.08.1998 23:35:28	124	1739 (5.0)	5008	10/7·150	an
18	10.08.1998 01:03:40	130	973 (5.0)	2802	30/7· 50	an
19	10.08.1998 01:58:53	130	1226 (5.0)	3530	30/7· 50	an
20	10.08.1998 02:57:54	130	2412 (5.0)	6947	30/7· 50	an
21	10.08.1998 04:57:08	126	859 (5.0)	2472	30/7·150	an
22	10.08.1998 05:41:09	126	3311 (5.0)	9536	30/7·150	an
23	10.08.1998 08:38:15	126	1603 (5.0)	4616	30/7·150	an
24	10.08.1998 10:32:32	126	3563 (5.0)	10262	30/7·150	an
25	10.08.1998 13:23:46	126	4417 (4.1)	15481	30/7·150	an
26	10.08.1998 20:25:23	126	3042 (4.8)	9152	30/7·150	an
27	10.08.1998 22:59:31	126	285 (5.0)	817	30/7·150	an
28	10.08.1998 23:21:31	130	180 (4.9)	524	30/6· 50/500	an
29	11.08.1998 00:08:16	130	2825 (5.0)	8134	30/6· 50/500	an
30	11.08.1998 02:34:41	130	3805 (5.0)	10965	30/6· 50/500	an
31	11.08.1998 05:47:28	130	3790 (5.0)	10914	30/6· 50/500	an
32	11.08.1998 18:54:34	126	827 (5.0)	2383	20/7·150	an
33	11.08.1998 19:36:25	126	48 (5.0)	139	20/7·150	an
34	11.08.1998 19:38:51	126	136 (5.0)	391	20/7·150	an
35	11.08.1998 19:57:34	126	1798 (5.0)	5179	20/7·150	an
36	11.08.1998 21:24:01	126	2847 (5.0)	8225	20/7·150	an
37	11.08.1998 23:52:33	130	1132 (4.1)	3975	30/6· 50/500	an
38	12.08.1998 01:02:28	130	5816 (4.5)	18502	30/6· 50/500	an

39	12.08.1998 06:17:57	130	1322 (3.3)	5738	30/6· 50/500	an
40	12.08.1998 11:27:15	128	60 (5.0)	171	30/7·100	an
41	12.08.1998 11:30:18	128	70 (5.0)	201	30/7·100	an
42	12.08.1998 11:33:45	128	298 (5.0)	855	30/7·100	an
43	12.08.1998 11:48:41	128	1122 (5.0)	3230	30/7·100	an
44	12.08.1998 12:51:19	128	175 (3.4)	751	30/7·100	an
45	12.08.1998 13:10:05	128	1021 (4.7)	3156	30/7·100	an
46	12.08.1998 20:53:11	128	1514 (7.0)	3135	30/7·100	an
47	12.08.1998 21:45:38	128	740 (5.0)	2131	30/7·100	
48	12.08.1998 22:25:58	128	563 (5.0)	1619	30/7·100	an
49	13.08.1998 01:09:16	128	793 (5.0)	2283	30/7·100	an
50	13.08.1998 03:23:03	128	5936 (5.0)	17095	30/7·100	an
52	13.08.1998 09:52:54	126	400 (5.0)	1151	30/7·150	an
53	13.08.1998 10:12:43	126	1188 (5.0)	3419	30/7·150	an
54	13.08.1998 11:10:59	123	4085 (5.0)	11762	30/7·150	an
55	13.08.1998 14:27:55	123	1595 (5.0)	4594	30/7·150	aus
56	13.08.1998 15:45:48	125	1251 (5.0)	3602	30/7·150	aus
57	13.08.1998 16:49:10	125	1280 (5.0)	3695	30/7·150	an
58	13.08.1998 18:03:18	125	456 (5.0)	1311	30/7·150	an
59	13.08.1998 18:27:54	125	582 (5.0)	1678	30/7·150	an
60	13.08.1998 18:56:36	125	3859 (5.0)	11113	30/7·150	an
61	13.08.1998 22:05:36	125	2143 (5.0)	6171	30/7·150	an
63	14.08.1998 00:14:42	124	2721 (5.0)	7838	30/7·150	
64	14.08.1998 02:28:14	124	1285 (5.0)	3703	30/7·150	aus
65	14.08.1998 03:33:20	126	1972 (5.0)	5676	30/7·150	aus
66	14.08.1998 05:09:08	126	1079 (5.0)	3109	30/7·150	aus
67	14.08.1998 06:14:15	123	2199 (5.0)	6331	30/7·150	
68	14.08.1998 08:47:36	126	169 (5.0)	487	30/7·150	an
69	14.08.1998 08:55:59	126	2485 (5.0)	7155	30/7·150	an
70	14.08.1998 10:59:12	130	2375 (5.0)	6840	30/7·150	aus

# Literaturverzeichnis

- [1] K.-L. Kratz, V. Harms, A. Wöhr, P. Möller, Phys. Rev. C **38**, 278 (1988)
- [2] P. Haensel, J.L. Zdunik, J. Dobaczewski, Astron. Astrophys. **222**, 353 (1989)
- [3] K.-L. Kratz, J.-P. Bitzouet, F.-K. Thielemann, P. Möller and B. Pfeiffer, Astrophys. J. **403**, 216 (1993).
- [4] A.H. Wapstra, in Handbuch der Physik, Band 38, Teil 1. 1958
- [5] O. Haxel, J.H. Jensen, H.E. Suess, Phys. Rev. **75**, 1769 (1949)
- [6] M.G. Mayer, Phys. Rev. **75**, 1969 (1949)m **78**, 16 (1950)
- [7] E. Feenberg, G. Trigg, Rev. mod. Phys. **22** (1950) 399
- [8] P. Marmier, *Kernphysik*, 3. Auflage (1965)
- [9] T. Mayer-Kuckuk, *Kernphysik*, 4., neubearb. u. erw. Aufl., Teubner (1984)
- [10] C.E. Rolfs, W.S. Rodney, *Cauldrons in the Cosmos*, The University of Chicago Press, 1988
- [11] W. Greiner, J. Marhuhn, *Kernmodelle*, Verlag Harry Deutsch (1995)
- [12] K. Bethge, *Kernphysik*, Springer (1996)
- [13] E.M. Burbidge, G.R. Burbidge, W.A. Fowler, and F. Hoyle, Rev. Mod. Phys. **29**, 547 (1957).
- [14] F.Käppeler, H.Beer, and K.Wisshak, Rep. Prog. Phys. **52**, 945 (1989).
- [15] P. De Marcillac et al., Nature **422**, 876 (2003)

- [16] Engel et al., Phys. Rev. C **60** (1999)
- [17] Martinez-Pinedo und Langanke, Phys. Rev. Lett. **88**, 4502 (1999)
- [18] Brown et al., Nucl.Phys. A **719**, 177c (2003)
- [19] I. Dillmann, Diplomarbeit, Univ. Mainz. (2002)
- [20] K.-L. Kratz, Nucl. Phys. A **688**, 308c (2001)
- [21] I. Dillmann, K.-L. Kratz, A. Wöhr, O. Arndt, B.A. Brown, P. Hoff, M. Hjorth-Jensen, U. Köster, A.N. Ostrowski, B. Pfeiffer, D. Seweryniak, J. Shergur, W.B. Walters, and the ISOLDE Collaboration, Phys. Rev. Lett. **91** 16 (2003)
- [22] K.-L. Kratz, in *Nuclei in the Cosmos III*, ed. M. Busso et al., (AIP Conf. Proc. **327**), p. 113, and references therein.
- [23] E. Kugler et al., Nucl. Instr. Meth. B **70** 41 (1992)
- [24] V.I. Mishin, V.N. Fedoseyev, H.-J. Kluge, V.S. Letokhov, H.L. Ravn, F. Scheerer, Y. Shirakabe, S. Sundell, O. Tengblad and the ISOLDE Collaboration, NIM Phys. Res. B **73**, 550 (1993).
- [25] F. Scheerer, Dissertation, Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH, GSI Report **GSI-93-15**, (1993)
- [26] R. Silberberg, C.H. Tsao, The Astrophysical Journal Supplement Series No. 220(I), (1973)
- [27] R. Silberberg, C.H. Tsao, The Astrophysical Journal Supplement Series No. 220(II), 25 (1973) 335
- [28] U. Tharun, Bedienungsanleitung zur Schrittmotor-Steuerung, Mainz, 1997
- [29] G. F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, third edition, John Wiley & Sons, Inc., 1988
- [30] V.N. Fedoseyev et al., Z. Physik **353**, 9 (1995).
- [31] <http://isolde.cern.ch>
- [32] B. Jonson, H.L. Ravn and G. Walter, Nuclear Physics News, Vol. 3, No. 2 (1993)

- [33] <http://www.ortec-online.com/software>
- [34] <http://www.target-systems-gmbh.de/software/wintmcapro/frame-e.htm>
- [35] T. Kautzsch, P. Giesen, InterWinner 5 user manual, 2002
- [36] T. Kautzsch, Handbuch WinnerTrack, 2001
- [37] W.H. Press, W.T. Vetterling, S.A. Teukolsky, B.P. Flannery, *Numerical Recipes in C*, 2nd ed., Cambridge University Press (1994)
- [38] T. Kautzsch, W.B. Walters, V.N. Fedoseyev, Y. Jading, A. Jokinen, I. Klöckl, K.-L. Kratz, V.I. Mishin, H.L. Ravn, P. Van Duppen, A. Wöhr, and the ISOLDE Collaboration, *Phys. Rev. C* **54**, 2811 (1996)
- [39] A. Etchegoyen et al., MSU-NSCL Report No. **524** (1985)
- [40] B. A. Brown, private communication, 2003
- [41] S. Raman, C.W. Nestor, Jr., S. Kahane, K.H. Bhatt, *Phys. Rev. C* **43**, 556 (1991)
- [42] K.-H. Kim, A. Gelberg, T. Misuzaki, T. Otsuka, P. von Brentano, *Nucl. Phys. A* **604**, 163 (1996)
- [43] T. Kautzsch, W.B. Walters, M. Hannawald, K.-L. Kratz, V.I. Mishin, V.N. Fedoseyev, W. Böhmer, Y. Jading, P. Van Duppen, B. Pfeiffer, A. Wöhr, P. Möller, I. Klöckl, V. Sebastian, U. Köster, M. Koizumi, J. Lettry, H.L. Ravn, and the ISOLDE Collaboration, *European Physical Journal A* **9**, 201-206 (2000)
- [44] K.-L. Kratz et al., Laser isotope and isomer separation of heavy Ag nuclides: Half-life of the r-process waiting-point isotope  $^{129}\text{Ag}$  and structure of neutron-rich Cd nuclides, *Proc. Int. Conf. on Fission and Properties of Neutron-Rich Nuclei*, December 1997, Sanibel Island, Florida, USA; ed. J. Hamilton, World Scientific Press
- [45] K.-L. Kratz, AIP Conference Proceedings 455, ENAM98, Bellaire, Michigan, USA (1998)
- [46] P. Möller, B. Pfeiffer, K.-L. Kratz, *Phys. Rev. C* **67**, 055802 (2003)

- [47] A. Jokinen, T. Eronen, J. Huikari, S. Kopecky, A. Kankainen, J. Kotila, H. Penttilä, S. Rinta-Antila, J. Suhonen, Y. Wang, K. Heyde, R. Fossion, V. Hellemans, S. De Baerdemacker, K.-L. Kratz, O. Arndt, I. Dillmann, A.N. Ostrowski, B. Pfeiffer, A. Abrahamian, A. Wöhr, U. Köster, Proposal to the ISOLDE and neutron Time-of-Flight Experimental Committee (2003)
- [48] F.-K. Thielemann, K.-L. Kratz, B. Pfeiffer, T. Rauscher, L. v. Wormer and M.C. Wiescher, Nucl. Phys. A **570**, 329c (1994).
- [49] B. Chen, J. Dobaczewski, K.-L. Kratz, K. Langanke, B. Pfeiffer, F.-K. Thielemann and P. Vogel, Phys. Lett. **355B**, 37, (1995).
- [50] J.H. Hamilton et al., Prog. Part. Nucl. Phys. **35**, 635 (1995).
- [51] P.L. Reeder, R.A. Warner, and R.L. Gill, Phys. Rev. **C27**, 3002 (1983).
- [52] J.C. Hill et al., Phys. Rev. C **29**, 1078 (1984).
- [53] N.V. Zamfir, R.L. Gill, D.S. Brenner, R.F. Casten and A. Wolf, Phys. Rev. C **51**, 98 (1995).
- [54] J.L. Durrell, in The Spectroscopy of Heavy Nuclei 1989, ed. by J.F. Sharpey-Schafer and L.D. Skouras, Institute of Physics, Bristol, Conference Series 105 , p 307 (1990).
- [55] B. Fogelberg and P. Carle, Nucl. Phys. A **323**, 205 (1979).
- [56] P. Möller and J. Randrup, Nucl. Phys. A **514**, 1 (1990).
- [57] A. Aprahamian et al., Phys. Rev. Lett. **59**, 535 (1987).
- [58] H. Mach et al., Phys. Rev. Lett. **63**, 143 (1989).
- [59] R.F. Casten, N.V. Zamfir, and D.S. Brenner, Phys. Lett. **71**, 227 (1993).
- [60] Y. Jading et al., Nucl. Instr. B **126** (1999)

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Bindungsenergie für Kerne mit gleichem $A$ . Stabile Kerne sind durch gefüllte Kreise markiert. [9] . . . . .	11
2.2	Häufig gebrauchte Potentialformen. Die Größen $R$ und $a$ beziehen sich auf das Woods-Saxon-Potential. [9] . . . . .	12
2.3	Energieniveaus im Oszillator- und Rechteckpotential, in der Mitte interpolierte Werte. [9] . . . . .	13
2.4	Niveaufolge des Schalenmodells mit Spin-Bahn-Aufspaltung. [9] . .	21
2.5	Elektronenspektrum eines $\beta$ -Zerfalls, gemessen mit einem Magnet-spektrometer [12] . . . . .	22
2.6	Feynman-Graphen zum $\beta$ -Zerfall. Beide Möglichkeiten sind äqui-valent. . . . .	24
2.7	Der $\beta$ -Zerfall wird durch den Austausch eines W-Bosons vermittelt.	25
2.8	Darstellung der Fermifunktion für verschiedene $Z$ . [8] . . . . .	30
3.1	Hertzprung-Russell-Diagramm. Auf der Abszisse ist die Tempera-tur und damit die Farbe des Spektrums dargestellt. Die Ordinate zeigt die Leuchtkraft der Sterne im Vergleich zur Sonne. Das dia-gonal verlaufende Band heißt Hauptreihe. 95% aller Sterne können dort eingeordnet werden. [10] . . . . .	37
3.2	Verbrennung von Wasserstoff zu Helium in der PP-Kette [10] . . .	39
3.3	Katalytische Verbrennung von Wasserstoff zu Helium im CNO-Zyklus. Dargestellt sind alle vier Teilzyklen. [10] . . . . .	39

3.4	Energieerzeugung durch PP-Kette und CNO-Zyklus im Vergleich. Bei niedrigen Sterntemperaturen überwiegt die PP-Kette, bei höheren (ca. $2 \cdot 10^7$ K) aber der CNO-Zyklus [10] . . . . .	40
3.5	Triple-Alpha-Prozess: Hier wird Helium zu Kohlenstoff verbrannt. Rechts unten im Bild ist die Lage des Gamow-Peaks für verschiedene Temperaturen angedeutet. Der Triple-Alpha-Prozess ist nur möglich weil es im $^{12}\text{C}$ an der richtigen Stelle einen angeregten $0^+$ Zustand gibt. [10] . . . . .	42
3.6	Beim Heliumbrennen werden neben Kohlenstoff auch Sauerstoff und etwas Neon erzeugt. [10] . . . . .	43
3.7	In einem großen Stern können die verschiedenen Brennphasen gleichzeitig in verschiedenen Schalen ablaufen. [10] . . . . .	44
3.8	Häufigkeiten schwerer Elemente im Kosmos [10] . . . . .	46
3.9	s-Prozess-Pfad [10] . . . . .	47
3.10	r- und s-Prozess-Pfad im Vergleich [10] . . . . .	49
3.11	r-Prozess-Häufigkeiten, bestimmt aus gemessenen Häufigkeiten abzüglich der berechneten s-Prozess-Häufigkeiten [10] . . . . .	50
4.1	Der Massenseparator ISOLDE am CERN. [31] . . . . .	53
4.2	Schema des Massenseparators GPS. [31] . . . . .	55
4.3	Massenparabeln für die Massen von $A=127$ bis $A=129$ . Man erkennt, dass zur Trennung der benachbarten Isobaren (Ag - Cd - In) ein Massenseparator mit der Auflösung $\frac{\Delta M}{M} = 10000$ notwendig ist. . . . .	55
4.4	Berechnete Produktionsraten für verschiedene Elemente nach Silberberg-Tsao [26, 27]. Man erkennt, dass bei den interessanten Massen 124-129 viel mehr Indium und Cäsium als Silber entsteht. . . . .	57
4.5	Ausschnitt aus dem atomaren Niveauschema des Silberatoms zur Resonanz-Ionisations-Spektroskopie (RIS) mit Kupferdampf- und zugehörigen Farbstofflasern. Die Ionisation erfolgt in drei Schritten . . . . .	58
4.6	Schematischer Aufbau des Lasersystems . . . . .	59
4.7	Aufbau von Separator und Laserionenquelle. [31] . . . . .	60

4.8	Laserionisation von $^{107}\text{Ag}$ in Abhängigkeit von der Laserfrequenz .	61
4.9	Aufbau eines Germaniumdetektors. [29] . . . . .	65
5.1	Schematische Darstellung des Detektorinneren wie es für die Berechnung der Ausbeutekurve verwendet wurde. . . . .	70
5.2	Abstandsabhängigkeit der Detektorausbeute für Punktquellen mit der Energie 59 keV auf der Detektorachse. Dargestellt ist der Abstand zur Mitte des Germaniumkristalls. Die triviale Entfernungabhängigkeit ( $1/r^2$ ) wurde herausdividiert. Für Entfernungen größer als 1000 mm ist die Kurve deshalb fast konstant. . . . .	71
5.3	Darstellung der Messgeometrie. Der Deckel des Endrohrs ist transparent dargestellt. . . . .	72
5.4	Rechnerisch erzeugte Ausbeutekurve für den verwendeten Messaufbau. . . . .	72
5.5	Zeitscheibenspektrum (oben) und gefiltertes Spektrum (unten). Das untere Spektrum zeigt den Anteil jedes Kanals der in etwa mit der erwarteten Halbwertszeit von 173 ms zerfällt. Im oberen Spektrum sieht man $^{124}\text{Ag}$ und $^{124}\text{In}$ - unten sind nur noch die $^{124}\text{Ag}$ -Peaks sichtbar und der Untergrund ist deutlich reduziert. . . . .	74
5.6	Zweites und achttes Zeitscheibenspektrum für Masse 124. Links ist das Spektrum für zentrale, rechts für verschobene Laserfrequenz dargestellt. Im rechten Spektrum erkennt man im achten Spektrum - also über fünf Halbwertszeiten später - einen zu höherer Energie verschobenen Peak. . . . .	77
6.1	Zwei Ausschnitte aus dem gefilterten Spektrum für Masse A=124 .	81
6.2	Koinzidenzspektren für $^{124}\text{Ag}$ für verschiedene Gates . . . . .	90
6.3	Partielles Niveauschema für $^{124}\text{Ag}$ . Nur ein kleiner Teil der über hundert gefundenen Linien (vgl. Tabelle 6.3) konnte einsortiert werden. . . . .	91

6.4	Ausschnitt des im Oktober 1997 aufgenommenen Spektrums für Masse 126. Dargestellt sind die Zeitscheibe unmittelbar nach Schließen des Beamgates und die Zeitscheibe 750 ms später. Deutlich erkennt man, dass die Peaks des 95-ms $^{126}\text{Ag}$ in der Zwischenzeit zerfallen sind während das längerlebige $^{126}\text{In}$ praktisch unverändert erscheint. . . . .	92
6.5	Ermitteltes, partielles Niveauschema und Vergleich mit OXBASH-Berechnungen . . . . .	97
6.6	Ausschnitt des im Oktober 1997 aufgenommenen Spektrums für Masse 128 Dargestellt sind die Zeitscheibe unmittelbar nach Schließen des Beamgates und die Zeitscheibe 750 ms später. . . . .	99
6.7	Zwei Möglichkeiten für das partielles Niveauschema von $^{128}\text{Cd}$ und Vergleich mit OXBASH-Berechnungen. Bei OXBASHT (truncated) wurde das f/2-Protonenorbital nicht berücksichtigt. . . . .	101
6.8	Energie des $2^+$ -Zustands und OXBASH-Berechnungen für Cd. Bei OXBASHT (truncated) wurde das f/2-Protonenorbital nicht berücksichtigt. . . . .	102
6.9	Systematik der Cd-Isotope . . . . .	105
6.10	Systematik der $E(2^+)$ - Energien. (Die offenen Dreiecke stehen dabei für Zahlen aus IBM-2 - Berechnungen [42].) . . . . .	106
6.11	Systematik der $E(2^+)/E(2^+)$ - Verhältnisse. (Die offenen Dreiecke stehen dabei für Zahlen aus IBM-2 - Berechnungen [42].) . . . . .	107
6.12	Systematik der $B(E2)$ , bestimmt aus den $E(2^+)$ mit der Beziehung 6.1 . . . . .	107
6.13	Erwartete r-Prozess-Häufigkeiten mit (ETFSI-Q, blau) und ohne Shell-Quenching (ETFSI-1, rot). . . . .	108