

Universität Ulm
Fortgeschrittenenpraktikum der Physik
Praktikumsversuche mit dem Zyklotron
in Zusammenarbeit mit der Abteilung
Nuklearmedizin

Picha Meier-Boeke
picha.meier-boeke@student.uni-ulm.de

Rafael Lang
rafael.lang@student.uni-ulm.de

Gruppe 558

Betreuer: Dr. Andreas Vogg

Durchführung des Versuchs zwischen
24. November und 19. Dezember 2003

1 Vorwort

Ein etwas außergewöhnlicher Versuch im Rahmen des Fortgeschrittenenpraktikums der Physik an der Universität Ulm wird im Folgenden beschrieben. Das Zyklotron der Abteilung für Nuklearmedizin an der Universität Ulm wird für gewöhnlich dazu verwendet, um Radiopharmaka für die Diagnose im Routinebetrieb der Klinik herzustellen. In diesem Versuch stellen wir jedoch keine Radiopharmaka her, sondern verwenden das Gerät, um einige Aspekte der zugrundeliegenden Physik darzustellen.

Unserem Praktikumsleiter Herrn Prof. O. Marti danken wir für seinen Hinweis auf das Zyklotron in den Katakomben der Universität und für seine spontane Bereitschaft, diesen Versuch in das Fortgeschrittenenpraktikum mit einzubeziehen. Wir danken Herrn Prof. Reske für die Erlaubnis, diesen Versuch überhaupt an seinem Zyklotron durchzuführen.

Unser ganz besonderer Dank gilt Herrn Dr. Andreas Vogg. Seine Bereitschaft, den Versuch mit uns durchzuziehen, sein Elan, und seine Geduld bei der Vorbereitung sind die Eckpfeiler dieses Werkes. Ohne seinen Einsatz wäre dieses Projekt nicht möglich gewesen. Wir freuen uns, dass es ihm möglich war, aus unseren Experimenten publikationsfähige Ergebnisse zu ziehen.

INHALTSVERZEICHNIS 2

Inhaltsverzeichnis

1	Vorwort	1
I	Grundlegende Aspekte	4
2	Das Zyklotron	4
3	Kerne und Kernzerfälle	5
3.1	Der α -Zerfall	6
3.2	Der β -Zerfall	6
3.3	Der γ -Zerfall	7
3.4	Zerfallsenergien	7
4	Die vier Wechselwirkungen	8
5	Kernreaktionen	8
5.1	Compoundkernreaktion	9
5.2	Direkte Kernreaktion	9
5.3	Precompoundkernreaktion	10
5.4	Kernspaltung	10
6	Die Nuklidkarte	10
7	Die Bindungsenergie	12
8	Die Bethe-Weizsäcker-Formel	12
9	Streuprozesse	13
9.1	Streuung	13
9.2	Das Target	14
10	Methoden zur Aktivitätsbestimmung	15
10.1	Energieverluste geladener Teilchen	16
11	Gamma-spektroskopie	16
12	Strahlenschutz	17
12.1	Strahlenbelastung	17
12.2	Die Dosis	18
II	Spektrometrie	20

<i>INHALTSVERZEICHNIS</i>	3
13 Kalibrierung der Kanäle	20
14 Bestimmung der Effizienz	20
15 Nuklidbestimmung einer unbekannt Probe	21
16 Aktivitätsbestimmung des Cäsiumstandards	22
III Aktivierungs- und Zerfallskurve	23
17 Präparation der Proben	23
18 Aktivierungskurve	23
18.1 Grobkurve	23
18.2 Feinkurve	24
18.3 Maximale Aktivierung	24
19 Zerfallskurve	24
IV Versuch mit ⁸⁶Strontium	26
20 Ergebnis	28
Literatur	29
Anhänge ab Seite	29

Teil I

Grundlegende Aspekte

2 Das Zyklotron

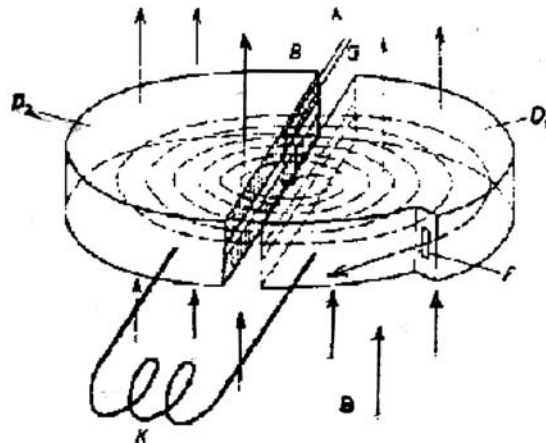


Abbildung 1: Skizzenhafte Darstellung eines Zyklotrons, aus [3].

Ein Zyklotron besteht aus einer flachen, zylindrischen Vakuumkammer zwischen den Polen eines Elektromagneten, der ein Feld in Z-Richtung erzeugt, siehe Abbildung 1. Die Kammer ist in zwei D-förmige Hälften aufgeteilt, zwischen denen eine hochfrequente Spannung anliegt. Im Zentrum werden positive Ionen erzeugt, indem ein feiner Strahl des betreffenden Gases mit Elektronen einer Glühkathode G konzentriert beschossen wird. Diese Ionen werden auf die negative Kammerhälfte zu beschleunigt. Da im Inneren der Kammerhälften mit metallischen Wänden kein elektrisches Feld existiert (Faradaykäfig), beschreiben die Ionen hier im Magnetfeld B einen Halbkreis, dessen Radius r durch die Bedingung Zentripetalkraft = Lorentzkraft:

$$\frac{mv^2}{r} = qvB \Rightarrow r = \frac{mv}{qB} \quad (1)$$

festgelegt ist. Man sieht hieraus, dass die Zeit

$$t = \pi \frac{m}{qB} \quad (2)$$

für einen halben Umlauf unabhängig vom Radius r ist. Wird die Hochfrequenz f_{HF} so gewählt, dass

$$2\pi f_{HF} = \omega_{HF} = \frac{q}{m} B \quad (3)$$

gilt, so werden die Ionen nach Durchlaufen des Halbkreises immer zu einem Zeitpunkt wieder am Spalt ankommen, bei dem die richtige Polarität der Beschleunigungsspannung anliegt. Ihre Energie nimmt daher bei Durchlaufen des Spaltes um qB zu, ihre Geschwindigkeit v wächst und daher auch gemäß (1) der

Radius des nächsten Halbkreises. Die Ionen durchlaufen deshalb eine spiralförmige Bahn, die aus lauter Halbkreisen mit wachsenden Radien besteht, bis sie den Rand $r = R$ des Magnetfeldes erreicht haben und dort durch ein elektrisches Ablenkkfeld aus dem Zyklotron extrahiert werden können. Ihre maximale kinetische Energie

$$E_{kin} = \frac{mv^2}{2} = \frac{q^2}{2m}(RB)^2 \quad (4)$$

hängt von Radius R , von der Feldstärke B des Magnetfeldes und vom Verhältnis $\frac{q^2}{2m}$ ab.

Bei höheren Energien kann man die relativistische Massenzunahme nicht mehr vernachlässigen. Die Teilchen brauchen dadurch für einen Umlauf gemäß (2) länger und erreichen den Spalt zu einem Zeitpunkt, der immer mehr gegenüber dem Scheitelwert der Beschleunigungsspannung verschoben ist, bis sie schließlich bei der falschen Phase der Hochfrequenz ankommen und abgebremst anstatt beschleunigt werden. Dies begrenzt die Maximalenergie auf etwa 20MeV für Protonen und 70MeV für Alphateilchen.

Um dieses Problem zu lösen, wird die Hochfrequenz während des Beschleunigungsvorganges so verringert, dass sie immer in Phase mit der Umlaufzeit bleibt (**Synchro-Zyklotron**). Die Ionen können dann allerdings nicht mehr, wie beim Standard-Zyklotron während jeder Hochfrequenz-Periode aus der Ionenquelle injiziert und beschleunigt werden, sondern immer nur in Pulsen, deren Zeitabstand ΔT mindestens gleich der Beschleunigungszeit T eines Ionenpaketes ist.

3 Kerne und Kernzerfälle

Der Kern ist, vereinfacht vorgestellt, ein durch die Kernkraft gebundenes Komposit aus Z Protonen und N Neutronen, deren Gesamtzahl $A = Z + N$ die Kernmasse - bis auf Modifikationen durch die in den Massenformeln berechnete Bindungsenergie der Nukleonen - bestimmt. Für neutrale Atome ist Z gleich der Zahl der Elektronen (Bohrsche Theorie) und definiert das chemische Element. Als äußere Eigenschaften besitzen Kerne Massenverteilungen mit einer mittleren Kernmateriedichte von $0,13$ Nukleonen / fm^3 und empirische Kernradien $R = 1,2A^{1/3}$ fm, Kernladungsverteilungen sowie elektromagnetische Kernmomente. Kerne können durch radioaktive Zerfälle in leichtere Kerne zerfallen. Alle stabilen und instabilen Kerne sind in der Nuklidkarte aufgeführt. Künstliche Elemente können durch Kernreaktionen erzeugt werden.

Der Aufbau von Kernen wird im Rahmen von effektiven Theorien mit Kernmodellen beschrieben. Viele Kerneigenschaften lassen sich als kollektive Anregungen deuten. Bei höheren Anregungen nimmt die Niveaudichte der Kerne zu und eine Beschreibung durch einzelne Kernzustände wird durch statistische Methoden abgelöst. Die Untersuchung der Kerneigenschaften und ihr theoretisches Verständnis sind Gegenstand der Kernphysik, die als Folge der Substruktur der Nukleonen eng mit der Elementarteilchenphysik verknüpft ist.

Der Kern- oder auch radioaktive Zerfall ist ein statistischer Prozess, bei dem instabile Nuklide unter Emission von Teilchen oder Photonen über radioaktive Zerfallsreihen in stabile Nuklide übergehen. Die Zerfallskonstante λ beschreibt die Wahrscheinlichkeit für eine bestimmte radioaktive Zerfallsart und ist für jeden Kern kennzeichnend: Sie gibt den Bruchteil der Kerne an, die pro Sekunde

zerfallen. Für die Zahl der Zerfälle im Zeitintervall dt bei einer Zahl N von radioaktiven Kernen folgt dann

$$dN = -\lambda N dt \quad (5)$$

Der radioaktive Zerfall folgt also einem exponentiellen Zerfallsgesetz

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad (6)$$

Unter der Halbwertszeit $T_{1/2}$ versteht man die Zeitspanne, nach der die ursprüngliche Zahl radioaktiver Kerne auf die Hälfte gesunken ist. Sie berechnet sich nach Umformung von (6) zu

$$T_{1/2} = \frac{1}{\lambda} \cdot \ln 2 \quad (7)$$

Die Halbwertszeiten liegen zwischen vielen Milliarden Jahren und Sekundenbruchteilen. Die größte Halbwertszeit, die bisher nachgewiesen worden ist, besitzt ^{128}Te mit $T_{1/2} = 1,5 \cdot 10^{24} a$, die kleinste hat ^{216m}Ra mit $T_{1/2} = 7 \cdot 10^{-9} s$.

In den folgenden Abschnitten sind nun die verschiedenen Arten von Zerfällen genauer beschrieben.

3.1 Der α -Zerfall

Der α -Zerfall ist eine Zerfallsart, die erst bei K Kernen mit hoher Massenzahl A auftritt. Bei ihr wird als sogenanntes α -Teilchen ein Heliumkern (bestehend aus zwei Neutronen und zwei Protonen) aus dem Atomkern emittiert. Führt man die Kernladungszahl Z ein, so lässt sich der Vorgang wie folgt beschreiben

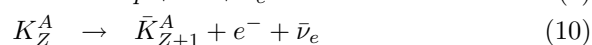


Das Energiespektrum der emittierten α -Teilchen ist diskret. Die verschiedenen Linien bei einem Zerfall entsprechen unterschiedlichen Anregungszuständen des Endkerns. Um aus dem Kernverbund zu gelangen, müssen die α -Teilchen durch den Potentialwall tunneln, der als Überlagerung von Coulomb- und Kernpotential entsteht. α -Strahlung wirkt stark ionisierend und verursacht deshalb große biologische Schäden. Allerdings verliert sie so auch schnell an Energie, weshalb die Eindringtiefe in Materie sehr gering ist und α -Strahlung zum Beispiel schon durch ein Blatt Papier abgehalten werden kann.

3.2 Der β -Zerfall

Der β -Zerfall umfasst drei von der schwachen Wechselwirkung hervorgerufene Kernumwandlungen:

Der β^- -Zerfall: Der β^- -Zerfall ist der Zerfall eines Neutrons in ein Elektron, ein Proton und ein Antineutrino



Das Energiespektrum des emittierten Elektrons ist kontinuierlich, was ohne das Neutrino der Energie- und Drehimpulserhaltung widersprechen würde. Pauli führte deshalb zur Rettung des Energieerhaltungssatzes ein neutrales und daher nur sehr schwer beobachtbares Teilchen ein. Das sogenannte Neutrino soll den fehlenden Teil der Energie aufnehmen. Tatsächlich konnte es später auch experimentell nachgewiesen werden.

Der β^+ -Zerfall: Dieser Prozess ist der Zerfall eines Protons im Kern in ein Neutron, ein Positron und ein Neutrino gemäß

$$p \rightarrow n + e^+ + \nu_e \quad (11)$$

$$K_Z^A \rightarrow \bar{K}_{Z-1}^A + e^+ + \nu_e \quad (12)$$

Der Elektroneneinfang: Da die Hüllenelektronen eine gewisse Aufenthaltswahrscheinlichkeit im Kern haben, kann es passieren, dass unter Einfang eines Elektrons durch ein Proton ein Neutron entsteht

$$K_Z^A + e^- \rightarrow \bar{K}_{Z-1}^A + \nu_e \quad (13)$$

Der Einfang eines Elektrons aus der K-Schale ist am wahrscheinlichsten. Die verbleibende Lücke wird durch ein Elektron aus einer höheren Schale gefüllt, was zu einer charakteristischen Strahlung infolge des Einfangs führt.

3.3 Der γ -Zerfall

γ -Strahlung ist die Entsendung eines hochfrequenten Photons aus einem Kern, der zuvor in einem angeregten Zustand vorlag

$$K_Z^{*A} \rightarrow K_Z^A + \gamma \quad (14)$$

Die Anregung des Kerns kann verschiedene Ursachen haben: Nach einem α - oder β -Zerfall kann ein angeregter Zustand des Kerns verbleiben. Ebenfalls kann dies infolge eines Nukleoneneinfangs im Kern oder eines inelastischen Stoßes mit einem anderen Kern auftreten.

3.4 Zerfallsenergien

Die Zerfallsenergie ist die bei einer radioaktiven Kernumwandlung frei werdende Energie. Sie geht überwiegend in die bei der Umwandlung ausgesandte Strahlung über, bei der Gammastrahlung sogar komplett. Bei der Betastrahlung verteilt sie sich im wesentlichen auf das Betateilchen und das gleichzeitig emittierte Neutrino bzw. Antineutrino, da der Rückstoß des Tochterkerns wegen seiner wesentlich größeren Masse praktisch zu vernachlässigen ist. Wegen der statistischen Aufteilung der in einem Zerfall zur Verfügung stehenden Energie können die Betateilchen wie auch Neutrinos und Antineutrinos alle Energien zwischen Null und der Zerfallsenergie annehmen. Beim Alphazerfall geht nach dem Impulssatz ein merklicher Bruchteil der Zerfallsenergie auf den durch Rückstoß weggestoßen Tochterkern über.

Die Zerfallsenergie ergibt sich beim α - und β^- -Zerfall direkt aus der Differenz der Energien von Mutter- und Tochterkern. Beim β^+ -Zerfall ist diese Differenz um zwei Elektronenmassen ($2m_0c^2 = 1,022 \text{ MeV}$) verringert. Die Zerfallsenergien liegen zwischen einigen keV bis zu 9 MeV.

4 Die vier Wechselwirkungen

Zwischen den Elementarteilchen treten Wechselwirkungen auf, die durch den Austausch von anderen Elementarteilchen beschrieben werden können. Diese Teilchen bezeichnet man als Feldquanten oder Eichbosonen. Sie sind alle masselos und besitzen als Bosonen einen ganzzahligen Spin. Bisher sind vier verschiedene Wechselwirkungen bekannt:

Gravitations-Wechselwirkung wirkt zwischen allen massebehafteten Teilchen, mit unendlicher Reichweite. Das Feldquant ist das bisher nur theoretisch postulierte Graviton.

Schwache Wechselwirkung unterliegen Leptonen und Hadronen. Die Reichweite ist sehr gering, da die Austauscheteilchen (W- und Z-Bosonen) eine hohe Ruheenergie und damit eine kurze Lebensdauer besitzen und so keine weiten Strecken zurücklegen können. Dies folgt aus der Unschärferelation für Energie und Zeit $\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar$. Die schwache Wechselwirkung ist verantwortlich für den β -Zerfall.

Elektromagnetische Wechselwirkung findet zwischen allen geladenen Teilchen mit theoretisch unendlicher Reichweite statt, allerdings wird die elektromagnetische Wechselwirkung in der Realität durch vorhandene Ladungsverteilungen abgeschirmt. Die Feldquanten bezeichnet man als Photonen.

Starke Wechselwirkung ist für den Zusammenhalt der Kernbausteine verantwortlich und führt damit zur Bildung von stabilen Kernen. Sie ist die Erklärung weshalb der Kern nicht aufgrund der elektromagnetischen Wechselwirkung zwischen den Protonen auseinander bricht. Die starke Wechselwirkung findet zwischen Quarks statt. Das Eichboson heißt hier Gluon (von *glue* = kleben, da es die Kernteilchen zusammenklebt).

Teilchen	Ladung	m_0/MeV	F_{grav}	F_{elek}	F_{stark}	F_{schw}	magn. Moment μ	Spin
Elektron	e^-	0.510999	+	+	-	+	$+1.00116\mu_B$	1/2
Proton	e^+	938.272	+	+	+	+	$+2.79285\mu_K$	1/2
Neutron	0	939.566	+	-	+	+	$-1.91304\mu_K$	1/2
(e^-)-Neutrino	0	$< 7.3 \cdot 10^{-6}$	+	-	-	+	$< 1.08 \cdot 10^{-9}$	1/2

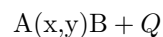
Tabelle 1: Übersicht über den Zusammenhang zwischen den Elementarteilchen und den Wechselwirkungen. Hierbei sind $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} = 5.78838 \cdot 10^{-5} \text{ T}^{-1}\text{eV}$ das Bohrsche Magneton und $\mu_K = \frac{e\hbar}{2m_p} = 3.15245 \cdot 10^{-8} \text{ T}^{-1}\text{eV}$ das dazu analoge Kernmagneton.

5 Kernreaktionen

Radioaktive Isotope werden über Kernreaktionen hergestellt. Dies sind physikalische Prozesse, die durch Wechselwirkung zweier Kerne bzw. eines Kernes mit energiereichen Partikeln oder Quanten induziert werden. Für kernphysikalische

und kerntechnische Belange interessieren die Umwandlungsreaktionen der geladenen und ungeladenen Teilchen mit kinetischen Energien ab von 10^4 oder 10^5 bis 10^{12} eV. Unterhalb dieser Energien können geladene Partikel wie Protonen, Deuteronen und Alphateilchen wegen der Coulomb-Abstoßung keine Kernumwandlung auslösen. Nur für Neutronen genügen schon Energien von weniger als einem eV zur Kernreaktion. Die obere Energiegrenze ist durch die maximalen Teilchenenergien von Beschleunigern oder Reaktoren gegeben.

Für die praktische Produktion von Radionukliden an Beschleunigern besteht das Hauptinteresse an Teilchen mit Energie bis etwa 30 eV, da dann die kinetischen Energien der Teilchen höher liegen als die Bindungsenergien der Kernnukleonen. Allgemein wird eine Kernreaktion in der abgekürzten Schreibweise als



formuliert. Dabei steht A für das Targetnuklid, B für das produzierte Radioisotop, x ist das Projektil und y bezeichnen die in der Regel kleinen Strahlteilchen bzw. ausgesandten Partikel. Q gibt die Energiedifferenz an, die bei einer Kernreaktion auftritt (Q-Wert; $Q < 0$: endotherme Reaktion, Energie muss aufgewendet werden; $Q > 0$: exotherme Reaktion, Energie wird freigesetzt).

Je höher die kinetische Energie des auf den Targetkern treffenden Projektils, desto größer ist die Anzahl der möglichen Wechselwirkungsprozesse. Im folgenden werden wir nun die wichtigsten Mechanismen der Kernreaktionen kurz vorstellen.

5.1 Compoundkernreaktion

Die Compoundkernreaktion ist eine Kernreaktion $A(a,b)B$, die als Zweistufenprozeß verläuft. Liegt die Energie des Systems nahe der Energie eines Compoundzustandes, kommt es zur Bildung eines solchen, relativ langlebigen Zwischenzustands. Dabei kommt es zu einer völlig statistischen Verteilung der bei der Reaktion übertragenen Anregungsenergie auf die Freiheitsgrade des aus Projektil und Target bestehenden Gesamtsystems. Die Wahrscheinlichkeit des Einfangs des Teilchens a ändert sich mit der Einschußenergie. Ist die Niveaudichte im Compoundkern so gering, dass die Compoundzustände nicht überlappen, wird der Wirkungsquerschnitt durch die sogenannte *Breit-Wigner*-Formel beschrieben. Im Ausgangskanal der Reaktion können sowohl das ursprüngliche Projektil - man spricht dann von compoundelastischer Streuung - als auch beliebig andere Nukleonen emittiert werden. Compoundkernreaktionen werden vor allem bei niedrigen Einschußenergien bis zu ca. 10 MeV beobachtet, bei höheren Energien überwiegen direkte Kernreaktionen.

5.2 Direkte Kernreaktion

Die direkte Kernreaktion ist Reaktion, bei der kein quasistationärer Zwischenzustand entsteht, sondern die Wechselwirkung zwischen Projektil und Targetkern im Wesentlichen an der Oberfläche des Kerns stattfindet. Direkte Kernreaktionen gibt es vor allem bei höheren Einschußenergien (> 10 MeV), sie können aber auch bei niedrigeren Energien in Gebieten auftreten, die zwischen zwei Compoundzuständen liegen. Das Modell der direkten Kernreaktionen eignet sich besonders zur Beschreibung von deuteronen-induzierten Reaktionen. Die

Strippingreaktionen (d, p), (^3_2H , d) usw. und die inversen Reaktionen, die Pick-up-Reaktionen, sind typische direkte Kernreaktionen.

5.3 Precompoundkernreaktion

Wenn Nukleonen oder Teilchen (Cluster) vor Erreichen des statistischen Gleichgewichts emittiert werden, spricht man von Vor-Gleichgewichtsprozessen (engl. Precompoundeffects). Precompoundeffekte treten bei Projektilenergien oberhalb von 10 MeV in Erscheinung, nehmen mit steigender Energie stetig zu und liefern im Energiebereich zwischen 10 und 50 MeV einen wesentlichsten Beitrag zur Emission.

5.4 Kernspaltung

Hochangeregte Compoundkerne oder Restkerne nach Spallations-Stoßkaskaden haben die Möglichkeit, ihre Anregungsenergie durch Kernspaltung abzugeben. Das gilt vor allem für Kerne im Bereich hoher Ordnungszahlen. Die Kernspaltung tritt dann als neuer Reaktionskanal mit der Emission von Nukleonen oder Clustern in Konkurrenz. Induzierte Spaltung entsteht, wenn das Projektilteilchen über eine ausreichend hohe kinetische Energie verfügt, um die Spaltbarriere des Targetkerns zu überwinden.

6 Die Nuklidkarte

Die Anordnung der Elemente im Periodensystem berücksichtigt als Ordnungskriterium nur die Ordnungszahl. Es genügt daher eher den Erfordernissen der Chemie, da ja die Ordnungszahl die Elementart und damit das chemische Verhalten angibt. In der Physik, speziell in der Kernphysik, sind aber die Isotope von besonderem Interesse; diese finden sich nicht im Periodensystem der Elemente. Hier schafft die Nuklidkarte Abhilfe, denn hier sind nicht nur alle Elemente, sondern auch alle Isotope aufgeführt.

Auf der Hochachse wird die Zahl der Protonen, also die die Ordnungszahl, aufgetragen. Auf der Rechtsachse wird die Zahl der Neutronen aufgetragen. Die Isotope eines Elements stehen daher in einer Zeile nebeneinander. Zur Verdeutlichung ein kleiner Ausschnitt aus der Nuklidkarte:

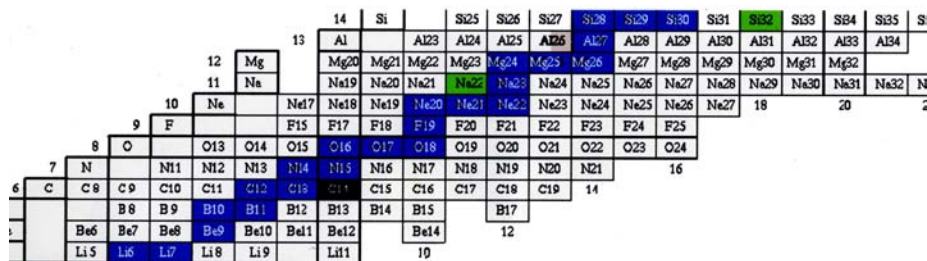


Abbildung 2: Ausschnitt aus einer Nuklidkarte, hier aus [4] übernommen.

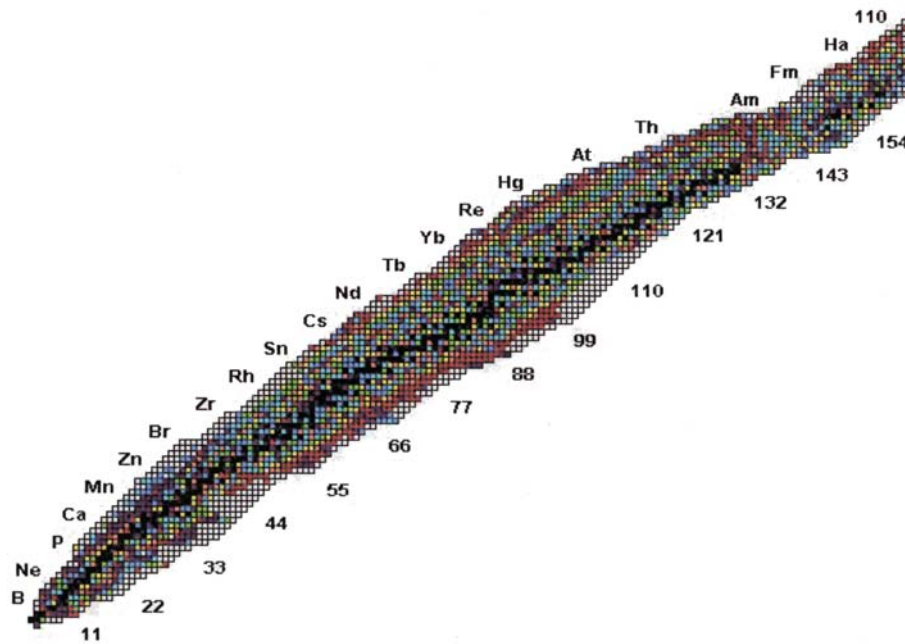


Abbildung 3: Überblick über eine vollständige Nuklidkarte, hier aus [4] übernommen.

Eine vollständige Nuklidkarte kann dann wie 3 aussehen. Die sehr langlebigen und die stabilen Isotope sind schwarz gefärbt. Es ist zu erkennen, dass sich diese als Streifen in der Mitte durch die Nuklidkarte hinziehen.

Sehr praktisch ist die Nuklidkarte auch, um bei Alpha- und Betazerfällen leicht ablesen zu können, zu welchem Isotop ein Zerfall führt. Auch vollständige Zerfallsreihen können übersichtlich dargestellt werden.

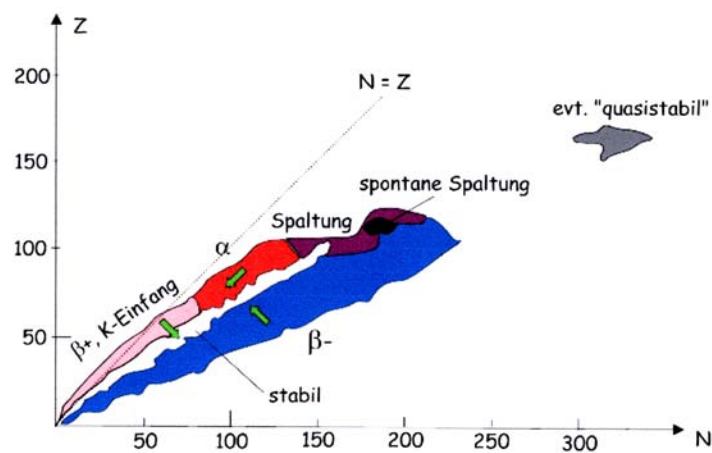


Abbildung 4: Die verschiedenen Zerfallsgebiete in der Nuklidkarte, ebenfalls aus [4] übernommen.

7 Die Bindungsenergie

Die Bindungsenergie ist die Energie, die erforderlich ist, um einen Kern in die einzelnen Nukleonen zu zerlegen. Sie entspricht dem Energieäquivalent der Differenz zwischen der tatsächlichen Kernmasse und der Summe der Massen aller Protonen und Neutronen, auch als Massendefekt bezeichnet:

$$m(Z, N) = \Delta mc^2 = [Zm_H + Nm_n - m(Z, N)]c^2 \quad (15)$$

wobei m_H die Masse eines neutralen Wasserstoffatoms, m_n die Masse des Neutrons, $m(Z, N)$ die Masse des betreffenden Atoms und c die Lichtgeschwindigkeit ist.

Zur Beschreibung der Abhängigkeit des Massendefekts bzw. der Bindungsenergie der Kerne von der Massenzahl wurden einige semiempirische Formeln entwickelt, deren beste die im Rahmen des Tröpfchenmodells entwickelte und in Abschnitt 8) vorgestellte Bethe-Weizsäcker-Formel ist. Die Bindungsenergien der Kerne unterscheiden sich für gg-, gu-, ug- und uu-Kerne. Wegen des halbzahligen Spins der Nukleonen wird ein paariges Proton oder Neutron fester gebunden als ein unpaariges. Daher ist die Bindungsenergie der gg-Kerne größer als die der uu-Kerne. Die instabilen Kerne zeigen β^- -Zerfall (Elektronenemission β^+ und Positronenemission β bzw. Elektronen- oder e^- -Einfang). Solche Betrachtungen der Bindungsenergien der Kerne führen zu den Isobarenregeln. Das Tal der Energiefläche (Energietal) verläuft wellenförmig. Die Abweichungen vom ausgeglichenen mittleren Verlauf treten an den magischen Zahlen auf zu deren Erklärung das Schalenmodells der Kerne nötig ist.

8 Die Bethe-Weizsäcker-Formel

Die Bethe-Weizsäcker-Formel ist die 1935 unter Verwendung des Tröpfchenmodells von Weizsäcker hergeleitete und später von Bethe und Fermi verfeinerte Formel zur Berechnung der Bindungsenergie des Atomkerns. Aus der Analogie zwischen dem Verhalten von Kernmaterie und dem einer Flüssigkeit verschafft das Tröpfchenmodell eine Einsicht in den räumlichen Verlauf der Bindungsenergien und damit der Kernmassen. Betrachtet man den Kern als einen Tropfen einer inkompressiblen Flüssigkeit, die durch kurzreichweitige Kräfte mit Sättigungscharakter zusammengehalten wird, ergibt sich die Bindungsenergie B des Tropfens aus folgenden fünf Beiträgen:

- 1) Hauptbeitrag zur Bindungsenergie ist die Kondensations- oder Volumenenergie, die frei wird, wenn sich die Nukleonen zum Kern vereinen. Dieser Anteil ist durch $B_1 = a_V A$ gegeben, wobei A die zum Kernvolumen proportionale Anzahl der Nukleonen beschreibt und a_V eine Konstante ist.
- 2) Da die Nukleonen an der Oberfläche des Tropfens weniger stark gebunden sind, wird die Bindungsenergie durch die Oberflächenenergie $B_2 = -a_S A^{2/3}$ verringert.
- 3) Auch wird die Bindungsenergie durch die abstoßende Coulomb-Energie der Protonen vermindert, was durch den Term $B_3 = a_C Z^2 A^{-1/3}$ beschrieben wird, wobei Z die Anzahl der Protonen ist.
- 4) Weiterhin führt der mit steigendem A zunehmende Neutronenüberschuß zu einer Verringerung der Bindungsenergie gegenüber symmetrischen Kernen, was durch die Asymmetrieenergie $B_4 = -a_A (Z - A/2) A^{-1}$ zum Ausdruck kommt.

5) Aufgrund der Tatsache, dass gepaarte Nukleonen derselben Sorte stets eine besonders hohe Bindungsenergie haben, wird eine mit dem Flüssigkeitsmodell nicht zu erklärende Paarungsenergie hinzugefügt. Sie wird näherungsweise durch die empirische Formel $\delta \approx a_P A^{-1/2}$ beschrieben, wobei $B_5 = +\delta$ für gg-Kerne, $= 0$ für ug- und gu-Kerne und $= -\delta$ für uu-Kerne ist.

a_V, a_S, a_C, a_A und a_P sind empirische Konstanten, die sich durch Anpassung an die experimentell ermittelten Werte der Bindungsenergien über einen weiten Massenbereich zu $a_V = 15,85 \text{ MeV}/c^2$, $a_S = 18,34 \text{ MeV}/c^2$, $a_C = 0,71 \text{ MeV}/c^2$, $a_A = 92,86 \text{ MeV}/c^2$ und $a_P = 11,46 \text{ MeV}/c^2$ ergeben.

Damit ergibt sich die Bindungsenergie B aus der Summe der Einzelbeiträge $B = B_1 + B_2 + B_3 + B_4 + B_5$, und die Bethe-Weizsäcker-Formel erlaubt unter Verwendung von B die Berechnung der Atommassen $m(Z, A)$ gemäß

$$m(Z, A) = Zm_H + (A - Z)m_n - a_V A + a_S A^{2/3} + a_C Z^2 A^{-1/3} + a_A (Z - A/2) A^{-1} \pm \delta \quad (16)$$

Die Massenformel kann nur das mittlere Verhalten der Kerne wiedergeben, nicht jedoch Schalenstruktureffekte. Sie ist daher erst ab etwa $A = 30$ anwendbar. Es ist in Anbetracht der Einfachheit des Modells bemerkenswert, dass die Bindungsenergien oberhalb von $A = 40$ mit einer Genauigkeit von 1% wiedergegeben werden, dies sowohl für stabile als auch für instabile Kerne. Die Massenformel ist im Laufe der Zeit durch Zusatzannahmen verfeinert worden.

Aus der Bethe-Weizsäckerschen Massenformel lassen sich eine Reihe wesentlicher Gesetzmäßigkeiten, insbesondere solche bezüglich der Stabilität der Kerne, ableiten; mit ihrer Hilfe kann abgeschätzt werden, unter welchen Umständen die Emission von Teilchen Energie freisetzt, dies besonders im Hinblick auf den α - und den β -Zerfall sowie die Spaltung im allgemeinen.

9 Streuprozesse

9.1 Streuung

Streuung ist Ablenkung eines Teiles einer gebündelten Teilchen- oder Wellenstrahlung aus seiner ursprünglichen Richtung beim Durchgang durch Materie infolge der Wechselwirkung mit einem Streuzentrum. Die diffus in alle Raumrichtungen gestreute Strahlung bzw. die Gesamtheit der von den einzelnen Streuzentren ausgehenden Kugel- bzw. Streuwellen geht der primären Strahlung, die in ihrer Intensität geschwächt wird, verloren. Die Wechselwirkung der Strahlung mit einem einzelnen Streuzentrum wird als Einzelstreuung bezeichnet. Beim Durchgang von Strahlung durch eine dickere Materieschicht unterliegt jede Welle bzw. jedes Teilchen nacheinander vielen Einzelstreuungen, die als Mehrfach- oder Vielfachstreuung bezeichnet werden und die selbst bei nur kleinen einzelnen Winkelablenkungen zu einer beträchtlichen Streuung führen können.

Im Teilchenbild stellt sich die Streuung als Richtungsänderung eines im Strahl fliegenden Teilchens um den Streuwinkel nach der Wechselwirkung mit dem Streuzentrum dar, wobei die Einzelstreuung vieler Strahlteilchen eine gewisse Winkelverteilung der gestreuten Teilchen liefert (Wirkungsquerschnitt). Im Wellenbild dagegen ist die Einzelstreuung als eine Streuwelle bzw. eine inhomogene Kugelwelle mit in jeder Richtung bestimmter Amplitude (Streuamplitude)

aufzufassen, die durch die den Strahl bildende ebene Welle beim Überstreichen des Streuzentrums von eben diesem ausgeht. In diesem Fall wird die Winkelverteilung der Streuung sichtbar durch die Intensitätsverteilung der Streuwelle in den verschiedenen Richtungen.

Wird beim Streuvorgang keine Energie (auch nicht vorübergehend) an das Streuzentrum abgegeben, spricht man von elastischer Streuung: die Summe der kinetischen Energien des gestreuten Teilchens und seines Stoßpartners vor und nach dem Stoß sind unverändert, nur der Impuls ändert sich (Beispiel: Rayleigh-Streuung).

Bei der inelastischen Streuung erleiden die gestreuten Wellen oder Teilchen hingegen neben einer Änderung des Impulses auch einen Energieverlust. Als streuende Medien können sowohl feste Körper als auch Flüssigkeiten oder Gase wirken. Gestreut werden Teilchen (Elektronen, Atome, Ionen) oder elektromagnetische Wellen. Inelastische Streuung findet beispielsweise an Gitterschwingungen oder an Ladungsträgern statt, sie wird in verschiedenen Spektroskopieverfahren eingesetzt, um anhand charakteristischer Energieverluste Aussagen über die vibronische, elektronische und chemische Struktur von Festkörpern, Oberflächen oder Gasen zu treffen. Als Beispiele seien hier die Raman-Streuung und die Brillouin-Streuung von elektromagnetischen Wellen sowie die He-Atomstreuung und die Neutronenstreuung für Teilchenstrahlen genannt. Eine große Rolle spielen inelastische Streuprozesse auch in der Elementarteilchenphysik (Elektron-Nukleon-Streuung, Partonmodell).

Kernstreuungsprozesse sind in einem Energiebereich von wenigen MeV bis 100 MeV durch das langreichweitige Coulomb-Potential und bei genügender Annäherung durch die Kernkräfte bestimmt. Sie dienen zur Untersuchung von Kerneigenschaften im Grundzustand oder angeregten Zuständen mit ausschließlich baryonischen Freiheitsgraden. Die Streuung kann durch ein Potential beschrieben werden. Im Energiebereich relativistischer Projektilenergien überwiegt direkte Nukleon-Nukleon-Streuung mit der Ausbildung kollektiver Effekte durch Vielfachstreuung unter Einschluß aller hadronischen Freiheitsgrade.

Die Streuung am Coulomb-Potential entspricht elastischer bzw. quasielastischer Streuung bei gleichzeitiger Kern-Coulomb-Anregung überwiegend kollektiver Kernzustände. Der führende Team wird durch die Rutherford'sche Streuformel beschrieben. Elastische Streuung findet bevorzugt an der Oberfläche statt, oder das Projektil fällt nach Eindringen in den Kern wieder in den Eingangskanal zurück (Resonanzstreuung). Inelastische Kernstreuung führt zu Einteilchen- bzw. kollektiver Kernanregung, letztere durch Veränderung der Breite des Kernpotentials. Je nach Art der Kernreaktion kommt es bei peripheren Stößen zu direkten und tiefinelastischen, bei zunehmend zentralen Stößen zu Kernfusionsprozessen. Die Kernanregung führt zur Emission von hochenergetischer elektromagnetischer Strahlung sowie Neutronen, Protonen, Alphateilchen bis hin zur Kernspaltung.

9.2 Das Target

Das Target ist die Zielscheibe, das zum Beschuß mit Beschleunigerstrahlen eingesetztes Probenmaterial. Beim Durchgang durch das Target wechselwirken die Projektile unterschiedlich je nach Projektilsorte und Energie mit den Elektronen und Atomkernen (bzw. deren Kernbausteinen und weiteren Substrukturen) des Targetmaterials. Die Wechselwirkung kann mit makroskopischen Parametern

wie Energieverlust, Reichweite und Umladung des Strahls beschrieben werden. Der mikroskopische Einzelprozeß wird als Streuung bezeichnet, die inelastische Streuung beinhaltet Prozesse der Kernreaktion, Teilchenerzeugung und Teilchenumwandlung. Die Streuprozesse sind wesentliche Mittel zur Untersuchung elementarer Wechselwirkungen in der Atom-, Kern- und Elementarteilchenphysik; damit kommt dem Aufbau und den Eigenschaften von Targets zentrale experimentelle Bedeutung zu. Bei periodischer, kristalliner Anordnung der Targetbausteine können Kohärenzphänomene hinzukommen. Bei polarisierten Targets sind die Richtungen der atomaren magnetischen Momente bzw. der magnetischen Kernmomente durch angelegte Magnetfelder kollektiv ausgerichtet, was die Untersuchung spinabhängiger Anteile der Streuamplitude erlaubt.

Eine sinnvolle Targetdicke ist durch die Größe des jeweiligen elektronischen Energieverlustes und/oder des Streuquerschnitts festgelegt. Typische Targetdicken beispielsweise bei Experimenten mit Schwerionenstrahlen (schwere Ionen) reichen von wenigen $10\mu\text{g}/\text{cm}^2$ bis hin zu mehreren $100\text{mg}/\text{cm}^2$. Dicke Targets von mehreren $10\text{g}/\text{cm}^2$ werden zur Erzeugung von Sekundärstrahlen eingesetzt. Bevorzugt sind Festkörpertargets in metallischer Form oder als Verbindungen. Zur Untersuchung der Strahlenwirkung auf biologische Zellen werden biologische Targets aus Gewebeschnitten bzw. Zellkulturen verwendet. Bei extrem niedrigen Energien bzw. in Experimenten an Speicherringen mit gekühltem Strahl mit notwendig geringem Teilchen- und Energieverlust werden Gastargets - ein scharf gebündelter überschallschneller Gasstrahl in Verbindung mit einem leistungsfähigen differentiellen Pumpsystem - eingesetzt. In Experimenten an Speicherringen mit gegenläufigen Strahlen wie insbesondere in der Hochenergiephysik bilden die Strahlteilchen selbst gegenseitig die Targetteilchen.

10 Methoden zur Aktivitätsbestimmung

Die wichtigsten Methoden der Aktivitätsbestimmung sind:

Ionisationsmethoden: Bei γ -Strahlern wird der Vergleich mit einem Standardpräparat oder eine Dosisleistungsmessung ausgenutzt, bei β -Strahlern die Ionisation primärer β -Teilchen aus der Innenwand einer Ionisationskammer oder die Dosisleistung von gelösten Präparaten, bei α -Strahlern die Messung der Gesamtionisation.

Zählmethoden: Entweder wird die Zählrate bei definiertem Raumwinkel ermittelt oder die Koinzidenzmethode angewandt. Auch aus der Messung der emittierten Gesamtladung läßt sich die Aktivität ermitteln.

Kalorimetrische Methoden: Die von der Strahlung erzeugte Wärme wird in Mikrokalorimetern besonderer Konstruktion ermittelt. Die mikrokalorimetrischen Methoden sind die genauesten Methoden der Aktivitätsbestimmung.

Bei jedem dieser Verfahren zur absoluten Bestimmung der Aktivität $A = N/k$ einer Quelle muß die Zählrate N mit Hilfe der Effektivität k des verwendeten Detektors korrigiert werden; in der Effektivität müssen dafür Faktoren wie die Begrenztheit des Raumwinkels, aus dem Strahlung einfallen kann, die Absorption der Strahlung zwischen Quelle und empfindlichem Detektorvolumen, die

Rückstreuung an der Detektoroberfläche, die Absorption in der Quelle, die Zählrate infolge endlicher zeitlicher Auflösung und die Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors berücksichtigt werden.

Die **Nuklidaktivität** von B aus einer Kernreaktion $A(x,y)B$ mit der Berücksichtigung der Streuung ist dann:

$$A_B(t) = N_B(t)\lambda_B \quad (17)$$

$$= \sigma\phi_x N_A(1 - e^{-\lambda_B t}) \quad (18)$$

wobei

$$N_B(t) = \sigma\phi_x N_A \left[\frac{1 - e^{-\lambda_B t}}{\lambda_B} \right] \quad (19)$$

Dabei ist N_A die Anzahl der Kerne im Target, N_B die zum Zeitpunkt t nach Bestrahlungsbeginn gebildete Anzahl an Produkt nukliden, σ der Energie abhängige Reaktionswirkungsquerschnitt, ϕ_x der Projekttilfluß und λ_B die Zerfallskonstante.

Aus 19 erhalten wir den **Wirkungsquerschnitt**:

$$\sigma(E) = \frac{A_B}{\phi_x N_A(1 - e^{-\lambda_B t})} \quad (20)$$

und den **Projekttilfluß**:

$$\phi_x = \frac{A_B}{\sigma(E) N_A(1 - e^{-\lambda_B t})} \quad (21)$$

Der Teilchenfluß geladener Teilchen im Folienstapel als konstant angesehen, da beim Durchtritt geladener Projektile durch Materie (Folienstapel) entsprechend der hauptsächlich unelastischen Stoßprozesse mit Atomelektronen im wesentlichen nur Energieverluste, jedoch kaum echte Absorptionsprozesse beobachtet werden (solange $E_x > 1$ MeV).

10.1 Energieverluste geladener Teilchen

Die Teilchen (Projektile) verlieren beim Durchgang durch Materie ihre kinetische Energie durch elastische und inelastische Stöße. Der Energieverlust dE pro Weglänge dx wird Bremsvermögen τ oder linearer Energietransfer (LET) genannt:

$$\tau = - \frac{4\pi z_x^2 e^4 \rho_B B}{m_e v^2} \quad (22)$$

Wobei z_x die Ladung des Projektils, e die Elementarladung, m_e die Ruhemasse des Elektrons, ρ_B die Target-Atomdichte und B die Bremszahl ist.

11 Gammaspektroskopie

Gammaspektroskopie ist eine kernphysikalische Meßtechnik zur Untersuchung der elektromagnetischen Eigenschaften von Kernzuständen mittels des Nachweises der Kerngammastrahlung. Die experimentellen Meßgrößen sind die Energie,

Winkelverteilung und Polarisierung der Gammaquanten, die sich typischerweise als Linien oder als kontinuierliche Verteilungen in Gammaskpektren manifestieren. Die zur Interpretation erforderliche Theorie der elektromagnetischen Wechselwirkung des Kerns kann störungstheoretisch behandelt werden und geht auf Arbeiten von Blatt und V. Weisskopf in den fünfziger Jahren zurück. Man erhält die Anregungsenergie, den Kernspin, die Parität und die statischen und dynamischen elektromagnetischen Momente der angeregten Kernniveaus. Die Kernanregung kann durch Kernzerfälle oder in Streuexperimenten durch Coulomb-Anregung oder Kernreaktionen erzielt werden.

Der experimentelle Erfolg der Gammaskpektroskopie beruht auf dem Einsatz von energieauflösenden Gammadetektoren (Wechselwirkung von Gammastrahlung mit Materie). Solche Detektoren sind Gas-, Szintillations- und insbesondere hochauflösende Germaniumdetektoren. Modernste Detektorsysteme erzielen eine nahezu vollständige Abdeckung des gesamten Raumwinkels. Der meßbare Energiebereich erstreckt sich über das gesamte für die Kern- und Hadronenphysik typische Gammaskpektrum von wenigen keV bis einigen 10 GeV. In Kombination mit Beschleunigern lassen sich mittels der Gammaskpektroskopie praktisch alle stabilen und erzeugbaren instabilen Kerne untersuchen. Durch Kern-Coulomb-Anregung in Schwerionenstößen können Kerne in Hochspinzustände angeregt und damit der gesamte Bereich der Yrast-Linien bis hin zur Instabilität an der Zentrifugalbarriere bei etwa 5 MeV untersucht werden. Nach Kernreaktionen dient sie zur Untersuchung der Reaktionsprodukte.

12 Strahlenschutz

12.1 Strahlenbelastung

Die Strahlenbelastung oder radioaktive Belastung ist die Gesamtheit der auf lebende Organismen einwirkenden ionisierenden Strahlung durch künstliche und natürliche Strahlung. Grundlage zur Abschätzung des Strahlenrisikos durch zivilisatorische Strahlenquellen ist die Dosis der natürlichen Strahlenbelastung. Letztere wirkt sowohl von außen als auch intern durch Aufnahme von Radionukliden mit der Atemluft und mit der Nahrung. Strahlenexposition über dem Niveau der natürlichen Strahlenbelastung verlangt Maßnahmen zum Strahlenschutz, insbesondere zur Abschirmung der besonders gefährdeten Organe wie Gonaden und Knochenmark, und die Überwachung durch Dosimetrie.

Die *äußere Strahlenbelastung* setzt sich aus zwei Komponenten zusammen:

1. Die terrestrische Strahlung stammt von Radionukliden mit extrem langen Halbwertszeiten wie ^{40}K , ^{238}U und ^{232}Th und ihren Zerfallsprodukten (radioaktive Zerfallsreihen). Die jährliche Äquivalentdosis liegt in der Größenordnung von 0,5 mSv. In den Monazitgebieten von Indien und Brasilien, deren Böden einen hohen Thoriumgehalt haben, beträgt die Dosis schon bis zu 100 mSv.
2. Die kosmische Strahlung und ihre sekundären Ionisationsprodukte in der Atmosphäre variieren stark mit der Höhe über dem Meeresspiegel. In Meereshöhe entspricht sie etwa 0,3 mSv, in 2000 m Höhe beträgt sie schon 1,2 mSv.

Die Bestrahlung durch inkorporierte Radionuklide, also die *innere Strahlenbelastung*, hängt von der Art des Organes oder Gewebes ab, insbesondere von der Fähigkeit, bestimmte Nuklide zu akkumulieren. Dadurch ist z.B. die Schilddrüse durch radioaktive Isotope des Jod besonders gefährdet. Die Jahresdosis durch inkorporierte Nuklide beträgt etwa 0,2 mSv. Die maximale Belastung für Einzelpersonen darf nach Empfehlung der Internationalen Kommission für Strahlenschutz (ICRP) 125 mSv nicht überschreiten. Natürliche Radionuklide, die mit der Atemluft, dem Trinkwasser und der Nahrung in den menschlichen Körper gelangen, werden von ihm zum Teil resorbiert und über eine bestimmte Zeitspanne hinweg im Körper gespeichert. Sie rufen die natürliche Radioaktivität des menschlichen Körpers hervor. Dabei handelt es sich im wesentlichen um ^{40}K , ^{14}C sowie einige Folgeprodukte aus der Uran-Radium- und der Thorium-Zerfallsreihe.

Die *zivilisatorische Strahlenbelastung* resultiert aus der medizinischen und technischen Anwendung von ionisierenden Strahlen und radioaktiven Isotopen, aus dem Betrieb von Kernreaktoren, aus Fallout von Kernwaffentests, durch Störstrahler (z.B. Fernsehgeräte) und Einsatz radioaktiver Stoffe bei verschiedenen Geräten (Leuchtzifferblatt, Rauchdichtemesser).

Die Jahresdosis medizinischer Strahlenanwendung liegt in der Größenordnung von 0,34 mSv für das Knochenmark und 0,19 mSv für die Gonaden. Die zusätzliche Belastung durch Kernkraftwerke soll eine mittlere Jahresdosis von 0,3 mSv pro Jahr nicht überschreiten. Die mittlere Strahlenbelastung durch berufliche Exposition (für ca. 0,1% der Bevölkerung) liegt etwa bei 5 mSv pro Jahr. Die bisherigen Kernwaffentests akkumulieren bis zum Jahr 2000 etwa 1,2 mSv. Insgesamt liegt die zivilisatorische Strahlenbelastung noch deutlich unter der natürlichen, was aber drastische lokale Schwankungen im Falle von Katastrophen und Unfällen (z.B. Reaktorkatastrophe von Tschernobyl 1986) nicht ausschließt. Für einen Einwohner der Bundesrepublik Deutschland betrug z.B. 1993 die mittlere Äquivalentdosis durch natürliche Strahleneinwirkung 2,4 mSv, durch zivilisatorische Strahleneinwirkung 1,6 mSv und durch Strahleneinwirkung durch den Reaktorunfall in Tschernobyl 0,02 mSv. (Strahlenwirkung, biologische, Radioaktivität von Baustoffen)

12.2 Die Dosis

Der Begriff der Dosis quantifiziert die Strahleneinwirkung. Die Maßeinheit der Energiedosis ist das Gray [Gy], $1 \text{ Gy} = 1 \text{ J/kg}$. Eine ältere Einheit ist rad [rd] mit der Umrechnung $1 \text{ rd} = 0,01 \text{ Gy}$. Häufig hängt der Effekt der Strahlung nicht nur vom Betrag der absorbierten Dosis, sondern auch von der zeitlichen Verteilung der Applikation ab. Deshalb gibt es den Begriff der Dosisleistung [Gy/s].

Die Ionendosis: Die direkte kalorimetrische Messung der absorbierten Strahlenenergie ist schwer möglich, da die relevanten Energiebeiträge sehr klein sind. Außerdem ist die Strahlenenergie zum Teil in Form von chemischer Energie festgelegt. Daher benutzt man zur Dosismessung die Eigenschaft ionisierender Strahlung, Gase zu ionisieren. Die dabei gemessene Ionendosis (Expositionsdosis) wird in Coulomb pro kg [C/kg] angegeben. Da die Energie zur Erzeugung eines Ionenpaares bekannt ist (34 eV in der Luft), kann man die Ionendosis in die Absorptionsdosis umrechnen (1 C/kg entspricht 34 Gy in der Luft bzw. 36-38

Gy im Wasser und im Gewebe für β - und γ -Strahlung). Das Röntgen [R] ist eine veraltete Einheit der Ionendosis mit der Umrechnung $1R = 2,58\Delta 10^{-4}C/kg$.

Die Äquivalentdosis: Selbst gleiche Energiedosen verschiedener Strahlenarten können höchst unterschiedliche biologische Wirkung haben. Die relative biologische Wirksamkeit RBW (Strahlenwirkung) einer Strahlenart ist das Verhältnis der Dosis D_W einer Standardstrahlung (200-250 kV Röntgen) zu der Dosis D der untersuchten Strahlenart, die zum identischen biologischen Effekt führt:

$$RBW = \frac{D_W}{D} \quad (23)$$

Die Standardstrahlendosis D_W wird auch Dosis-Äquivalent genannt (Äquivalentdosis). Ihre Einheit ist das Sievert [Sv]. Einer Dosis von 1 Gy einer Strahlenart mit dem RBW-Faktor 1 entspricht 1 Sv. Die veraltete Einheit der Äquivalentdosis ist rem (engl. roentgen equivalent men) mit der Umrechnung $1rem = 0,01Sv$.

Strahlendosis von 5 Sv pro Jahr wird bei professioneller Tätigkeit als maximal zulässig betrachtet. Therapeutische Bestrahlungen einzelner Organe und Gewebe können Dutzende Sievert umfassen.

Verschiedene Gewebe und Organe des Menschen tragen in unterschiedlichem Maße zur Strahlenwirkung bei. Bei ungleichmäßiger Verteilung der Dosis über den ganzen Körper kann das Maß der Bestrahlung mit der sog. effektiven Äquivalentdosis D_{EW} abgeschätzt werden:

$$D_{EW} = \sum_i W_i D_{W,i} \quad (24)$$

wobei $D_{W,i}$ die Äquivalentdosis der Bestrahlung des i -ten Organes oder Gewebes ist und W_i den Beitrag des Organes bzw. Gewebes an den Bestrahlungsfolgen beschreibt. Die Summe aller Wirkkoeffizienten W_i ergibt 1.

Kollektive Dosis: Dieser Dosisbegriff wird zur Beschreibung der Bestrahlung von Populationen, z.B. von Menschengruppen, angewandt. Die gesamte Absorptions- bzw. Äquivalenzdosis der Population ist die Summe der entsprechenden Strahlungsdosen der Individuen.

Teil II

Spektrometrie

In diesem ersten Versuchsteil kalibrieren wir zunächst das Gammaskpektrometer, um dann das Nuklid und die Aktivität einer unbekanntenen Probe zu bestimmen. Grundlage ist die Nuklid- und Zerfallsbibliothek des **Maestro**-Programmpaketes sowie die von Herrn Dr. Vogg freundlicherweise zur Verfügung gestellten **Excel**-Auswertedateien.

13 Kalibrierung der Kanäle

Die Abteilung Nuklearmedizin besitzt zwei ^{152}Eu -Standards. Diese eignen sich sehr gut zur Kalibrierung, da ihr Spektrum eine große Anzahl von Linien aufweist und Europium eine große Halbwertszeit von 12,7 Jahren hat. Für die am Spektrometer verfügbaren Messabstände zwischen 6cm und 51cm werden die Proben teilweise über Nacht vermessen. Dazu wird die jeweilige Probe einfach im entsprechenden Abstand vor das Gammaskpektrometer gesetzt, und am Computer startet man die Messwerterfassung. Freundlicherweise wurde diese Aufgabe von Herrn Dr. Vogg übernommen.

Das von der Abteilung verwendete Programm **Maestro** ermöglicht den effizienten Umgang mit den gewonnenen Spektren. Zunächst wird mit dem **Gamma Library Editor** eine Bibliothek für ^{152}Eu erstellt. Die **Maestro**-Funktion **Peak Search** findet schnell eine Vielzahl an Linien im Spektrum. Diese können mit der erstellten Europium-Bibliothek verglichen werden. So werden den Kanälen des Spektrometers über die Bibliothek im Handumdrehen die richtigen Energien zugeordnet.

Mit der kompletten Bibliothek können wir dann auch noch einige andere Linien in den Spektren verschiedenen Isotopen zuordnen. Allerdings treten nur für ^{135}Jod und $^{126}\text{Antimon}$ mehr als eine Linie auf. Von dem Isotop $^{154}\text{Europium}$ finden wir nur eine einzige Linie, was auf die hohe Isotopenreinheit des Standards schließen läßt.

Bei dieser Gelegenheit finden wir bei 510,40 keV auch eine Linie des ^{133}J . Interessant dabei ist, dass sie nur bei der zuerst aufgenommenen Probe (Messabstände 6cm, 11cm, 16cm) auftaucht und danach verschwunden ist. Dieses Standard ist also leicht mit Jod verunreinigt.

14 Bestimmung der Effizienz

Die Linien aus der ^{152}Eu -Bibliothek werden in den Kalibrierungsspektren als *Region of Interest* (ROI) markiert. Die Bereiche werden der Reproduzierbarkeit halber als **roi**-Datei gespeichert. Wir können leicht alle 18 Linien aus der Bibliothek identifizieren. Diese finden sich bei den folgenden Energien:

121,8 keV	244,7 keV	344,3 keV	411,1 keV
443,9 keV	688,7 keV	778,9 keV	867,4 keV
964,1 keV	1085,9 keV	1089,7 keV	1112,1 keV
1212,9 keV	1299,2 keV	1408,0 keV	

Wir ignorieren die vielen anderen Linien, die nicht zum verwendeten ^{152}Eu -Standard passen, da wir auch mit den 18 verwendeten Linien eine genügend große gesamte Zählrate und eine genügend große Abdeckung des Energiespektrums erhalten. Allerdings können wir die beiden Linien bei 1085,80 keV und 1089,82 keV nicht getrennt auflösen und behandeln diesen Bereich daher als eine einzelne Linie bei 1086,4 keV (gewichtetes Mittel) mit einer Übergangswahrscheinlichkeit von 11,6 (Summe). Die Linie bei 688,7 keV können wir vermutlich wegen der geringen Wahrscheinlichkeit des Zerfallskanals nicht detektieren. Unterhalb von 50 keV treten einige Europium-Linien auf, die wir aber wegen der viel zu hohen erwarteten Messungenauigkeit nicht mit auswerten.

Das ^{152}Eu -Standard *124-98* hatte laut Datenblatt am 1.1.1999 um 0⁰⁰MEZ eine Aktivität von $(6,45 \pm 0,09)\text{kBq}$, das ^{152}Eu -Standard *216-490* ebenfalls am 1.1.1999 um 0⁰⁰MEZ eine Aktivität von $(176,8 \pm 2,5)\text{kBq}$. Mit einer Halbwertszeit von 12,7 Jahren ergibt sich dann für den Versuchszeitraum in der Woche um den 14.11.2003 nach der Formel

$$A(t) = A_0 e^{-\lambda t} = \frac{A_0}{2^{t/T_{1/2}}} \quad (25)$$

eine Aktivität der Standards von $(4,97 \pm 0,09)\text{kBq}$ bzw. $(136,2 \pm 2,4)\text{kBq}$.

Wir verwenden das zur Verfügung gestellte Excel-Sheet für das Diagramm aus **Anhang A**. Darin berechnet sich die sogenannte Efficiency zunächst als

$$\text{Efficiency} = \frac{\text{detektierte Impulse einer Frequenz}}{\text{Messzeit} \cdot \text{Aktivität} \cdot \text{Wahrscheinlichkeit des Zerfallskanals}}. \quad (26)$$

Wir definieren die Efficiency leicht um und berücksichtigen zusätzlich noch den Messabstand d , indem wir obige Definition noch mit $4\pi d^2$ multiplizieren. Damit können wir die Kurven aller Messabstände in ein gemeinsames Diagramm (**Anhang A**) auftragen. Um diese Efficiency dann mit anderen Detektoren vergleichen zu können, müsste sie nur noch auf die (uns unbekannt) Detektoröffnung normiert werden.

Die Kurven sind bis auf zwei Unregelmäßigkeiten bei 450 keV und 1100 keV monoton. Diese Unstetigkeiten führen wir auf fehlerhafte Wahrscheinlichkeiten der beteiligten Zerfallskanäle zurück. Leider bleibt der Offset der Kurven weiterhin leicht vom Messabstand abhängig. Der Unterschied entspricht einer Unsicherheit im Messabstand von etwa 1 cm. Vielleicht kann das Probengestell aus Plexiglas diesen Fehler produziert haben. Wir machen uns daher keine unnötigen Sorgen, mitteln alle Kurven und erhalten als Best Fit für die Efficiency unseres Spektrometers in Abhängigkeit von der gemessenen Energie ein Powerlaw gemäß

$$\text{Efficiency} \propto 966,13 E^{-0,8715}. \quad (27)$$

15 Nuklidbestimmung einer unbekannt Probe

Wir vermessen ein Standard unbekannter Zusammensetzung im Messabstand von 16 cm bei einer Livetime von einer dreiviertel Stunde. Mit der Bibliothek von *Maestro* lässt sich leicht das Nuklid bestimmen: Eine sehr starke Linie bei 661,62 keV verrät sich als eine ^{137}Cs -Linie. Cäsium besitzt neben dieser Hauptlinie einige schwächere Linien unterhalb 40 keV, die wir allesamt im Spektrum ausmachen können. Daneben ist das Standard allerdings eindeutig mit ^{207}Bi verunreinigt: Vier Bismut-Linien lassen sich leicht identifizieren.

16 Aktivitätsbestimmung des Cäsiumstandards

Mit der nun bekannten Efficiency kann Gleichung 26 nach der Aktivität aufgelöst werden. Dann erhalten wir wie in **Anhang B** skizziert die Aktivität der Cäsiumprobe. Die errechnete Aktivität aus den Daten der beiden Linien um 34 keV ist viel zu niedrig, da hier die Efficiency des Spektrometers einige Kapriolen schlägt und unser Powerlaw dort nichteinmal annähernd gilt. Die errechnete Aktivität von 28,0 kBq aus der 661 keV-Linie sollte dagegen sehr vertrauenswürdig sein.

Wir vergleichen also: Laut Herstellerangaben hatte dieses $^{137}\text{Cäsium}$ -Standard am 21. November 1996 eine Aktivität von 35,3 kBq. Cäsium hat eine Halbwertszeit von 30,1 Jahren. Wir erwarten daher am Versuchstag (28. November 2003) nach Formel 25 eine Restaktivität von 30,0 kBq. Unser Messwert weicht davon nur um 7% ab.

Teil III

Aktivierungs- und Zerfallskurve

Wir wollen eine integrale Aktivierungskurve für die Bestrahlung einer Wasserprobe aufnehmen.

17 Präparation der Proben

Wir bereiten 6 Gefäße für das aktivierte Wasser aus dem Zyklotron vor. Dazu legen wir etwa 6ml einer Pufferlösung vor. Ebenso stellen wir 6 Gefäße für ein Aliquot bereit, in welchem wir etwa 0,15ml der Pufferlösung vorlegen. Dies ist nötig, da bei der Bestrahlung der im Wasser vorhandene Sauerstoff in hochreaktiven Stickstoff umgewandelt wird, welcher seinerseits Ammoniak bildet. Dieser Ammoniak ist aber gasförmig, würde aus den Flüssigkeitsproben verdampfen, und mit ihm die Aktivität unserer Probe. Die Phosphat-Pufferlösung hält nun den pH-Wert schwach sauer, so dass das Ammoniak zu Ammonium protoniert wird. Ammonium ist nun aber ein Salz, welches gut in Lösung bleibt. Da das Gammaskpektrometer ohnehin nur radioaktive Substanzen nachweist, spielt das ungenaue Verdünnen mit der Pufferlösung für diesen Versuch keine Rolle.

18 Aktivierungskurve

6 mal werden Wasserproben (in Puffer) bestrahlt. Nach Ende der Bestrahlung, auch EOB nach dem Englischen *End of Bombardement*, setzten wir die *Eigenzeit* für die jeweilige Probe auf null.

18.1 Grobkurve

Die Proben werden aus der Synthesebox geholt und unter strenger Beachtung des Strahlenschutzes in einem Aktivimeter vermessen (gemessene Aktivität der Probe g_{AP} in Bq.), die zu dieser Messung gehörige Eigenzeit T_P wird notiert. Dann wird die erstaunlich kleine Menge von nur $10 \mu\text{l}$ als Aliquot mit einer Spritze aus der Probe geholt. Das Aliquot wird zum Zeitpunkt T_A ebenfalls im Aktivimeter vermessen (g_{AA} in Bq). Zu gleichen Zeiten entspricht das Verhältnis dieser beiden Aktivitäten g_{AP}/g_{AA} dem Verhältnis der radioaktiven Menge in Aliquot und Probe.

Wenn wir annehmen, dass die Proben einzig ^{13}N als radioaktive Substanz enthalten, so können wir g_{AP} bereits zurückrechnen auf die bei EOB erhaltene Aktivität. Diese ist in **Anhang C** gegen die Bestrahlungsdauer aufgetragen und zeigt bereits die erwartete integrale Aktivierungskurve.

In **Anhang D** sind dazu die Zahlenwerte angegeben. Außerdem berechnen wir dort, wieviel Prozent der Probe in das Aliquot übernommen wurden. Dieser Wert fällt stetig für die sechs hergestellten Proben. Da dies wohl kaum ein Zufallsprodukt ist, scheint hier ein systematischer Fehler vorzuliegen. Da die im Aktivimeter gemessene Aktivität in dieser Folge sich nicht stetig verändert, scheidet es als Fehlerquelle aus. Vielleicht verklebte die verwendete μl -Spritze mehr und mehr.

18.2 Feinkurve

Wir sind nun in der Lage, mit dem Gammaskpektrometer eine vermeintlich präzisere Aktivierungskurve zu berechnen. Dazu werten wir zu je drei bestimmten Zeiten die 511 keV-Linie (Kanäle 1910 bis 1960) der Aliquoten aus. Gemittelt erhalten wir daraus und mit dem Efficiency-Korrekturfaktor aus Teil II die Aktivität des Aliquots, woraus wiederum die Aktivität der Probe bei EOB folgt.

Wenn in **Anhang E** die Uhrzeiten im hh:mm:ss-Format angegeben sind, so ist dies die Zeit der Systemuhr des an das Gammaskpektrometers angeschlossenen Computers. Sie geht im Vergleich zur Uhr am Computer zur Zyklotronsteuerung etwa 6 Minuten vor. Wir addieren die halbe Realtime zur Startzeit der Messwerterfassung und erhalten so den Zeitpunkt der Messung T_A .

Die Efficiency für den Messabstand von 51 cm beträgt bei der 511 keV-Linie 6,1 (in obigen Einheiten). Wir bezeichnen die Aktivität der Gesamtprobe bei EOB mit $A_{0,P}$, die des Aliquots mit $A_{0,A}$, den Anteil des Aliquots an der Gesamtprobe nach der Messung im Aktivimeter mit Ant , die Livetime mit LT , die Counts mit N , den Messabstand mit d , die Efficiency mit Eff , die verstrichene Zeit seit EOB mit T , die Halbwertszeit mit $T_{1/2}$ und die Übergangswahrscheinlichkeit der betrachteten Linie mit p . Dann gilt die Formel

$$A_{0,P} = \frac{N 4\pi d^2 2^{T/T_{1/2}}}{Ant LT p Eff}. \quad (28)$$

Wir nehmen an, dass alle Zerfallskanäle ein Quant mit 511 keV aussenden. Dann erhalten wir die Kurve aus **Anhang F**. Leider sind hier einige Werte deutlich überhöht, die erwartete integrale Aktivierungskurve wird nur sehr schlecht reproduziert. Es scheint, als ob die vielen Korrekturen insgesamt einen zu großen Fehler beisteuern und die Messung mit dem Gammaskpektrometer im Vergleich zum Aktivimeter alt aussehen lassen.

18.3 Maximale Aktivierung

Aus beiden Daten erhalten wir übereinstimmend eine maximale Aktivierung im Limit unendlicher Bestrahlungsdauer um 5700 MBq. Dies ist ein Fließgleichgewichtszustand: Ebenso viele Nuklide zerfallen, wie vom Zyklotron aktiviert werden. Laut *PETtrace report* lieferte das Zyklotron bei der Probe **zwei** einen Strom von $6\mu A$ entsprechend $3,7 \times 10^{13}$ Elementarladungen pro Sekunde. Es zerfallen aber pro Sekunde $5,7 \times 10^9$ Nuklide. Also aktiviert nur etwa jedes 6600-te Proton aus dem Zyklotron ein Wasseratom in unserer Probe. Leider fehlen uns Informationen zur Geometrie des Zyklotronstrahls, mit denen aus dieser Zahl ein Streuquerschnitt berechnet werden könnte; so bleibt die Zahl eben etwas in der Luft hängen.

19 Zerfallskurve

Von der ersten Probe werden immer wieder Gammaskpektren aufgenommen. Daraus wollen wir eine Zerfallskurve berechnen.

Leider gingen wir bei der Versuchsdurchführung davon aus, dass wir einzelne Spektren mit dem `sum`-Befehl aus **Maestro** aufsummieren können. Dies ist allerdings nicht der Fall, der Befehl zählt lediglich alle Counts in einem einzelnen

Spektrum zusammen. Um die Zählraten aufzuaddieren, müssen wir wie folgt vorgehen: Wir installieren unter **Windows** einen nur-Text-Drucker und drucken das Spektrum aus **Maestro** an diesen Drucker, da eine Exportfunktion für Textdateien nicht zur Verfügung steht. Dieses Textfile wird von Steuerzeichen befreit und in **Excel** importiert. Dort muss es über einige kleine Zellfunktionen auf ein für **Excel** lesbares zwei-Spalten-Format gebracht werden. Diese Spalten können dann für die verschiedenen Spektren aufaddiert werden. Diese Prozedur ist allerdings sehr langwierig, wir führen sie nur bei der Messreihe **probeeins6*** durch und nehmen bei den vorangehenden Messungen einen größeren Fehler aus der Poisson-Statistik in Kauf.

In einer etwas mühseligen Arbeit lesen wir nun 102 Messdateien in **Maestro** einzeln ein und vermessen die 511 keV-Linie. Aus diesen Daten rechnen wir auf die Aktivität der Aliquot-Probe zurück und erhalten die beiden Diagramme in **Anhang G** und **H**. Ein Teil der zugehörigen Daten ist in **Anhang I** reproduziert. In der halblogarithmischen Auftragung sieht man deutlich zwei Geraden, die sich überlagern. Es handelt sich dabei um zwei mit verschiedenen Halbwertszeiten zerfallenden Nuklide. Wir bestimmen diese beiden Halbwertszeiten aus der Steigung der Regressionsgeraden:

Zunächst fällt die Kurve mit Steigung $-\lambda = 0,000503$ ab, entsprechend einer Halbwertszeit von $T_{1/2} = \ln 2/\lambda = 1378\text{sec}$ oder 23 Minuten. Die zweite Steigung bei großen Zeiten beträgt $-\lambda = 0,0000606$ entsprechend $T_{1/2} = 11438\text{sec}$ oder 3 Stunden.

Wir erwarten allerdings zunächst einen dominierenden Beitrag von N-13 mit einer Halbwertszeit von 9,96 Minuten. Dass dieser gestreckt wird liegt daran, dass noch viele weitere langlebigere Reaktionsprodukte in großer Menge produziert wurden. Besser passt unser Wert für die zweite Steigung: Hier sollte F-18 mit einer Halbwertszeit von 109,7 Minuten den dominierenden Beitrag bringen. In der tat ist unsere Regressionsgerade im Diagramm aus **Anhang H** nicht so weit davon entfernt, die Diskrepanz läßt sich leicht mit der schlechten Statistik erklären.

Drei Tage nach der Bestrahlung werden die Gesamtproben nochmals mit dem Gammaspktrometer vermessen. Die Spektren zeigen klar viele Linien von $^{207}\text{Bismut}$. Bismut entsteht zum Beispiel durch Aktivierung von Blei. Aus Pb-206 wird so Bi-207 mit $T_{1/2} = 33,4$ Jahren, das durch einen β^+ -Zerfall in Pb-207 übergeht. Pb-207 wird zu Bi-208, das allerdings wegen einer enormen Halbwertszeit von $3,68 \cdot 10^5$ Jahren kaum sichtbar wird. Das im natürlichen Isotopengemisch hauptsächlich auftretende Pb-208 wird zu Bi-209, welches stabil ist.

Teil IV

Versuch mit $^{86}\text{Strontium}$

Am zweiten Versuchstag begleiten wir Herrn Dr. Vogg bei dem Versuch, radioaktives $^{86}\text{Yttrium}$ zu produzieren. ^{90}Y wird in der medizinischen Therapie eingesetzt. Dies ist ein reiner e^- -Strahler, was natürlich für das medizinische Personal stark von Vorteil ist, aber die Lokalisierung der Radiopharmaka im Körper verhindert. Könnte man im Vorfeld der Therapie schon ^{86}Y in den Körper einbauen, so könnte dieses Präparat im PET nachgewiesen werden. Aus dieser Diagnose könnten dann Konsequenzen für die Therapie abgeleitet werden.

Eine Strontium-Chlor-Verbindung scheidet wegen dem hohen Wirkungsquerschnitt von Chlor aus. In diesem Versuch aktivieren wir daher Strontiumnitrat in wässriger Lösung: 6,001g $\text{Sr}(\text{NO}_3)_2$ in 11,2ml H_2O . Es werden dazu noch 30mg 1M HNO_3 gegeben, um eine Yttrium-Hydroxidionen-Bildung zu verhindern. Außerdem geben wir wieder eine Phosphat-Pufferlösung vor, damit das sich bildende aktivierte Ammoniak in Lösung bleibt.

Die Probe wird im Zyklotron über 60,01 Minuten mit einer Protonenladung von 5,99 μAh bestrahlt, EOB ist um 12:27 Uhr. Die Probenflüssigkeit wird automatisch in eine Synthesebox gepumpt, wo wir in einer ersten Sichtkontrolle eine weißliche Trübung der Flüssigkeit bemerken. Wir vermuten: Die Säure, welche das Yttrium in Lösung halten sollte, greift die Titan-Fensterfolie der Probenkammer an und es entsteht weißes Titanoxid.

Damit wird aber die nur geringe Menge an Säure aufgebraucht, das Yttrium fällt aus und klebt an Probenwänden und Zuleitungen. Wir spülen daher noch zweimal mit Wasser nach und finden tatsächlich im Spülwasser eine hohe Aktivität: Etwa 80 Minuten nach EOB hat unsere Probe eine Aktivität laut Aktivimeter von 62,2 MBq, während an den 7ml Spülwasser eine Aktivität von 75,6 MBq gemessen wird. Damit enthält unsere Probe nur etwa 45,1% der gesamten produzierten Aktivität. An dieser Stelle wird sich ein großer Fehler in unsere Messwerte einschleichen.

Eine zweite große Unsicherheit folgt gleich darauf: Die Aktivität der Probe beträgt laut Aktivimeter 379 Sekunden nach EOB 2440 MBq. Die Aktivität des von uns im Spektrometer untersuchten Aliquots beträgt nach 455 Sekunden 2,56 MBq. Wie groß ist nun der Anteil unseres Aliquots an der Probe? Ein Zurückrechnen wie im ersten Versuchsteil scheint uns hier nicht angebracht: Zu unterschiedlich sind die erzeugten Radionuklide bezüglich ihrer Zerfallszeit. Der Löwenanteil der Aktivität kommt in diesem Stadium nicht vom ^{86}Y , sondern von anderen zumeist kurzlebigeren Nebenprodukten.

Wir nehmen einmal an, dass unser Aliquot gerade den Anteil entsprechend der Aktivitäten an der Gesamtprobe hat und vernachlässigen die 76 Sekunden Zeitunterschied zwischen den Messungen. Damit und unter Einbeziehung des Spülwassers enthält unsere Probe nur etwa 0,047% der produzierten Radionuklide. Die quantitative Aussagefähigkeit unseres Resultates ist damit sicherlich in Frage gestellt.

Wir suchen mit dem Spektrometer nach Y-Isotopen mit Halbwertszeiten größer 15 Minuten. Die entsprechenden Zerfallsdaten entnehmen wir dabei aus dem Internet [8] und erstellen mit dem **Gamma Library Editor** die entsprechende Bibliothek. Es zeigt sich schnell, dass die Y-Linien zunächst im allgemeinen

Rauschen untergehen. Zunächst können in den Spektren außer der 511-keV-Linie sowie zwei Linien von ^{207}Bi keine weiteren Linien ausgemacht werden.

Die Messung `aussrmachyb00`, aufgenommen 44 Minuten nach EOB, zeigt erstmals mehrere Y-Linien vernünftig an, und zwar:

Isotop	Energie	Net Counts
^{86m}Y	208,10 keV	606 ± 124
^{87}Y	388,53 keV	711 ± 89
^{86}Y	777,35 keV	58 ± 18
^{86}Y	835,70 keV	33 ± 14
$^{86}\text{Y}, ^{86m}\text{Y}$	1076,64 keV	96 ± 11
^{86}Y	1153,01 keV	28 ± 8
^{84m}Y	$\approx 1454,00$ keV	84 ± 9
^{86}Y	1920,72 keV	12 ± 5

Dieses Spektrum mag zwar einige Linien zu identifizieren, für eine quantitative Auswertung ist allerdings der Fehler aus der Poisson-Statistik noch sehr hoch. Die Livetime betrug bei dieser Messung nur 10 Minuten. Um einiges besser sieht das Spektrum `aussrmachyc03` aus. Es wurde 89 Minuten nach EOB mit einer Livetime von ebenfalls 10 Minuten aufgenommen. Das Hintergrundrauschen hat sich deutlich verringert.

Neben den unten aufgeführten Yttrium-Linien sind im Spektrum noch einige weitere schwach ausgeprägte Yttrium-Linien zu sehen, bei denen der Fehler allerdings wie zum Beispiel bei der 835,70 keV ^{86}Y -Linie in der Größenordnung der Linienfläche liegt.

Zur Berücksichtigung der erzeugten Aktivität des ^{86}Y muss nun die Efficiency des Spektrometers ebenso berücksichtigt werden wie alle anderen in den vorhergegangenen Versuchsteilen beschriebene Faktoren. Die so berechneten Aktivitäten bei EOB sind in folgender Tabelle als A_0 mit angegeben. Sie beziehen sich auf das jeweilige Radionuklid.

Isotop	Energie	Net Counts	A_0 in kBq
^{86m}Y	208,10 keV	1327 ± 92	1218 ± 84
^{85}Y	231,67 keV	431 ± 83	191 ± 37
^{87m}Y	380,79 keV	752 ± 62	425 ± 35
^{87}Y	388,53 keV	3336 ± 76	1705 ± 39
^{86}Y	443,14 keV	231 ± 40	693 ± 120
^{86}Y	580,57 keV	58 ± 18	801 ± 249
^{86}Y	627,72 keV	275 ± 21	603 ± 46
^{86}Y	645,90 keV	53 ± 18	424 ± 144
^{86}Y	703,34 keV	83 ± 16	431 ± 83
^{86}Y	777,35 keV	117 ± 18	461 ± 71
^{84m}Y	793,30 keV	51 ± 15	233 ± 66
^{86}Y	835,70 keV	14 ± 14 (Linie fehlt)	(302 ± 302)
^{88}Y	898,04 keV	38 ± 11	38 ± 11
$^{86}\text{Y}, ^{86m}\text{Y}$	1076,64 keV	411 ± 21	-
^{86}Y	1153,01 keV	117 ± 13	500 ± 56
^{84m}Y	$\approx 1454,20$ keV	70 ± 11	39910 ± 6272
^{86}Y	1854,38 keV	49 ± 7	593 ± 85
^{86}Y	1920,72 keV	64 ± 10	664 ± 104

Auffallend ist eine im Vergleich zur Literatur [8] verschobene ^{84m}Y -Linie. [8] gibt die entsprechende Position mit $1454,22 \pm 0,01$ keV an. Wir vermessen hingegen wiederholt $1460,0 \pm 1,5$ keV. Diese Diskrepanz scheint zunächst unbedeutend,

gewinnt aber dadurch an Signifikanz, dass alle anderen Linien in weit höherer Übereinstimmung ($\approx \pm 0,1 \text{ keV}$) identifiziert werden können. Dies trifft sowohl zu höheren als auch zu niedrigeren Energien hin und sogar bei weit geringeren Zählraten zu. Womöglich bedarf die Literatur hier einer kleinen Korrektur. Andererseits ist die aus dieser Linie berechnete Aktivität sehr hoch, so dass auch ein uns unbekanntes Nuklid für diese Linie verantwortlich zeichnen könnte.

20 Ergebnis

Wir können in unserem Spektrum bereits 9 Linien des ^{86}Y sicher identifizieren und vermessen. Danach gehen wir davon aus, dass wir bei EOB das Radionuklid ^{86}Y mit einer Aktivität von 574 kBq (Mittelwert) produzieren konnten. An dieser Stelle weisen wir allerdings nochmals ausdrücklich auf den hohen zu erwarteten Fehler hin, da wir unsere Untersuchung nur an 0,047% der Probe durchgeführt haben.

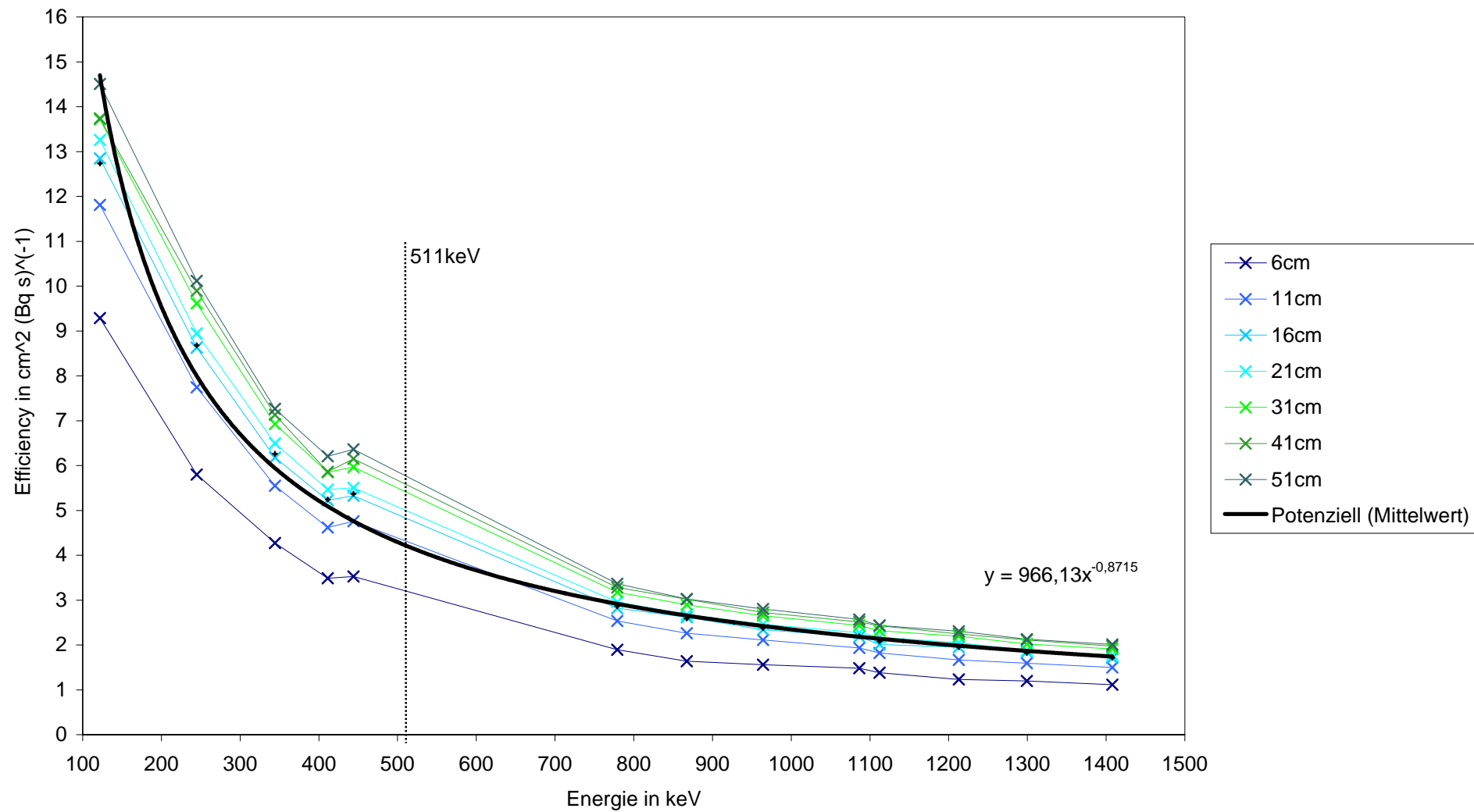
Am Rande sei noch erwähnt: Im Spektrum von `Aliquot_A_01` finden sich dann auch noch allerhand andere Linien. Wir finden unter anderem Bi-207 und Bi-214, J-132 und J-135, Eu-152 und Sb-126 sowie viele andere einzelne Linien anderer Elemente.

Herr Dr. Vogg hat in den folgenden Tagen Aliquots der Probe weiter im Spektrometer vermessen. Da das Hintergrundrauschen stark zurückgegangen ist, konnten nun mit deutlich längeren Livetimes gemessen werden. Dadurch verbessert sich die Qualität der Spektren erheblich. Aus diesen Daten folgt eine von unserem Wert abweichende Aktivität des ^{86}Y bei EOB von 21,6 MBq [10].

Literatur

- [1] A. Vogg: Promotion, Universität Ulm, Ulm.
- [2] H.-G. Böttcher, J. Epperlein: *Das Zyklotron - Teilchenbeschleuniger im Wandel der Zeit*; im Internet unter <http://www.strohgaeu.com/gyko/sref2.htm>.
- [3] M. Schliemann (1998): Referat *Zyklotron und andere Teilchenbeschleuniger*; im Internet unter <http://uploader.wuerzburg.de/gym-fkg/schule/fachber/physik/lk9799/lk.12/referate/zyklotr.html>.
- [4] R. Rothardt: *Atomkerne*; im Internet unter <http://www.roro-seite.de/physik/kerne>.
- [5] N.W. Ashcroft, N.D. Mermin (2001): *Festkörperphysik*; Übersetzung von J. Greß; München / Wien: R. Oldenbourg Verlag
- [6] Ch. Kittel (1993): *Einführung in die Festkörperphysik*; 10. Auflage; München / Wien: R. Oldenbourg Verlag
- [7] Bergmann / Schaefer (2003): *Lehrbuch der Experimentalphysik, Band 4: Atome, Moleküle, Atomkerne, Elementarteilchen*; 2. Auflage; Berlin / New York: de Gruyter
- [8] S.Y.F. Chu, L.P. Ekström und R.B. Firestone (1999): *The Lund/LBNL Nuclear Data Search*, im Internet unter <http://nucleardata.nuclear.lu.se/nucleardata/toi/>.
- [9] Landolt-Börnstein (1961): *Kernphysik und Kerntechnik*; Springer-Verlag Berlin 1961.
- [10] A. Vogg *et al.* (2004): *Cyclotron production of radionuclides in aqueous target matrices as alternative to solid state targetry: production of Y-86 as example*, noch unveröffentlichter Posterbeitrag zur 6th Int. Conference on Nuclear- and Radiochemistry, 29. August bis 3. September 2004, Aachen.

Anhang A: Efficiency des Gammaskpektrometers

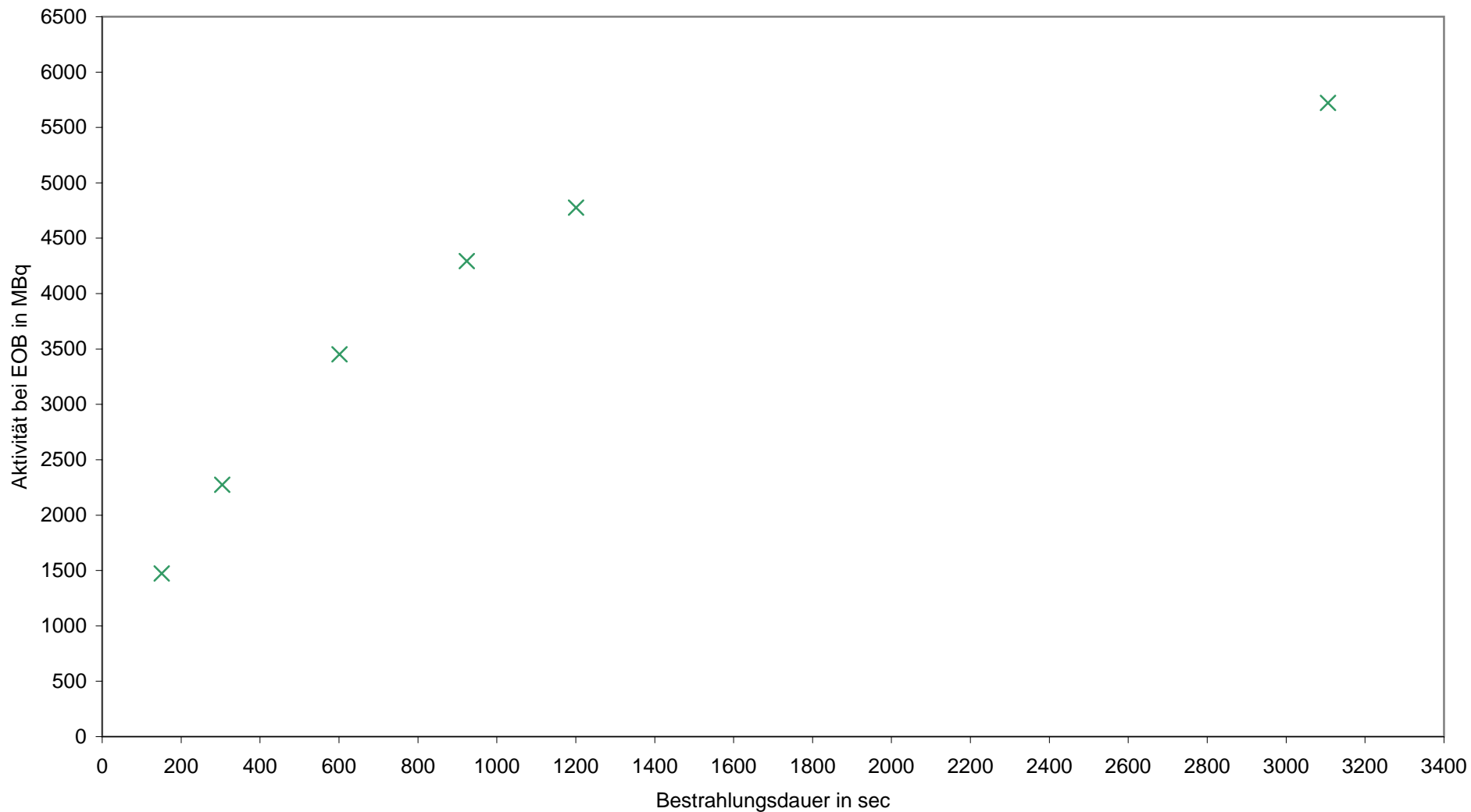


Anhang B: Bestimmung der Aktivität des Cäsium-137-Standards

Abstand in cm	16
$4\pi r^2$ in cm^2	3217
Realtime in sec	2628,82
Livetime in sec	2606,98
Deadtime in %	0,83
Counts Total	16531800

ROI-Energie	Counts	±	Häufigkeit in %	Aktivität in kBq
32,06 keV	759	111	5,62	0,4
36,40 keV	733	152	1,04	2,1
661,62 keV	64649	259	84,62	28,0
Summe Counts	66141	522		

Anhang C: Erste integrale Aktivierungskurve der Versuchsreihe mit Wasser (Grobkurve)



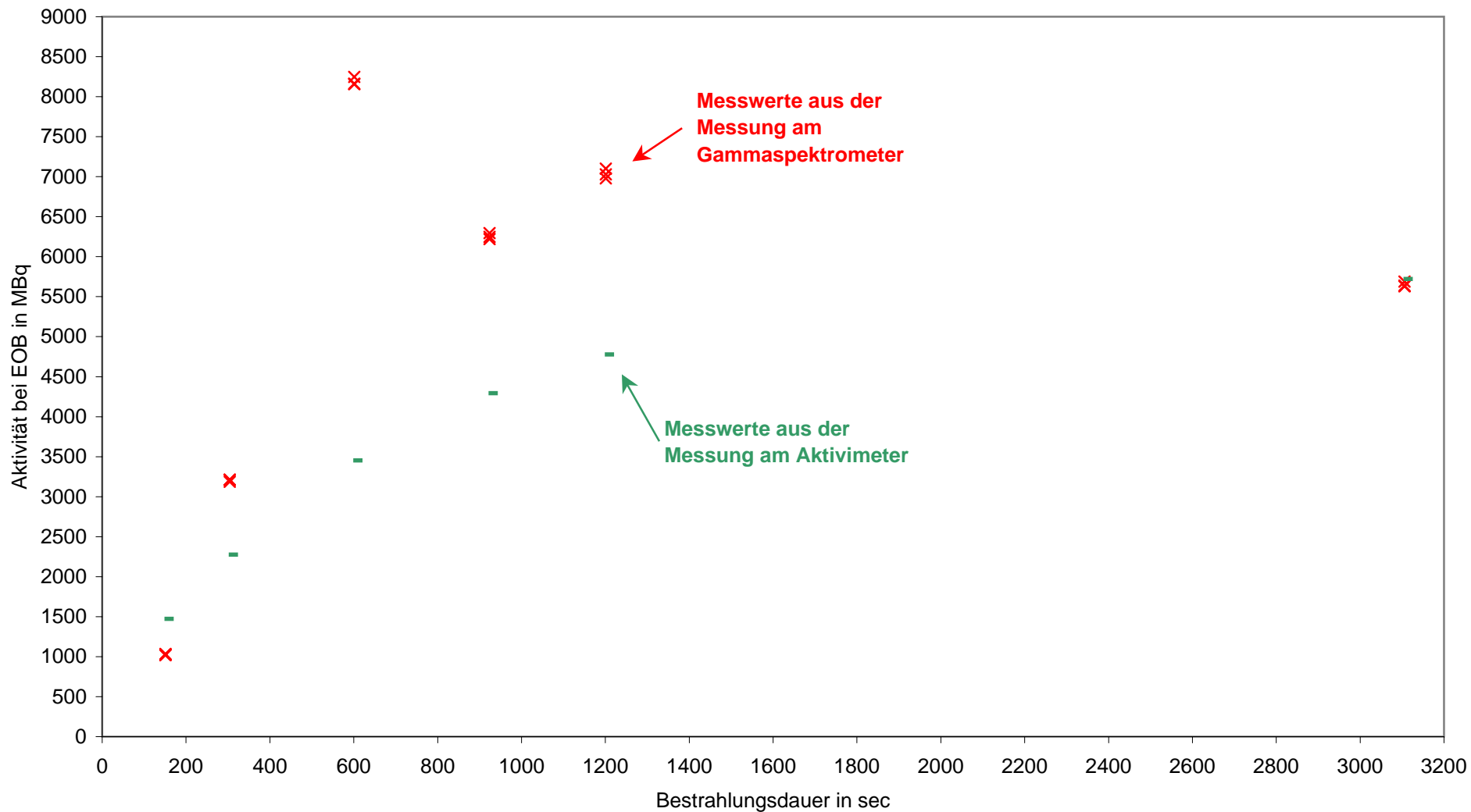
Anhang D: Erste Integrale Aktivierungskurve (Grobkurve)

Probe	Bestrahlungs- dauer		T_P in sec	AP bei EOB		T_A in sec	AA Allicord bei EOB zu Probe	
	in sec	gAP in MBq		in MBq	gAA in MBq		in MBq	in %
eins	151	1006	330	1473	2,08	410	3	0,23
zwei	3106	3930	325	5721	8,35	394	13	0,23
drei	1201	3300	320	4776	4,62	401	7	0,15
vier	924	2980	316	4293	4,42	374	7	0,16
fünf	304	1546	334	2274	2,34	390	4	0,16
sechs	601	2490	283	3453	2,34	390	4	0,11

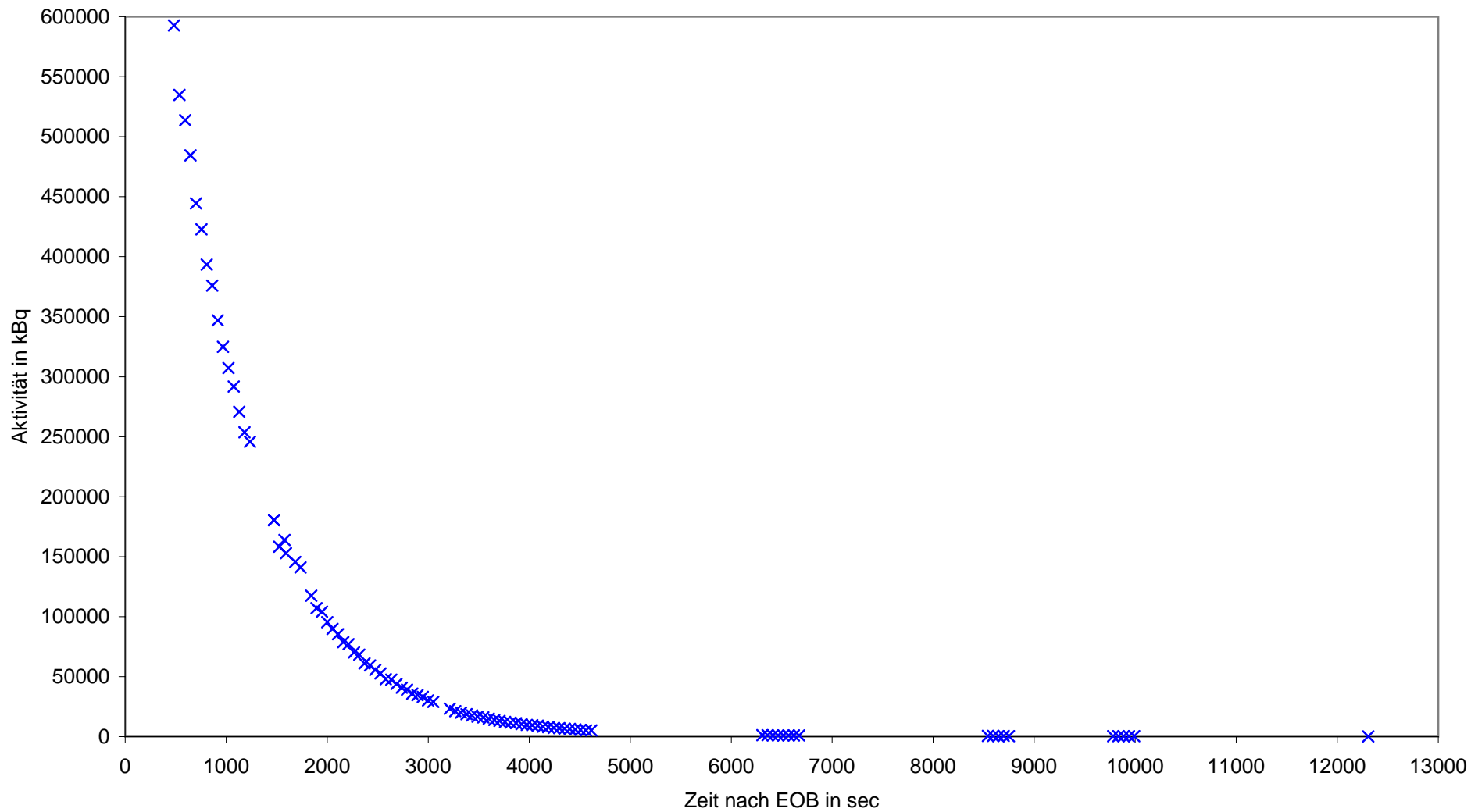
Anhang E: Zweite Integrale Aktivierungskurve (Feinkurve)

Messfile (* .chn)	EOB hh:mm:ss	Bestrahlungs- Allicord		net Counts bei 511keV	Poisson Fehler	Live- time in sec	Startzeit hh:mm:ss	Realtime hh:mm:ss	Messzeit hh:mm:ss	T_A seit		Efficiency	Aktivität A_(0,P) in MBq
		dauer in sec	zu Probe in %							EOB in sec	Abstand in cm		
probeeins100	11:36:58	151	0,23	12542	121	50	11:44:35	0:00:53	11:45:01	483	51	6,1	1035
probeeins107	11:36:58	151	0,23	7953	95	50	11:50:54	0:00:52	11:51:20	862	51	6,1	1017
probeeins114	11:36:58	151	0,23	5200	75	50	11:57:08	0:00:51	11:57:33	1235	51	6,1	1023
probezwei100	12:57:20	3106	0,23	71313	313	50	13:04:23	0:01:11	13:04:58	458	51	6,1	5638
probezwei107	12:57:20	3106	0,23	41330	230	50	13:12:19	0:01:01	13:12:49	929	51	6,1	5630
probezwei114	12:57:20	3106	0,23	25681	177	50	13:19:22	0:00:57	13:19:51	1350	51	6,1	5689
probedrei100	13:34:12	1201	0,15	59273	280	50	13:41:18	0:01:07	13:41:52	460	51	6,1	7030
probedrei107	13:34:12	1201	0,15	34916	210	50	13:48:54	0:00:59	13:49:24	912	51	6,1	6980
probedrei114	13:34:12	1201	0,15	22045	163	50	13:55:49	0:00:56	13:56:17	1325	51	6,1	7102
probevier10	14:06:01	924	0,16	55888	268	50	14:12:44	0:01:06	14:13:17	436	51	6,1	6249
probevier12	14:06:01	924	0,16	48333	242	50	14:14:57	0:01:03	14:15:28	568	51	6,1	6295
probevier14	14:06:01	924	0,16	41189	227	50	14:17:06	0:01:01	14:17:37	696	51	6,1	6219
probefuenf10	14:25:50	304	0,16	28704	189	50	14:32:46	0:00:58	14:33:15	445	51	6,1	3185
probefuenf12	14:25:50	304	0,16	25291	174	50	14:34:44	0:00:57	14:35:12	562	51	6,1	3213
probefuenf14	14:25:50	304	0,16	22109	162	50	14:36:40	0:00:56	14:37:08	678	51	6,1	3211
probesechs10	14:46:35	601	0,11	51516	259	50	14:52:34	0:01:04	14:53:06	391	51	6,1	8156
probesechs12	14:46:35	601	0,11	44835	236	50	14:54:45	0:01:02	14:55:16	521	51	6,1	8248
probesechs14	14:46:35	601	0,11	38367	216	50	14:56:52	0:01:00	14:57:22	647	51	6,1	8164

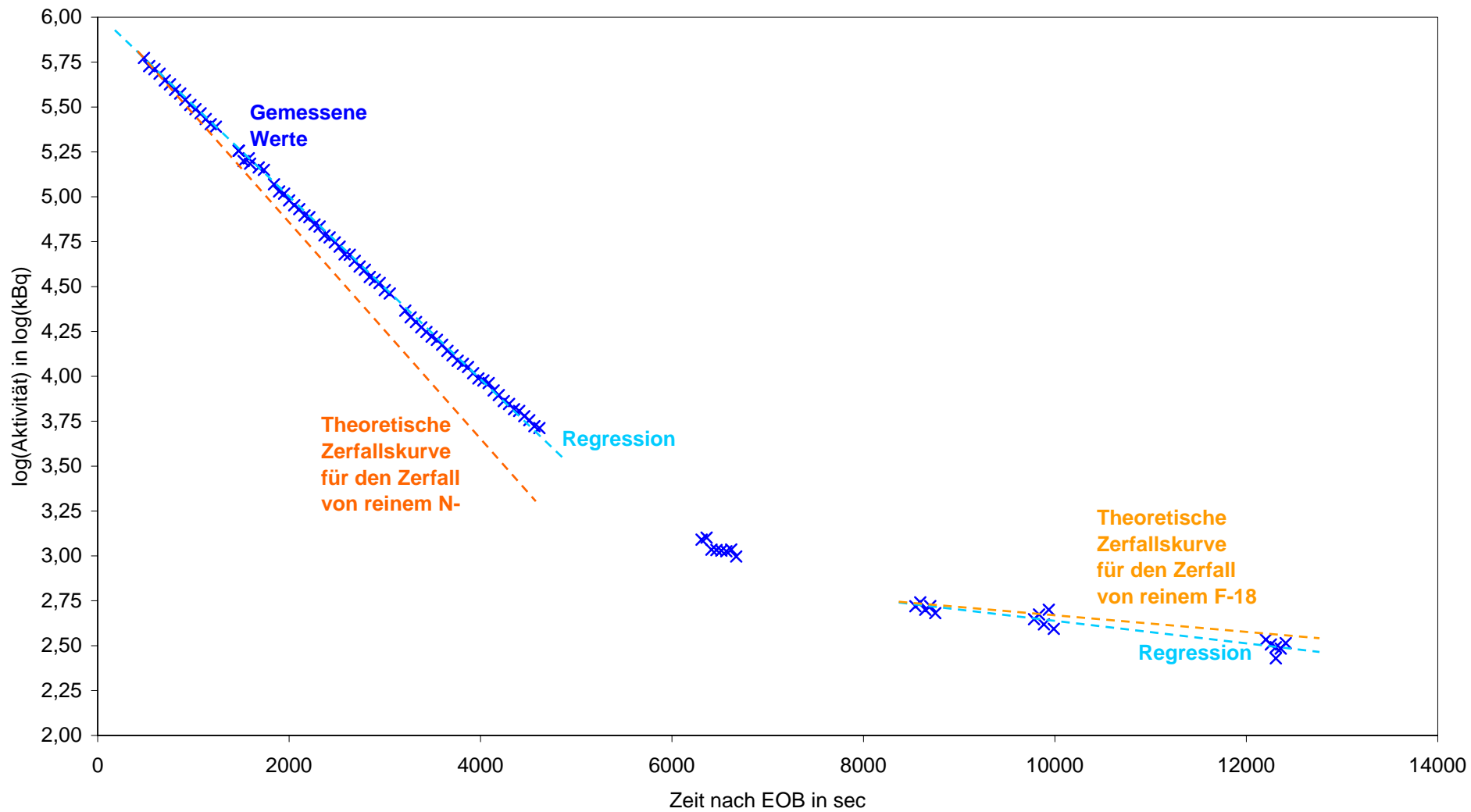
Anhang F: Zweite Integrale Aktivierungskurve (Feinkurve)



Anhang G: Zerfallskurve in linearer Auftragung



Anhang H: Zerfallskurve in halblogarithmischer Auftragung



Anhang I: Daten zu den Zerfallskurven (Ausschnitt)

Uhrzeit EOB hh:mm:ss: 11:36:58 Bestrahlungsdauer in sec: 151
 Livetime in sec: 50,00 Allicord zu Probe in %: 0,23

Messfile (*.chn)	Messab- stand in cm	Efficiency bei 511keV	net Counts bei 511keV	Fehler (Poisson)	Startzeit hh:mm:ss	Realtime hh:mm:ss	Messzeit hh:mm:ss	T_A seit EOB in sec	Aktivität in kBq	Fehler (Poisson)	log(Aktivität) in log(kBq)
probeeins100	51	6,1	12542	121	11:44:35	0:00:53	11:45:01	483	592672	5718	5,77
probeeins101	51	6,1	11317	121	11:45:29	0:00:53	11:45:56	538	534785	5718	5,73
probeeins102	51	6,1	10873	113	11:46:24	0:00:53	11:46:51	593	513804	5340	5,71
probeeins103	51	6,1	10253	109	11:47:18	0:00:53	11:47:45	647	484505	5151	5,69
probeeins104	51	6,1	9406	108	11:48:13	0:00:52	11:48:39	701	444480	5104	5,65
probeeins105	51	6,1	8948	103	11:49:07	0:00:52	11:49:33	755	422838	4867	5,63
probeeins106	51	6,1	8324	98	11:50:00	0:00:52	11:50:26	808	393351	4631	5,59
probeeins107	51	6,1	7953	95	11:50:54	0:00:52	11:51:20	862	375819	4489	5,57
probeeins108	51	6,1	7341	92	11:51:47	0:00:52	11:52:13	915	346899	4347	5,54
probeeins109	51	6,1	6874	92	11:52:40	0:00:52	11:53:06	968	324831	4347	5,51
probeeins110	51	6,1	6502	90	11:53:34	0:00:52	11:54:00	1022	307252	4253	5,49
probeeins111	51	6,1	6176	87	11:54:27	0:00:52	11:54:53	1075	291847	4111	5,47
probeeins112	51	6,1	5730	83	11:55:21	0:00:52	11:55:47	1129	270771	3922	5,43
probeeins113	51	6,1	5367	80	11:56:14	0:00:51	11:56:40	1181	253618	3780	5,40
probeeins114	51	6,1	5200	75	11:57:08	0:00:51	11:57:33	1235	245726	3544	5,39
probeeins200	51	6,1	3819	66	12:01:05	0:00:51	12:01:30	1473	180467	3119	5,26
probeeins201	51	6,1	3818	66	12:01:05	0:00:51	12:01:30	1473	180420	3119	5,26
probeeins202	51	6,1	3348	75	12:01:58	0:00:51	12:02:23	1525	158210	3544	5,20
probeeins203	51	6,1	3467	63	12:02:51	0:00:51	12:03:16	1578	163833	2977	5,21
probeeins204	51	6,1	3237	64	12:03:04	0:00:51	12:03:30	1592	152964	3024	5,18
probeeins205	51	6,1	3082	58	12:04:36	0:00:51	12:05:01	1683	145640	2741	5,16
probeeins206	51	6,1	2985	60	12:05:29	0:00:51	12:05:54	1736	141056	2835	5,15
probeeins208	31	6	6617	87	12:07:14	0:00:52	12:07:40	1842	117455	1544	5,07
probeeins209	31	6	6032	85	12:08:07	0:00:52	12:08:33	1895	107071	1509	5,03
probeeins210	31	6	5864	81	12:09:01	0:00:51	12:09:26	1948	104089	1438	5,02
probeeins211	31	6	5374	79	12:09:53	0:00:51	12:10:18	2000	95391	1402	4,98
probeeins212	31	6	5055	77	12:10:46	0:00:51	12:11:12	2053	89729	1367	4,95
probeeins213	31	6	4806	74	12:11:39	0:00:51	12:12:04	2106	85309	1314	4,93
probeeins214	31	6	4435	70	12:12:32	0:00:51	12:12:58	2160	78723	1243	4,90

probeeins215	31	6	4337	70	12:13:25	0:00:51	12:13:50	2212	76984	1243	4,89
probeeins216	31	6	3950	68	12:14:18	0:00:51	12:14:43	2265	70114	1207	4,85
probeeins217	31	6	3847	68	12:15:11	0:00:51	12:15:36	2318	68286	1207	4,83
probeeins218	31	6	3435	64	12:16:03	0:00:51	12:16:28	2370	60973	1136	4,79
probeeins219	31	6	3348	64	12:16:56	0:00:51	12:17:21	2423	59428	1136	4,77
probeeins220	31	6	3138	59	12:17:48	0:00:51	12:18:13	2476	55701	1047	4,75
probeeins221	31	6	2971	59	12:18:40	0:00:51	12:19:05	2527	52737	1047	4,72
probeeins222	31	6	2693	57	12:19:33	0:00:51	12:19:58	2580	47802	1012	4,68
probeeins223	31	6	2680	55	12:20:25	0:00:51	12:20:51	2633	47571	976	4,68
probeeins224	31	6	2478	53	12:21:18	0:00:51	12:21:43	2685	43986	941	4,64
probeeins225	31	6	2305	51	12:22:10	0:00:51	12:22:35	2737	40915	905	4,61
probeeins226	31	6	2209	49	12:23:03	0:00:51	12:23:29	2791	39211	870	4,59
probeeins227	31	6	2013	49	12:23:55	0:00:51	12:24:21	2842	35732	870	4,55
probeeins228	31	6	1945	48	12:24:47	0:00:51	12:25:12	2894	34525	852	4,54
probeeins229	31	6	1865	47	12:25:39	0:00:51	12:26:04	2946	33105	834	4,52
probeeins230	31	6	1702	44	12:26:31	0:00:51	12:26:57	2999	30211	781	4,48
probeeins231	31	6	1629	44	12:27:24	0:00:51	12:27:49	3051	28915	781	4,46
probeeins234	6	3,64	21190	159	12:30:04	0:00:54	12:30:31	3213	23226	174	4,37
probeeins235	6	3,64	19432	154	12:31:00	0:00:54	12:31:27	3269	21299	169	4,33
probeeins236	6	3,64	18325	148	12:31:56	0:00:54	12:32:23	3325	20085	162	4,30
probeeins237	6	3,64	17088	143	12:32:51	0:00:54	12:33:18	3380	18730	157	4,27
probeeins238	6	3,64	16113	139	12:33:46	0:00:53	12:34:12	3434	17661	152	4,25
probeeins239	6	3,64	15194	135	12:34:41	0:00:53	12:35:07	3489	16654	148	4,22
probeeins240	6	3,64	14557	131	12:35:36	0:00:53	12:36:02	3544	15955	144	4,20
probeeins241	6	3,64	13681	128	12:36:31	0:00:53	12:36:57	3599	14995	140	4,18
probeeins242	6	3,64	12643	122	12:37:25	0:00:53	12:37:51	3653	13858	134	4,14
probeeins243	6	3,64	11934	119	12:38:19	0:00:53	12:38:45	3707	13080	130	4,12
probeeins244	6	3,64	11142	115	12:39:13	0:00:52	12:39:39	3761	12212	126	4,09
probeeins245	6	3,64	10702	113	12:40:07	0:00:52	12:40:33	3815	11730	124	4,07
probeeins246	6	3,64	10288	108	12:41:01	0:00:52	12:41:27	3869	11276	118	4,05
probeeins247	6	3,64	9499	107	12:41:55	0:00:52	12:42:21	3923	10412	117	4,02
probeeins248	6	3,64	8876	104	12:42:49	0:00:52	12:43:15	3977	9729	114	3,99
probeeins249	6	3,64	8657	100	12:43:42	0:00:52	12:44:08	4030	9489	110	3,98
probeeins250	6	3,64	8366	96	12:44:36	0:00:52	12:45:02	4084	9170	105	3,96
probeeins251	6	3,64	7616	95	12:45:29	0:00:52	12:45:55	4137	8348	104	3,92
probeeins252	6	3,64	7177	92	12:46:22	0:00:52	12:46:48	4190	7866	101	3,90

Dieses Dokument wird Ihnen vom Wirtschaftsphysik Alumni e.V. zur Verfügung gestellt.

probeeins253	6	3,64	6642	88	12:47:15	0:00:52	12:47:41	4243	7280	96	3,86
probeeins254	6	3,64	6404	87	12:48:09	0:00:52	12:48:35	4297	7019	95	3,85
probeeins255	6	3,64	5987	85	12:49:03	0:00:51	12:49:28	4350	6562	93	3,82
probeeins256	6	3,64	5855	81	12:49:56	0:00:51	12:50:21	4403	6417	89	3,81
probeeins257	6	3,64	5474	81	12:50:49	0:00:51	12:51:15	4457	6000	89	3,78
probeeins258	6	3,64	5197	77	12:51:42	0:00:51	12:52:07	4509	5696	84	3,76
probeeins259	6	3,64	4813	75	12:52:35	0:00:51	12:53:00	4562	5275	82	3,72
probeeins260	6	3,64	4703	73	12:53:28	0:00:51	12:53:54	4615	5155	80	3,71
probeeins300	6	3,64	1124	36	13:21:42	0:00:50	13:22:07	6309	1232	39	3,09
probeeins301	6	3,64	1153	35	13:22:34	0:00:50	13:22:59	6361	1264	38	3,10
probeeins302	6	3,64	988	33	13:23:25	0:00:50	13:23:50	6412	1083	36	3,03
probeeins303	6	3,64	984	35	13:24:17	0:00:50	13:24:42	6464	1079	38	3,03
probeeins304	6	3,64	976	34	13:25:09	0:00:50	13:25:34	6516	1070	37	3,03
probeeins305	6	3,64	968	33	13:26:00	0:00:50	13:26:25	6567	1061	36	3,03
probeeins306	6	3,64	990	34	13:26:52	0:00:50	13:27:17	6619	1085	37	3,04
probeeins307	6	3,64	905	32	13:27:44	0:00:50	13:28:09	6671	992	35	3,00
probeeins400	6	3,64	478	25	13:58:55	0:00:50	13:59:20	8542	524	27	2,72
probeeins401	6	3,64	503	24	13:59:47	0:00:50	14:00:12	8594	551	26	2,74
probeeins402	6	3,64	457	23	14:00:39	0:00:50	14:01:04	8646	501	25	2,70
probeeins403	6	3,64	479	23	14:01:31	0:00:50	14:01:56	8698	525	25	2,72
probeeins404	6	3,64	438	23	14:02:23	0:00:50	14:02:48	8750	480	25	2,68
probeeins500	6	3,64	405	23	14:19:35	0:00:50	14:20:00	9782	444	25	2,65
probeeins501	6	3,64	430	21	14:20:27	0:00:50	14:20:52	9834	471	23	2,67
probeeins502	6	3,64	379	20	14:21:18	0:00:50	14:21:43	9885	415	22	2,62
probeeins503	6	3,64	457	21	14:22:10	0:00:50	14:22:35	9937	501	23	2,70
probeeins504	6	3,64	358	21	14:23:02	0:00:50	14:23:27	9989	392	23	2,59
probeeins6*	6	3,64	1227	37	14:59:57	0:04:17	15:02:06	12308	269	8	2,43
probeeins700	6	3,64	312	19	14:59:57	0:00:50	15:00:22	12204	342	4	2,53
probeeins701	6	3,64	293	17	15:00:49	0:00:50	15:01:14	12256	321	4	2,51
probeeins702	6	3,64	283	18	15:01:41	0:00:50	15:02:06	12308	310	4	2,49
probeeins703	6	3,64	278	18	15:02:33	0:00:50	15:02:58	12360	305	4	2,48
probeeins704	6	3,64	298	18	15:03:24	0:00:50	15:03:49	12411	327	4	2,51
probeeinsgross	16	4,23	3783	82	21:32:07	1:06:51	22:05:33	253714	58	0	1,76

drei Tage später