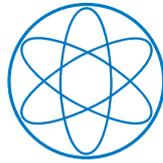




Technische Universität München



Physik Department

Diplomarbeit zum Thema

# Untersuchung von angeregten $0^+$ -Zuständen in der $A \sim 100$ Region

von  
Reimar Graeger





# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung und Motivation</b>	<b>1</b>
1.1. Kernstruktur . . . . .	1
1.2. Die IBA und ihre Voraussagen . . . . .	2
1.3. Vorherige Experimente und physikalische Zielsetzung . . . . .	4
<b>2. Theoretische Grundlagen</b>	<b>7</b>
2.1. Interacting Boson Approximation 1 . . . . .	7
2.1.1. Einführung . . . . .	7
2.1.2. Grundlagen . . . . .	8
2.1.3. Physikalisch Interessante IBA Symmetrien . . . . .	11
2.1.4. Übergänge zwischen den Symmetrien . . . . .	12
2.2. Phasenübergang in $^{102}\text{Pd}$ . . . . .	14
2.3. (p,t) Reaktionen . . . . .	17
<b>3. Experiment</b>	<b>21</b>
3.1. Experimentaufbau . . . . .	21
3.1.1. Tandem-Beschleuniger . . . . .	21
3.1.2. Target . . . . .	22
3.1.3. Q3D-Magnetspektrograph . . . . .	23
3.1.4. Fokalebenendetektor . . . . .	24
3.2. Detektorauslese . . . . .	26
3.2.1. Einleitung . . . . .	26
3.2.2. Kathodenstreifendatenaufnahme . . . . .	26
3.2.3. Koinzidenzschaltung . . . . .	27
<b>4. Auswertung</b>	<b>29</b>
4.1. Überblick . . . . .	29
4.2. Replay . . . . .	30
4.3. Gauß-Fit . . . . .	32
4.4. Energiekalibrierung . . . . .	33
4.5. Berechnung der Wirkungsquerschnitte . . . . .	35
4.6. Vergleich der Winkelverteilung mit DWBA-Rechnungen . . . . .	36
4.7. Eliminierung von Kontaminationszuständen . . . . .	37
<b>5. Ergebnisse</b>	<b>41</b>
5.1. $^{102}\text{Pd}$ -Auswertung . . . . .	41
5.1.1. Spektrum . . . . .	41
5.1.2. $0^+$ -Zustände . . . . .	44
5.1.3. $2^+$ -Zustände . . . . .	46
5.1.4. $4^+$ -Zustände . . . . .	49
5.1.5. Sonstige Zustände . . . . .	51

---

5.2.	$^{106}\text{Pd}$ -Auswertung . . . . .	52
5.2.1.	Spektrum . . . . .	52
5.2.2.	$0^+$ -Zustände . . . . .	54
5.2.3.	$2^+$ -Zustände . . . . .	56
5.2.4.	$4^+$ -Zustände . . . . .	61
5.2.5.	Sonstige Zustände . . . . .	65
5.3.	Diskussion . . . . .	65
<b>A.</b>	<b><math>^{102}\text{Pd}</math>-Zustände</b>	<b>67</b>
<b>B.</b>	<b><math>^{106}\text{Pd}</math>-Zustände</b>	<b>69</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>72</b>

# Zusammenfassung

2006 erschien eine Veröffentlichung, in welcher die Ergebnisse einer Reihe von (p,t)- Transferreaktionsexperimenten an Kernen der seltenen Erden systematisch auf  $0^+$ -Zustände untersucht wurden. Die Motivation war es das generelle Vorkommen von  $0^+$ -Zuständen zu untersuchen, insbesondere in Bezug auf den bekannten Phasenübergang von sphärischen zu deformierten Kernen, der in den stabilen seltenen Erden stattfindet. Theoretische Berechnungen im Rahmen der IBA zeigten, dass ein solcher Phasenübergang einhergeht mit einem starken Anstieg der  $0^+$ -Zustandsdichte, aufgrund der Koexistenz zweier Kerngestalten am Phasenübergangspunkt. Die Auswertung wies für den Phasenübergangskern  $^{154}\text{Gd}$  solch einen Anstieg nach.

2002 erschien eine Veröffentlichung, in welcher  $^{102}\text{Pd}$  auf einen möglichen Phasenübergang untersucht wurde. In diesem Fall sollte es sich um einen Phasenübergang von sphärischen Vibrationskernen zu  $\gamma$ -weichen Rotationskernen handeln. Es wurde nun das  $^{102}\text{Pd}$ -Spektrum mit den theoretischen Vorhersagen eines Übergangskerns verglichen und eine deutliche Übereinstimmung festgestellt.

Es stellte sich nun die Frage, ob es auch in diesem Fall eine Erhöhung der  $0^+$ -Zustandsdichte gibt. Daher wurde in der vorliegenden Diplomarbeit  $^{102}\text{Pd}$  auf eine Erhöhung an  $0^+$ -Zuständen im Vergleich zu  $^{106}\text{Pd}$  bis zu einer Anregungsenergie von 3.6 MeV bzw. 3.7 MeV untersucht. Als Reaktion wurde die (p,t)-Transferreaktion ausgewählt, da diese besonders sensitiv für die Spins der angeregten Kernzustände ist. Unter Verwendung des hochauflösenden Q3D-Magnetspektrographen mit einem Kathodenstreifendetektor wurden die beiden Kerne, jeweils bei einer Strahlenergie von 25 MeV im Dezember 2005 und März 2006 untersucht. Die Tritonen wurden unter mehreren Winkeln gemessen und die Winkelverteilung der Wirkungsquerschnitte mit DWBA-Rechnungen verglichen. Nach einer Analyse des Spektrums auf Kontaminationszustände anderer Palladiumisotope wurden für  $^{102}\text{Pd}$  46 Zustände gefunden, von denen neun als  $0^+$ -Zustände identifiziert werden konnten. Hiervon waren bereits drei als  $0^+$ -Zustände und drei weitere als  $^{102}\text{Pd}$ -Zustände bekannt, es wurden also drei neue  $0^+$ -Zustände gemessen.

Für  $^{106}\text{Pd}$  wurden insgesamt 108 Zustände ermittelt. 13 konnten als  $0^+$ -Zustände identifiziert werden, von denen zehn als  $0^+$ -Zustände und einer als  $0$ -Zustand bekannt waren. Somit wurden für  $^{106}\text{Pd}$  zwei neue  $0^+$ -Zustände gemessen.

Eine Erhöhung der  $0^+$ -Zustandsdichte konnte also für  $^{102}\text{Pd}$  nicht festgestellt werden. Dies stellt allerdings keinen Widerspruch zu parallel zu dieser Arbeit durchgeführten IBA-Rechnungen dar, da für eine messbare Erhöhung der  $0^+$ -Zustandsdichte eine größere Anzahl an Valenznukleonen notwendig ist.  $^{102}\text{Pd}$  besitzt zehn Valenznukleonen. Um die Erhöhung der  $0^+$ -Zustandsdichte aber messen zu können wären mindestens ca. 60 Valenznukleonen notwendig.



# 1. Einleitung und Motivation

## 1.1. Kernstruktur

Die Kernphysik spielt eine wichtige Rolle innerhalb der Naturwissenschaften, da sämtliche uns umgebende Materie aus Atomen und Molekülen besteht, deren Aufbau und Eigenschaften wesentlich vom Atomkern geprägt sind. Da sich der Atomkern wiederum aus Protonen und Neutronen, den Nukleonen, zusammensetzt, bestimmt deren Wechselwirkung untereinander die Eigenschaften des Kerns.

Außerdem spielt die Kernphysik eine zentrale Rolle in vielen Bereichen der Forschung wie etwa in der Astrophysik, um beispielsweise die Elementhäufigkeitsverteilung im Universum zu erklären, sowie innerhalb der Energieproduktion bezüglich Kernspaltung und -fusion. Die Kernstrukturphysik widmet sich dem Studium des Aufbaus und der Eigenschaften des Atomkerns.

Ähnlich dem Atom, befinden sich die im Atomkern gebundenen Nukleonen in einem Potential, welches zentralen Charakter aufweist, wenn auch nichtzentrale Anteile hinzukommen. Abgesehen davon, dass das Kernpotential durch die starke Wechselwirkung und das Atompotential durch die elektromagnetische Wechselwirkung erzeugt wird, liegt der größte Unterschied dieser beiden Potential in ihrer Ursache. Während das Atompotential durch den im Vergleich zum Atom punktförmigen Atomkern verursacht wird, in dem sich die externen Elektronen konfigurieren, erzeugen die Nukleonen ein mittleres Potential, in dem sie sich anordnen.

Um das Verhalten der Nukleonen im Kern beschreiben zu können, differenziert man im wesentlichen zwischen Einteilchenverhalten und kollektivem Verhalten. Das Einteilchenverhalten wird mit dem aus der Atomphysik bewährtem Schalenmodell beschrieben. In diesem besetzen die Nukleonen das jeweils energetisch günstigste quantenmechanische Orbital, bis dieses aufgrund des Pauliprinzips vollständig gefüllt ist und das nächste Orbital besetzt wird. Mit all seinen Erweiterungen, wie zum Beispiel dem Nilssonmodell für deformierte Potentiale ist das Schalenmodell annähernd gut geeignet das Einteilchenverhalten im Kern zu beschreiben.

Neben den Einteilchenanregungen werden im Kern allerdings auch kollektive Anregungen beobachtet. Bei diesen wird die Anregung des Kerns durch die Dynamik mehrerer Nukleonen erzeugt. Damit kollektives Verhalten in einem Kern auftreten kann sind immer Valenznukleonen<sup>1</sup> erforderlich. Besonders in gg-Kernen, also Kernen die eine gerade Anzahl an Protonen und Neutronen aufweisen, lassen sich diese sehr gut beobachten. Die Ursache hierfür liegt in der Paarungswechselwirkung der Nukleonen, einem Anteil der starken Wechselwirkung. Diese bewirkt, dass es für gleichartige Nukleonen energetisch günstig ist sich zu Paaren mit einem Gesamtspin von  $\vec{S} = \vec{0}$  zu koppeln. Damit solch ein Paar aufgebrochen werden kann, also ein Valenznukleon angeregt werden kann, sind Energien von über einem MeV erforderlich (<sup>102</sup>Pd: ca. 3 MeV). Zustände unterhalb dieser Energieschwelle, wie sie in gg-Kernen mit Valenzprotonen und -neutronen vorkommen, lassen

---

<sup>1</sup>Valenznukleonen bezeichnet die Nukleonen des Kerns, welche sich in einer nichtabgeschlossenen Schale befinden.

sich also nicht aus der Einteilchenstruktur des Kerns erklären. Es handelt sich bei diesen Zuständen um kollektive Anregungen. Zu den wichtigsten kollektiven Anregungen gehören die Vibrationen und Rotationen des Kerns. Im allgemeinen hängt die bei einem Kern auftretende kollektive Anregung von seiner Form ab. So sind Kerne, bzw. deren Potentiale, bei denen die Vibrationen dominieren, i.a. annähernd kugelförmig. Rotationen treten hingegen nur bei deformierten Kernen auf da Rotationen quantenmechanisch nicht möglich sind, wenn die Wellenfunktion des Kerns rotationssymmetrisch ist. Von den unterschiedlichen auftretenden Deformationen ist die sogenannte Quadrupoldeformation die wichtigste. Es ist ebenfalls möglich, dass sich unterschiedliche kollektive Anregungen überlagern z.B. Rotations- und Vibrationsanregungen. Letztere werden je nach Oszillationscharakter, also der Orientierung bzgl. der Symmetrieachse des deformierten Kerns, als  $\beta$ - bzw.  $\gamma$ -Vibrationen bezeichnet. Kerne kann man prinzipiell in zwei Richtungen deformieren, parallel zur Symmetrieachse ( $\beta$ -Deformation) oder senkrecht dazu ( $\gamma$ -Deformation). Sowohl die Vibratoren wie auch die Rotoren definieren Klassen von Kernen. Neben diesen beiden Gruppen tritt noch eine weitere auf, die der  $\gamma$ -weichen Kerne. Hierbei handelt es sich um deformierte Kerne, die sich ohne Einsatz von Energie in  $\gamma$ -Richtung deformieren lassen.

Auf der Nuklidkarte sind die Kerne, in denen eine dieser drei kollektiven Anregungsmechanismen überwiegt, nicht rein zufällig verteilt. Es existieren Bereiche, in denen die eine Kernart dominiert und andere, in denen die Andere überwiegt. Hat ein Kern wenige Valenznukleonen bzw. -löcher, befindet er sich also nah einer geschlossenen Schale, so überwiegt der Vibrationscharakter. Befindet er sich mitten zwischen den Schalenabschlüssen und besitzt viele Valenznukleonen, so liegt ein Rotationskern vor. Befindet er sich hingegen zwischen den Schalen hat aber nur wenige Valenznukleonen, so dominiert die  $\gamma$ -weiche Kernart. Die Bereiche zwischen diesen extremalen Kernstrukturen sind durch Übergangsregionen gekennzeichnet. Welches kollektive Verhalten dominiert, lässt sich experimentell sehr einfach überprüfen, in dem man das Anregungsspektrum des Kerns analysiert. Von besonderer Bedeutung ist hierbei der  $R_{4/2}$ -Wert, welcher das Verhältnis der Anregungsenergien vom ersten  $4^+$ -Zustand zum ersten  $2^+$ -Zustand angibt:  $R_{4/2} = \frac{E(4_1^+)}{E(2_1^+)}$ . Beim Vibrator, der sich gut durch einen harmonischen Oszillator annähern lässt, beträgt dieser Wert ca. 2.0. Ein Rotor nimmt hingegen einen Wert von ca. 3.33 ein, während ein  $\gamma$ -weicher Kern typischerweise einen Wert von ca. 2.5 hat. Kerne mit  $R_{4/2}$ -Werten die sich in der Mitte von diesen Extrema bewegen, werden als Übergangskerne bezeichnet. Gerade diese Übergangsregionen haben in den letzten Jahren verstärkt das Interesse der Kernstrukturphysiker geweckt, da die Kerne beim Übergang zwischen diesen Gruppen phasenübergangsartiges Verhalten zeigen.

Um kollektive Kernanregungen beschreiben zu können, existieren unterschiedliche Modelle. Eines der bewährtesten ist die sogenannte Interacting Boson Approximation (IBA), welche von Akito Arima und Francesco Iachello 1981 entwickelt wurde[1]. Hierbei handelt es sich um ein algebraisches Modell, welches einen gruppentheoretischen Ansatz wählt. Ein anderes Modell, das die Formvariablen der Quadrupoldeformation ( $\beta, \gamma$ ) als Koordinaten der Bewegung verwendet, ist das sogenannte Geometric Collective Modell (GCM).

## 1.2. Die IBA und ihre Vorraussagen

Bei der Interacting Boson Approximation (IBA) handelt es sich um ein gruppentheoretisches Modell, welches das kollektive Verhalten von Atomkernen beschreibt. Die Nukleonen werden hierbei nicht als individuelle Teilchen, sondern immer paarweise betrachtet. Pro-

tonen, wie auch Neutronen, sind aufgrund ihres Spins von  $\vec{s} = \frac{1}{2}$  Fermionen. Gepaarte Protonen oder Neutronen können dementsprechend als Bosonen behandelt werden, da der gekoppelte Gesamtspin der Paar geradzahlig ist.

Diesen Weg geht die IBA, welche in ihrer einfachsten Version die Valenznukleonen zu Paare mit einem Drehimpuls von  $J=0$  oder  $J=2$  ordnet<sup>2</sup>. Deren Energien und Wechselwirkungen untereinander bestimmen somit den Zustand und die Eigenschaften des Kerns.

In der IBA existieren drei Grenzfälle der Kernstruktur, welche sich sehr übersichtlich als Eckpunkte des Castenschen Symmetriedreiecks darstellen lassen (siehe Abb.1.1). Hierbei handelt es sich jeweils um theoretische Idealfälle, welche in der Realität so nicht ganz erreicht werden, und zwar um:

- $U(5)$ : Sphärischer Vibrator
- $SU(3)$ : Deformierter, axial-symmetrischer Rotor
- $O(6)$ : Deformierter  $\gamma$ -weicher Rotor

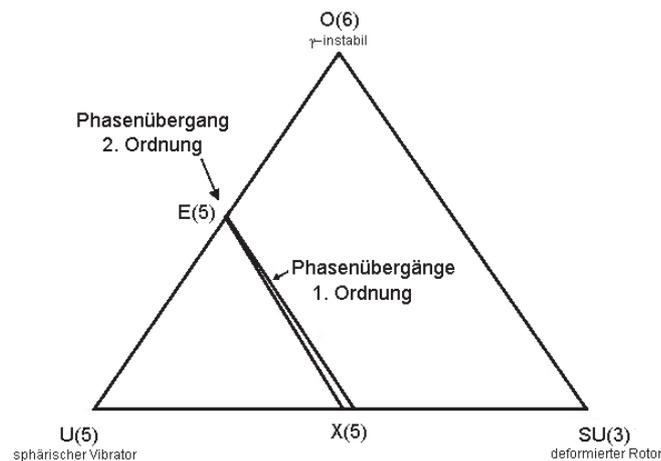


Abbildung 1.1.: Das IBA-Dreieck nach Casten[2]

Reale Kerne befinden sich innerhalb dieses Dreiecks, also zwischen den verschiedenen extremalen Symmetrien.

Betrachtet man die Nuklidkarte, so findet man mehrere Regionen, in denen die Kerne ein ähnliches Verhalten beziehungsweise eine ähnliche Kernstruktur aufweisen. So sind viele Kerne der seltenen Erden deformiert und zeigen eindeutiges Rotationsverhalten. Diese Regionen gehen stetig in Regionen über, die ein völlig anderes Verhalten zeigen, also beispielsweise Vibrationsverhalten. Diese Übergangsregionen sind im Symmetriedreieck zwischen den Eckpunkten zu finden. Experimentell ist bekannt, dass der Übergang von einer Symmetrie in eine andere abrupt abläuft, was sich leicht an den Anregungsspektren der Kerne erkennen lässt.

Interessant ist die IBA auch deshalb, da sie diese Übergänge durch spezielle Formalismen beschreibt, mit denen diese relativ einfach durch wenige Parameter beschrieben werden können.

<sup>2</sup>Hierbei differenziert die IBA-2 zwischen Protonen und Neutronen, während dies bei der IBA-1 nicht der Fall ist.

### 1.3. Vorherige Experimente und physikalische Zielsetzung

Neben der IBA lassen sich die Übergänge zwischen den unterschiedlichen Kernphasen auch im geometrischen Modell behandeln. Hierbei wurden speziell zwei Symmetrien entwickelt, welche zum einen den Übergang von sphärischen Vibratoren zu deformierten Rotoren, die sogenannte X(5)-Symmetrie[3], und zu  $\gamma$ -weichen Kernen, die sogenannte E(5)-Symmetrie[4], beschreiben. Speziell der Übergang von U(5) nach SU(3) wurde bisher sowohl theoretisch wie auch experimentell untersucht. Hierfür sagte die IBA einen Phasenübergang voraus, welcher durch einen Anstieg der  $0^+$ -Zustandsdichte (s.Abb. 1.2) messbar sein sollte. Anschaulich kann man sich dies durch die Koexistenz zweier Phasen am Ort

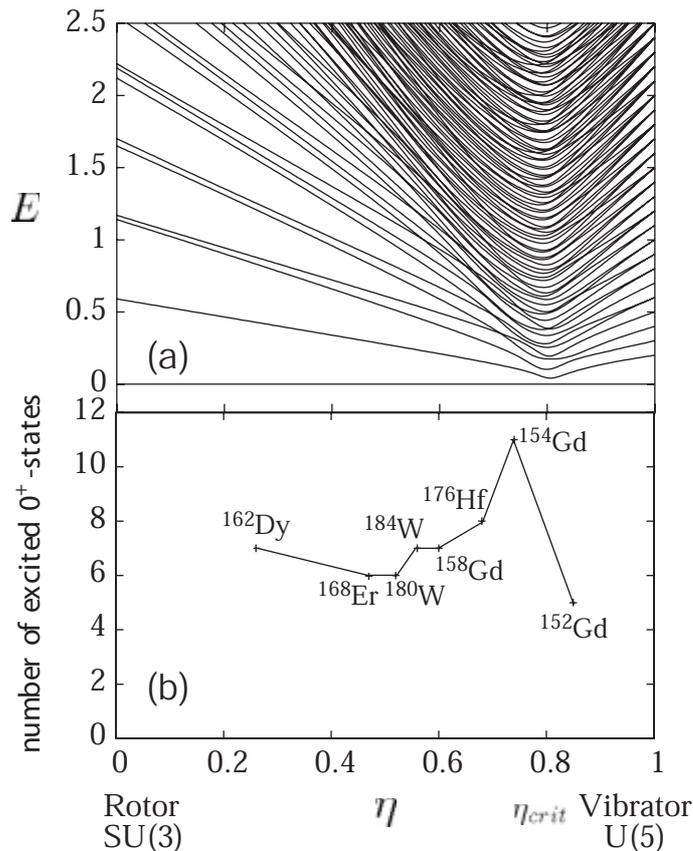


Abbildung 1.2.: (Oben) IBA-Berechnung für 30 Bosonen, die den Phasenübergang von SU(3) nach U(5) darstellt. (Unten) Anzahl an experimentell ermittelten  $0^+$ -Zuständen gegen das jeweils berechnete  $\eta$  gezeichnet.[5]

des Phasenübergangs vorstellen. Eine Erklärung dieses Phänomens gelingt über eine Interpretation der Potentiale der beiden Phasen, die koexistent am Phasenübergangspunkt vorhanden sind. Anders formuliert treten an diesem besagten Punkt zwei Potentialminima auf, eines bei  $\beta = 0$  für das Vibratorpotential und eines bei  $\beta = \beta_{def}$  für das deformierte Potential, so dass für den Übergangskern zwei Konfiguration energetisch günstig sind. Die eine entspricht der eines Rotors, die andere der eines Vibratorkerns. Aufgrund dieser Phasenkoexistenz ist der starke Anstieg der  $0^+$  Zustandsdichte nachvollziehbar.

Ein weiterer wichtiger Punkt ist die bisher unverstandene Struktur der  $0^+$ -Zustände in deformierten Kernen. Hier gibt es erst seit kurzem neue Entwicklungen. Beispielsweise ist es gelungen die Struktur der  $0^+$ -Zustände eines Kerns der seltenen Erden, nämlich  $^{168}\text{Er}$ ,

theoretisch über das Quasiparticle-Phonon Model zu beschreiben[6].

$^{168}\text{Er}$  war nicht ein rein zufällig gewählter Kern. In den letzten Jahren wurde gezielt die Region der seltenen Erden auf  $0^+$ -Zustände untersucht. Die Ursache hierfür ist in der Struktur der Kerne dieser Region zu finden. Hierbei handelt es sich um beträchtlich deformierte Übergangskerne, welche sich sehr gut eignen, um Deformationen und kollektive Bewegungen zu studieren.

Als experimentelle Methode, welche sich anbietet, um die niederenergetische, kollektive  $0^+$ -Zustandsdichte zu untersuchen, wurde die (p,t) Transferreaktion verwendet. Hierbei handelt es sich um eine direkte Kernreaktion, mit der sich relativ leicht die  $0^+$ -Zustände von den übrigen Zuständen unterscheiden lassen.<sup>3</sup>

Bei Experimenten am Münchner Tandembeschleuniger wurden in den letzten Jahren  $^{152}\text{Gd}$ ,  $^{154}\text{Gd}$ ,  $^{158}\text{Gd}$ ,  $^{162}\text{Dy}$ ,  $^{168}\text{Er}$ ,  $^{176}\text{Hf}$ ,  $^{180}\text{W}$ ,  $^{184}\text{W}$  und  $^{190}\text{Os}$  untersucht. Die in der (p,t) Reaktion erzeugten Tritonen wurden mit einem Q3D-Magnetspektrographen und einem hochauflösenden Kathodenstreifendetektor analysiert.

Die Auswertung der experimentellen Daten erbrachte zahlreiche neue  $0^+$  Zustände in allen untersuchten Kernen[5]. Bei der Betrachtung der  $0^+$  Zustandsdichte fiel jedoch ein Kern besonders auf, nämlich  $^{154}\text{Gd}$  (siehe Abb.1.3):

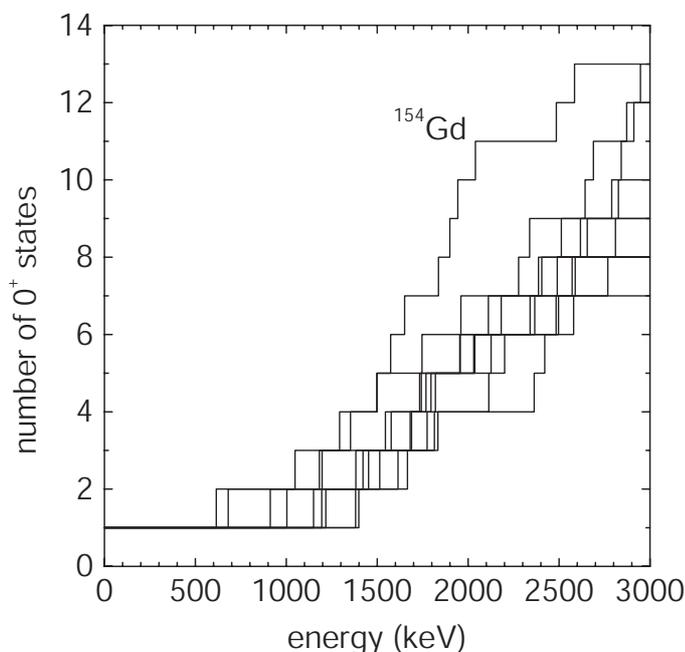


Abbildung 1.3.: Anzahl an gemessenen  $0^+$  Zuständen untersuchten Kerne aus dem Bereich der der seltenen Erden über die Energie[5]

Dieser wies eine, im Vergleich zu den anderen untersuchten Kernen, starke Erhöhung an  $0^+$  Zuständen auf, wie es theoretische Berechnungen für einen möglichen Phasenübergangskern der X(5)-Symmetrie vorausgesagt haben.

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der Thematik, ob auch beim Übergang von Vibratoren zu  $\gamma$ -weichen Kernen solch ein Phasenübergang beobachtet werden kann und wie sich dieser darstellt. Theoretisch beschrieben wird dieser Übergang mit der E(5)-Symmetrie welche später noch behandelt wird.  $^{102}\text{Pd}$  gilt bisher als guter Kandidat für solch einen Übergang[7], wie im zweiten Kapitel ausführlich beschrieben. Die zentrale Frage ergibt sich

<sup>3</sup>Einen guten Magnetspektrographen und ein hochauflösenden Fokalebenen-detektor vorausgesetzt

aus einem Vergleich zum X(5)-Übergang, ob nämlich ein E(5)-Übergang ebenfalls durch einen starken Anstieg der  $0^+$ -Zustandsdichte auffallen wird. Dieses wurde von F. Iachello in Gesprächen mit Prof. Dr. R. Krücken prognostiziert[8].

Somit lautet die Frage mit der sich die vorliegende Arbeit befasst, ob sich im Anregungsspektrum von  $^{102}\text{Pd}$  und  $^{106}\text{Pd}$  neue, bisher unbekannte  $0^+$  Zustände zeigen und  $^{102}\text{Pd}$  als möglicher Phasenübergangskern eine erhöhte  $0^+$ -Zustandsdichte im Vergleich zum schwach deformierten Übergangskern  $^{106}\text{Pd}$  zeigt. Es besteht die Hoffnung diese neuen Zustände beobachten zu können, da die bisherigen Daten bezüglich des  $^{102}\text{Pd}$ -Spektrums ausschließlich durch  $\gamma$ -Spektroskopie gewonnen wurden und da die (p,t)-Daten bezüglich  $^{106}\text{Pd}$  in einer Zeit gewonnen wurden, in der die heutigen hochauflösenden Magnetspektrographen und Detektoren noch nicht zur Verfügung standen.

Da die Priorität in diesen Experimenten auf der Bestimmung des Spins der angeregten Kernzustände lag, war es naheliegend eine diesbezüglich sensitive Kernreaktion zu verwenden.

Generell eignen sich hierfür besonders Transferreaktionen, wobei die sogenannte (p,t)-Reaktion besonders hervorsteht. Dies ist in der Spinunabhängigkeit dieser Reaktion begründet, anders als etwa die (p,d)-Reaktion.

Die Winkelverteilungen der Ejektile einer Energie E sind bei dieser Reaktion fast ausschließlich vom Spin und der Parität des Reaktionskerns abhängig. Diese ergeben sich somit direkt aus den differentiellen Wirkungsquerschnitten  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  der Reaktion.

Somit wurden die Reaktionen  $^{108}\text{Pd}(p,t)^{106}\text{Pd}$  und  $^{104}\text{Pd}(p,t)^{102}\text{Pd}$  gewählt. Hierbei wurde eine Projektilenergie von 25MeV gewählt. Untersucht wurden das  $^{102}\text{Pd}$  Anregungsspektrum von 0 - 3.6 MeV, unterteilt in drei Anregungsbereiche. Diese wurden insgesamt für 6 Winkel gemessen, welche durch vorherige DWBA<sup>4</sup>-Berechnungen ausgewählt worden sind.

Diese Arbeit ist folgendermaßen strukturiert: Im zweiten Kapitel ist das theoretische Grundgerüst zu finden. Dieses umfasst eine Einführung in die IBA-1, sowie eine Behandlung der von Iachello aufgestellten Phasenübergangssymmetrie E(5). Des weiteren findet sich dort eine Beschreibung des zugrunde liegenden Reaktionsmechanismus.

Das dritte Kapitel beschreibt den Experimentaufbau mit sämtlichen relevanten Bestandteilen.

Im vierten Kapitel wird die Auswertung beschrieben, also welche einzelnen Schritte durchgeführt wurden um auf die Ergebnisse zu gelangen.

Das fünfte Kapitel schließt mit einer Zusammenfassung der Ergebnisse diese Arbeit, wobei der Anhang erwähnt bleibe, in dem alle gefundenen Zustände bzgl.  $^{102}\text{Pd}$  und  $^{106}\text{Pd}$  tabellarisch aufgelistet sind.

---

<sup>4</sup>Distorted-wave Born Approximation

## 2. Theoretische Grundlagen

### 2.1. Interacting Boson Approximation 1

#### 2.1.1. Einführung

Bei der sogenannten Interacting Boson Approximation (IBA) handelt es sich um ein algebraisches Modell zur Beschreibung des kollektiven Verhaltens von Atomkernen[2].

Der große Erfolg der IBA ist es, trotz ihrer enormen Einfachheit eine sehr gute Übereinstimmung zur Realität zu zeigen. Um diese Vereinfachung, welche von der IBA vorgenommen wird, zu illustrieren, sei bemerkt, dass z.B. die  $3 \cdot 10^{14}$   $2^+$  Schalenmodellbasiszustände für  $^{154}\text{Sm}$  in der IBA auf 26 reduziert werden.

Die grundsätzliche Idee der IBA ist die Annahme, dass die Valenzfermionen (-nukleonen) zu Paaren mit einem Drehimpuls von  $J=0,2$  koppeln und dass die niedrig liegenden kollektiven Anregungszustände bei mittleren und schweren Kernen durch Terme, die von den Energien und Wechselwirkungen solcher Paare abhängig sind, beschrieben werden können. Die Fermionenpaare haben ganzzahligen Spin und werden wie Bosonen behandelt. Sie werden je nach Spin als s-Bosonen ( $J=0$ ) oder d-Bosonen ( $J=2$ ) bezeichnet.

Des weiteren geht die IBA von folgenden Grundannahmen aus:

- Geschlossene Protonen- oder Neutronenschalen und Anregungen aus diesen werden vernachlässigt.
- Die niederenergetischen Anregungen von gg-Kernen werden durch die Valenzbosonen erzeugt.
- In der IBA-1, auf welche in dieser Arbeit eingegangen wird, werden Protonen- und Neutronenbosonen nicht unterschieden. Die Bosonenanzahl ist halb so groß wie die Anzahl der Valenzprotonen und -neutronen. Hierbei wird die Valenzteilchenanzahl zum nächsten Protonen- bzw. Neutronenschalenabschluss gezählt. Je nachdem ob nun die Valenzschale weniger oder mehr als zur Hälfte gefüllt ist, spricht man von Valenzteilchen oder von Valenzlöchern, ähnlich wie in der Festkörperphysik.
- Der Zustand dieses Bosonensystems resultiert aus der Verteilung der Fermionen in s- und d-Bosonen und hängt somit nur von den s- und d-Bosonenenergien, sowie der Wechselwirkung der Bosonen ab. Diese wird als einfach angenommen, dass heißt es werden lediglich Ein- und Zweikörperwechselwirkungen verwendet.

Die fundamentale Eigenschaft der IBA, welche aus diesen Annahmen hervorgeht, ist die gruppentheoretische Struktur. Da ein s-Boson ( $J=0$ ) einen magnetischen Unterzustand hat und ein d-Boson 5 magnetische Unterzustände aufweist, kann das s-d Bosonensystem als ein 6-dimensionaler Raum betrachtet werden. Die Basiszustände spannen diesen Raum auf. Solch ein System kann durch die algebraische Gruppenstruktur  $U(6)$  beschrieben werden.

Verschiedene Ketten von Untergruppen dieser Hauptgruppe führen zu verschiedenen Symmetrien (dynamische Symmetrien). Drei dieser Symmetrien sind physikalisch interessant, da sie alle die Rotationsgruppe  $O(3)$  enthalten, also ein physikalisch notwendiges Minimum an Symmetrie aufweisen:  $U(5)$ ,  $SU(3)$  und  $O(6)$ . Jede hat spezielle, charakteristische Eigenschaften und ein eindeutiges geometrisches Analogon:

$U(5)$	sphärischer Vibrator
$SU(3)$	deformierter, axialsymmetrischer Rotor
$O(6)$	deformierter $\gamma$ -weicher Rotor

### 2.1.2. Grundlagen

In der IBA-1 wird im Gegensatz zur IBA-2 nicht zwischen Protonen- oder Neutronenbosonen unterschieden. Die IBA beschreibt ein System aus s ( $J=0$ ) und d ( $J=2$ ) Bosonen, welche über Ein- oder Zweikörperwechselwirkungen miteinander interagieren können. Terme höherer Ordnung werden nicht verwendet, da diese eine geringere Relevanz aufweisen und den IBA-Hamiltonian nur unnötig verkomplizieren würden.

Den Bosonen wird die Energie  $\epsilon_s$  bzw.  $\epsilon_d$  zugeordnet und deren Anzahl mit  $n_s$  bzw.  $n_d$  bezeichnet. Ein gg-Kern, wie z.B.  $^{102}\text{Pd}$ , besitzt insgesamt  $N = \frac{N_p + N_n}{2} = n_s + n_d$  s- und d-Bosonen.  $N_p$  bzw.  $N_n$  bezeichnet die Valenzprotonen- bzw. Valenzneutronenanzahl. Hierbei kann es sich um Teilchen oder Löcher handeln. Die möglichen kollektiven Zustände werden gebildet, indem die Bosonen auf unterschiedliche Art und Weise über die s- und d-Zustände verteilt werden. Somit hängt die resultierende Niveauanordnung von der Bosonenverteilung ab.

Im Grundzustand der  $U(5)$ -Symmetrie beispielsweise befinden sich alle  $N$  Bosonen im s-Zustand mit jeweils  $\epsilon_s=0$ . Der erste angeregte Zustand weist  $(N-1)$  s-Bosonen und ein d-Boson auf. Der nächst höher gelegene Zustand zeichnet sich wiederum durch  $(N-2)$  s-Bosonen und 2 d-Bosonen aus. Wie im Phononenmodell können diese beiden Bosonen miteinander wechselwirken und zu einem Gesamtdrehimpuls von  $J=0,2,4$  koppeln. Höhere d-Bosonen Multipletts können bis  $n_d=N$  auftreten.

Anders verhält es sich bei der  $SU(3)$ -Symmetrie, bei der schon im Grundzustand d-Bosonen existieren.

Da in der IBA das Kernverhalten durch die Konfiguration der s- und d-Bosonen beschrieben wird, drückt sich der Formalismus hauptsächlich durch Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren bzgl. der s- und d-Bosonen aus, wie  $\mathbf{s}^\dagger$ ,  $\mathbf{s}$ ,  $\mathbf{d}^\dagger$ ,  $\tilde{\mathbf{d}}$  und Kombinationen von diesen. Der Operator  $\tilde{\mathbf{d}}$  ist definiert durch  $\tilde{\mathbf{d}}_m = (-1)^m \mathbf{d}_{-m}$  und hat den Charakter eines sphärischen Tensors des Ranges zwei. Die grundsätzlichen Regeln, um mit diesen Operatoren zu arbeiten, sind am Beispiel der s-Bosonenoperatoren erklärt:

$$\begin{aligned} \mathbf{s}|\mathbf{n}_s\rangle &= \sqrt{n_s}|n_s - 1\rangle \\ \mathbf{s}^\dagger|\mathbf{n}_s\rangle &= \sqrt{n_s + 1}|n_s + 1\rangle \\ \mathbf{s}^\dagger\mathbf{s}|\mathbf{n}_s\rangle &= n_s|\mathbf{n}_s\rangle \end{aligned}$$

Der allgemeinste IBA-1 Hamiltonian wie er 1976 von Arima und Iachello aufgestellt wurde hat folgende Gestalt[1]:

$$\begin{aligned} \mathbf{H} = & \epsilon_s \mathbf{s}^\dagger \mathbf{s} + \epsilon_d \mathbf{d}^\dagger \cdot \tilde{\mathbf{d}} + \frac{1}{2} \sum_{J=0,2,4} C_J (\mathbf{d}^\dagger \mathbf{d}^\dagger)^{(J)} \cdot (\tilde{\mathbf{d}} \tilde{\mathbf{d}})^{(J)} \\ & + \frac{\nu_2}{\sqrt{10}} [(\mathbf{d}^\dagger \mathbf{d}^\dagger)^{(2)} \cdot \tilde{\mathbf{d}} \mathbf{s} + H.c.] + \frac{\nu_0}{2\sqrt{5}} (\mathbf{d}^{\dagger 2} \mathbf{s}^2 + H.c.) \\ & + \frac{u_2}{\sqrt{5}} \mathbf{d}^\dagger \mathbf{s}^\dagger \cdot \tilde{\mathbf{d}} \mathbf{s} + \frac{u_0}{2} \mathbf{s}^{\dagger 2} \mathbf{s}^2 \end{aligned}$$

Die ersten beiden Terme beschreiben die Einzelbosonenenergien (je einer für die s- und d-Bosonen), wobei der erste Term aufgrund von  $\epsilon_s=0$  wegfällt. Die anderen sieben Terme beschreiben Boson-Boson-Wechselwirkungen. Terme welche die Bindungsenergie beschreiben können bei der Betrachtung der Anregungsenergien ohne weiteres entfernt werden. Als grundsätzliche Randbedingung ist die Gesamtbosonenzahl zu nennen, da diese für einen gegebenen Kern natürlich konstant bleibt:

$$N = n_s + n_d, \quad n_s = \mathbf{s}^\dagger \mathbf{s}, \quad n_d = \mathbf{d}^\dagger \cdot \tilde{\mathbf{d}}$$

Somit reduziert sich der Hamiltonian auf eine Darstellung mit sechs Parametern:

$$\mathbf{H} = \epsilon' n_d + \frac{1}{2} \sum_{J=0,2,4} C'_J (\mathbf{d}^\dagger \mathbf{d}^\dagger)^{(J)} \cdot (\tilde{\mathbf{d}} \tilde{\mathbf{d}})^{(J)} + \frac{\nu_2}{\sqrt{10}} [(\mathbf{d}^\dagger \mathbf{d}^\dagger)^{(2)} \cdot \tilde{\mathbf{d}} \mathbf{s} + H.c.] + \frac{\nu_0}{2\sqrt{5}} (\mathbf{d}^{\dagger 2} \mathbf{s}^2 + H.c.)$$

Hierbei zählt der erste Term die d-Bosonen und multipliziert dies mit der Energie eines d-Bosons ( $\epsilon'$ ). Dies entspricht also der ungestörten Energie eines Zustandes mit  $n_d$  nicht-wechselwirkenden d-Bosonen. Die zweite Gruppe, die insgesamt 3 Terme beinhaltet (je einen für  $J=0,2,4$ ), berücksichtigt Wechselwirkungen zwischen Paaren von d-Bosonen, die vom Drehimpuls abhängig sind, zu welchem diese koppeln. Diese Terme verändern nicht die d-Bosonenanzahl und mischen auch keine Basiszustände. Die übrigen Terme ändern die Anzahl an d-Bosonen um  $\Delta n_d = \pm 1, \pm 2$  und mischen verschiedene Basiszustände.

Dieser Hamiltonian wird unter anderem im Computercode "PHINT" verwendet.

Der allerdings am häufigsten verwendete IBA Hamiltonian, mit welchem es am einfachsten ist, die Rolle jedes Terms auf die Struktur eines Kerns zu bestimmen, ist die sogenannte Multipolentwicklung:

$$\mathbf{H} = \epsilon'' n_d + a_0 \mathbf{P}^\dagger \mathbf{P} + a_1 \mathbf{J}^2 + a_2 \mathbf{Q}_\chi^2 + a_3 \mathbf{T}_3^2 + a_4 \mathbf{T}_4^2$$

$$\mathbf{P} = \frac{1}{2} (\tilde{\mathbf{d}}^2 - \mathbf{s}^2)$$

$$\mathbf{T}_J = (\mathbf{d}^\dagger \tilde{\mathbf{d}})^{(J)}, \quad J = 0, 1, 2, 3, 4$$

$$\mathbf{Q}_\chi = (\mathbf{d}^\dagger \mathbf{s} + \mathbf{s}^\dagger \tilde{\mathbf{d}}) - \chi (\mathbf{d}^\dagger \tilde{\mathbf{d}})^{(2)}$$

$$\mathbf{n}_d = \sqrt{5} \mathbf{T}_0, \quad \mathbf{J} = \sqrt{10} \mathbf{T}_1$$

Das Interessante an dieser Darstellung ist, dass die eingeführten Operatoren starke Ähnlichkeit aufweisen zu bekannten Operatoren, wie zum Beispiel dem Quadrupol- oder dem Paarungsoperator. Ebenfalls interessant ist das  $\Delta n_d$  Verhalten der einzelnen Terme. Hierbei gilt für die  $\mathbf{n}_d$ ,  $\mathbf{J}^2$ ,  $\mathbf{T}_3^2$  und  $\mathbf{T}_4^2$  Terme  $\Delta n_d = 0$ , während der  $\mathbf{P}^\dagger \mathbf{P}$  Term ein  $\Delta n_d = 0, \pm 2$  Verhalten aufweist und der  $\mathbf{Q}^2$  Term die d-Bosonenzahl um  $\Delta n_d = 0, \pm 2, \pm 4$  verändert. Ein äußerst wichtiger Aspekt der IBA bezieht sich auf Vorhersagen von E2 Übergängen, da der hierfür relevante Operator, der T(E2)-Operator starke Ähnlichkeit mit dem Q-Operator aufweist:

$$\mathbf{T}(E2) = e_B \mathbf{Q}_{\tilde{\chi}} = e_B [\mathbf{s}^\dagger \tilde{\mathbf{d}} + \tilde{\mathbf{d}}^\dagger \mathbf{s} + \tilde{\chi} (\mathbf{d}^\dagger \tilde{\mathbf{d}})^2]$$

Im Vergleich zur Hamiltonianmultipolentwicklung gilt allerdings im Allgemeinen  $\chi \neq \tilde{\chi}$  ! Ein Grundkonzept der IBA, welches aus der Gruppentheorie stammt, ist das sogenannte "Generatorkonzept" einer Gruppe. Darunter sind Mengen von Operatoren zu verstehen, welche unter Kommutation schließen. Die Operatoren  $\mathbf{s}^\dagger \mathbf{s}$ ,  $\mathbf{s}^\dagger \tilde{\mathbf{d}}_\mu$ ,  $\tilde{\mathbf{d}}_\mu^\dagger \mathbf{s}$  und  $(\tilde{\mathbf{d}}_\mu^\dagger \tilde{\mathbf{d}}_\mu)^{(l)}$  mit  $J=0,1,2,3,4$  und  $|\mu| \leq J$  erfüllen diese Anforderungen und sind daher die "Generatoren" der Gruppe U(6).

Ein weiteres Konzept, auf welchem die IBA beruht, ist jenes der sogenannten Casimir-Operatoren. Hierbei handelt es sich um Operatoren, die mit allen Generatoren einer Gruppe kommutieren. Diese Operatoren können sich zusammensetzen aus linearen, quadratischen, usw. Kombinationen der Generatoren. Beispielsweise ist der Gesamtbosonenoperator der lineare Casimiroperator der U(6) Gruppe.

Wenn nun ein Teil der 36 Generatoren der U(6) Gruppe miteinander kommutiert, so formt diese Menge an Generatoren eine Untergruppe von U(6). Diese wird lineare und/oder quadratische Casimiroperatoren aufweisen, welche mit allen Generatoren dieser Untergruppe kommutieren werden.

Somit lässt sich dieser Reduktionsprozess durch Ketten von Untergruppen weiterführen, wobei physikalisch sinnvolle Gruppenketten immer die Rotationsuntergruppe O(3) enthalten müssen.

Interessant sind die Quantenzahlen, welche die Zustände einer Gruppe bezeichnen und somit nicht von Generatoren der Gruppe verändert werden können.

Hier kommt der Casimiroperator ins Spiel, der aufgrund seiner Diagonalität alle Quantenzahlen, inklusive derjenigen aller Untergruppen, erhält. Jeder Casimiroperator hat Eigenwerte, welche Funktionen von lediglich den erhaltenen Quantenzahlen der betreffenden Untergruppe sind. Somit kann ein Hamiltonian, welcher aus Casimiroperatoren einer Gruppe und Untergruppen besteht, keine unterschiedlichen Darstellungen beteiligter Gruppen mischen, da die Casimiroperatoren diagonal sind. Des weiteren sind die Eigenwerte dieses Hamiltonian lediglich lineare Kombinationen der Eigenwerte der beteiligten Casimiroperatoren und somit Funktionen der Quantenzahlen, welche die Gruppe und die Untergruppen charakterisieren. Solange die Quantenzahlen, welche die Untergruppe beschreiben, konstant sind für eine bestimmte Darstellung, sind alle Zustände dieser Darstellung entartet. Diese Entartung wird erst dann gebrochen, wenn die nächst tieferliegende Untergruppe betrachtet wird, welche die Zustände mittels einer neuen Quantenzahl unterscheidet. Dieser Prozess wird als sukzessives Aufbrechen der Entartung bezeichnet. Ausgehend von U(6) wird eine Untergruppe nach der nächsten der interessierenden Kette gesucht und deren Quantenzahl bestimmt und damit die Entartung sukzessiv aufgebrochen (s. Tabelle 2.1). Interessant ist außerdem die Klassifizierung von Mengen an Zuständen einer jeden Untergruppe durch spezielle Quantenzahlen.

Außerdem wird nun offensichtlich, warum die IBA prädestiniert ist, um Übergänge von einem Zustand zu einem anderen zu beschreiben. Dies liegt daran, dass ein Übergangs-

operator, wie z.B. der  $\mathbf{T}(E2)$ -Operator, welcher sich aus Generatoren einer Gruppe oder Untergruppe zusammensetzt, nicht Zustände aus verschiedenen Darstellungen verbinden kann. Dies führt zu vielen wichtigen Auswahlregeln. Des weiteren sind viele Übergangsratenverhältnisse für erlaubte Übergänge nur von allgemeinen Eigenschaften einer Symmetrie abhängig und somit parameterfrei. Besonders über die E2 Übergänge lassen sich die drei Symmetrien unterscheiden und in realen Kernen bestimmen.

Wie bereits beschrieben sind von all den konstruierbaren Gruppenketten lediglich drei von physikalischem Interesse. Diese drei Gruppenketten können mit ihren relevanten Quantenzahlen geschrieben werden:

$$\begin{array}{llllll}
 \text{I.} & \mathbf{U}(6) \supset & \mathbf{U}(5) \supset & \mathbf{O}(5) \supset & \mathbf{O}(3) & \mathbf{U}(5) \\
 & \text{N} & n_d & \nu & n_{\Delta} J & \\
 \text{II.} & \mathbf{U}(6) \supset & \mathbf{SU}(3) \supset & \mathbf{O}(3) & & \mathbf{SU}(3) \\
 & \text{N} & (\lambda, \mu) & \text{K J} & & \\
 \text{III.} & \mathbf{U}(6) \supset & \mathbf{O}(6) \supset & \mathbf{O}(5) \supset & \mathbf{O}(3) & \mathbf{O}(6) \\
 & \text{N} & \sigma & \tau & \nu_{\Delta} J & 
 \end{array}$$

Tabelle 2.1.: Darstellung der physikalisch interessanten  $\mathbf{U}(6)$ -Untergruppen mit zugehörigen Quantenzahlen.

Wie bereits erwähnt, endet jede dieser Gruppenketten in der  $\mathbf{O}(3)$  Gruppe. Es handelt sich sogar um alle Gruppenketten, die in der  $\mathbf{O}(3)$  Gruppe enden. Diese Gruppe ist eine notwendige Untergruppe, da sie die Rotationsinvarianz gewährleistet, ohne die eine Gruppe nicht von physikalischer Relevanz wäre. Jede dieser drei Symmetrien hat ihre eigenen Charakteristika.

### 2.1.3. Physikalisch Interessante IBA Symmetrien

#### $\mathbf{U}(5)$ (Vibrator)

Bei der  $\mathbf{U}(5)$  Symmetrie handelt es sich um die IBA Version eines Vibratorkerns. Hierbei handelt es sich um Kerne, die ein harmonisches Oszillatorpotential aufweisen, welches allerdings auch Anharmonizitäten beinhalten kann. Diese Klasse von Kernen wird durch die  $\mathbf{U}(5)$  Symmetrie gut beschrieben, da es sich hierbei um eine sehr ergiebige Symmetrie handelt, die auch ein hohes Maß an Anharmonizität erlaubt. Charakteristisch für ein typisches Vibrationsspektrum ist die ungefähre Äquidistanz der Anregungsenergien, welche sich aus dem harmonischen Oszillatorpotential ableitet. Dies führt zu einem  $R_{4/2}$ -Wert von ca. 2.0. Typische  $\mathbf{U}(5)$  Kerne weisen nur wenige Valenznukleonen auf, insbesondere einer Sorte. Gute Beispiele stellen einige Cadmiumisotope beispielsweise  $^{118}\text{Cd}$  dar[9]. Die Eigenwerte berechnen sich nach:

$$E(n_d, \nu, J) = \alpha n_d + \beta n_d(n_d + 4) + 2\gamma\nu(\nu + 4) + 2\delta J(J + 1)$$

Die Entartung eines harmonischen Oszillators wird hierbei durch die anharmonischen Terme gebrochen, welche durch Zweikörperwechselwirkungen zustande kommen. Dies ist der gleiche Ansatz wie ihn das geometrische anharmonische Vibratormodell wählt.

### SU(3) (axialsymmetrischer, deformierter Rotor)

Die SU(3) Symmetrie ist das IBA Analogon zum axialsymmetrischer, deformierten Rotor. Diese Symmetrie ist erreicht, wenn der  $Q^2$ -Term in der Multipolentwicklung des IBA Hamiltonian überwiegt. Charakteristisch ist ein typisches Rotationsspektrum durch die  $J(J+1)$  Abhängigkeit der Energien, welche zu einem  $R_{4/2}$ -Wert von ca. 3.33 führt. Typische SU(3) Kerne werden im Bereich der stabilen seltenen Erden gefunden. Besonders fallen hierbei einige Hafnium- und Ytterbiumisotope in der Nähe von  $N=104$  ins Auge[10]. Die Eigenwerte werden bestimmt durch:

$$E(\lambda, \mu, J) = \frac{a_2}{2} (\lambda^2 + \mu^2 + \lambda\mu + 3(\lambda + \mu)) + \left[ a_1 - \frac{3}{8}a_2 \right] J(J + 1)$$

Jede Menge von  $(\lambda, \mu)$  Werten definiert eine Darstellung einer Untergruppe von SU(3) und korrespondiert zu einer Menge von Rotationsbanden. Jede Rotationsbande wird durch eine Quantenzahl charakterisiert, welche meist identisch zur Projektionsquantenzahl  $K$  ist. Die in einer  $(\lambda, \mu)$  Darstellung auftretenden Bänder, also  $K$ -Werte, bestimmen sich durch  $K=0,2,\dots,\min(\lambda, \mu)$ .

### O(6) (deformierter, $\gamma$ -weicher Rotor)

Die O(6) Symmetrie entspricht einem deformierten  $\gamma$ -weichen Rotor, welcher auch durch das Wilets-Jean-Modell[11] beschrieben wird. Der  $R_{4/2}$ -Wert beträgt in diesem Fall 2.5. Ein typisches Beispiel für einen O(6) Kern ist  $^{196}\text{Pt}$ [12]. Die Eigenwerte berechnen sich nach:

$$E(\sigma, \tau, J) = A(N - \sigma)(N + \sigma + 4) + B\tau(\tau + 3) + CJ(J + 1)$$

Die hierbei charakteristischen Quantenzahlen sind  $\sigma$  für die O(6)-Gruppe und  $\tau$  für die O(5)-Untergruppe. Die energetisch am niedrigsten gelegenen Zustände, für  $A, B > 0$ , haben  $\sigma=N$  und  $\tau=0,1,2,\dots$ . Für jeden Wert bezüglich  $\tau \geq 2$  existiert ein Multiplett an Zuständen deren Entartung durch den  $J(J+1)$  Term gebrochen wird. Die Hauptfamilien von O(6)-Zuständen werden gruppiert und charakterisiert nach  $\sigma$  und innerhalb jeder Familie nach  $\tau$ .

#### 2.1.4. Übergänge zwischen den Symmetrien

Um die Symmetriestruktur der IBA darzustellen, wird üblicherweise das Casten'sche Symmetriedreieck verwendet[2] (s. Abb. 2.1). Die U(5), SU(3) und O(6) Symmetrien sind Grenzfälle, die nur in wenigen Kernen näherungsweise realisiert werden, wie beispielsweise  $^{118}\text{Cd}$  für die U(5)- und  $^{196}\text{Pt}$  für die O(6)-Symmetrie. So wird man keinen perfekten Vibratorkern, Rotorkern oder  $\gamma$ -weichen Kern in der Natur beobachten können. Die meisten realen Kerne liegen somit im IBA Dreieck, also zwischen den verschiedenen Symmetrien. Spricht man von beispielsweise einem Vibratorkern, so liegt dieser nahe an der U(5)-Symmetrie. Es ist zwar schon lange bekannt, dass eine Linie von Phasenübergänge erster Ordnung zwischen sphärischen und deformierten Phasen existiert, welche an einem Punkt auf der U(5)-O(6) Verbindung liegt an dem ein Phasenübergang zweiter Ordnung stattfindet, dennoch wird seit langem bereits die Frage diskutiert, wie genau die Struktur von Kernen an diesen Phasenübergängen aussieht. Hierbei handelt es sich um die Übergänge von U(5)  $\rightarrow$  SU(3), U(5)  $\rightarrow$  O(6) und O(6)  $\rightarrow$  SU(3). Die Struktur der Kerne ändert sich teilweise dramatisch am Phasenübergangspunkt. Dies lässt sich beispielsweise sehr gut an den

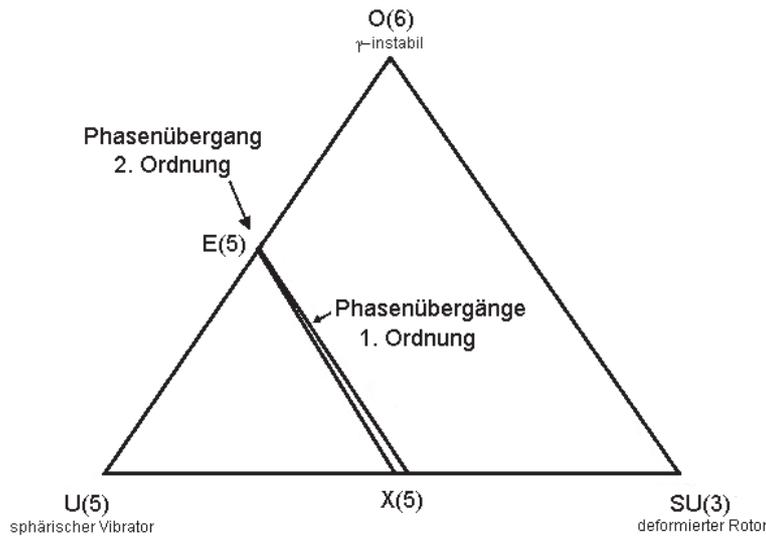


Abbildung 2.1.: Das IBA-Dreieck nach Casten[2]

Spektren erkennen. Während zum Beispiel ein Vibratorkern ein annäherndes Oszillatorspektrum aufweist mit  $R_{4/2} \approx 2.0$  hat ein Rotationsspektrum eine  $J(J+1)$  Abhängigkeit mit  $R_{4/2} \approx 3.33$ . Zur Klassifizierung von Kernen im Castenschen Dreieck und zur Beschreibung der Strukturänderung am Phasenübergang werden oft die folgenden vereinfachten Formalismen der IBA verwendet:

- Der Consistent-Q Formalismus[13] (CQF)
- Der Extended Consistent-Q Formalismus[14] (ECQF)

Der CQF wird hierbei herangezogen um den Übergänge von  $O(6)$  nach  $SU(3)$  zu beschreiben, während der ECQF den CQF um Übergänge nach  $U(5)$  erweitert.

Das Grundkonzept dieser Formalismen ist zum einen der Ansatz, dass der  $\mathbf{Q}$ -Operator direkt proportional zum Quadrupolübergangoperator ist ( $\mathbf{Q} = \mathbf{T}(E2)/\alpha$  bzw.  $\mathbf{Q}_\chi = \mathbf{Q}_{\tilde{\chi}}$ ). Dies ist gleichbedeutend zur Annahme  $\chi = \tilde{\chi}$ . Zum anderen wird eine Reduzierung des IBA-1 Hamiltonian auf essenzielle Terme vorgenommen. Mit diesen Vereinfachungen können dennoch bemerkenswerte Vorraussagen bezüglich der Symmetrieübergänge getroffen werden, welche nur von einem (CQF) beziehungsweise drei (ECQF) freien Parametern abhängig sind. Der ECQF-Hamiltonian, welcher in der Lage ist Übergänge sämtlicher Symmetrien zu beschreiben, lautet:

$$\mathbf{H}^{ECQF} = \epsilon \mathbf{n}_d - \kappa \mathbf{Q}\mathbf{Q} - \kappa' \mathbf{L}\mathbf{L}$$

$\mathbf{L}$  entspricht in hier dem Drehimpulsoperator. Da der  $\mathbf{L}\mathbf{L}$  Term eine diagonale Form aufweist verschiebt dieser lediglich die Energien um den gleichen Betrag von  $-\kappa' L(L+1)$ . Eine andere Darstellung dieses Hamiltonian lautet:

$$\mathbf{H}^{ECQF} = \kappa \left[ \frac{\epsilon}{\kappa} \cdot \mathbf{n}_d - \mathbf{Q}\mathbf{Q} \right] - \kappa' \mathbf{L}\mathbf{L}$$

Hierbei sind die relativen  $B(E2)$  Werte und die relativen Zustandsenergien nur noch von  $\epsilon/\kappa$  und  $\chi_Q$  abhängig, welche mittels Anfitzen an experimentelle Daten erhalten werden.

Die weiteren Parameter werden durch einen Vergleich mit absoluten B(E2) Werten und absoluten Zustandsenergien bestimmt. Somit ist es möglich die besprochenen Phasenübergänge theoretisch zu beschreiben.

## 2.2. Phasenübergang in $^{102}\text{Pd}$

Eine andere Möglichkeit der Beschreibung der Struktur von Kernen an den besagten Phasenübergängen eröffnete Iachello im Jahr 2000[4]. Hierbei führte er eine neue Klasse dynamischer Symmetrien ein. Beispiele hierfür sind die X(5)-Symmetrie[3] und die E(5)-Symmetrie[4]. Bei diesen handelt es sich aber nicht um Symmetrien, die sich aus der IBA ableiten lassen, sondern um solche, denen ein geometrisches Modell zu Grund liegt.

Es zeigte sich, dass diese konzipiert sind, um Phasenübergangskerne mathematisch zu behandeln und so die Art und Weise der Phasenübergänge zu studieren. Explizit erlaubt dieser Ansatz analytische Vorhersagen der B(E2)-Werte und des Anregungsspektrums am Phasenübergangspunkt. Hierfür setzte er den geometrischen Bohr Hamiltonian in einem fünf-dimensionalen Potential an:

$$H = -\frac{\hbar^2}{2B} \left[ \frac{1}{\beta^4} \frac{\partial}{\partial \beta} \beta^4 \frac{\partial}{\partial \beta} + \frac{1}{\beta^2 \sin 3\gamma} \frac{\partial}{\partial \gamma} \sin 3\gamma \frac{\partial}{\partial \gamma} - \frac{1}{4\beta^2} \sum_{\kappa} \frac{Q_{\kappa}^2}{\sin^2(\gamma - \frac{2}{3}\pi\kappa)} \right] + V(\beta, \gamma)$$

Hierbei stellen  $\beta$ ,  $\gamma$  sowie die drei Eulerwinkel  $\theta_i$  ( $i=1,2,3$ ) die Variablen des fünf-dimensionalen Potentials dar.

Anschließend separierte Iachello das Potential in zwei Terme, wobei jeder dieser von jeweils einer der beiden Variablen  $\beta$  und  $\gamma$  abhängig ist:

$$V(\beta, \gamma) = U(\beta) \cdot \tilde{U}(\gamma)$$

Es existieren nun zwei interessante Fälle, zum einen der U(5)-SU(3) Phasenübergangspunkt, welcher durch die X(5)-Symmetrie beschrieben wird, zum anderen der U(5)-O(6) Phasenübergangspunkt, welcher mittels der E(5)-Symmetrie behandelt wird. Im Fall der X(5)-Symmetrie wird  $U(\beta)$  als Kastenpotential betrachtet und  $\tilde{U}(\gamma)$  näherungsweise als harmonisches Oszillatorpotential. In der E(5)-Symmetrie entspricht  $U(\beta)$  ebenfalls einem Kastenpotential, der  $\tilde{U}(\gamma)$ -Term hingegen fällt aufgrund der  $\gamma$ -Weichheit der O(6)-Symmetrie weg ( $\tilde{U}(\gamma) = 1$ ).

Außerdem wird mit  $\Psi(\beta, \gamma, \theta_i) = f(\beta)\Phi(\gamma, \theta_i)$  eine Faktorisierung durchgeführt:

$$\left[ -\frac{1}{\sin 3\gamma} \frac{\partial}{\partial \gamma} \sin 3\gamma \frac{\partial}{\partial \gamma} + \frac{1}{4} \sum_{\kappa} \frac{Q_{\kappa}^2}{\sin^2(\gamma - \frac{2}{3}\pi\kappa)} \right] \Phi(\gamma, \theta_i) = \Lambda \Phi(\gamma, \theta_i)$$

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2B} \left( \frac{1}{\beta^4} \frac{\partial}{\partial \beta} \beta^4 \frac{\partial}{\partial \beta} - \frac{\Lambda}{\beta^2} \right) + U(\beta) \right] f(\beta) = E f(\beta)$$

$$\Lambda = \tau(\tau + 3)$$

$$\tau = 0, 1, 2, \dots$$

Verwendet man die reduzierten Energien  $\epsilon = \frac{2B}{\hbar^2} E$  und reduzierten Potentiale  $u = \frac{2B}{\hbar^2} U$  und führt man  $\varphi(\beta) = \beta^{3/2} f(\beta)$  ein, so folgt für die  $\beta$  betreffende Gleichung:

$$\varphi'' + \frac{\varphi'}{\beta} + \left[ \epsilon - u(\beta) - \frac{(\tau + \frac{3}{2})^2}{\beta^2} \right] \varphi = 0$$

Hierbei handelt es sich um eine Differentialgleichung zweiter Ordnung, welche mehrere dynamische Symmetrien aufweist.

Um nun das Spektrum eines Kernes zu beschreiben, welcher sich auf dem kritischen Punkt des U(5)- O(6)-Phasenübergangs (Vibrator  $\rightarrow$   $\gamma$ -weicher Rotor) befindet, wird ein fünfdimensionales Kastenpotential (s.o.) angenommen, es gilt also:

$$\begin{aligned} u(\beta) &= 0, & \beta &\leq \beta_w \\ u(\beta) &= \infty, & \beta &> \beta_w \end{aligned}$$

Diese Randbedingungen definieren eine Besselfunktion als Lösung der Differentialgleichung. Somit folgt für die Eigenenergien:

$$E_{\xi,\tau} = \frac{\hbar^2}{2B} k_{\xi,\tau}^2, \quad k_{\xi,\tau}^2 = \frac{x_{\xi,\tau}}{\beta_w}$$

und die Eigenfunktionen:

$$\begin{aligned} \varphi_{\xi,\tau}(\beta) &= c_{\xi,\tau} J_{\tau+\frac{3}{2}}(k_{\xi,\tau}, \beta) \\ f_{\xi,\tau}(\beta) &= c_{\xi,\tau} \beta^{-\frac{3}{2}} J_{\tau+\frac{3}{2}}(k_{\xi,\tau}, \beta) \end{aligned}$$

Hierbei stellt  $x_{\xi,\tau}$  die  $\xi$ -te Nullstelle der Besselfunktion  $J_{\tau+\frac{3}{2}}(z)$  dar. Besonders an diesen Besselfunktionen ist die Tatsache, dass deren Ordnung immer ungerade ist ( $\tau + \frac{3}{2}$ ). Die Normalisierungskonstante  $c_{\xi,\tau}$  wird durch die Bedingung

$$\int_0^\infty \beta^4 d\beta f^2(\beta) = 1$$

gewonnen. Die zu diesem Problem zugehörige Symmetrie wird als E(5) bezeichnet, solange die Besselfunktionen eine Basis für die Darstellung einer euklidischen Gruppe bilden. Diese beschreibt, wie bereits erwähnt, den U(5)-O(6)-Phasenübergang.

Durch die Bestimmung der Nullstellen der Besselfunktion  $J_{\tau+\frac{3}{2}}(z)$  ist es möglich die Observablen für Kerne dieser Symmetrie zu bestimmen. Hieraus ergeben sich die niedrigst liegenden Anregungsenergien der E(5) Symmetrie, normiert auf den ersten angeregten Zustand, welche in Tabelle 2.2 und in Abbildung 2.2 dargestellt sind. Damit ist es Iachello gelungen eine analytische und bis auf die Skala parameterfreie Vorhersage der Anregungsenergien und Übergangsstärken für Kerne am Phasenübergangspunkt zu erzielen. Somit berechnet sich für diese Phasenübergangssymmetrie z.B. ein  $R_{4/2}$ -Wert von 2.20.

Diese Arbeit erleichtert die Suche nach U(5)-O(6) Übergangskernen beträchtlich, da Ia-

	$\xi = 1$	$\xi = 2$	$\xi = 3$	$\xi = 4$
$\tau = 0$	0	3.03	7.58	13.64
$\tau = 1$	1	4.80	10.11	16.93
$\tau = 2$	2.20	6.78	12.86	20.44
$\tau = 3$	3.59	8.97	15.81	24.16

Tabelle 2.2.: Die ersten Anregungsenergien der E(5)-Symmetrie

chello durch seine Arbeit das schematische Anregungsspektrum dieses Phasenübergangspunktes analytisch bestimmte. Nachdem zunächst  $^{138}\text{Ba}$  als ein Kandidat für einen E(5)-Kern identifiziert wurde, haben N.V. Zamfir et al[7] gezeigt, dass auch  $^{102}\text{Pd}$  recht gut mit der E(5)-Symmetrie übereinstimmt.

Dies ist darin begründet, dass  $^{100}\text{Pd}$  eher Vibrationscharakter aufweist ( $R_{4/2} \approx 2.13$ ),

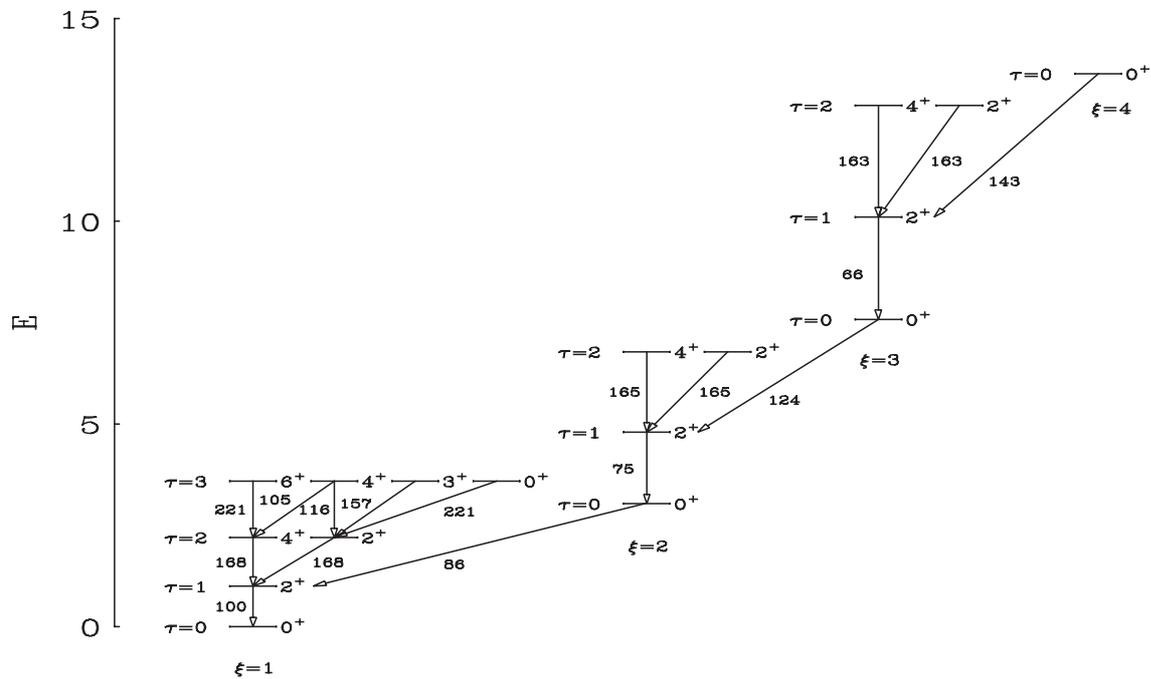


Abbildung 2.2.: Schematisches Anregungsspektrum der E(5)-Symmetrie mit Übergangsstärken[4]

während ab  $^{104}\text{Pd}$  ein eher charakteristisches  $\gamma$ -softes Spektrum vorliegt ( $R_{4/2} \approx 2.38$ ).  $^{102}\text{Pd}$  hingegen weist mit einem  $R_{4/2}$ -Wert von ca. 2.29 eher Richtung Phasenübergangskern (E(5)-Kern). Als nächstes untersuchte Zamfir das  $^{102}\text{Pd}$  Spektrum und stellte gute Übereinstimmungen mit dem von E(5)-Anregungsspektrum sowie den IBA-Voraussagen fest(s.Abb. 2.3). Die Aussage seiner Arbeit ist, dass  $^{102}\text{Pd}$  ein guter Kandidat für einen U(5)-O(6)-Phasenübergangskern ist, wenn gleich die Übereinstimmung nicht perfekt ist.

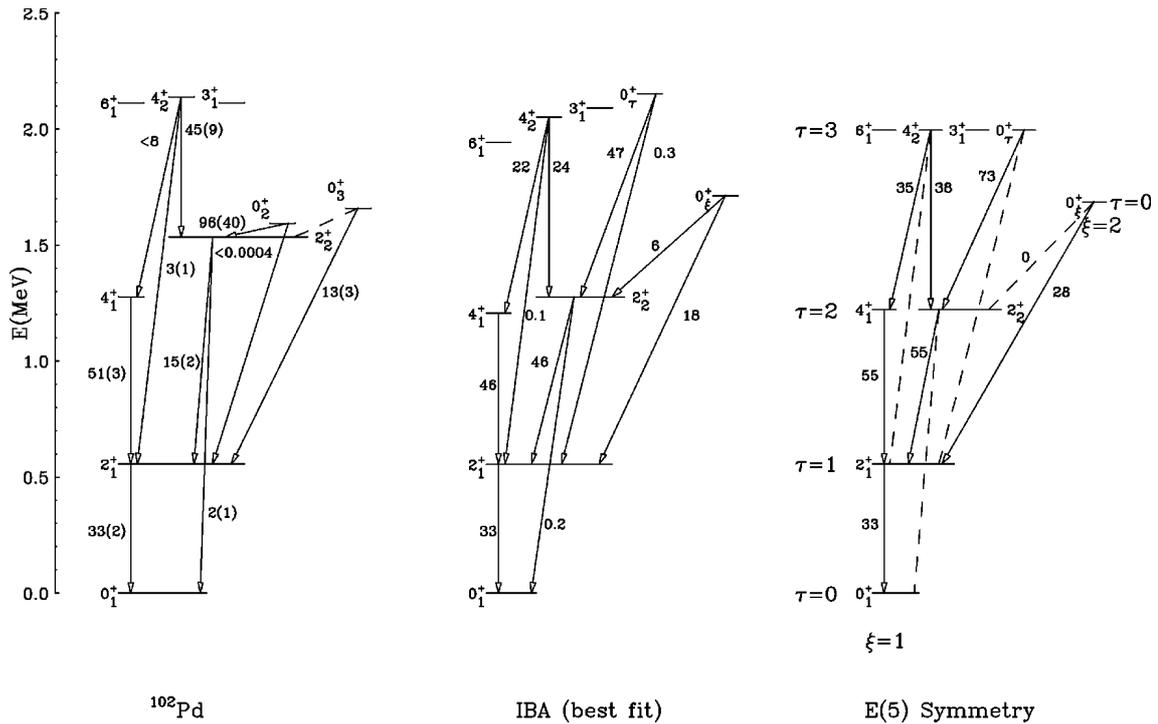


Abbildung 2.3.: Die ersten Anregungsniveaus von  $^{102}\text{Pd}$  im Vergleich mit den Daten einer IBA-best-fit- und einer E(5)-Symmetrie-Kalkulation[7]

### 2.3. (p,t) Reaktionen

Die Frage mit der sich die vorliegende Arbeit befasst, ist ob sich im Anregungsspektrum von  $^{102}\text{Pd}$  neue bisher unbekannte  $0^+$  Zustände zeigen. Dies liegt darin begründet, dass für den X(5)-Kern  $^{154}\text{Gd}$  am U(5)-SU(3)-Phasenübergang eine Erhöhung der  $0^+$ -Zustandsdichte unterhalb von 3.5 MeV gefunden wurde.[5].

Somit lag die Vermutung nahe, dass die  $0^+$ -Zustandsdichte am Ort des vorhergesagten Phasenübergangs von der U(5)- zur O(6)-Symmetrie, also für  $^{102}\text{Pd}$ , ein charakteristisches Verhalten zeigen würde, im Vergleich zu einem Kern der nicht auf dem Phasenübergangspunkt liegt, wie  $^{106}\text{Pd}$ .

Bisherige Untersuchungen bzgl.  $^{102}\text{Pd}$  hatten lediglich drei  $0^+$  Zustände aufzeigen können. Somit ergab sich eine gewisse Vermutung, dass einige neue  $0^+$  Zustände entdeckt werden könnten, da die bisherigen Daten bezüglich des  $^{102}\text{Pd}$  Spektrums ausschließlich durch  $\gamma$ -Spektroskopie gewonnen wurden. Hierbei wurden drei Verfahren verwendet:

- Untersuchung der  $\gamma$ -Strahlung nach vorherigem  $\beta$ -Zerfall zu  $^{102}\text{Pd}$ , wie z.B.  $^{102}\text{Rh}$   $\beta^-$  Zerfall ( $T_{1/2}=207\text{d}$ ) oder  $^{102}\text{Ag}$  EC Zerfall ( $T_{1/2}=12,9\text{min}$ )
- Transferreaktionen zu  $^{102}\text{Pd} + \gamma$ , wie z.B.  $^{100}\text{Ru}(\alpha, 2n\gamma)$ ,  $^{102}\text{Pd}(p, p'\gamma)$  oder  $^{103}\text{Rh}(p, 2n\gamma)$
- Coulombanregung, also die elektromagnetische Anregung des Kerns

Die Population angeregter Zustände ist sehr unterschiedlich in den verschiedenen spektroskopischen Experimenten und wahrscheinlich wurden hierbei nicht alle  $0^+$ -Zustände

messbar bevölkert.

Der große Vorteil der  $\gamma$ -Spektroskopie liegt in der Energieauflösung. Somit sind die Energien der  $^{102}\text{Pd}$ -Zustände bis auf teilweise 0,04 keV bestimmt worden. Diese Auflösung wird bei der reinen Teilchenspektroskopie nicht erreicht. Die Ungenauigkeit der Energiebestimmung beträgt je nach Zustand grob 0.5 keV bis 1keV.

Bzgl.  $^{106}\text{Pd}$  gab es zwar bereits Messungen mit der (p,t)-Reaktion, diese wurden allerdings schon vor vielen Jahren durchgeführt. Mit den heute zur Verfügung stehenden experimentellen Geräten, wie beispielsweise dem Münchner Q3D-Magnetspektrographen oder dem Wirthschen Detektor sind Messungen möglich, die viel präziser sind, als die damaligen Messungen.

Obwohl es jedoch in der vorliegenden Arbeit primär um die Bestimmung der Spins der beobachteten Zustände gehen soll, spielt die Energieauflösung trotzdem eine wichtige Rolle. Dieses ist darin begründet, dass eine hohe Energieauflösung Bedingung für eine hohe Sensitivität ist, welche unabdingbar ist um selbst schwach populierte Zustände nachweisen zu können. Wie bereits erwähnt, ist ebenfalls die Zuordnung eines jeden gemessenen Zustandes zu einem Spin( $I$ ) von primärem Interesse, um die  $0^+$  Zustände von den übrigen Zuständen unterscheiden zu können. Als bestes Werkzeug um den Spin und die Energie von Anregungszuständen zu ermitteln, haben sich Transferreaktionen erwiesen.

Hierbei handelt es sich um eine direkte Kernreaktion. Eine Kernreaktion wird als direkt bezeichnet, wenn Anfangs- und Endkern ohne Zwischenzustandskern (Compoundkern) ineinander übergehen. An diesem Reaktionsmechanismus nehmen im Allgemeinen nur wenige Nukleonen teil. Eine direkte Kernreaktion verläuft in einer Zeit, die ungefähr der Flugzeit des Teilchens durch den Kern entspricht, also ca.  $10^{-22}$  s.

Als Transferreaktion werden Kernreaktionen bezeichnet, bei denen einzelne oder mehrere Nukleonen vom Projektil- zum Targetkern oder umgekehrt transferiert werden. Hierbei unterscheidet man zwischen den sogenannten Pick-up Reaktionen, bei denen Nukleonen vom Target- auf den Projektilkern gelangen von Stripping Reaktionen, bei denen der umgekehrte Prozess zu beobachten ist.

Generell eignen sich Transferreaktionen sehr gut, um Kernanregungsspektren zu untersuchen, da sie sehr selektiv auf die im Kern angeregten Zustände sind. Die Wirkungsquerschnitte hängen vom Überlapp von Anfangs- und Endzustand ab. Außerdem lassen sich die Energien und Spins der Zustände direkt ermitteln, da in der Energieinformation der Ejektile die Kernanregungsenergie und in der Winkelverteilung dieser die Spininformation des Kerns enthalten ist. Somit ist es also möglich, die Energie und den Spin eines Kernzustandes zu ermitteln und so direkt Informationen über die jeweils vorliegende Kernstruktur zu erhalten. Die Anregungsenergie erhält man durch die Bestimmung der Ejektilenergien, welche über den Q-Wert und die Projektilenergie die Anregungsenergie des Kerns nach dem vorgenommenen Teilchentransfer enthält. Die Spininformation hingegen werden durch die Häufigkeit mit der die Ejektile bestimmter Energie im Detektor auftreten bestimmt. Diese Häufigkeiten sind pro Run<sup>1</sup> über einen konstanten Faktor, welcher z.B. vom aufs Target auftreffenden Teilchstrom oder der Massenbelegung des Targets abhängig ist, direkt proportional zum differentiellen Wirkungsquerschnitt  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ . Dieser trägt je nach Spin des Kerns nach der Reaktion eine bestimmte Signatur. Dies zeigt sich wenn der differentielle Wirkungsquerschnitt über den Winkel aufgetragen wird. Als Winkel ist hierbei derjenige zwischen Strahl- und Ejektilrichtung gemeint. Abb. 2.2 zeigt typische  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ -Verläufe für  $^{104}\text{Pd}(p,t)^{102}\text{Pd}$  bezüglich  $0^+$ ,  $2^+$  und  $4^+$  Zuständen in  $^{102}\text{Pd}$ , welche durch DWBA<sup>2</sup>-Berechnungen ermittelt wurden. Es wird sofort ersichtlich, wie stark sich deren

<sup>1</sup>Als Run bezeichnet man eine Versuchsdurchführung mit konstanten Einstellungen

<sup>2</sup>Distorted-wave Born Approximation

Verläufe voneinander unterscheiden, was eine einfache Klassifizierung der in einer Transferreaktion ermittelten Zustände stark vereinfacht.

Bei den dieser Arbeit zugrunde liegende Experimenten wurden (p,t)-Reaktionen eingesetzt. Als Projektile dienen hierbei Protonen, welche bei der Reaktion mit dem Atomkern zwei Neutronen aufnehmen, so dass als Ejektile Tritonen das Kernpotential verlassen. Es handelt sich bei dieser Zwei-Neutronentransferreaktion also um eine Pick-up Reaktion. Der große Vorteil der (p,t) Reaktion im Vergleich zu anderen Transferreaktionen besteht darin, dass die Reaktion nicht von den Spins der übertragenen Neutronen abhängig ist, da sich diese zu 0 addieren ( $\vec{s}_1 + \vec{s}_2 = 0$ ). Dies bedeutet, dass die Winkelverteilung der Ejektile lediglich von dem übertragenen Drehimpuls abhängig ist, was dieses Messprinzip sehr drehimpulssensitiv macht. Somit läßt sich direkt aus dem Verlauf der differentiellen Wirkungsquerschnitte ( $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ ) über den Winkel der Drehimpulsübertrag bestimmen. In den hier beschriebenen Experimenten wurde bei 6 Winkeln zwischen  $5^\circ$  und  $50^\circ$  gemessen.

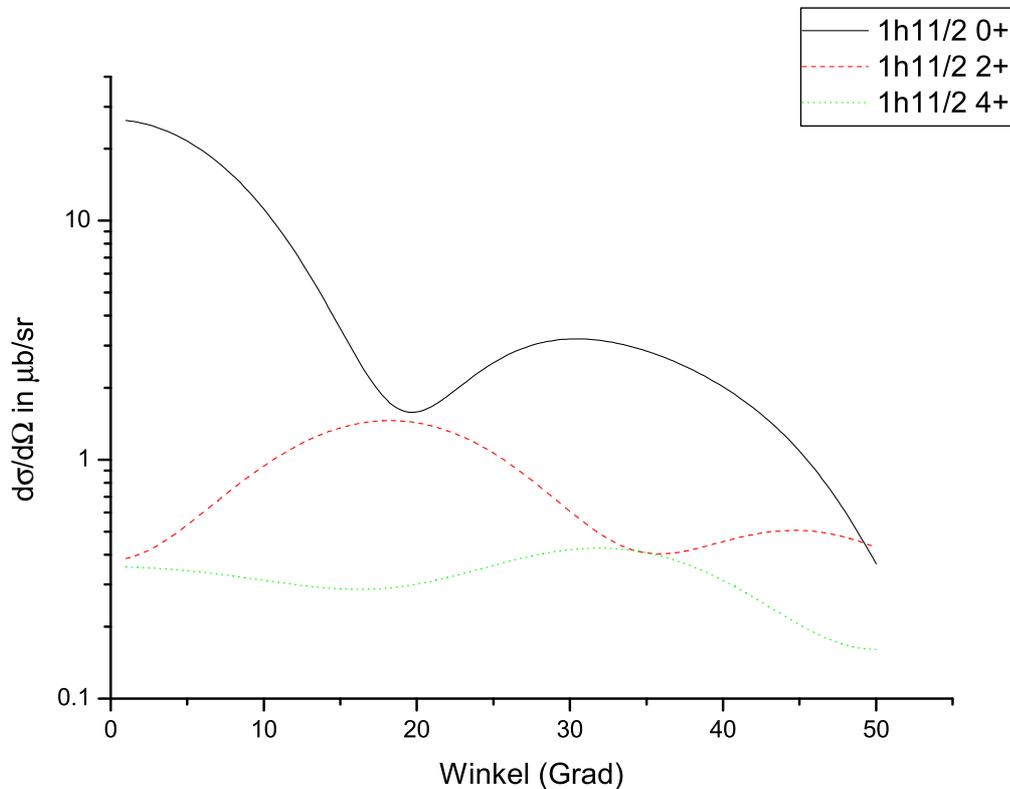


Abbildung 2.4.: DWBA Rechnungen eines  $0^+$ ,  $2^+$  und  $4^+$  Zustandes für  $^{102}\text{Pd}$

Hierbei wird immer versucht möglichst Winkel zu wählen, bei denen sich die differentiellen Wirkungsquerschnitte der interessierenden Kernspins möglichst extremal unterscheiden. Somit wurden als günstigste Winkel, um die  $0^+$  Zustände in  $^{102}\text{Pd}$  und  $^{106}\text{Pd}$  zu ermitteln und besonders von den ansonsten häufig auftretenden  $2^+$ - und  $4^+$ -Zuständen zu unterscheiden,  $5^\circ$ ,  $12.5^\circ$ ,  $20^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $40^\circ$  und  $50^\circ$  gewählt. Der  $5^\circ$  Winkel begründet sich mit dem für einen  $0^+$  Zustand charakteristischen ersten Maximum des differentiellen Wirkungsquerschnitts bei  $0^\circ$  (s.Abb.2.2), wobei Winkel kleiner als  $5^\circ$  experimentell nicht realisierbar

sind, da ansonsten der Primärstrahl in den Detektor gelangen und diesen zerstören würde. Der  $12.5^\circ$  Winkel charakterisiert die Flanke des Verlaufs eines  $0^+$  Zustandes, der bei  $20^\circ$  sein erstes Minimum erreicht, während der  $2^+$  Verlauf dort sein erstes Maximum aufweist. Bei  $30^\circ$  liegt das zweite Maximum des  $0^+$  und das erste Maximum des  $4^+$  Verlaufs, während der  $2^+$  Verlauf sich seinem ersten Minimum nähert. Die beiden letzten Winkel begründen sich ähnlich.

## 3. Experiment

### 3.1. Experimentaufbau

#### 3.1.1. Tandem-Beschleuniger

Die in dieser Arbeit untersuchten Experimente wurden im Dezember 2005 und März 2006 am Tandembeschleuniger des Maier-Leibnitz-Laboratoriums (MLL) der Universität München und der Technischen Universität München durchgeführt. Der Experimentaufbau (s. Abb. 3.1) läßt sich grob unterteilen in Ionenquelle (1), Tandembeschleuniger, Targetkammer, Q3D-Magnetspektrograph (5) und Detektor. Verbunden sind die einzelnen Elemente durch unterschiedliche Strahlführungssysteme.

Abbildung 3.1.: Schematischer Überblick über die Versuchsanordnung. Die Projektile werden in der Stern-  
Gerlach-Quelle (1) ionisiert, in den Beschleuniger injiziert (MP Tandem) und nach der Beschleunigung  
zum Q3D-Experimentierplatz (5) geleitet.[15]

In der verwendeten Ionenquelle [16] werden die gewählten Projektile einfach negativ ionisiert, aus der Quelle extrahiert und anschließend nach einer Vorbeschleunigung mittels eines Injektors in den Tandembeschleuniger geleitet. Dort werden die Projektile zu einem auf einem positiven Potential liegenden Terminal hinbeschleunigt. An einer dort angebrachten Stripperfolie werden den Projektilen Elektronen abgestreift. Somit beschleunigt das Terminal mittels des anliegenden positiven Potentials die nun positiv geladenen Teilchen ein zweites Mal. Für die in diesem Experiment verwendeten Protonen ergibt sich bei einer maximalen Terminalspannung von 13.5 MV eine maximale Energie von 27 MeV. Verwendet man schwerere Ionen, können durch einen höheren positiven Ionisationsgrad nach dem Stripper selbstverständlich viel höhere Energien erreicht werden. In diesem Experiment wurde für die Protonen eine Terminalspannung von 12.5 MV verwendet, welche die Teilchen auf eine Energie von 25 MeV beschleunigte. Es wird beim Tandembeschleuniger in der Regel eine Strahlstabilität  $\Delta E/E$  von ca.  $1 \cdot 10^{-4}$  erreicht, das heißt bei 25 MeV ergibt sich eine Energieschärfe von etwa 2.5 keV. Nach dem Verlassen des Tandembeschleunigers wird der Strahl über fokussierende Elemente zur Targetkammer des Q3D-Magnetspektrographens geführt. In der Targetkammer gelangen die Projektile auf das Target. Der Anteil an Projektilen, der nicht innerhalb des Targets reagiert, wird in einem dahinter befindlichen Faraday-Cup gestoppt und der eintreffende Teilchenstrom integriert.

Abbildung 3.2.: Der Tandembeschleuniger am MLL Beschleunigerlabor[15]

### 3.1.2. Target

Bei den vorliegenden Experimenten wurden ein  $^{104}\text{Pd}$ -Target mit einer Dicke (Massenbelegung) von  $90\mu\text{g}/\text{cm}^2$  und ein  $^{108}\text{Pd}$ -Target mit einer Dicke von  $74\mu\text{g}/\text{cm}^2$  verwendet. Diese Targets waren innerhalb der Targetkammer drehbar montiert, wobei der Winkel zwischen

Target und Öffnung des Q3D-Magnetspektrographen immer auf  $90^\circ$  eingestellt wurde. Das  $^{108}\text{Pd}$ -Target war zu 98.44% angereichert, das  $^{104}\text{Pd}$ -Target lediglich zu 95.25%. Die restlichen Anteile der Target sind auf andere Pd-Isotope zurückzuführen. Besonders beim  $^{104}\text{Pd}$ -Target sind diese von Relevanz. Dessen genaue Zusammensetzung ist in Tabelle 3.1 dargestellt.

Pd-Isotop	Anteil / %
$^{102}\text{Pd}$	0.15
$^{104}\text{Pd}$	95.25
$^{105}\text{Pd}$	2.64
$^{106}\text{Pd}$	1.23
$^{108}\text{Pd}$	0.54
$^{110}\text{Pd}$	0.19

Tabelle 3.1.: Zusammensetzung des verwendeten  $^{104}\text{Pd}$ -Targets

### 3.1.3. Q3D-Magnetspektrograph

Bei dem Q3D-Magnetspektrographen<sup>1</sup> handelt es sich um ein fokussierendes Magnetsystem, das aus 3 Dipol- und einem Quadrupolmagneten aufgebaut ist, welche ihm seinen Namen geben. Die Reaktionsprodukte gelangen, aus der Targetkammer kommend, durch

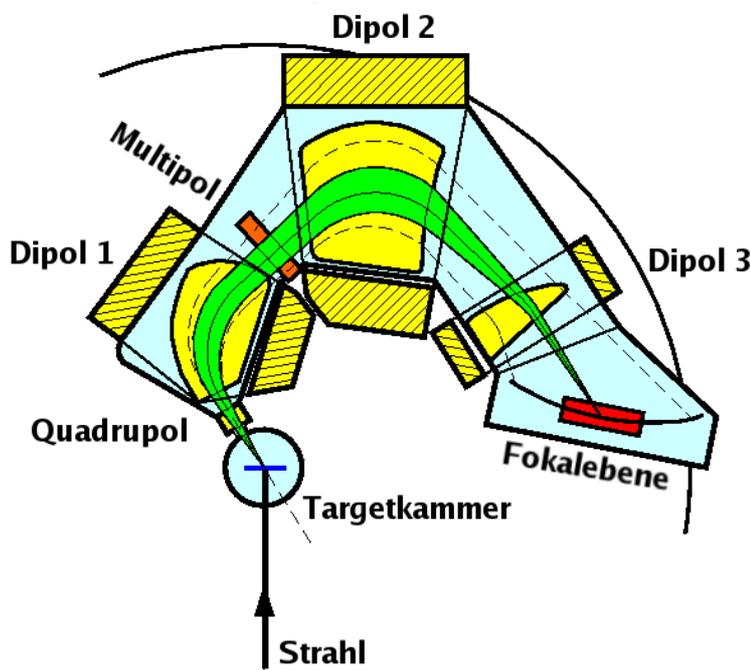


Abbildung 3.3.: Überblick über den Q3D-Magnetspektrographen[17]

eine verstellbare Eintrittsblende in den Q3D. Hierbei durchfliegen sie zuerst den Quadrupolmagneten und anschließend werden sie von den 3 Dipolmagneten nach Impuls- zu

<sup>1</sup>Im weiteren ist der Q3D-Magnetspektrograph teilweise mit Q3D abgekürzt.

Ladungsverhältnis separiert und auf die Fokalebene fokussiert (s. Abb. 3.3 und Abb. 3.4). Insgesamt werden die Teilchen hierbei um  $180^\circ$  abgelenkt. Der Q3D ist drehbar montiert, so dass die das Target verlassenden Ejektile für Winkel von  $0^\circ$  bis  $180^\circ$  bezüglich der Primärstrahlrichtung gemessen werden können. Dieser Q3D-Winkel wird im folgenden mit  $\theta$  bezeichnet.

Da der Q3D ein Eintrittsöffnung von  $\pm 3^\circ$  in x- und y- Richtung aufweist, treten hierdurch kinematische Effekte auf, welche durch ein Multipolelement ausgeglichen werden. Die Magnetfelder werden über einen Rechner eingegeben, in welchen die wesentlichen kinematischen Daten eingegeben werden, wie etwa die Reaktion, die Projektilenergie, der Q3D-Winkel oder die gewählte Anregungsenergie, also der gewählte Bereich des Spektrums. Stabilisiert werden diese Magnetfeldeinstellungen mittels mehrerer NMR-Sonden. Die Energiegenauigkeit beträgt hierbei  $\Delta E/E \approx 1 \cdot 10^{-4}$ .

Ein Nachteil des Q3D ist die gekrümmte Fokalebene. Der große Vorteil dieser Anordnung ist die große Dispersion des Q3D von ca.  $\frac{\Delta x}{\Delta p/p} \approx 20 \frac{cm}{\%}$ . Der durchschnittliche Krümmungsradius der 1.8 m langen Fokalebene beträgt ca. 3 m. Der Bereich der Fokalebene hingegen, in dem sich der hier verwendete ca. 1 m lange Detektor befindet, kann grob als plan betrachtet werden, so dass hier näherungsweise Detektoranodendrahtebene und Fokalebene zusammenfallen.

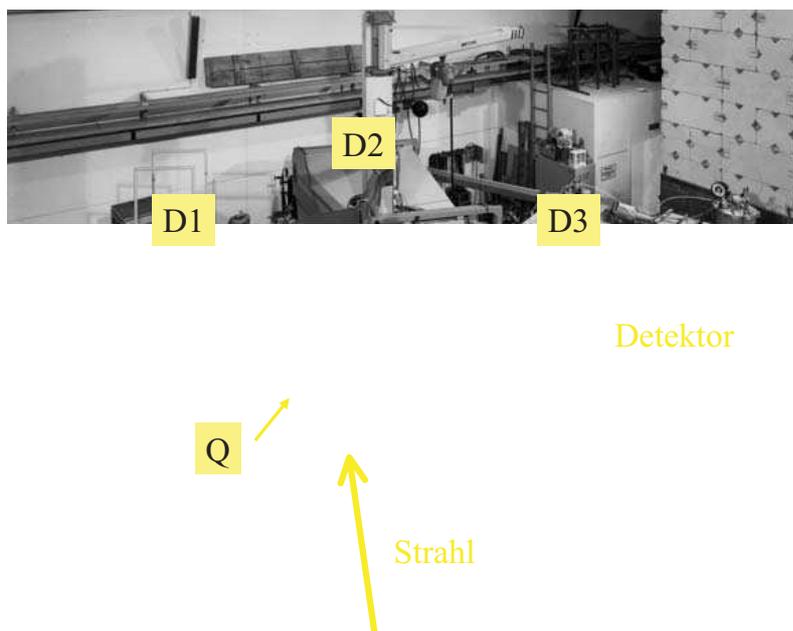


Abbildung 3.4.: Photo des Q3D-Magnetspektrographen des MLL[17]

### 3.1.4. Fokalebenendetektor

Als Detektor wurde ein hochauflösender Kathodenstreifendetektor verwendet, welcher von Dr. H.-F. Wirth im Rahmen seiner Doktorarbeit 2001 entwickelt wurde[18]. Dieser misst den Energieverlust und die Restenergie, den die einfallenden Teilchen im Detektor erfahren, sowie den Ort dieser Teilchen innerhalb der Fokalebene. Die Abmessungen des Detektors betragen  $1600 \times 190 \times 250 \text{ mm}^3$  (Außenmaße LxBxH) bzw.  $1520 \times 170 \times 170 \text{ mm}^3$  (Innenmaße). Die aktive Länge beträgt 900 mm. Der Detektor ist zur Targetkammer hin

durch einen Wassertank gegen Neutronen und durch eine Bleiziegelmauer gegen geladene Teilchen und  $\gamma$ -Strahlung abgeschirmt.

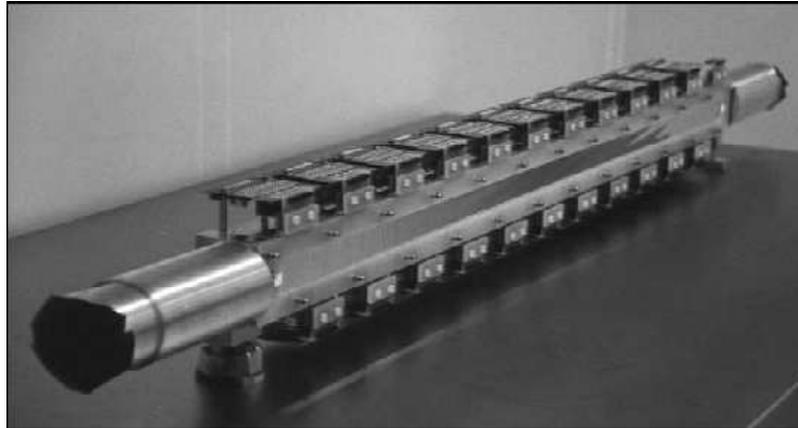


Abbildung 3.5.: Detektoreinheit[18]

Die durch den Q3D nach Impuls- zu Ladungsverhältnis separierten Ejektile gelangen durch eine  $25 \mu\text{m}$  dicke Kaptonfolie und eine darauf folgende  $3 \mu\text{m}$  dicke Kathodenfolie, welche aus einer aluminisierten Mylarfolie besteht, in das Detektorvolumen. Die Aufgabe der Kaptonfolie besteht in der Aufrechthaltung des Druckunterschiedes zwischen Q3D ( $\approx 10^{-6}$  bar) und Detektor (500 mbar). Im Anschluss befindet sich ein erster innerhalb der Fokalebene (x-Richtung) gespannter Anodendraht, mit dem die im 1. Gasraum freigesetzte Ladung verstärkt und gemessen wird. Dieses Signal ist proportional zum dortigen Energieverlust der Teilchen ( $\Delta E_1$ ). Dieser Anodendraht besteht aus goldbeschichtetem Wolfram mit einem Durchmesser von  $12 \mu\text{m}$ , welcher mit  $0,4 \text{ N}$  gespannt wurde. Die Drahtlänge beträgt  $970 \text{ mm}$ . Als maximale Anodenspannung ergibt sich aus den Abmessungen  $U_{anode_{max}} = 1,6 \text{ kV}$ . Im Anschluss folgen zwei weitere  $3 \mu\text{m}$  dicke Mylarfolien, auf die zwei weitere, übereinander angeordnete, Anodendrähte folgen, die in ihren Eigenschaften identisch zum ersten Anodendraht sind. An diesen beiden Anodendrähten wird das  $\Delta E_2$  Signal erzeugt. Hierbei wurden zwei Drähte verwendet, um die Detektorhöhe perfekt einstellen zu können, da die Detektoröffnungshöhe lediglich  $6 \text{ mm}$  beträgt.

Als nächstes folgt die Kathodenstreifenfolie, welche sich aus einer  $10 \mu\text{m}$  dicken aluminisierten Kaptonfolie zusammensetzt. In diese Aluminiumschicht wurde mittels eines Ätzverfahrens ein Streifenmuster geätzt. Die Streifen sind für die Auslese der Daten jeweils zu Gruppen von je 12 Streifen gegeneinander versetzt angeordnet. Insgesamt befinden sich auf der Folie 23 solcher Gruppen, von denen jedoch nur 255 Streifen ausgelesen. Dies wird gemacht um Randeffekte, wie sie bei insgesamt nur 255 Streifen auftreten würden, zu vermeiden.

Als Detektorgas wird Isobutan mit einem Druck von 500 mbar verwendet. Dieses wird von außen stetig zugeführt, so dass der Detektor im Durchfluss betrieben wird. Somit ist immer frisches Zählgas vorhanden.

Im Anschluss an die Kathodenstreifenfolie werden die Teilchen in einem Plastikscintillator gestoppt. Dieser ist über Plexiglaslichtleiter optisch mit zwei Photomultipliern verbunden, welche sich links und rechts an der Detektoreinheit befinden (s. Abb 3.5).

Gelangt nun ein Ejektil, z.B. ein Triton, in das Detektorvolumen, so ionisiert es das im Detektor befindliche Isobutan. Die hierbei freigesetzten Elektronen driften zum ersten

Anodendraht, an dem es aufgrund der dortigen hohen Feldstärke, zu einer Lawinenbildung kommt, welche ein Spannungssignal erzeugt. Dieses Signal ist proportional zu dem Energieverlust des Teilchens. Ein zweites Energieverlustsignal wird an den beiden dahinter befindlichen Anodendrähten erzeugt. Durch diese beiden Anodensignale wird auf der Kathodenstreifenseite ebenfalls ein Signal induziert. Die Stärke dieses Signals über benachbarte Streifen hat die Form einer Gaußverteilung (s. Abb. 3.6). Aus dieser lässt sich die Ortsinformation mit einer Genauigkeit eines zehntel Kathodenstreifens also 0.1 mm ermitteln.

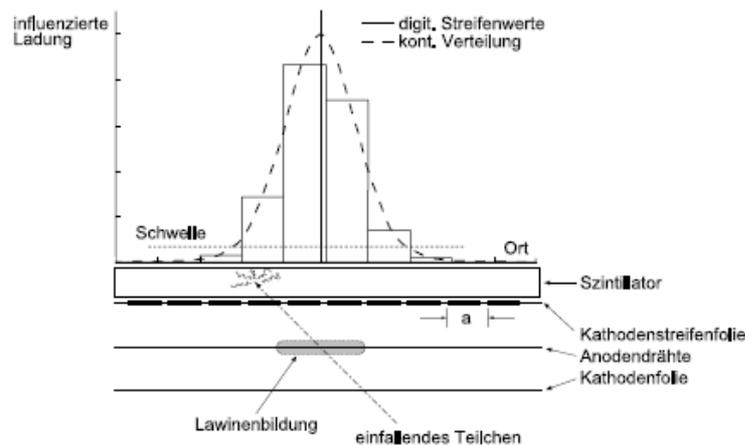


Abbildung 3.6.: Prinzip eines Kathodenstreifendetektors[18]

Als letztes wird das Ejektil im Szintillator komplett abgebremst, wodurch ein Lichtsignal entsteht zur Restenergie proportional, welches im Photomultiplier gemessen wird.

Aufgrund des vor dem Detektor befindlichen Q3D-Magnetspektrographen, liefert das Ortsignal des Detektors die Energieinformation. Da jedoch nicht nur die gewünschten Reaktionsejektile (in diesem Fall Tritonen) den Q3D passieren, sondern teilweise auch andere (in diesem Fall Deuteronen), ist eine Teilchenidentifikation unumgänglich. Diese wird aus dem Restenergie- und Energieverlustsignal gewonnen. Gegeneinander aufgetragen ist eine Unterscheidung einfach, wie in Kapitel 4 näher erläutert ist.

## 3.2. Detektorauslese

### 3.2.1. Einleitung

Im folgenden Abschnitt erläutere ich kurz die Ausleseelektronik und die Datenaufnahme. Für ein intensiveres Studium dieser Materie ist die Lektüre von Sekundärliteraturgeräten[18].

### 3.2.2. Kathodenstreifendatenaufnahme

Die Detektorausleseelektronik ist so aufgebaut, dass möglichst nur gute Ereignisse zum Kontrollraum gesendet werden. Dies entspricht natürlich einer starken Reduzierung der

Datenmenge. Erreicht wird dies dadurch, dass jeder Streifen mit einem eigenen Vorverstärker, einem eigenem Shaper<sup>2</sup> und einem eigenen PHD<sup>3</sup>-Modul ausgerüstet ist. Die Vorverstärker sind in das Detektorgehäuse integriert, die Shaper und PHD's befinden sich in einem am Q3D angebrachten Rack.

Die verwendeten Shaper wandeln und verstärken das Ausgangssignal der Vorverstärker in ein negatives Signal und senden dieses an die PHD. Dieses wird vom PHD analog in einem Kondensator gespeichert, sobald die Signalhöhe einen gewissen Wert überschreitet. Der PHD sendet anschließend ein digitales Signal an einen ASIC<sup>4</sup>. Dieser ist dafür konstruiert ein Wort der Größe von 255 Bit auf Ereignisse der Multiplicität drei bis sieben zu untersuchen. Findet der ASIC ein gutes Ereignis, sprechen also drei bis sieben nebeneinander gelegene Kathodenstreifen an, so wird die Multiplizität und der Startstreifen bestimmt. Um allerdings eine genaue Ortsinformation zu erhalten, sind die induzierten Ladungswerte auf den Kathodenstreifen von Interesse. Diese befinden sich in den Kondensatoren der einzelnen PHD-Einheiten, welche auf Anweisung des ASICs dann durch 8 ADC ausgelesen werden. Somit wird der verwendeten Datenauslesesoftware "MARaBOU"<sup>5</sup>[19] ein Signal übergeben, welches den Startstreifen, die Multiplizität und die digitalisierten Ladungswerte des Startstreifens und der darauf folgenden 7 Streifen enthält. Mittels eines Gaußfits wird daraufhin die genaue Position des Ereignisses bestimmt und einem Ortskanal zugeordnet. Ein Kathodenstreifen ist hierbei in 10 Kanäle unterteilt.

### 3.2.3. Koinzidenzschaltung

Da der Q3D Magnetspektrograph lediglich nach Impuls- zu Ladungsverhältnis separiert, gelangen auch Ejektile anderer, unerwünschter Reaktionskanäle in den Detektor und werden ebenfalls als gute Ereignisse von der Elektronik behandelt. Die Aussortierung solcher Ereignisse geschieht über die beiden Energieverlustsignale (Anodendrähte) und das Restenergiesignal (Photomultiplier) im Anschluss an die Datenaufnahme über die Offlineanalyse, das sogenannte Replay. Mittels eines Cuts kann somit nach und während der Datenaufnahme lediglich das Spektrum der gewünschten Teilchensorte betrachtet werden. Außerdem werden auch Teilchen, die nicht aus Reaktionen am Target hervorgegangen sind<sup>6</sup>, im Detektor registriert und weiterverarbeitet, sobald der ASIC ein "gutes" Ereignis findet. Um diese Störeinflüsse und diesen Untergrund zu reduzieren wird eine Koinzidenz von Energieverlust- (Anodendrähte) und Restenergiesignal (Photomultiplier) verwendet. Dies ermöglicht eine eindeutige Zuordnung, ob ein Ereignis durch Teilchen erzeugt wurde, die aus dem Q3D kamen und somit gute Ereignisse darstellen, oder ob es sich um sonstige äußere Strahlung handelt. Mit Hilfe dieser Technik werden praktisch untergrundfreie Spektren gewonnen. Somit ist es überhaupt erst möglich, auch sehr schwache Zustände zu messen. Diese würden ansonsten im Untergrund verschwinden.

---

<sup>2</sup>Hauptverstärker mit integrierender Wirkung

<sup>3</sup>Peak-Hold/Diskriminator

<sup>4</sup>Application Specific Integrated Circuit

<sup>5</sup>MBS and ROOT Based Online/Offline Utility

<sup>6</sup>z.B.  $\gamma$ -Strahlung aus der Targetkammer

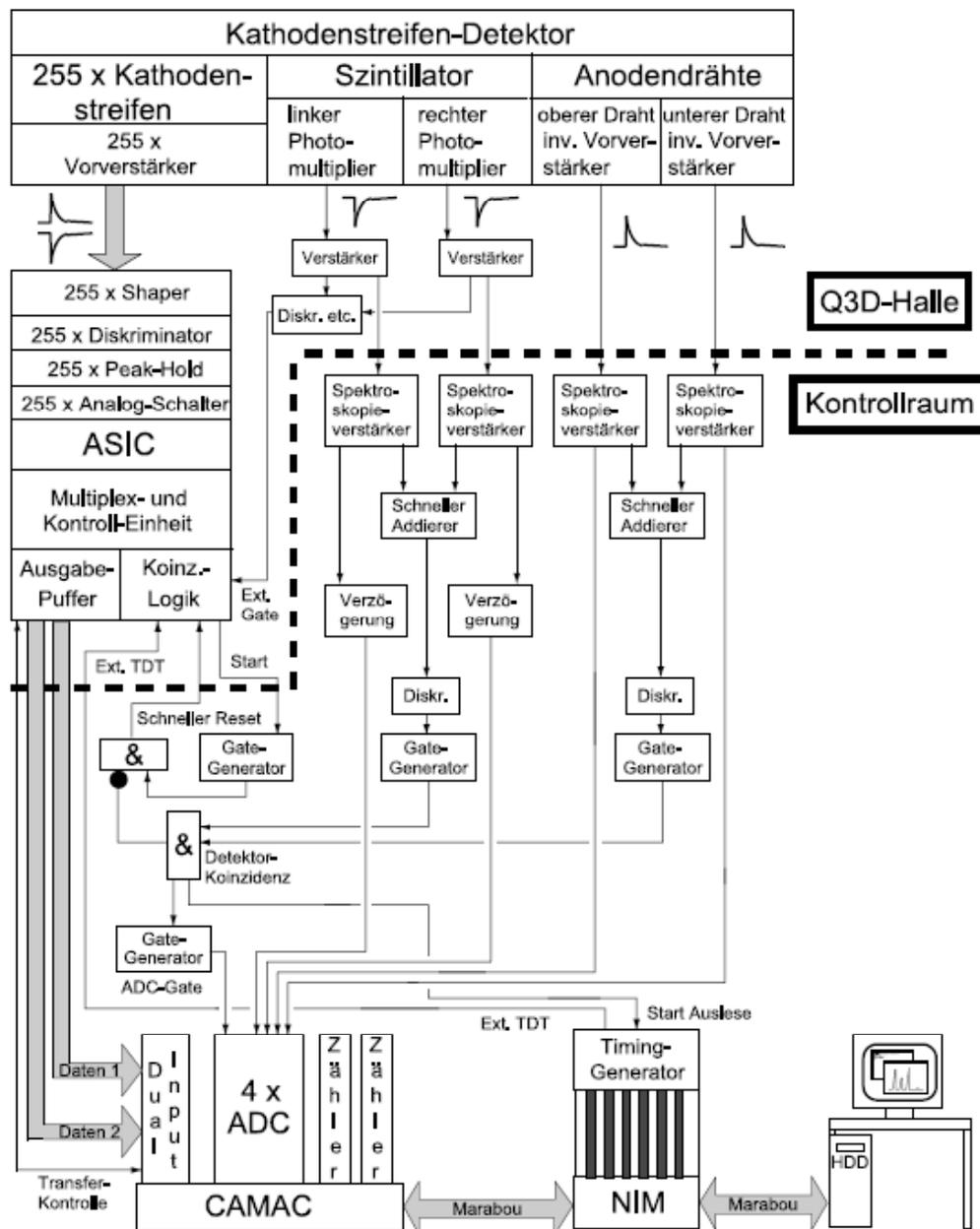


Abbildung 3.7.: Schaltung der Datenaufnahme[18]

## 4. Auswertung

### 4.1. Überblick

Die Reaktionen  $^{104}\text{Pd}(p,t)^{102}\text{Pd}$  und  $^{108}\text{Pd}(p,t)^{106}\text{Pd}$  wurden in den vorliegenden Experimenten, bei einer Projektilenergie von jeweils 25 MeV untersucht. Des Weiteren wurde zur Bestimmung von Linien aus Targetverunreinigungen auch die Reaktion  $^{105}\text{Pd}(p,t)^{103}\text{Pd}$  untersucht. Bezüglich der beiden Reaktionen  $^{104}\text{Pd}(p,t)^{102}\text{Pd}$  und  $^{108}\text{Pd}(p,t)^{106}\text{Pd}$  wurden insgesamt jeweils 18 Messungen (Runs) durchgeführt. Dabei wurden die das Target verlassenden Tritonen unter Winkeln von  $5^\circ$ ,  $12.5^\circ$ ,  $20^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $40^\circ$  und  $50^\circ$  gemessen und je 3 Anregungsbereichen vermessen. Diese Anregungsbereiche wurden über die Anregungsenergie<sup>1</sup> eingestellt, welche ungefähr bei dem Kanal 1430 der insgesamt 2500 Kanäle des Q3D-Spektrums vorliegt. Diese Anregungsenergiebereiche waren als erster niedrigster Anregungsbereich, welcher den Grundzustand beinhaltet,  $E_x = 500$  keV, als zweiter  $E_x = 1800$  keV und als dritter schließlich  $E_x = 2900$  keV. Der erste Anregungsbereich erstreckt sich von ca. 0 keV bis ca. 1300 keV, der zweite von ca. 1300 keV bis ca. 2600 keV und der dritte von ca. 2500 keV bis 3600 keV. Die einzelnen Energiebereiche wurden dementsprechend ausgewählt, dass sich ein Überlapp der einzelnen Spektren ergab. Somit lagen nach den Experimenten insgesamt 18 Spektren pro untersuchter Reaktion vor.

Bezüglich  $^{105}\text{Pd}(p,t)^{103}\text{Pd}$  wurden die Tritonen lediglich unter  $5^\circ$  analysiert, da es sich hierbei um ein Testexperiment handelte, um  $^{103}\text{Pd}$ -Kontaminationen im  $^{102}\text{Pd}$ -Spektrum zu bestimmen. Für  $^{106}\text{Pd}$  war dieses Testexperiment irrelevant, da das Spektrum keine  $^{103}\text{Pd}$ -Kontaminationszustände enthielt, wie im fünften Kapitel gezeigt wird.

Grundlage der Auswertung sind die digitalisierten Detektorsignale, welche an die Auslese-Software MARaBOU[19] weitergegeben und von dieser in die Ausgabedateien geschrieben wurden. Die einzelnen Analyseschritte werden hier kurz im Überblick erwähnt und in den nachfolgenden Abschnitten ausführlicher erläutert.

Als erstes ist es notwendig, eine exakte Ortsbestimmung der im Detektor registrierten Tritonen durchzuführen. Dies wird durch Anfitzen einer Gaußkurven an die pro Ereignis beeinflussten Kathodenstreifensignale erreicht. Außerdem ist es auch wichtig sicherzustellen, dass die verwendeten Daten alle dem interessierenden Reaktionskanal zugeordnet sind. Für diese beiden Schritte wird das Replay durchgeführt.

Die in diesen Spektren vorhandenen Zustandspeaks wurden nun mit Gaußkurven gefittet, um so die genaue Ortsinformation der Zustände und deren Integralfächen zu bestimmen. Mit der gefitteten Ortsinformation läßt sich über eine Energiekalibrierung die Energien der Zustände bestimmen. Über die Integralfächen werden die Wirkungsquerschnitte der Zustände berechnet. Diese sind nun über den jeweils gemessenen Q3D-Winkel aufzutragen und mit theoretischen Modellrechnungen, welchen die DWBA zugrunde liegt, zu vergleichen. Schließlich folgt die Unterscheidung der  $^{102}\text{Pd}$ - bzw.  $^{106}\text{Pd}$ -Zustände von denen anderer Pd-Isotope, die Eliminierung von Kontaminationszuständen.

---

<sup>1</sup>Im weiteren als  $E_x$  bezeichnet

## 4.2. Replay

Wie im dritten Kapitel beschrieben ist werden während der Datenaufnahme Ereignisse registriert wenn eine Ladung auf drei bis sieben nebeneinanderliegenden Kathodenstreifen überhalb einer Schwelle influenziert wurde. Hierbei werden von der Ausleseelektronik lediglich die Streifennummern und die influenzierte Ladung je Streifen aufgenommen und mittels einer Schwerpunktmethod jedem Ereignis grob ein zugeordnet. Um nun den genauen Ort eines jeden dieser gaußverteilten Signale zu erhalten, werden diese Signale während des Replays mit einer Gaußkurve gefittet und ein exakter Ort bestimmt. Dieser wird in Kanälen angegeben, wobei ein Kanal einem zehntel Kathodenstreifen entspricht.

Ein weiterer Prozess, welcher durch das Replay durchgeführt wird ist die Ejektilidentifikation. Der Q3D-Magnetspektrograph separiert alle vom Target kommenden Ejektile nach ihrem Impuls- zu Ladungsverhältnis. Somit gelangen alle Teilchen, die ein identisches Impuls- zu Ladungsverhältnis am gleichen Ort aufweisen, in den Detektor und können einen Untergrund erzeugen. Um diesen Untergrund zu entfernen, wird als erster Schritt nach der Datenaufnahme das sogenannte Replay durchgeführt. Hierbei werden die Energieverlustsignale der zwei Anodendrahtebenen ( $\Delta E_1$ ,  $\Delta E_2$ ) sowie das Energieverlustsignal und das Restenergiesignal ( $\Delta E$ ,  $E_{Rest}$ ) des Photomultipliers gegeneinander aufgetragen (s. Abb. 4.1 und Abb. 4.2). Hieraus resultieren mehrere Ansammlungen von Ereignissen, wo-

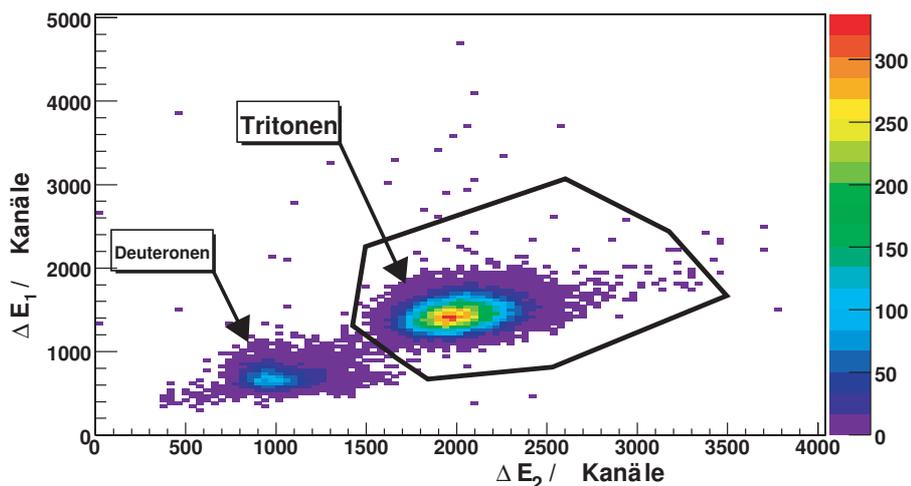


Abbildung 4.1.:  $\Delta E_1$  gegen  $\Delta E_2$  für das  $E_x = 1800$  keV,  $\theta = 5^\circ$   $^{102}\text{Pd}$ -Spektrum. Deutlich sind die Tritonen und die Deuteronen von einander zu unterscheiden, sowie der verwendete Cut zu erkennen.

bei jede dieser Ansammlungen einer Teilchensorte entspricht, da der Energieverlust ( $\Delta E_1$  und  $\Delta E_2$ ) bzw. die zugehörige Restenergie ( $E_{Rest}$ ) teilchenspezifisch sind. Um nun das reine Spektrum des gewünschten Ausgangskanals zu erhalten, werden mit Hilfe zweier Cuts für den  $\Delta E_1$ - $\Delta E_2$ -Plot (s. Abb. 4.1) und für den  $\Delta E_1$ - $E_{Rest}$ -Plot (s. Abb. 4.2) alle guten Ereignisse der interessierenden Teilchensorte ausgewählt. Hierdurch wird ein Spektrum gewonnen, das nun nur noch die Ortsinformationen der herausgefilterten, also interessierenden Teilchen enthält.

In den Abbildungen 4.1 und 4.2 sind Beispiele für solche Plots dargestellt, wobei die Tritonen, welche von Interesse sind mit dem jeweiligen Cut markiert sind. Deutlich ist in diesen Plots die Verunreinigung durch Deuteronen zu sehen, welche das Replay unabdingbar machen. Nach dem Replay der  $^{104}\text{Pd}(p,t)^{102}\text{Pd}$ - und  $^{108}\text{Pd}(p,t)^{106}\text{Pd}$ -Daten lagen

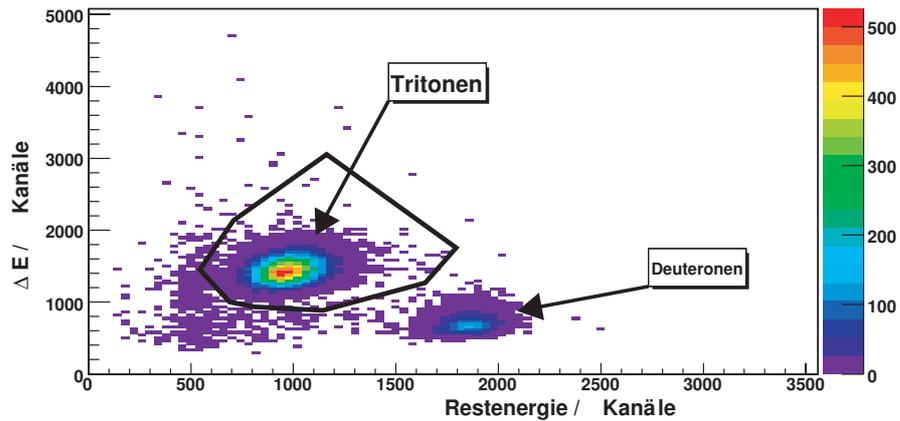


Abbildung 4.2.:  $\Delta E$  gegen  $E_{Rest}$  für das  $E_x = 1800$  keV,  $\theta = 5^\circ$   $^{102}\text{Pd}$ -Spektrum. Ebenfalls deutlich sind die Tritonen und die Deuteronen von einander zu unterscheiden, sowie der verwendete Cut zu erkennen.

jeweils insgesamt 18 nahezu untergrundfreie Spektren vor, eins für jeden Winkel von  $5^\circ$ ,  $12.5^\circ$ ,  $20^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $40^\circ$  und  $50^\circ$ , sowie jeweils eins für jeden Anregungsenergiebereich. Das Replay wurde mit dem auf ROOT[20]-basierenden Online- Offlinedatenanalyseprogramm HistPresent[21] und MARaBOU durchgeführt.

Ein typisches Beispiel solch eines Spektrums ist in Abbildung 4.3 dargestellt, wobei die

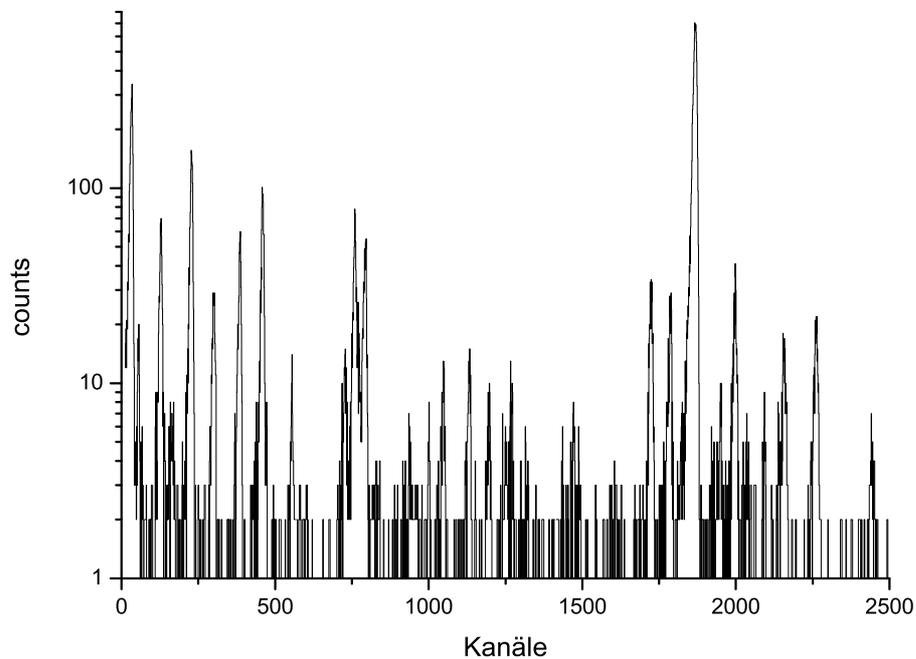


Abbildung 4.3.: Spektrum der  $^{104}\text{Pd}(p,t)^{102}\text{Pd}$ -Reaktion bei  $E_x = 1800$  keV und  $\theta = 5^\circ$ , wie es nach dem Replay vorlag.

Anregungsenergien zu hohen Kanälen abnehmen und umgekehrt. Dieses Spektrum ist, wie gut zu erkennen ist, kaum von Untergrund überdeckt. Somit sind selbst schwach bevölker-

te Zustände mit wenigen Ereignissen gut erkennbar.

### 4.3. Gauß-Fit

Um aus den vorliegenden Ortsspektren die benötigten Größen für jede Linie zu bestimmen, wie Ort und Integralfäche, ist es notwendig, einen Gauß-Fit über jeden Zustand zu legen mit welchem die Bestimmung dieser Größen gelingt. Bei (p,t)-Reaktionen kann die Form einer Linie im Spektrum durch eine Gaußkurve mit einem Tail zu niedrigen Teilchenenergien genähert werden (s. Abb. 4.4). Dieser Tail kommt maßgeblich durch Energieverlustprozesse der Projektile und Ejektile im Target zustande. Die Peakbreite resultiert ebenfalls aus Stößen der Ejektile innerhalb des Targets. Außerdem aber auch aus der Energieunschärfe des Tandembeschleunigers<sup>2</sup> und der des Q3D-Magnetspektrographen<sup>3</sup>. Für das Anfitzen der Gaußkurven an die experimentellen Daten wurde GASPAN[22] ge-

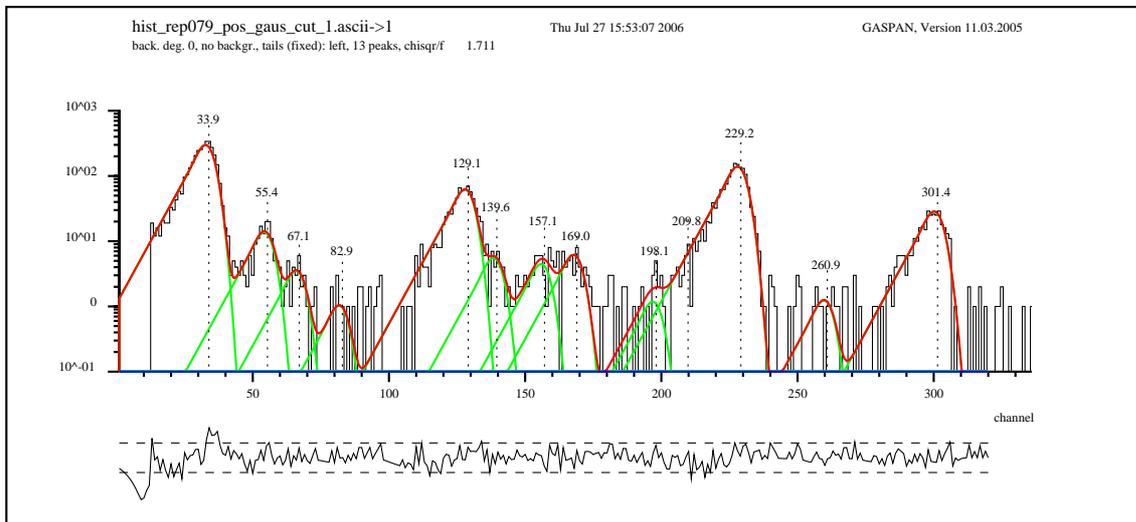


Abbildung 4.4.: Spektrum der  $^{104}\text{Pd}(p,t)^{102}\text{Pd}$ -Reaktion für  $E_x = 1800$  keV,  $\theta = 5^\circ$ .

nutzt. Dieses Programm wurde von Prof. F. Riess von der Ludwig-Maximilian-Universität in München entwickelt, um  $\gamma$ - oder Teilchenspektren zu untersuchen. Die Linien dieser Spektren können eine symmetrische oder asymmetrische Gaußform aufweisen. Das Programm verwendet eine Peak-Such-Routine und einen nichtlinearen Fitalgorithmus. Tails und ein nichtlinearer Background können eingestellt werden.

Um gerade im Bereich hoher Zustandsdichten verwertbare Ergebnisse zu erhalten, ist es notwendig, so viele Fitparameter der Gaußkurve wie möglich physikalisch einzuschränken. Bei diesen handelt es sich um die Parameter, die den Tail bestimmen, nämlich die Tailamplitude und die Zerfallskonstante des Tails, sowie um die Breite des Peaks.

Als erstes gilt es, die Peakbreiten zu bestimmen. Diese weisen prinzipiell eine quadratische Abhängigkeit von der Kanalnummer, also der Anregungsenergie, auf. In diesem Fall wurde allerdings eine lineare Näherung verwendet, da die Abweichungen vernachlässigt

<sup>2</sup>Bei einer Strahlenergie von 25 MeV beträgt die Energieunschärfe des Beschleunigers ca. 2.5 keV.

<sup>3</sup>Die Magnetfeldeinstellungen werden durch die NMR-Messung des Magnetfeldes im Inneren immer nachgeregelt.

werden können, da der quadratische Term sehr flach ausfiel. Um die Peakbreiten zu bestimmen, wurde nach starken, möglichst alleinstehenden Peaks im Spektrum gesucht und deren Breitenparameter bestimmt. Mehrere solcher Kanal-Peakbreiten-Paare wurden in eine Breitenkalibrierungsfunktion eingegeben, welche anschließend von GASPAN eingelesen wurde. Somit waren die Breiten fixiert. Typische Peakbreiten lagen im Bereich von ca. 7 bis 10 Kanälen, also auf Energien umgerechnet ungefähr 4 bis 7 keV. Hiervon lassen sich 2.5 keV auf die Energieunschärfe des Tandembeschleunigers zurückführen, wie im dritten Kapitel beschrieben.

Als nächster Schritt folgte die Bestimmung der Tailparameter. Hierunter versteht man die Tailamplitude<sup>4</sup> und die Tailzerfallskonstante<sup>5</sup>. Diese wurden über ein Spektrum als konstant angenommen. Die Ermittlung dieser Werte geschah ähnlich der Breitenbestimmung, nämlich über starke möglichst reine Linien, deren Tailparameter entnommen und anschließend fixiert wurden. Typische Werte für die Tailamplitude waren je nach Spektrum 0.6 bis 1.1, typische Werte für die Tailzerfallskonstanten waren je nach Spektrum 4 bis 7.

Anschließend wurden alle im Spektrum enthaltenen Zustände ermittelt. Dies geschah über eine Peakliste, in welcher die Kanalnummern der Zustände im Spektrum eingetragen wurden. Diese Liste wurde zuerst über eine automatische Fitroutine erstellt und anschließend um von dieser Routine nicht erkannte Peaks erweitert. Dies wurde zuerst für das 5°-Spektrum durchgeführt und anschließend bei allen übrigen fünf Winkeln. Wurden hierbei Zustände identifiziert, welche im 5°-Spektrum nicht sichtbar waren, so wurden diese ebenfalls in die Peakliste übernommen und alle Fits für alle Winkel wiederholt. Somit war es möglich iterativ ein Maximum an Information den experimentellen Daten zu entnehmen und selbst schwächste Zustände, welche nur einige Ereignisse aufwiesen, als solche identifizieren zu können.

Ein Beispiel für den durch GASPAN unter Zuhilfenahme der Inputwerte durchgeführten Fit ist in Abbildung 4.4 dargestellt. Dieser Teil des Spektrums liegt um 2.5 MeV im  $E_x = 1800$  keV,  $\theta = 5^\circ$   $^{102}\text{Pd}$ -Spektrum. Die GASPAN Ausgabe enthielt nun die Kanalnummern der Linienposition (Maximum der Gaußfitkurve) mit deren statistischen Fehlern, sowie die Integralfächen der Gaußfitkurven mit dazugehörigen Fehlern und die Breiten der Gaußfitkurven ebenfalls mit dazugehörigen Fehlern.

## 4.4. Energiekalibrierung

Die Energiekalibrierung wurde mit dem Datenanalyseprogramm ORIGIN[23] durchgeführt. Für die Energiekalibrierung wurden den Kanalnummern der Peaks<sup>6</sup> aus Referenzdaten[24] vorliegende  $^{102}\text{Pd}$ - beziehungsweise  $^{106}\text{Pd}$ -Anregungsenergien zugeordnet. Dies wurde durch mehrere Vergleiche der Abstandsverhältnisse von auf der einen Seite den Referenzenergien und auf der anderen Seite den Kanalnummern der ermittelten Zustände durchgeführt. Da aber keine Eichkalibrierung<sup>7</sup> durchgeführt wurde, war dies die einzige Möglichkeit, die Energien der ermittelten Zustände zu erhalten.

Dies gestaltete sich für das  $^{102}\text{Pd}$  relativ kompliziert, da das experimentelle Spektrum eine Vielzahl mehr Zustände enthält, als die Referenz angibt. Eine Ursache hierfür ist darin zu sehen, dass keine Referenzdaten für Teilchenspektroskopie bzgl.  $^{102}\text{Pd}$  vorhanden sind. Praktisch bedeutet dies, dass die experimentellen Daten einige neue, bisher

<sup>4</sup>Maximum der Tailfitfunktion bzgl. des Maximums der Gaußfitfunktion

<sup>5</sup>Definiert den Abfall der Tailfitfunktion

<sup>6</sup>Bzgl. des Gaußfitsmaximums

<sup>7</sup>Vermessung eines Kerns mit gut bekanntem Anregungsspektrum und geringer Zustandsdichte unter den gleichen Magnetfeldeinstellungen

unbekannte, Zustände enthalten und dass manche in vergangenen Experimenten mittels  $\gamma$ -Spektroskopie beobachteten Zustände bei diesem Experiment nur sehr schwach bevölkert wurden. Aber auch beim  $^{106}\text{Pd}$  sind durch modernere Experimentierbedingungen wie beispielsweise dem verwendeten hochauflösenden, nahezu untergrundfreien Detektor neue Zustände zu erwarten, da die vorherige Messung vor beinahe 30 Jahren durchgeführt wurde.

Durch intensives Vergleichen der Referenzdaten mit den experimentellen Daten wurde somit eine erste Zuordnung zwischen Kanälen und Energien durchgeführt und hiermit ein quadratisches Polynom angepasst. Dies leitet sich von der Tatsache ab, dass in der Fokalebene des Q3D-Magnetspektrographen die Energie der einfliegenden Ejektile eine quadratische Abhängigkeit vom Ort aufweist. Da die Kanalnummern linear mit dem Ort steigen ergibt sich also eine quadratische Abhängigkeit der Ejektilenergien und somit der Anregungsenergien von der Kanalnummer. Mittels dieser Zuordnung wurden dann sämtlichen Zuständen Anregungsenergien zugeordnet. Durch abermaligen Vergleich mit der Referenz wurde dieser Vorgang iterativ fortgesetzt und eine neue verfeinerte Zuordnung durchgeführt, mit welcher abermals ein quadratisches Polynom angefüttet wurde. Dies wurde so oft wiederholt, bis die Fitenergien der bisher bekannten Zustände der experimentellen Daten keine größeren Abweichungen als etwa 0.5 keV bis 1 keV aufwiesen (s. Abb. 4.5). Im

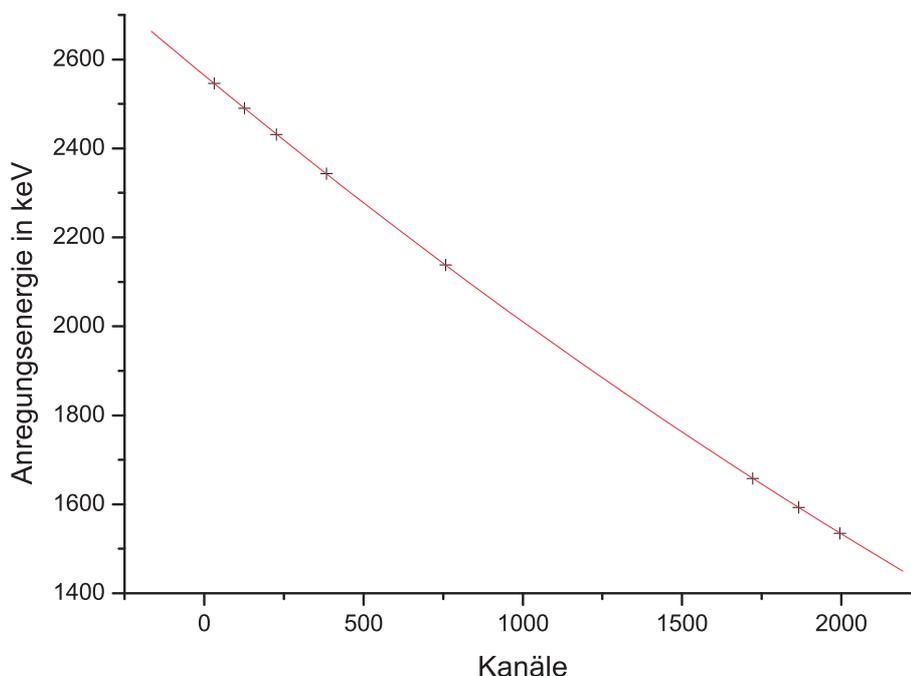


Abbildung 4.5.: Energiekalibrierungspunkte und Energiekalibrierungsfunktion der  $^{104}\text{Pd}(p,t)^{102}\text{Pd}$ -Reaktion für das  $E_x = 1800$  keV,  $\theta = 5^\circ$  Spektrum. Die Kanäle sind mit zugehörigen Fehlern eingezeichnet

Rahmen der Fehler war dies nur der Fall, wenn die komplette Zuordnung korrekt war. Ansonsten lagen die Fehler im Bereich einiger keV. Dieser Vorgang wurde für sämtliche 18 Spektren durchgeführt, wobei sich dieser Prozess natürlich vereinfachte, nachdem eine Energiekalibrierung beim ersten Winkel für sämtliche drei Anregungsenergien durchgeführt wurde. Dies liegt daran, dass die Kanalnummern der Zustände eines Anregungsbereiches sich zwar über den Winkel um den gleichen Betrag ändern, die Struktur des Spektrum aber erhalten bleibt. Die letztendlich ermittelte Anregungsenergie eines Zustandes entspricht dem Mittelwert, der bei allen sechs Winkeln gefitteten Anregungsenergien. Der Fehler der Zustände ergibt sich aus dem Output des GASPAN-Fits, wobei dieser natür-

lich über das totale Differential der Energiekalibrierung auf Energien umgerechnet wurde, sowie aus den Fehlern der jeweiligen Energieeichung.

## 4.5. Berechnung der Wirkungsquerschnitte

Der differentielle Wirkungsquerschnitt  $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)$  bezeichnet die Wahrscheinlichkeit, dass ein Projektil mit dem Target reagiert und anschließend in den Raumwinkel  $d\Omega$  gestreut wird. Im vorliegenden Experiment ist dieser abhängig von der Projektilenergie, der Projektilmasse, der Targetkernmasse, der Ejektilmasse, der Produktkernmasse, der Massenbelegung des Targets, der pro Run aufs Target treffenden Ladung<sup>8</sup>, der im Detektor registrierten guten Ereignisse, dem Target- und dem Q3D-Winkel bzgl. der Strahlrichtung.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt berechnet sich nach:

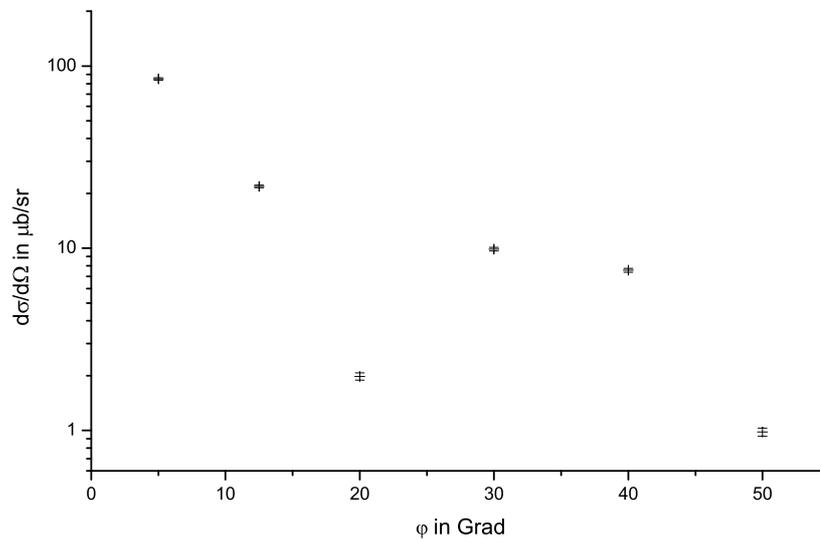


Abbildung 4.6.: Die ermittelten experimentellen differentiellen Wirkungsquerschnitte inklusive Fehlerbalken über den Winkel aufgetragen am Beispiel des ersten angeregten  $0^+$ -Zustandes für  $^{102}\text{Pd}$  bei  $E_x = 1593$  keV.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{N(\theta)}{d\Omega \cdot N_{\text{gesamt}} \cdot F_{\text{target}}}$$

Hierbei entspricht  $N_{\text{gesamt}}$  der Anzahl der Projektile, die in einem Zeitraum  $\Delta t$  auf das Target treffen,  $N(\theta)$  ist die Anzahl der Ejektile einer Energie also eines Zustandes, welche im selben Zeitraum in den Raumwinkel  $d\Omega$ , also in den Q3D-Magnetspektrographen gestreut werden und  $F_{\text{target}}$  bezeichnet die Flächendichte des Targets in Kernen pro Flächeneinheit.  $N_{\text{gesamt}}$  und  $F_{\text{target}}$  ergeben sich aus:

$$F_{\text{target}} = \left[ \frac{\rho_{\text{target}} \cdot N_A}{M} \right] \cdot \frac{1}{\cos\theta}$$

$$N_{\text{gesamt}} = \frac{Q_{\text{gesamt}}}{e} = \frac{[(sca_1 - sca_3)/1000] \cdot 2 \cdot 10^{-6}}{1.602 \cdot 10^{-19}}$$

<sup>8</sup>Dieser wurde vom Farady-Cup hinter dem Target gemessen

$Q_{gesamt}$  bezeichnet hierbei die gesamte auf das Target treffende Projektilladung. Diese wird bestimmt über die Scaler-Werte, welche vom Faraday-Cup an die Datenauslesesoftware<sup>9</sup> gesendet werden.  $sca_1$  gibt einen Wert an, der auf das Target treffenden Teilchenanzahl proportional ist. Gemessen wird dieser Wert über den Faraday-Cup hinter dem Target. Dieser ist mit dem Integrator verbunden. An diesem ist der Messbereich einzustellen. Vollausschlag<sup>10</sup> des Integrators bedeutet eine Teilchenrate von 1 kHz, geringere Ausschläge dementsprechend eine linear geringere Teilchenrate. Der  $sca_3$ -Wert gibt die Teilchen an, die während der Totzeit der Datenaufnahme in den Cup gelangt sind und somit nicht im Spektrum sein können.

Das Programm "Intens4"[25] berechnet durch die oben angegebenen Größen den pro Run konstanten Faktor:

$$\frac{1}{d\Omega \cdot N_{gesamt} \cdot F_{target}}$$

$d\Omega$  wird aus den Einstellungen für die Q3D-Schlitze gewonnen. Somit bestimmen sich die differentiellen Wirkungsquerschnitte aus den Integralfächenwerten  $N(\theta)$ .

Die relativen statistischen Fehler der differentiellen Wirkungsquerschnitt pro Run werden durch Multiplikation der Integralfächenfehler, welche GASPAN ausgab mit dem durch Intens4 bestimmten Faktor, erhalten. Somit war es nun möglich, die differentiellen Wirkungsquerschnitt über den Winkel mit Fehlerbalken darzustellen (s. Abb. 4.6), um aus der Struktur dieses Plots die Drehimpulsüberträge und somit die Spins (Drehimpulsüberträge) der gemessenen Zustände bestimmen zu können. Diese Bestimmung gelingt durch Vergleich der experimentellen Daten mit DWBA-Berechnungen bezüglich des jeweils angenommenen Spins.

Da die ermittelten differentiellen Wirkungsquerschnitte zwischen einigen mb (Grundzustand,  $5^\circ$ ) und etwa  $0.1 \mu b$  betragen, wurde als Einheit der Darstellung  $\mu b$  verwendet.

## 4.6. Vergleich der Winkelverteilung mit DWBA-Rechnungen

Allein an der Struktur der über den Winkel aufgetragenen differentiellen Wirkungsquerschnitte eines Zustandes kann im Allgemeinen schon eine Aussage bezüglich des Drehimpulsübertrages und somit des Spins getroffen werden. Um allerdings diese erste Vermutung mit Fakten zu untermauern, wurde für jeden Winkelverlauf eines jeden Zustandes DWBA<sup>11</sup>-Berechnungen durchgeführt. Diese wurden mit dem "CHUCK"[26]-Computercode erstellt. Die hierfür notwendigen Eingaben bestehen in der Charakterisierung der Reaktionspartner, wie etwa Angabe der Ladung, der Protonenzahl, Neutronenzahl und Gesamtmasse bezüglich Projektilkern, Targetkern, Ejektilkern und Produktkern sowie die Bestimmung der Reaktion, wie zum Beispiel den Q-Wert oder die optischen Potentiale. Letztere wurden mit Hilfe einer Parametrisierung[27] gewonnen und sind in Tabelle 4.1 ausführlich wiedergegeben. Die optischen Potentiale werden im Rahmen der DWBA verwendet um die Streuung während der Reaktion zu beschreiben um so die Winkelverteilung der Ejektile theoretisch beschreiben zu können. Hierbei handelt es sich um drei Anteile je für das Projektil (p), das Ejektil (t) und die transferierte Teilchensorte (n). Der erste Anteil ist ein Volumenanteil (Index r"), der zweite ein Oberflächenterm (Index Ö") und der dritte ein Spin-Bahn-Kopplungsterm (Index SSO"). V bezeichnet die realen Potentiale, W die

<sup>9</sup>MARaBOU

<sup>10</sup>In diesem Fall  $2 \cdot 10^{-6}$  A (s.o.)

<sup>11</sup>Die DWBA ist eine Streutheorie, welche den Winkelverlauf der differentiellen Wirkungsquerschnitte beschreibt.

	$^{104}\text{Pd}(p,t)^{102}\text{Pd}$			$^{108}\text{Pd}(p,t)^{106}\text{Pd}$		
	p	t	n	p	t	n
$V_r$	52.68	160.01		53.42	159.8	
$4W_D$	27.74			29.31		
$W_0$	2.8	26.97		2.8	23.22	
$4W_{SO}$	24.8			24.8		
$r_r$	1.23	1.20	1.17	1.23	1.20	1.17
$r_D$	1.32			1.32		
$r_0$	1.32	1.40		1.32	1.40	
$r_{SO}$	1.01			1.01		
$R_C$	1.25	1.30		1.25	1.30	
$a_r$	0.75	0.72	0.75	0.75	0.72	0.75
$a_D$	0.59			0.61		
$a_0$	0.59	0.84		0.61	0.84	
$a_{SO}$	0.75			0.75		
nlc	0.85	0.25		0.85	0.25	

Tabelle 4.1.: Optische Parameter bezüglich  $^{104}\text{Pd}(p,t)^{102}\text{Pd}$  und  $^{108}\text{Pd}(p,t)^{106}\text{Pd}$ 

imaginären,  $r$  den Wechselwirkungsradius,  $R_C$  den Coulombradius und  $a$  die Unschärfe der Potentiale.

Außerdem war es erforderlich, die Orbitale, sowie den Spin und die Anregungsenergie anzugeben, aus denen Anregungen berechnet werden sollen. Da bei den beiden vorliegenden (p,t)-Reaktionen zwei Neutronen dem Kern entnommen wurden, wurden auch nur Berechnungen für Neutronenanregungen durchgeführt. Als mögliche Orbitale, aus denen die meisten Anregungen stattfinden sollten, wurden für beide zu untersuchenden Kerne nach Lektüre des entsprechenden Nilsson-Diagramms[2] mit  $\beta \approx 0.2$  das  $2d_{5/2^-}$ , das  $1g_{7/2^-}$  und das  $1h_{11/2^-}$ -Orbital identifiziert.

Somit wurden für jeden Zustand die experimentellen differentiellen Wirkungsquerschnitte betrachtet und eine erste Abschätzung getroffen, um welche Spins (Drehimpulsüberträge) es sich handeln könnte, falls dies nicht sowieso eindeutig war. Zu diesen wurden dann für alle drei Orbitale CHUCK-Berechnungen durchgeführt. Diese Berechnungen wurden an dem Winkel welcher den stärksten differentiellen Wirkungsquerschnitt aufwies, normiert. Dieser ist im allgemeinen zum Beispiel  $5^\circ$  für  $0^{+-}$ ,  $20^\circ$  für  $2^{+-}$  und  $30^\circ$   $4^+$ -Zustände. Durch diese Überlagerung zeigte sich meist sofort um welchen Spin es sich jeweils handelt (s. Abb. 4.7).

## 4.7. Eliminierung von Kontaminationszuständen

Dadurch, dass gerade das  $^{104}\text{Pd}$ -Target relative hohe Anteile an anderen Pd-Isotopen enthielt, war von vorn herein anzunehmen, dass in dem gewonnenen Spektrum der  $^{104}\text{Pd}(p,t)^{102}\text{Pd}$ -Reaktion einige starke Zustände anderer Pd-Isotope vorhanden sein könnten. Um nun  $^{102}\text{Pd}$ -Zustände von denen anderer Isotope unterscheiden zu können, existieren mehrere Verfahren:

### Zustandsverschiebungen

Als erstes kann man sich die Eigenschaft zu Nutze machen, dass, aufgrund der anderen Kinematik der (p,t)-Reaktionen anderer Pd-Isotope, deren Linien im Vergleich zu den

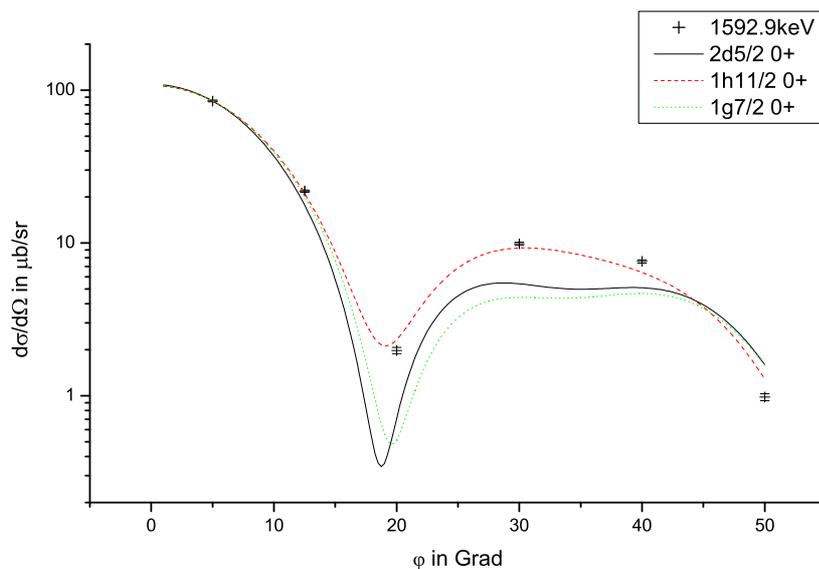


Abbildung 4.7.: Die experimentellen differentiellen Wirkungsquerschnitte im Vergleich zu den DWBA-Rechnungen am Beispiel des ersten angeregten  $0^+$ -Zustandes für  $^{102}\text{Pd}$  bei  $E_x = 1593$  keV.

$^{102}\text{Pd}$ -Zuständen schieben, also relativ zu diesen ihre Position verändern. Da jedoch die größten Targetverunreinigungen durch  $^{105}\text{Pd}$  und  $^{106}\text{Pd}$  zustande kommen, ist diese Methode in diesem Fall nicht erfolgsversprechend, da aufgrund der geringen Massenunterschiede zwischen  $^{104}\text{Pd}$ ,  $^{105}\text{Pd}$  und  $^{106}\text{Pd}$  die Verschiebungen in den Spektren nur weniger als 5 keV ausmachen und somit bei sehr schwachen Zuständen nicht verifizierbar sind.

### Kinematik

Eine zweite Möglichkeit ist vorhanden, wenn zuverlässige (p,t)-Daten bezüglich der vermuteten Störisotope vorliegen. Hierbei werden die Anregungsenergien und die differentiellen Wirkungsquerschnitte dieser Kontaminationsisotope kinematisch auf die  $^{104}\text{Pd}(p,t)^{102}\text{Pd}$ -Reaktion umgerechnet und mit den ausgewerteten experimentellen Daten verglichen. Enthält das  $^{104}\text{Pd}(p,t)^{102}\text{Pd}$ -Spektrum bei einer Anregungsenergie  $E_{x1}$  einen Zustand, an der, aus der kinematischen Umrechnung einer der Isotopenzustände sitzen müsste und ergeben sich bei der Umrechnung des differentiellen Wirkungsquerschnittes<sup>12</sup> und Vergleich mit dem der  $^{104}\text{Pd}(p,t)^{102}\text{Pd}$ -Reaktion Übereinstimmungen, so ist ein Kontaminationszustand gefunden.

### Testexperiment

Sind die ersten beiden Methoden nicht anwendbar oder erfolgsversprechend, so existiert noch eine dritte. Hierbei wird die Reaktion bei einem Winkel für alle Anregungsbereiche wiederholt. In dem vorliegenden Experiment wurde die  $^{104}\text{Pd}(p,t)^{102}\text{Pd}$ -Reaktion bei  $\theta = 5^\circ$  sowie  $E_x = 1800$  keV und  $2900$  keV wiederholt.  $E_x = 500$  keV war nicht erforderlich, da in diesem Spektrum schon alle Kontaminationen erkannt wurden und alle übrigen Zustände bekannt waren. Somit wurde nun als erstes die  $E_x = 1800$  keV  $^{104}\text{Pd}(p,t)^{102}\text{Pd}$ -Messung durchgeführt. Anschließend wurden die Magnetfeldeinstellungen nicht verändert, sondern lediglich das  $^{104}\text{Pd}$ -Target durch ein  $^{105}\text{Pd}$  Target ausgewechselt. Dies wurde für den  $E_x = 2900$  keV Bereich ebenso wiederholt. Der große Vorteil dieses Verfahrens be-

<sup>12</sup>Über die Anreicherung des Pd-Isotops

steht in der Trivialität der Auswertung. Hält man für einen Anregungsbereich die beiden Spektren übereinander, so ist direkt zu erkennen welcher der Zustände im  $^{104}\text{Pd}(p,t)^{102}\text{Pd}$ -Spektrum zu dem Störisotop gehören, wie aus Abbildung 4.8 direkt ersichtlich wird:

Wie bereits geschildert, führte das erste Verfahren bei der  $^{104}\text{Pd}(p,t)^{102}\text{Pd}$ - und der

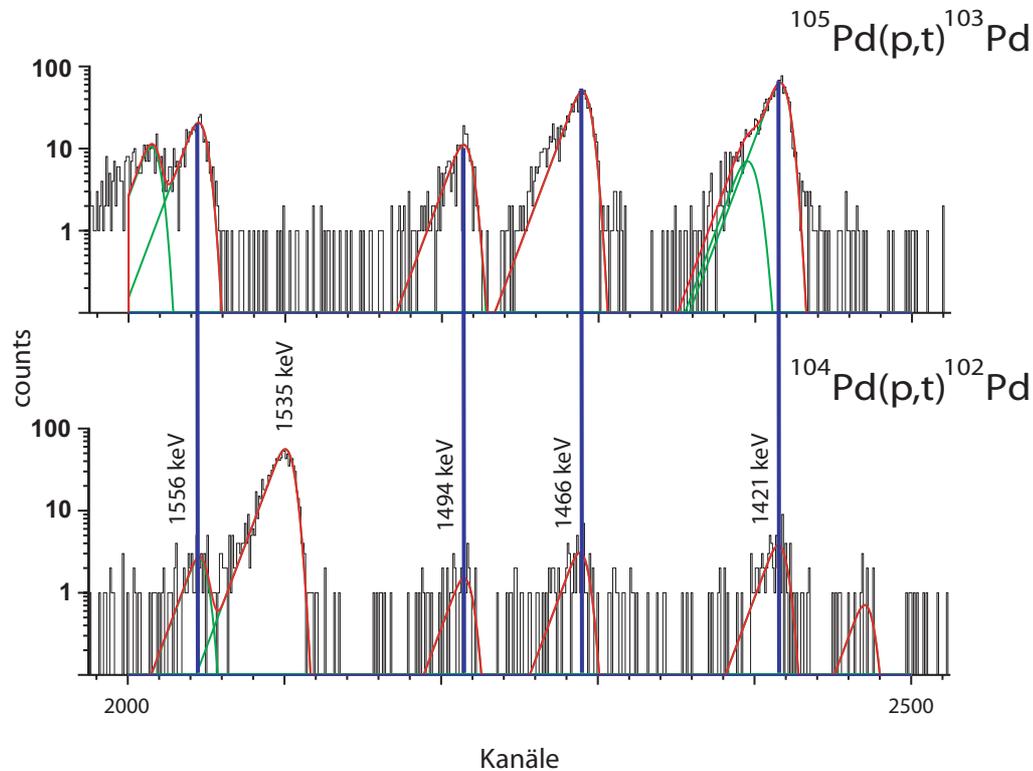


Abbildung 4.8.: Ein Ausschnitt des  $^{102}\text{Pd}$ -Spektrums im Vergleich mit einem Ausschnitt des  $^{103}\text{Pd}$ -Spektrums, welches unter den selben Magnetfeldeinstellungen aufgenommen wurde. Teilweise sind die Anregungsenergien bzgl. der  $^{102}\text{Pd}$ -Eichung angegeben. Direkt ersichtlich ist, dass die vier Zustände  $E_x=1421$  keV,  $E_x=1466$  keV,  $E_x=1556$  keV und  $E_x=1494$  keV durch  $^{103}\text{Pd}$  hervorgerufene Kontaminationszustände im  $^{102}\text{Pd}$ -Spektrum sind.

$^{108}\text{Pd}(p,t)^{106}\text{Pd}$ -Reaktion nicht zum Erfolg. Mittels des zweiten Verfahrens war es möglich, die Kontaminationen von den Isotopen aufzuspüren, deren (p,t)-Daten vorhanden sind. Dies sind  $^{102}\text{Pd}$ ,  $^{104}\text{Pd}$ ,  $^{106}\text{Pd}$  sowie  $^{108}\text{Pd}$ . Da aber gerade  $^{105}\text{Pd}$  die größte Kontamination des  $^{104}\text{Pd}$ -Targets darstellte und hierfür keine (p,t)-Daten vorlagen, wurde in diesem Fall das dritte Verfahren gewählt.

Das  $^{108}\text{Pd}(p,t)^{106}\text{Pd}$ -Spektrums war um einiges einfacher zu reinigen, da das  $^{108}\text{Pd}$ -Target höher angereichert war und die relevanten Kontaminationen des Spektrums, nämlich  $^{104}\text{Pd}$  und  $^{108}\text{Pd}$ , schon durch (p,t)-Reaktionen untersucht worden sind. Somit wurde hierfür die zweite Variante gewählt.



# 5. Ergebnisse

## 5.1. $^{102}\text{Pd}$ -Auswertung

### 5.1.1. Spektrum

Die im Dezember 2005 aufgenommenen  $^{104}\text{Pd}(p,t)^{102}\text{Pd}$ -Spektren enthielten insgesamt 168 Zustände in allen drei Anregungsbereichen. Abbildung 5.1 zeigt solch ein Spektrum in logarithmischer Darstellung, wobei die Anregungsenergie von  $E_x=0$  keV bis  $E_x=3600$  keV reicht. Gut lässt sich die hohe Zustanddichte im zweiten Anregungsbereich von etwa

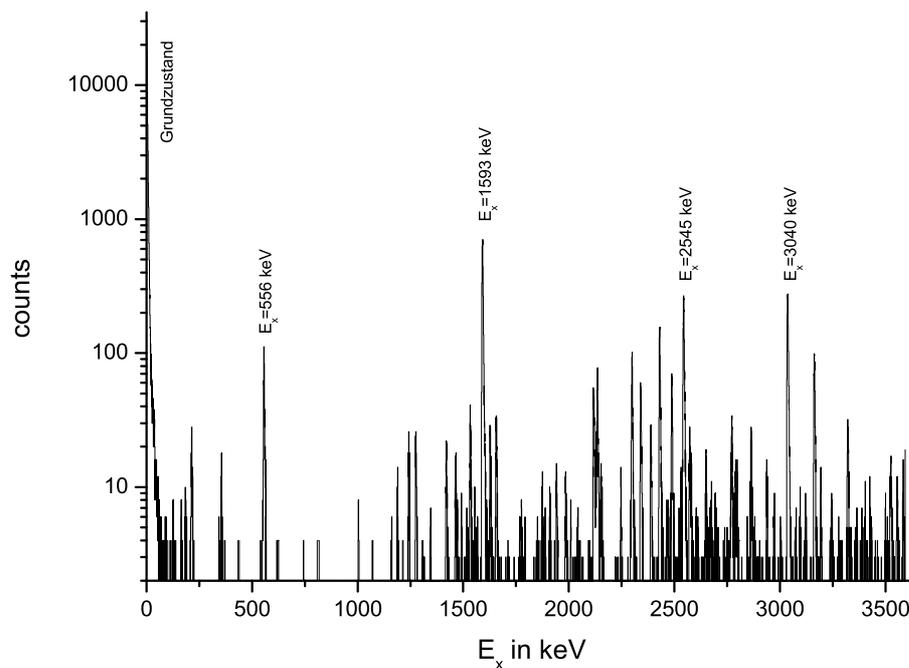


Abbildung 5.1.:  $^{102}\text{Pd}$ -Anregungsspektrum für  $\theta = 5^\circ$ . Einige Zustände sind mit Anregungsenergien versehen.

$E_x=1300$  KeV bis  $E_x=2600$  keV erkennen. Dies ist ungewöhnlich, da sich der zweite Anregungsbereich unterhalb der Paarungslücke befindet und somit nur kollektive Zustände auftreten können und keine Einteilchenzustände. Einige besonders starke Zustände wurden gekennzeichnet, wobei aber zu berücksichtigen ist, dass es sich hierbei bis auf den  $E_x=556$  keV Zustand bei allen um  $0^+$ -Zustände handelt, die bei  $5^\circ$  natürlich alle ihren maximalen differentiellen Wirkungsquerschnitt haben und somit als besonders starke Zustände auftreten.

Im ersten Anregungsbereich von  $E_x=0$  keV bis ca.  $E_x=1300$  keV sind insgesamt 20 Zustände zu erkennen. Bei näherer Betrachtung dieser über alle Winkeleinstellungen und

aufgrund der Kontaminationsanalyse stellte sich jedoch heraus, dass bis auf die bisher bekannten ersten drei Zustände alle sonstigen Zustände zu anderen Pd-Isotopen gehören. Die bisher bekannten Zustände sind der Grundzustand, der ersten angeregten ( $E_x=556$  keV) und der zweiten angeregten Zustand ( $E_x=1275$  keV)

Im zweiten Anregungsbereich von ca.  $E_x=1300$  keV bis ca.  $E_x=2600$  keV wurden insgesamt 96 Zustände gemessen und deren differentielle Wirkungsquerschnitte ermittelt. Nach einer Kontaminationsanalyse mittels kinematischer Umrechnung wurden zwei Zustände als  $^{104}\text{Pd}$ -Zustände identifiziert. Nach einer weiteren Analyse durch ein Testexperiment im September 2006, wobei das  $^{104}\text{Pd}(p,t)^{102}\text{Pd}$ -Spektrum im direkten Vergleich und mit den selben Magnetfeldeinstellungen des Q3D-Magnetspektrographen zum  $^{105}\text{Pd}(p,t)^{103}\text{Pd}$ -Spektrum aufgenommen wurde, konnten von diesen 96 Zuständen 13 als  $^{102}\text{Pd}$ -Zustände identifiziert werden. Der größte Teil der Zustände wurde somit  $^{103}\text{Pd}$  zugeordnet.

Im dritten Anregungsspektrum von ca.  $E_x=2600$  keV bis ca.  $E_x=3600$  keV wurden insgesamt 52 Zustände gefunden, untersucht und ausgewertet. Nach der vollständigen Kontaminationsanalyse konnten hiervon 30 Zustände  $^{102}\text{Pd}$  zugeordnet werden.

Insgesamt wurden also 46  $^{102}\text{Pd}$ -Zustände gemessen, von denen 23 laut Referenz[24]<sup>1</sup> noch nicht bekannt waren, also neu sind. Die 23 übrigen gemessenen  $^{102}\text{Pd}$ -Zustände waren bisher bekannt. Eine detaillierte Auflistung aller gefundenen  $^{102}\text{Pd}$ -Zustände liegt in einer Tabelle im Anhang A vor.

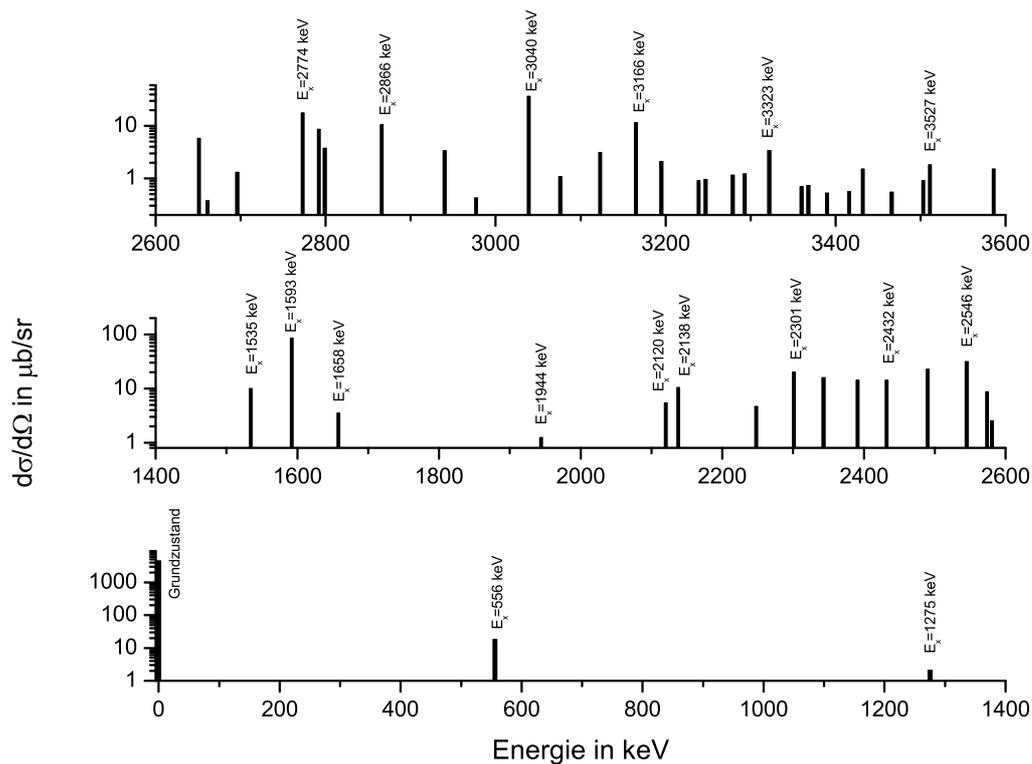


Abbildung 5.2.: Darstellung aller gemessenen  $^{102}\text{Pd}$ -Zustände für  $\theta = 5^\circ$ . Die Höhe der Zustände entspricht dem gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitt für  $\theta = 5^\circ$ . Einige Zustände sind mit Anregungsenergien versehen.

Abbildung 5.2 zeigt die Intensitätsverteilung bei  $5^\circ$  für alle  $^{102}\text{Pd}$ -Zustände. Auffällig hier

<sup>1</sup>Als Referenz wurde immer diese Quelle verwendet. Daher ist im weiteren mit Referenz immer dieses Werk gemeint

ist, dass sich die Zustandsdichte im zweiten Anregungsenergiebereich drastisch reduziert hat im Vergleich zu Abbildung 5.1. Im Vergleich dazu zeigt Abbildung 5.3 die gleiche Verteilung, diesmal aber inklusive sämtlichen Kontaminationszustände. Deutlich zu erkennen

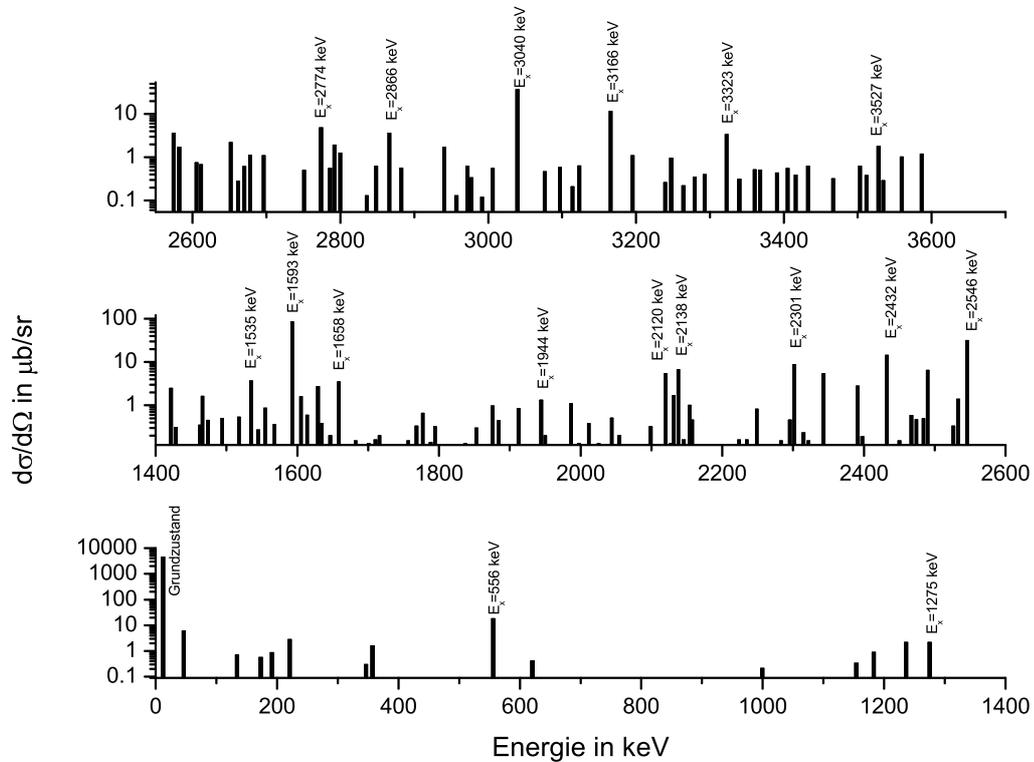


Abbildung 5.3.: Darstellung aller gemessenen  $^{102}\text{Pd}$ -Zustände, inklusive der Kontaminationszustände für  $\theta = 5^\circ$ . Die Höhe der Zustände entspricht dem gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitt für  $\theta = 5^\circ$ . Einige Zustände sind mit Anregungsenergien versehen.

ist der Einfluss der  $^{103}\text{Pd}$ -Kontaminationszustände auf das  $^{102}\text{Pd}$  Spektrum. Die Ursache dafür, dass relativ viele  $^{103}\text{Pd}$ -Zustände im Vergleich zu  $^{104}\text{Pd}$ -Zuständen im Spektrum vorliegen, ist abgesehen davon, dass im Target mehr  $^{105}\text{Pd}$  als  $^{106}\text{Pd}$  vorhanden war, in dem ungepaarten Neutron von  $^{103}\text{Pd}$  zu sehen. Während in den Palladiumisotopen mit gerader Massenzahl ( $A$ ) sämtliche Protonen ( $Z=46$ ) und Neutronen ( $A-46$ ) gepaart sind und somit unterhalb der Paarungsenergie lediglich einige kollektive Zustände vorkommen, bewirkt das ungepaarte Neutron schon eine hohe Zustandsdichte im unteren Anregungsenergiebereich bis ca. 3 MeV. Es ist zwar auf den ersten Blick verwunderlich, dass sich die Kontaminationen im höchsten Anregungsbereich nicht ganz so stark bemerkbar machen, wie in den ersten beiden, unter Berücksichtigung der Hauptkontaminationsisotope ist dies aber verständlich, da hauptsächlich  $^{105}\text{Pd}$  und  $^{106}\text{Pd}$  für die Targetverunreinigungen verantwortlich und somit hauptsächlich  $^{103}\text{Pd}$ - und  $^{104}\text{Pd}$ -Zustände neben den  $^{102}\text{Pd}$ -Zuständen auftreten sollten. Kinematisch bedeutet dies für die  $^{104}\text{Pd}$ -Zustände, dass sich diese mit einer Verschiebung von grob -950 keV im  $^{102}\text{Pd}$ -Spektrum befinden. Die  $^{103}\text{Pd}$ -Zustände hingegen haben eine Verschiebung von grob der Hälfte, also -475 keV. Somit liegen im zweiten Anregungsbereich (ca. 1300 keV bis 2600 keV)  $^{103}\text{Pd}$ -Zustände mit Anregungsenergien von grob  $E_x \approx 1775$  keV bis  $E_x \approx 3075$  keV und  $^{104}\text{Pd}$ -Zustände mit Energien von grob  $E_x \approx 2150$  keV bis  $E_x \approx 3550$  keV vor, also jeweils Anregungsenergiebereich die durch eine hohe Zustandsdichte gekennzeichnet sind mit mehreren besonders starken Anregungszuständen.

Im höchsten gemessenen Anregungsenergiebereich liegen somit  $^{103}\text{Pd}$ -Zustände mit Anregungsenergien von  $E_x \approx 3075$  keV bis  $E_x \approx 4075$  keV und  $^{104}\text{Pd}$ -Zustände mit Anregungsenergien von  $E_x \approx 3550$  keV bis  $E_x \approx 4550$  keV vor, also jeweils Bereiche die zwar ebenfalls teilweise eine hohe Zustandsdichte aufweisen, die sich aber hauptsächlich durch eher schwächere Zustände zusammensetzt.

### 5.1.2. $0^+$ -Zustände

Wie bereits beschrieben, wurden von den 168 analysierten Zuständen lediglich 46  $^{102}\text{Pd}$  zugeordnet. Neun dieser Zustände konnten aufgrund ihrer Wirkungsquerschnittverläufe als  $0^+$ -Zustände identifiziert werden. Von diesen neun Zuständen waren bisher laut Referenz sechs bekannt, wobei von diesen sechs wiederum lediglich drei als  $0^+$ -Zustände identifiziert worden waren. Die Spins der übrigen drei Zustände sind bisher noch nicht gemessen worden. Tabelle 5.1 zeigt eine Auflistung der Zustände, mit gemessenen Anregungsenergien, zugehöriger Fehler, Referenzangaben, sowie maximalem differentiellen Wirkungsquerschnitt. Auffallend ist, dass von den neu identifizierten  $0^+$ -Zuständen die

$E_x$ / keV	Spin	$E_x(\text{Ref.})$ / keV	Spin(Ref.)	$\frac{d\sigma}{d\Omega_{max}}$ / $\frac{\mu\text{b}}{\text{sr}}$	$\theta_{\frac{d\sigma}{d\Omega_{max}}}$ / Grad
$0.0 \pm 0.0$	$0^+$	$0 \pm 0$	$0^+$	$4475 \pm 20$	5
$1592.9 \pm 0.6$	$0^+$	$1593.13 \pm 0.22$	$0^+$	$84.9 \pm 1.2$	5
$1658.6 \pm 0.6$	$0^+$	$1658.1 \pm 0.5$	$0^+$	$3.5 \pm 0.3$	5
$2120.3 \pm 0.6$	$0^+$			$5.4 \pm 0.3$	5
$2432.3 \pm 0.6$	$0^+$	$2431.5 \pm 0.7$		$14.3 \pm 0.4$	5
$2545.8 \pm 0.3$	$0^+$	$2546.2 \pm 0.7$		$31.3 \pm 0.6$	5
$3039.6 \pm 0.1$	$0^+$	$3040.0 \pm 1.0$		$36.7 \pm 0.6$	5
$3165.6 \pm 0.2$	$0^+$			$11.5 \pm 0.3$	5
$3322.6 \pm 0.6$	$0^+$			$3.4 \pm 0.2$	5

Tabelle 5.1.: Gemessene und bekannte  $0^+$ -Zustände bezüglich  $^{102}\text{Pd}$ .  $E_x$  bezeichnet die gemessene Anregungsenergie mit zugehörigem Fehler des Zustandes,  $E_x(\text{Ref.})$  gibt die Energie der Referenzzustände an. Spin beschreibt den gemessenen Spin des Zustandes und Spin(Ref.) den des Referenzzustandes.  $\frac{d\sigma}{d\Omega_{max}}$  gibt den maximalen gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitt an,  $\theta_{\frac{d\sigma}{d\Omega_{max}}}$  bezeichnet den Winkel, bei dem dieser vorliegt.

meisten schon bekannt waren, jedoch ohne Information über den zugehörigen Kernspin. Lediglich zwei  $0^+$ -Zustände wurden als neue Zustände entdeckt. Hierbei handelt es sich um den  $E_x = 2120.3$  keV und den  $E_x = 3322.6$  keV Zustand.

Abbildung 5.4 zeigt die differentiellen Wirkungsquerschnitte aller gemessenen  $0^+$ -Zustände über die sechs gemessenen Q3D-Winkel aufgetragen und mit jeweils zugehörigen skalierten DWBA-Rechnungen überlagert. Gut erkennbar ist, dass die Berechnungen, welche Anregungen aus dem  $1h_{11/2}$ -Orbital betrachten meist die Beste Übereinstimmung mit den experimentellen Daten zeigt. Eine Auffälligkeit ist in den Intensitäten der  $0^+$ -Zustände zu sehen. Bis auf die  $0^+$ -Zustände  $E_x = 1658.6$  keV,  $E_x = 2120.3$  keV und  $E_x = 3322.6$  keV, welche geringere Intensitäten zeigen alle übrigen  $0^+$ -Zustände eine starke Intensität bis  $4475 \mu\text{b}$ . Die Verläufe der differentiellen Wirkungsquerschnitte letzterer über den Winkel lassen sich sehr gut mit den DWBA-Rechnungen reproduzieren. Anders bei den drei schwächeren Zuständen, die alle bei  $20^\circ$  eine starke Erhöhung zeigen. Verantwortlich sind hierfür sogenannte coupled-channel Effekte<sup>2</sup>. Diese können bei höheren Winkeln wie z.B.

<sup>2</sup>Hierunter ist zu verstehen, dass die transferierten Neutronen bei der Reaktion aus jeweils unterschiedlichen Orbitalen stammen

$20^\circ$  den Wirkungsquerschnitt stark ansteigen lassen[5].

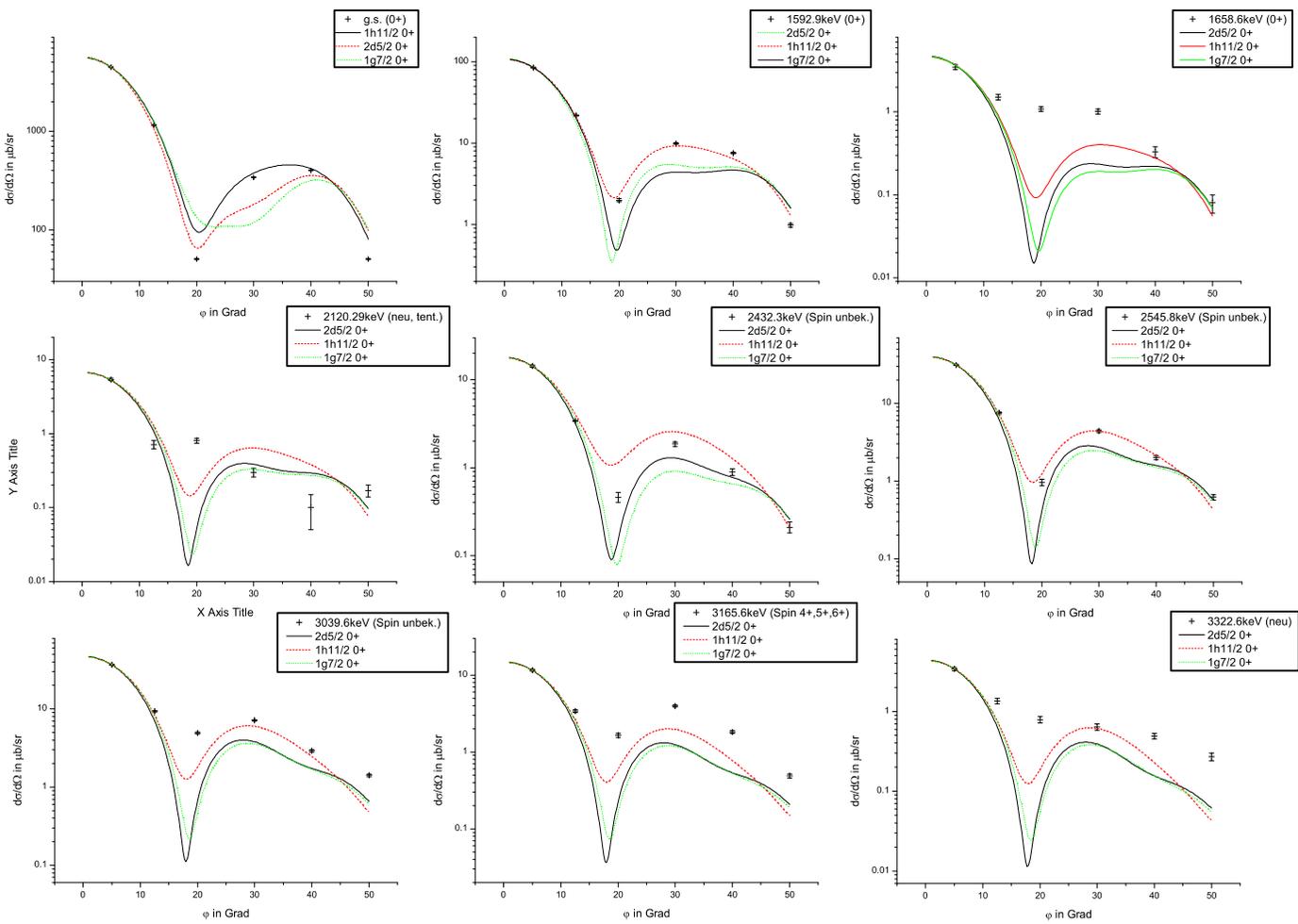


Abbildung 5.4.: Die Diagramme stellen die gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte ( $\frac{d^2\sigma}{d\phi dE}$ ) mit zugehörigen Fehlern über die gemessenen Winkel für alle  $0^+$ -Zustände bezüglich  $^{102}\text{Pd}$  dar. Überlagert sind die experimentellen Werte jeweils mit DWBA-Rechnungen bezüglich des  $1d_{5/2}$ -,  $1g_{7/2}$ - und  $1h_{11/2}$ -Orbitals.

### 5.1.3. $2^+$ -Zustände

Neben den  $0^+$ -Zuständen wurden durch die Auswertung auch insgesamt 19  $2^+$ -Zustände gefunden. Von diesen waren bisher 10 als  $2^+$ -Zustände bekannte, teilweise vorläufig. Drei mögliche  $2^+$ -Zustände der Referenz konnten nicht nachgewiesen werden. Wahrscheinlich waren diese nur sehr schwach bevölkert und zwischen den  $^{102}\text{Pd}$ - und Kontaminationszuständen nicht auszumachen. Ein Blick auf das kontaminierte  $^{102}\text{Pd}$ -Spektrum zeigt, dass beispielsweise der  $E_x = 2610.73$  keV Referenzzustand in einem Energiebereich befindet, welcher stark kontaminiert ist. Ähnliches gilt ebenfalls für den  $E_x = 2716.3$  keV Referenzzustand. Im Fall des  $E_x = 3238.15$  keV Referenzzustandes wurde zwar in unmittelbarer Nähe bei  $E_x = 3239.6$  keV ein  $^{102}\text{Pd}$ -Zustand gemessen, dieser zeigt aber einen starke  $6^+$ -Charakter wie in Abbildung 5.9 dargestellt ist. Ein Indiz für den  $E_x = 3238.15$  keV Referenzzustand ist aber in der Erhöhung des differentiellen Wirkungsquerschnittes bei  $20^\circ$  zu sehen. Da  $2^+$ -Zustände das erste Maximum bei  $20^\circ$  aufweisen, kann diese beschriebene Erhöhung darauf weisen, dass sich unter dem ( $6^+$ )-Zustand der  $E_x = 3238.15$  keV Referenzzustand befindet.

Tabelle 5.2 listet die gemessenen und aus der Referenz bekannten  $2^+$ -Zustände ausführlich auf.

$E_x$ / keV	Spin	$E_x(\text{Ref.})$ / keV	Spin(Ref.)	$\frac{d\sigma}{d\Omega_{max}} / \frac{\mu\text{b}}{\text{sr}}$	$\theta_{\frac{d\sigma}{d\Omega_{max}}} / \text{Grad}$
556.4±0.6	$2^+$	556.43±0.04	$2^+$	18.0±0.4	20
1534.9±0.6	$2^+$	1534.47±0.11	$2^+$	10.0±0.2	20
1944.3±0.6	$2^+$	1944.45±0.25	$2^+$	1.2±0.1	20
2248.8±0.6	$2^+$	2248.7±0.4	2, 3	4.6±0.2	20
2391.2±0.6	$2^+$		(1, 2) <sup>+</sup>	14.2±0.4	20
2490.2±0.6	$2^+$	2489.9±1.0		22.5±0.4	20
2574.2±0.1	$2^+$	2574.3±0.4	(1, 2)	8.7±0.3	30
		2610.73±0.25	(1, 2) <sup>+</sup>		
2696.2±0.3	(2 <sup>+</sup> )	2695.9±1.0	(1, 2)	1.3±0.1	20
		2716.3±0.3	(1, 2) <sup>+</sup>		
2773.8±0.1	$2^+$			17.7±0.4	20
2792.1±0.2	$2^+$			8.7±0.3	20
2866.2±0.1	$2^+$			10.4±0.3	20
2940.5±0.2	$2^+$			3.4±0.2	20
3123.2±0.2	$2^+$	3123.3±0.4	$1^+, 2^+, 3^+$	3.1±0.2	20
		3238.15±0.25	$1^+, 2^+$		
3293.0±0.3	(2 <sup>+</sup> )			1.2±0.1	20
3360.8±0.4	(2 <sup>+</sup> )			0.70±0.09	20
3390.7±0.4	(2 <sup>+</sup> )			0.52±0.07	20
3416.1±0.6	(2 <sup>+</sup> )			0.56±0.08	12.5
3466.7±0.4	(2 <sup>+</sup> )			0.54±0.07	20
3503.2±0.3	(2 <sup>+</sup> )			0.90±0.09	20

Tabelle 5.2.: Gemessene und bekannte  $2^+$ -Zustände bezüglich  $^{102}\text{Pd}$ .  $E_x$  bezeichnet die gemessene Anregungsenergie mit zugehörigem Fehler des Zustandes,  $E_x(\text{Ref.})$  gibt die Energie der Referenzzustände an. Spin beschreibt den gemessenen Spin des Zustandes und Spin(Ref.) den des Referenzzustandes.  $\frac{d\sigma}{d\Omega_{max}}$  gibt den maximalen gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitt an,  $\theta_{\frac{d\sigma}{d\Omega_{max}}}$  bezeichnet den Winkel, bei dem dieser vorliegt.

Von den 19 gemessenen sind 12 Zustände als sichere, 7 als vorläufige  $2^+$ -Zustände anzusehen. Dies läßt sich gut in den Abbildungen 5.5 und 5.6 erkennen.

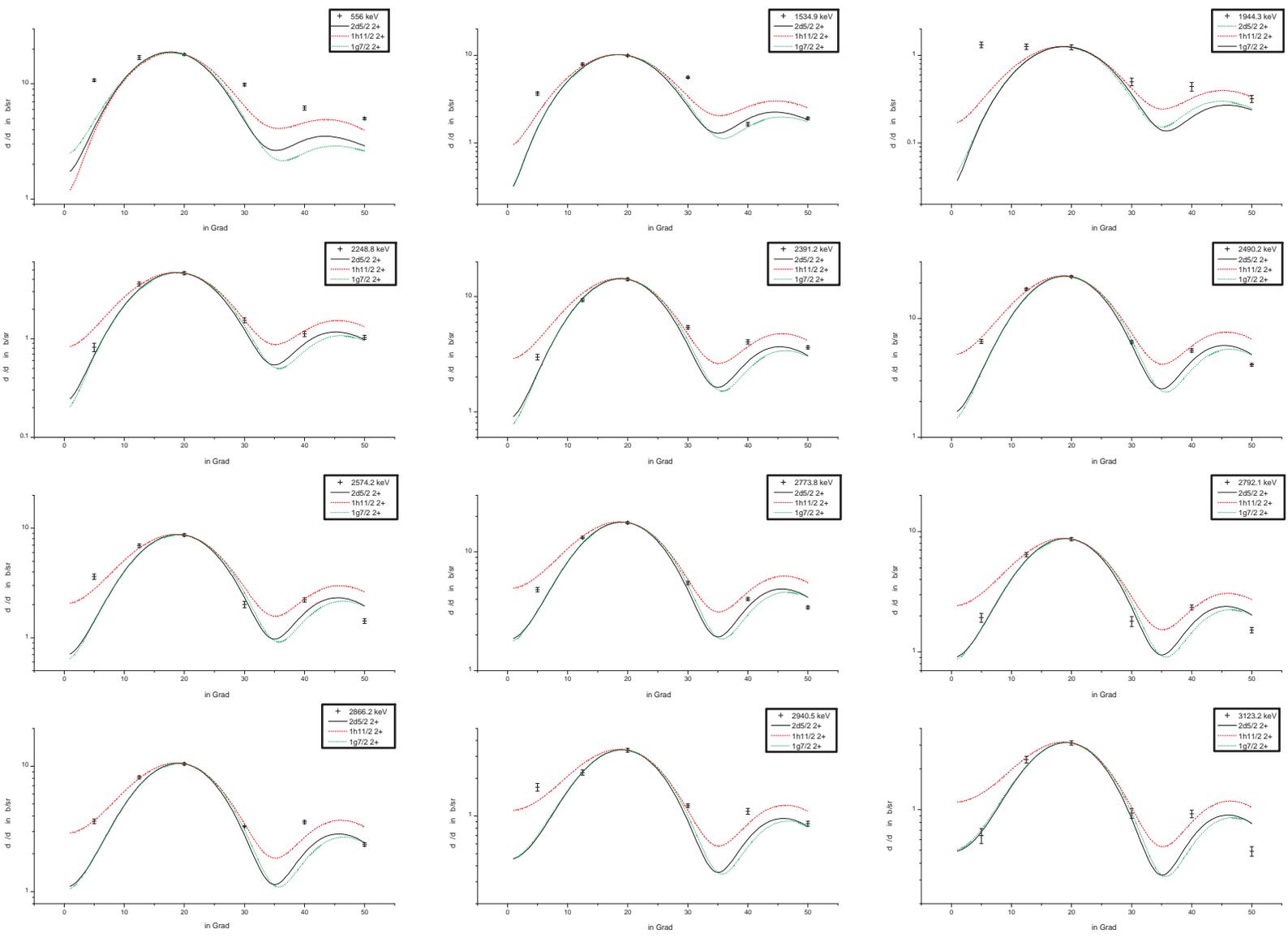


Abbildung 5.5.: Die Diagramme stellen die gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte ( $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}$ ) mit zugehörigen Fehlern über die gemessenen Winkel für alle gemessenen sicheren  $2^+$ -Zustände bezüglich  $^{102}\text{Pd}$  dar. Überlagert sind die experimentellen Werte jeweils mit DWBA-Rechnungen bezüglich des  $1d_{5/2}$ -,  $1g_{7/2}$ - und  $1h_{11/2}$ -Orbitals.

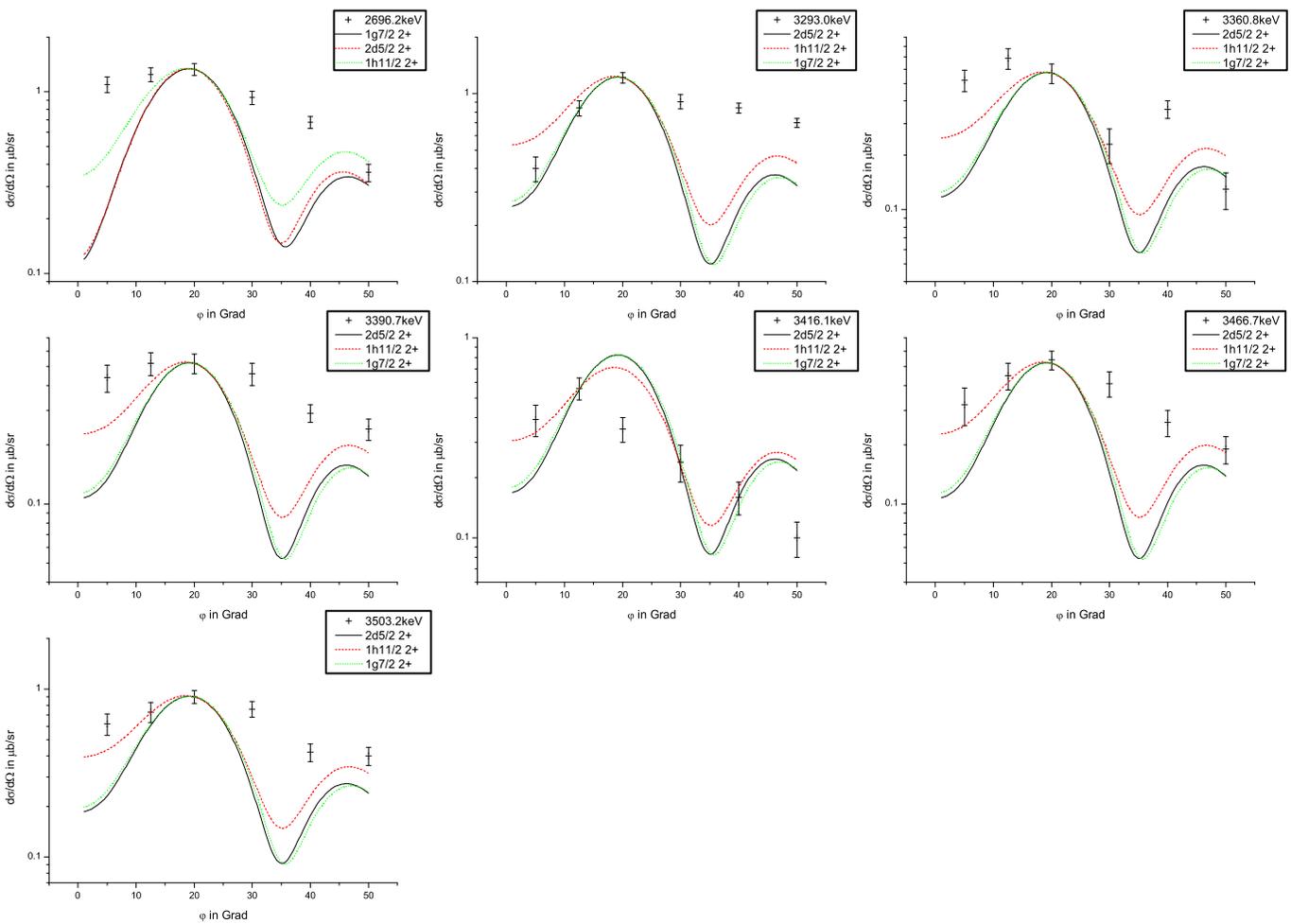


Abbildung 5.6.: Die Diagramme stellen die gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte ( $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ ) mit zugehörigen Fehlern über die gemessenen Winkel für alle gemessenen vorläufigen  $2^+$ -Zustände bezüglich  $^{102}\text{Pd}$  dar. Überlagert sind die experimentellen Werte jeweils mit DWBA-Rechnungen bezüglich des  $1d5/2^-$ ,  $1g7/2^-$  und  $1h11/2^-$ -Orbitals.

Während die Verläufe der differentiellen Wirkungsquerschnitte der sicheren Zustände sich

sehr gut durch DWBA-Rechnungen reproduzieren lassen, ist dies bei den vorläufigen Zuständen nur eingeschränkt der Fall. Das Maximum ist zwar bei  $20^\circ$  zu finden, dennoch sind teilweise beträchtliche Abweichung zu den DWBA-Rechnungen zu erkennen. Eine Ursache hierfür ist in den Intensitäten dieser Zustände zu finden. Während viele der als sicher einzustufenden  $2^+$ -Zustände einen maximalen differentiellen Wirkungsquerschnitte von über  $10 \mu\text{b}/\text{sr}$  aufweisen und somit relativ stark bevölkert sind mit dem dadurch einhergehenden Vorteil einer guten Statistik, ist dies bei den vorläufigen  $2^+$ -Zuständen nicht der Fall. Hierbei wurden maximale differentielle Wirkungsquerschnitte von meist weniger als  $1 \mu\text{b}/\text{sr}$  gemessen, was gleichbedeutend mit einer geringen Statistik ist. Dementsprechend kann dies eine Ursache für die teilweise starken Abweichung der experimentellen Werte im Vergleich zu den DWBA-Rechnungen gesehen werden.

#### 5.1.4. $4^+$ -Zustände

Des weiteren wurden 11  $4^+$ -Zustände durch die Auswertung bestimmt. Eine detaillierte Auflistung aller gemessenen und bisher bekannten  $4^+$ -Zustände findet sich in Tabelle 5.3. Hiervon sind acht als sichere und drei als unsichere  $4^+$ -Zustände anzusehen. Die Argu-

$E_x$ / keV	Spin	$E_x(\text{Ref.})$ / keV	Spin(Ref.)	$\frac{d\sigma}{d\Omega}_{max}$ / $\frac{\mu\text{b}}{\text{sr}}$	$\theta_{\frac{d\sigma}{d\Omega}_{max}}$ / Grad
$1275.9 \pm 0.9$	$4^+$	$1275.87 \pm 0.07$	$4^+$	$2.1 \pm 0.1$	30
$2138.1 \pm 0.6$	$4^+$	$2138.02 \pm 0.08$	$4^+$	$10.4 \pm 0.2$	30
$2301.6 \pm 0.6$	$4^+$	$2301.27 \pm 0.08$	$(4)^+$	$20.1 \pm 0.4$	30
$2343.0 \pm 0.6$	$(4^+)$	$2342.94 \pm 0.21$	$(3^-)$	$15.9 \pm 0.3$	30
		$2533.0 \pm 0.3$	$(4)^+$		
$2581.9 \pm 0.4$	$4^+$	$2582.9 \pm 1.0$		$2.5 \pm 0.2$	30
		$2651.30 \pm 0.11$	$(4^+)$		
$2799.6 \pm 0.5$	$4^+$	$2798.9 \pm 0.4$	$(4^+)$	$3.72 \pm 0.05$	30
		$2977.3 \pm 0.3$	$4^{(+)}, 5^{(+)}, 6^{(+)}$		
		$3003.2 \pm 0.3$	$4^+, 5^+, 6^+$		
		$3008.78 \pm 0.15$	$(4)$		
		$3076.02 \pm 0.24$	$4^+, 5^+, 6^+$		
		$3166.5 \pm 0.4$	$4, 5, 6$		
$3195.5 \pm 0.2$	$4^+$			$2.1 \pm 0.1$	30
$3368.2 \pm 0.4$	$(4^+)$			$0.73 \pm 0.08$	30
$3432.8 \pm 0.2$	$4^+$			$1.5 \pm 0.1$	30
$3511.8 \pm 0.5$	$4^+$			$1.8 \pm 0.2$	5
$3586.7 \pm 0.2$	$(4^+)$			$1.5 \pm 0.1$	30

Tabelle 5.3.: Gemessene und bekannte  $4^+$ -Zustände bezüglich  $^{102}\text{Pd}$ .  $E_x$  bezeichnet die gemessene Anregungsenergie mit zugehörigem Fehler des Zustandes,  $E_x(\text{Ref.})$  gibt die Energie der Referenzzustände an. Spin beschreibt den gemessenen Spin des Zustandes und Spin(Ref.) den des Referenzzustandes.  $\frac{d\sigma}{d\Omega}_{max}$  gibt den maximalen gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitt an,  $\theta_{\frac{d\sigma}{d\Omega}_{max}}$  bezeichnet den Winkel, bei dem dieser vorliegt.

mentation hierfür ist identisch derer bezüglich der  $2^+$ -Zustände. Wie anschaulich in den Abbildungen 5.7 und 5.8 dargestellt ist. Wie gut zu erkennen ist lassen sich die Verläufe der differentiellen Wirkungsquerschnitte für sicheren  $4^+$ -Zustände sehr gut durch DWBA-Rechnungen reproduzieren. Vorläufige, also unsichere  $4^+$ -Zustände weisen zwar ebenfalls ein Maximum bei  $30^\circ$  auf, aber deren Verlauf entspricht nicht zweifellos einem  $4^+$ -Zustand.

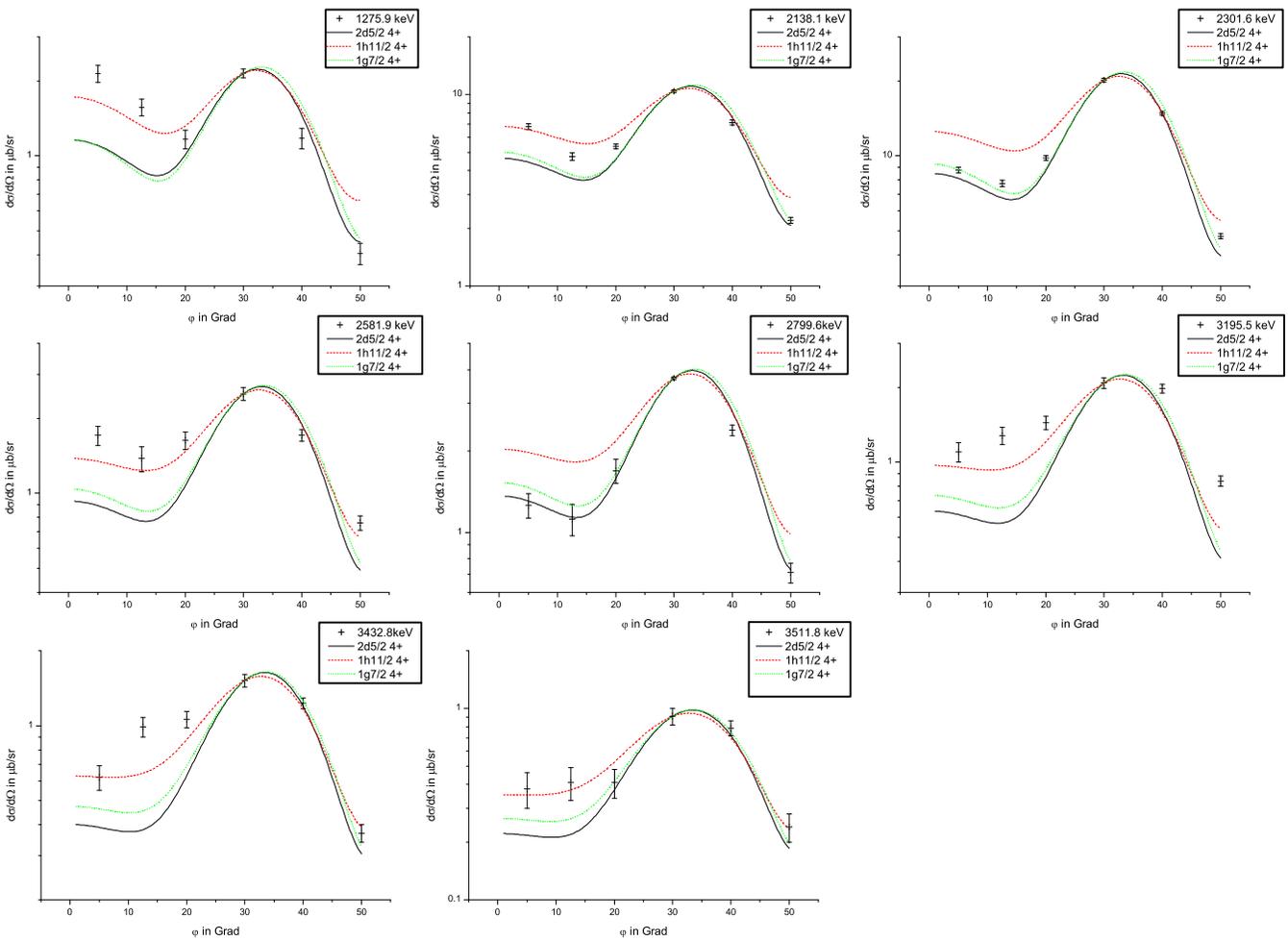


Abbildung 5.7.: Die Diagramme stellen die gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte ( $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ ) mit zugehörigen Fehlern über die gemessenen Winkel für alle gemessenen sicheren  $4^+$ -Zustände bezüglich  $^{102}\text{Pd}$  dar. Überlagert sind die experimentellen Werte jeweils mit DWBA-Rechnungen bezüglich des  $1d_{5/2}$ -,  $1g_{7/2}$ - und  $1h_{11/2}$ -Orbitals.

Vier der gemessenen  $4^+$ -Zustände sind laut Referenz bisher bekannt. Sieben laut Referenz bekannte, teilweise vorläufige  $4^+$ -Zustände konnten nicht gemessen werden. Die

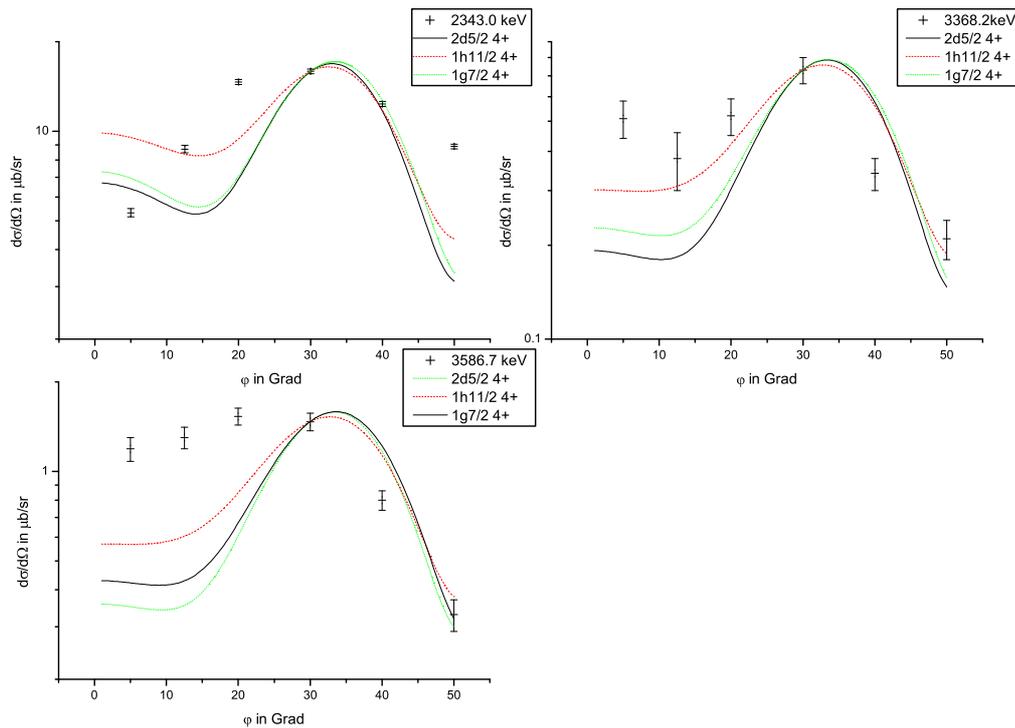


Abbildung 5.8.: Die Diagramme stellen die gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte ( $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ ) mit zugehörigen Fehlern über die gemessenen Winkel für alle gemessenen vorläufigen  $2^+$ -Zustände bezüglich  $^{102}\text{Pd}$  dar. Überlagert sind die experimentellen Werte jeweils mit DWBA-Rechnungen bezüglich des 1d5/2-, 1g7/2- und 1h11/2-Orbitals.

$E_x = 2533.0 \text{ keV}$ ,  $E_x = 2977.3 \text{ keV}$ ,  $E_x = 3003.2 \text{ keV}$  und  $E_x = 3008.78 \text{ keV}$  Referenzzustände sind wahrscheinlich schwach bevölkerte Zustände, zumindest bei der vorliegenden Reaktion. Diese Zustände liegen alle in Bereichen starker Kontamination und sind deshalb unter den Kontaminationszuständen nicht zu messen gewesen. Die  $E_x = 2651.30 \text{ keV}$  und  $E_x = 3166.5 \text{ keV}$  Referenzzustände liegen in der Nähe stark bevölkerter anderer  $^{102}\text{Pd}$ -Zustände und sind wahrscheinlich deswegen ebenfalls nicht messbar gewesen. Es wurde zwar bei  $E_x = 2651.8 \text{ keV}$  ein  $^{102}\text{Pd}$ -Zustand gemessen, dieser ist aber aufgrund der differentiellen Wirkungsquerschnitte sicher kein  $4^+$ -Zustand sondern wahrscheinlich ein  $5^-$ -Zustand, wie aus Abbildung 5.9 hervorgeht. Der  $E_x = 3076.02 \text{ keV}$  Zustand hingegen weist aufgrund des Verlaufes der differentiellen Wirkungsquerschnitte auf einen  $6^+$ -Zustand hin, wie ebenfalls in Abbildung 5.9 zu sehen ist.

### 5.1.5. Sonstige Zustände

Neben den neun  $0^+$ , den insgesamt 19  $2^+$  und den insgesamt 13  $4^+$  wurden noch vier weitere  $^{102}\text{Pd}$ -Zustände identifiziert. Deren Wirkungsquerschnitte sind in Abbildung 5.9 dargestellt. Bei drei weiteren Linien waren die Wirkungsquerschnitte so klein, dass weder eine klare Zuordnung zu einem Isotop, noch eine Bestimmung des übertragenen Drehimpulses möglich war.

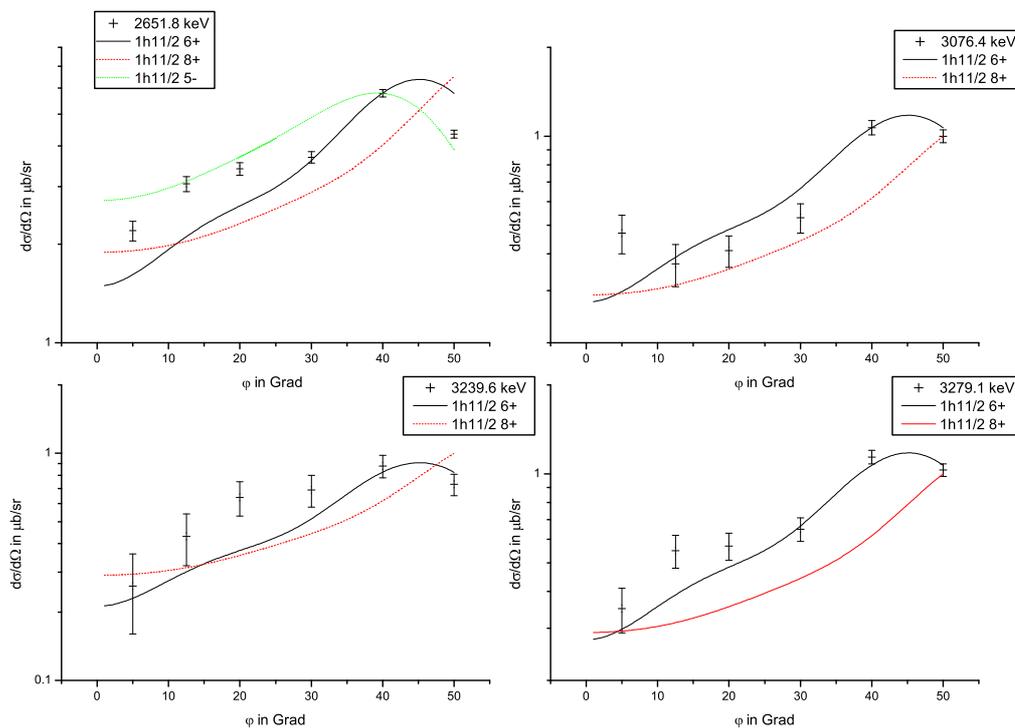


Abbildung 5.9.: Die Diagramme stellen die gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte ( $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ ) mit zugehörigen Fehlern über die gemessenen Winkel für alle auswertbaren sonstigen gemessenen Zustände bezüglich  $^{102}\text{Pd}$  dar. Überlagert sind die experimentellen Werte jeweils mit DWBA-Rechnungen bezüglich mehrerer möglichen Spins.

## 5.2. $^{106}\text{Pd}$ -Auswertung

### 5.2.1. Spektrum

Das  $^{106}\text{Pd}$ -Spektrum, wie es nach dem Experiment vorlag, ist in Abbildung 5.5 dargestellt. Im ersten Anregungsenergiebereich von ca. 0 keV bis 1300 keV wurden sechs Zustände gemessen, von denen fünf bisher bekannt waren, der neue stellte sich als  $^{104}\text{Pd}$ -Kontaminationszustand heraus. Im zweiten Energiebereich von ca. 1300 keV bis 2600 keV befinden sich im Vergleich zum  $^{102}\text{Pd}$ -Spektrum kaum Zustände, insgesamt 25. Im dritten Anregungsbereich von ca. 2600 keV bis 3700 keV wurden 83 Zustände gemessen. Die im Vergleich zur  $^{104}\text{Pd}(p,t)^{102}\text{Pd}$ -Messung niedrige Zustandsdichte im mittleren Energiebereich begründet sich daran, dass aufgrund der relativ hohen  $^{108}\text{Pd}$ -Anreicherung des Targets von ca. 98.44 % in den  $^{106}\text{Pd}$ -Spektren kaum Kontaminationen zu finden sind.

Insgesamt wurden in allen drei Anregungsbereichen 114 Zustände bestimmt, von denen vier durch kinematische Umrechnung als  $^{104}\text{Pd}$ -Zustände identifiziert werden konnten. Im ersten Anregungsenergiebereich liegt bei ca. 900 keV der  $^{104}\text{Pd}$ -Grundzustand, welcher deutlich zu erkennen ist, wie aus Abbildung 5.10 hervor geht. Zwei weitere  $^{104}\text{Pd}$ -Zustände befinden sich im zweiten Anregungsenergiebereich, bei  $E_x=1451$  keV und  $E_x=2231$  keV, einer im höchsten Energiebereich bei  $E_x=3147$  keV. Der differentielle Wirkungsquerschnitt des  $^{104}\text{Pd}$ -Grundzustandes im  $^{106}\text{Pd}$ -Spektrum beträgt ca.  $21\mu\text{b/sr}$  bei  $\theta = 5^\circ$ . Verglichen mit noch nicht veröffentlichten (p,t) Referenzdaten[28] bezüglich  $^{106}\text{Pd}(p,t)^{104}\text{Pd}$  bei

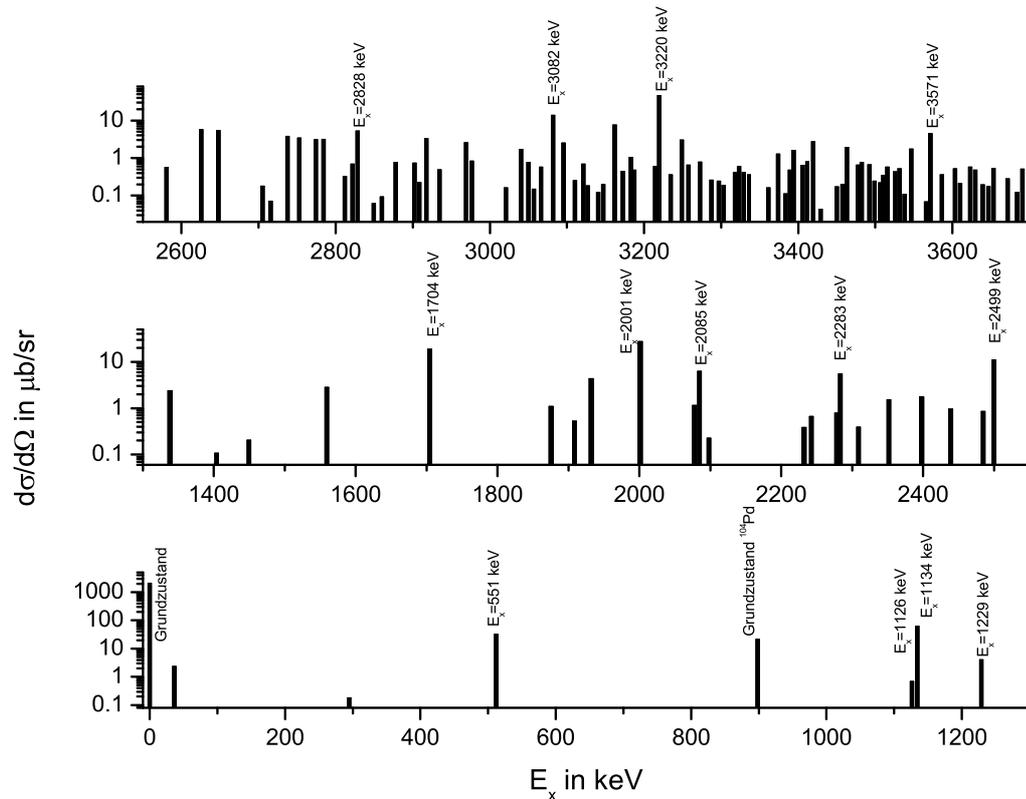


Abbildung 5.10.: Darstellung aller gemessenen  $^{106}\text{Pd}$ -Zustände, inklusive der Kontaminationszustände für  $\theta = 5^\circ$ . Die Höhe der Zustände entspricht dem gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitt für  $\theta = 5^\circ$ . Einige Zustände sind mit Anregungsenergien versehen.

$\theta = 5^\circ$  wobei der  $^{104}\text{Pd}$ -Grundzustand einen differentiellen Wirkungsquerschnitt von ca.  $4845 \mu\text{b}/\text{sr}$  aufweist, ergibt sich eine Kontamination des Targets durch  $^{106}\text{Pd}$  von ca. 0.5 %. Leichtere Palladiumisotope sind anscheinend nicht signifikant im Target vorhanden. Beispielsweise ergibt eine kinematische Rechnung, dass der  $^{103}\text{Pd}$ -Grundzustand im  $^{106}\text{Pd}$ -Spektrum bei  $E_x = 1318 \text{ keV}$  liegen müsste. Bei dieser Energie existiert allerdings kein Zustand, so dass davon auszugehen ist, dass weder  $^{105}\text{Pd}$  noch leichtere Palladiumisotope im Target signifikant vorhanden waren.

Weitere kinematische Rechnungen weisen darauf hin, dass zwei Zustände wahrscheinlich  $^{108}\text{Pd}$ -Zustände zuzuordnen sind. Hierbei handelt es sich um einen Zustand bei  $E_x = 2099 \text{ keV}$  und einen bei  $E_x = 3360 \text{ keV}$ . Sicher ist dies nicht zu belegen, da (p,t) Referenzdaten für  $^{108}\text{Pd}$  bis dato lediglich für  $0^+$ -Zustände bis  $E_x \approx 2.7 \text{ MeV}$  zur Verfügung stehen. Somit wurden 108 Zustände als  $^{106}\text{Pd}$ -Zustände identifiziert. Von diesen 108 befinden sich fünf Zustände im ersten Anregungsenergiebereich, 22 im zweiten Anregungsenergiebereich sowie 81 Zustände im dritten Anregungsenergiebereich. 48 dieser 108 gemessenen  $^{106}\text{Pd}$ -Zustände sind laut Referenz bekannt. Die übrigen 60 sind neue Zustände. Hierbei bleibt aber zu bemerken, dass aufgrund fehlender (p,t)-Referenzdaten bezüglich  $^{108}\text{Pd}$ , es durchaus sein kann, dass sich unter den 60 Zuständen die eine oder andere Kontamination befindet.

Eine Liste sämtlicher gemessenen  $^{106}\text{Pd}$ -Zustände ist im Anhang B zu finden.

### 5.2.2. $0^+$ -Zustände

13 dieser insgesamt 108  $^{106}\text{Pd}$ -Zustände konnten sicher als  $0^+$ -Zustände bestimmt werden. Eine Auflistung der gemessenen und bisher bekannten  $0^+$ -Zustände ist in Tabelle 5.2 aufgeführt. Abbildung 5.11 zeigt die gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte im Vergleich zu DWBA-Kalkulationen. In dem untersuchten Anregungsenergiebereich

$E_x$ / keV	Spin	$E_x(\text{Ref.})$ / keV	Spin(Ref.)	$\frac{d\sigma}{d\Omega_{max}}$ / $\frac{\mu\text{b}}{\text{sr}}$	$\theta_{\frac{d\sigma}{d\Omega_{max}}}$ / Grad
$0.0 \pm 0.0$	$0^+$	$0 \pm 0$	$0^+$	$2216 \pm 8$	5
$1133.9 \pm 0.1$	$0^+$	$1133.77 \pm 0.04$	$0^+$	$62.4 \pm 1.2$	5
$1339.8 \pm 0.4$	$0^+$			$2.4 \pm 0.2$	5
$1704.4 \pm 0.2$	$0^+$	$1706.39 \pm 0.05$	$0^+$	$18.9 \pm 0.4$	5
$1877.4 \pm 0.3$	$0^+$			$1.1 \pm 0.1$	5
$2001.5 \pm 0.2$	$0^+$	$2001.49 \pm 0.05$	$0^+$	$27.6 \pm 0.5$	5
$2277.0 \pm 0.2$	$0^+$	$2278.11 \pm 0.09$	$0^+$	$0.8 \pm 0.1$	5
$2624.3 \pm 0.6$	$0^+$	$2624.40 \pm 0.05$	$0^+$	$5.7 \pm 0.3$	5
$2828.1 \pm 0.2$	$0^+$	$2828.29 \pm 0.09$	$0^+$	$5.2 \pm 0.3$	5
		$2877.92 \pm 0.07$	$0^+$		
$3081.7 \pm 0.4$	$0^+$	$3083.52 \pm 0.14$	0	$13.6 \pm 0.4$	5
$3161.8 \pm 0.3$	$0^+$			$7.6 \pm 0.3$	5
$3219.6 \pm 0.2$	$0^+$	$3221.37 \pm 0.25$	$0^+$	$45.9 \pm 0.8$	5
		$3320.5 \pm 0.3$	$0^+$		
$3571.8 \pm 0.6$	$0^+$			$4.4 \pm 0.3$	5

Tabelle 5.4.: Gemessene und bekannte  $0^+$ -Zustände bezüglich  $^{102}\text{Pd}$ .  $E_x$  bezeichnet die gemessene Anregungsenergie mit zugehörigem Fehler des Zustandes,  $E_x(\text{Ref.})$  gibt die Energie der Referenzzustände an. Spin beschreibt den gemessenen Spin des Zustandes und Spin(Ref.) den des Referenzzustandes.  $\frac{d\sigma}{d\Omega_{max}}$  gibt den maximalen gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitt an,  $\theta_{\frac{d\sigma}{d\Omega_{max}}}$  bezeichnet den Winkel, bei dem dieser vorliegt.

sind bisher laut Referenz 10  $0^+$ - und ein 0-Zuständen bekannt. Von diesen 11 Zuständen konnten neun als  $0^+$ -Zustände verifiziert werden. Nicht als  $0^+$ -Zustände verifiziert werden konnte der  $E_x=2877.92$  keV und der  $E_x=3320.5$  keV Zustand. Es wurden zwar Zustände bei  $E_x = 2878.25$  keV und  $E_x = 3322.70$  keV beobachtet, dennoch weisen die differentiellen Wirkungsquerschnitte aufgrund des ersten Maximums bei  $30^\circ$  nicht auf  $0^+$ -Zustände hin. Wahrscheinlich handelt es sich bei diesen beiden ermittelten Zuständen um den  $E_x = 2879$  keV und den  $E_x = 3321$  keV-Referenzzustand. Hierbei handelt es sich um einen ( $1^-$ )- und einen  $5^-$ -Zustand. Somit ist es durchaus möglich, dass diese beiden nicht beobachteten bisher bekannten  $0^+$ -Zustände in dem vorliegendem Experiment gar nicht oder nur schwach bevölkert wurden. Abbildung 5.17 zeigt den Verlauf der gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte des  $E_x = (2878.25 \pm 0.15)$  keV Zustandes. Deutlich ist eine Erhöhung von ca.  $0.3 \mu\text{b}/\text{sr}$  bei  $5^\circ$  zu sehen, also bei dem Winkel wo ein  $0^+$ -Zustand sein erstes Maximum aufweist. Somit ist es durchaus vorstellbar, dass der  $E_x=2877.92$  keV Referenzzustand von dem gemessenen  $E_x = 2878.25$  keV Zustand überlagert wird. Diese Argumentation passt bezüglich des  $E_x=3320.5$  keV Zustandes nicht, da der benachbarte  $E_x = 3322.70$  keV Zustand keinerlei Erhöhung des differentiellen Wirkungsquerschnitts bei  $5^\circ$  zeigt. Eine Ursache hierfür könnte sein, dass der  $E_x = 3322.70$  keV Zustand stärker bevölkert wird als der  $E_x = 2878.25$  keV Zustand.

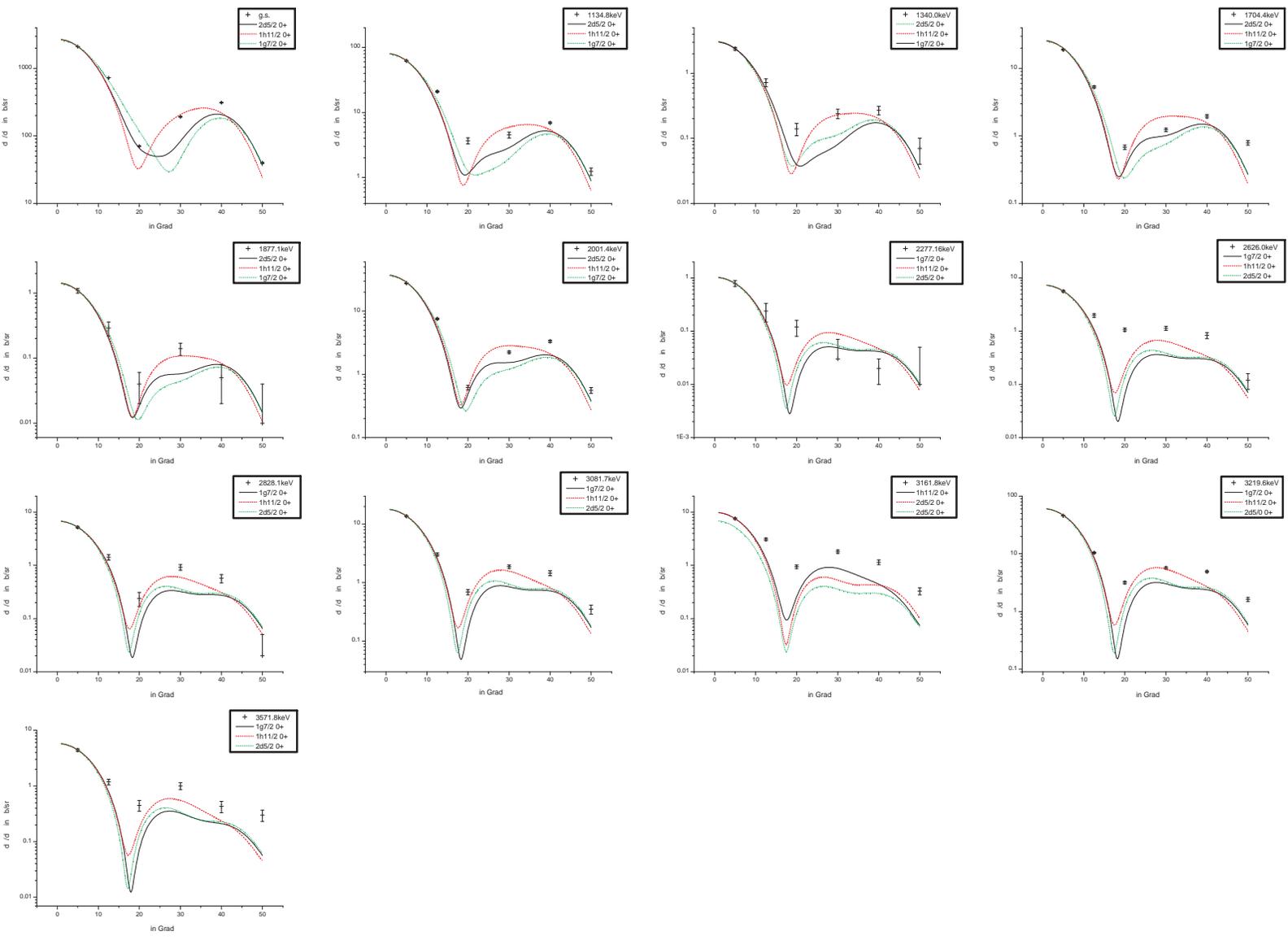


Abbildung 5.11.: Die Diagramme stellen die gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte ( $\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\Omega'}$ ) mit zugehörigen Fehlern über die gemessenen Winkel für alle  $0^+$ -Zustände bezüglich  $^{106}\text{Pd}$  dar. Überlagert sind die experimentellen Werte jeweils mit DWBA-Rechnungen bezüglich des  $1d5/2^-$ ,  $1g7/2^-$  und  $1h11/2^-$ -Orbitals.

Bisher noch nicht bekannte  $0^+$ -Zustände wurden bei  $E_x = 1339.8$  keV,  $E_x = 1877.4$  keV und  $E_x = 3571.8$  keV gefunden. Eine Auffälligkeit ist bei den differentiellen Wirkungsquerschnitten, des  $E_x = 3161.8$  keV Zustandes zu sehen. Bis auf den Wert für die  $5^\circ$ -Messung, an den normiert wurde, weisen alle anderen Werte bezüglich der DWBA-Rechnung eine Erhöhung auf. Diese ist wahrscheinlich auf den  $E_x = 3161.1$  keV Zustand zurückzuführen.

### 5.2.3. $2^+$ -Zustände

34 weitere Zustände der 108 gemessenen konnten als  $2^+$ -Zustände bestimmt werden. 23 hiervon können aufgrund des Vergleiches mit DWBA-Rechnungen als sicher angenommen werden, wie den Abbildungen 5.12 und 5.13 zu entnehmen ist. Die übrigen 11 sind als vorläufige  $2^+$ -Zustände anzusehen. Die differentiellen Wirkungsquerschnitte der sicheren Zustände lassen sich durch DWBA-Rechnungen reproduzieren, die der vorläufigen nur eingeschränkt. 18 weitere bekannte laut Referenz bekannte  $2^+$ -Zustände wurden reproduziert, 15 konnten nicht gemessen werden. Für die Zustände  $E_x = 2472.7$  keV,  $E_x = 2591.2$  keV,  $E_x = 2902.48$  keV,  $E_x = 3144$  keV,  $E_x = 3166.2$  keV und  $E_x = 3647$  keV waren zu wenig oder keine Daten für eine Auswertung vorhanden. Dies läßt darauf schließen, dass diese Zustände bei dem Experiment nur sehr schwach bevölkert wurden. Die 15 anderen nicht gemessenen Referenzzustände liegen wahrscheinlich unter gemessenen Zuständen, waren aber so schwach bevölkert, dass sich nur minimale Abweichungen der differentiellen Wirkungsquerschnitte ergaben im Vergleich zu den DWBA-Rechnungen. Diese minimalen Abweichungen verändern aber die charakteristische Form der überlagernden Zustände kaum. Als Beispiel sei der  $E_x = 2626.87$  keV Referenzzustand erwähnt. In unmittelbarer Nähe, bei  $E_x = 2624.3$  keV befindet sich ein gemessener  $0^+$ -Zustand. Der differentielle Wirkungsquerschnitt dieses Zustandes ist in Abbildung 5.11 zu finden. Im Vergleich mit den DWBA-Rechnungen zeigen die experimentellen Daten dieser insbesondere bei  $20^\circ$  eine Erhöhung. Diese ist wahrscheinlich auf den nicht beobachteten  $E_x = 2626.87$  keV Referenzzustand zurückzuführen, welcher als  $2^+$ -Zustand einen maximalen differentiellen Wirkungsquerschnitt bei  $20^\circ$  hat. Ähnliche Argumentationen gelten für die übrigen überlagerten Zustände.

Überlagerungen anderer Art erklären den Verlauf des gemessenen  $E_x = 2084.7$  keV Zustandes, welcher in Abbildung 5.14 abgebildet ist. Die Abweichungen der differentiellen Wirkungsquerschnitte von den DWBA-Rechnungen lassen sich wahrscheinlich auf den  $E_x = 2093.86$  keV Referenzzustand mit  $J^\pi = 3^-$  zurückführen. Charakteristisch für den Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnitts eines  $3^-$ -Zustandes ist ein erstes Minimum bei ca.  $12.5^\circ$  gefolgt von einem ersten Maximum bei  $30^\circ$ . Dies würde die Absenkung des gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitts bezüglich der DWBA-Rechnungen bei  $12.5^\circ$  und die Erhöhung bei  $30^\circ$  erklären. Ähnliches gilt für den  $E_x = 2969.3$  keV Zustand, wengleich die Abweichungen von den DWBA-Rechnungen schwächer ausfallen. Der hierfür verantwortliche Zustand ist wahrscheinlich der  $E_x = 2968.68$  keV Zustand mit  $J^\pi = 3^-$ .

Eine Auflistung sämtlicher gefundenen und bekannter  $2^+$ -Zustände findet sich in Tabelle 5.5:

$E_x$ / keV	Spin	$E_x(\text{Ref.})$ / keV	Spin(Ref.)	$\frac{d\sigma}{d\Omega_{max}}$ / $\frac{\mu b}{sr}$	$\theta_{\frac{d\sigma}{d\Omega_{max}}}$ / Grad
$511.8 \pm 0.1$	$2^+$	$511.851 \pm 0.023$	$2^+$	$48.4 \pm 1.1$	12.5
$1127.7 \pm 0.9$	$2^+$	$1128.01 \pm 0.03$	$2^+$	$6.4 \pm 0.5$	30
$1558.9 \pm 0.2$	$2^+$	$1562.25 \pm 0.04$	$2^+$	$5.9 \pm 0.2$	12.5

$E_x$ / keV	Spin	$E_x(\text{Ref.})$ / keV	Spin(Ref.)	$\frac{d\sigma}{d\Omega_{max}} / \frac{\mu\text{b}}{\text{sr}}$	$\theta_{\frac{d\sigma}{d\Omega_{max}}} / \text{Grad}$
1908.9±0.3	2 <sup>+</sup>	1909.45±0.09		1.8±0.2	20
2084.7±0.4	(2 <sup>+</sup> )			34.2±0.4	20
2242.7±0.3	2 <sup>+</sup>	2242.49±0.04	2 <sup>+</sup>	3.8±0.2	20
2308.2±0.4	2 <sup>+</sup>	2308.81±0.05	2 <sup>+</sup>	1.53±0.08	20
2438.6±0.3	2 <sup>+</sup>	2439.10±0.07	2 <sup>+</sup>	3.5±0.2	30
		2472.7±0.3	1 <sup>+</sup> , 2 <sup>+</sup>		
2484.4±0.3	2 <sup>+</sup>	2484.66±0.20	(1 <sup>-</sup> )	2.2±0.2	20
2499.5±0.1	2 <sup>+</sup>	2500±4	2 <sup>+</sup>	56.1±0.7	20
		2591.2±0.4	(2, 3) <sup>+</sup>		
		2626.87±0.09	(2, 3) <sup>+</sup>		
		2713.6±2.0	2 <sup>+</sup> , 3 <sup>+</sup>		
		2741.0±0.5	(1, 2 <sup>+</sup> )		
		2748.2±0.4	2, 3 <sup>-</sup>		
2784.1±0.3	2 <sup>+</sup>	2783.78±0.21	2 <sup>+</sup>	18.6±0.4	20
2821.4±0.6	2 <sup>+</sup>	2820.97±0.09	2 <sup>+</sup>	2.7±0.2	20
2849.9±0.3	2 <sup>+</sup>	2850.4±0.5	2 <sup>+</sup> , 3 <sup>+</sup>	0.38±0.06	20
		2902.48±0.10	2 <sup>+</sup>		
2917.8±0.3	2 <sup>+</sup>	2917.86±0.08	2 <sup>+</sup>	13.2±0.3	20
2935.0±0.3	(2 <sup>+</sup> )	2936.0±0.6	(2 <sup>-</sup> , 3 <sup>-</sup> )	0.92±0.09	20
2969.3±0.9	2 <sup>+</sup>			8.4±0.3	20
		3037.32±0.17	1, 2		
3066.5±0.4	2 <sup>+</sup>	3069±5	(2, 3) <sup>-</sup>	3.1±0.2	20
		3097±3	(2) <sup>+</sup>		
3109.8±0.2	2 <sup>+</sup>			1.41±0.09	20
		3120.0±1.0	2 <sup>+</sup> , 3 <sup>+</sup>		
3126.6±0.7	2 <sup>+</sup>			0.45±0.10	20
		3144±3	2 <sup>+</sup> , 3 <sup>+</sup>		
		3161.1±0.5	2 <sup>+</sup>		
		3166.2±1.0	(1, 2 <sup>+</sup> )		
3172.9±0.2	2 <sup>+</sup>	3173.8±0.6	(2 <sup>+</sup> , 3 <sup>+</sup> )	2.7±0.2	20
3214.1±0.2	(2 <sup>+</sup> )			1.2±0.2	12.5
3249.2±0.1	2 <sup>+</sup>	3249.9±0.5	2 <sup>+</sup>	14.2±0.3	20
		3252.0±0.4	2 <sup>+</sup>		
3272.7±0.3	(2 <sup>+</sup> )	3273.5±0.7	1, 2	1.14±0.09	20
3329.2±0.4	(2 <sup>+</sup> )			1.0±0.2	20
3373.7±0.1	2 <sup>+</sup>			5.9±0.2	20
3404.8±0.3	2 <sup>+</sup>			1.8±0.2	20
3449.3±0.3	2 <sup>+</sup>	3449±5	2 <sup>+</sup>	1.0±0.2	20
3482.8±0.4	(2 <sup>+</sup> )			1.6±0.2	20
3492.0±0.3	2 <sup>+</sup>	3490±5	2 <sup>+</sup>	2.8±0.3	20
3510.1±0.6	(2 <sup>+</sup> )			0.7±0.2	20
3585.6±0.5	(2 <sup>+</sup> )			0.6±0.2	20
3621.6±0.4	(2 <sup>+</sup> )			1.0±0.2	12.5
3639.2±0.6	(2 <sup>+</sup> )			0.7±0.2	20
		3647±5	2 <sup>+</sup>		
3691.2±0.3	(2 <sup>+</sup> )			1.9±0.2	20

Tabelle 5.5.: Gemessene und bekannte 2<sup>+</sup>-Zustände bezüglich  $^{102}\text{Pd}$ .  $E_x$  bzw.  $E_x(\text{Ref.})$  bezeichnet die gemessene bzw. die Referenzanregungsenergie mit zugehörigem Fehler des Zustandes an. Spin bzw. Spin(Ref.) beschreibt den gemessenen bzw. den Referenzspin des Zustandes.  $\frac{d\sigma}{d\Omega_{max}}$  gibt den maximalen gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitt an,  $\theta_{\frac{d\sigma}{d\Omega_{max}}}$  bezeichnet den Winkel, bei dem dieser vorliegt.

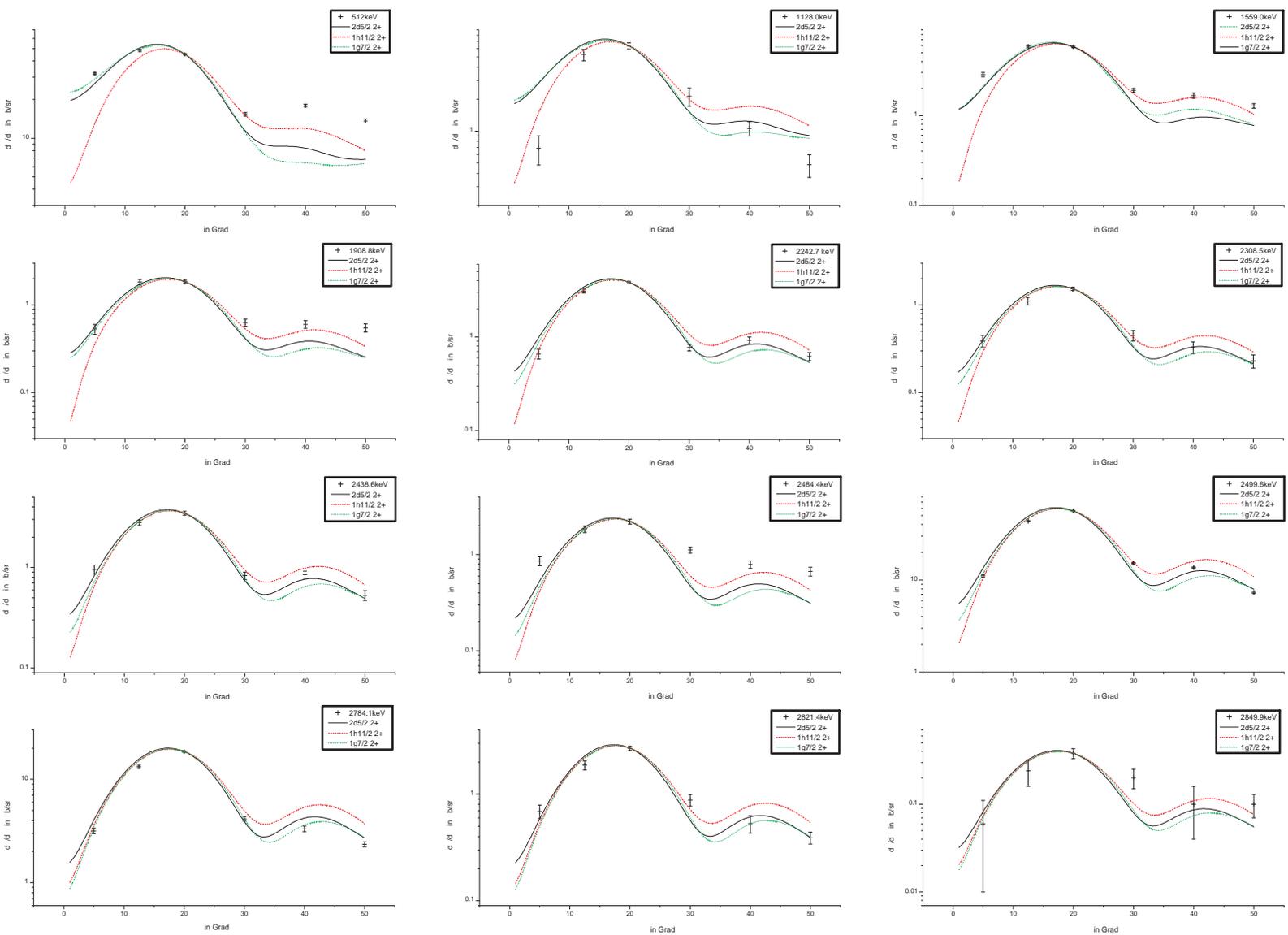


Abbildung 5.12.: Die Diagramme stellen den ersten Teil der gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte ( $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ ) mit zugehörigen Fehlern über die gemessenen Winkel für alle gemessenen sicheren  $2^+$ -Zustände bezüglich  $^{109}\text{Pd}$  dar. Überlagert sind die experimentellen Werte jeweils mit DWBA-Rechnungen bezüglich des  $1d_{5/2}^-$ ,  $1g_{7/2}^-$  und  $1h_{11/2}^-$ -Orbitals.

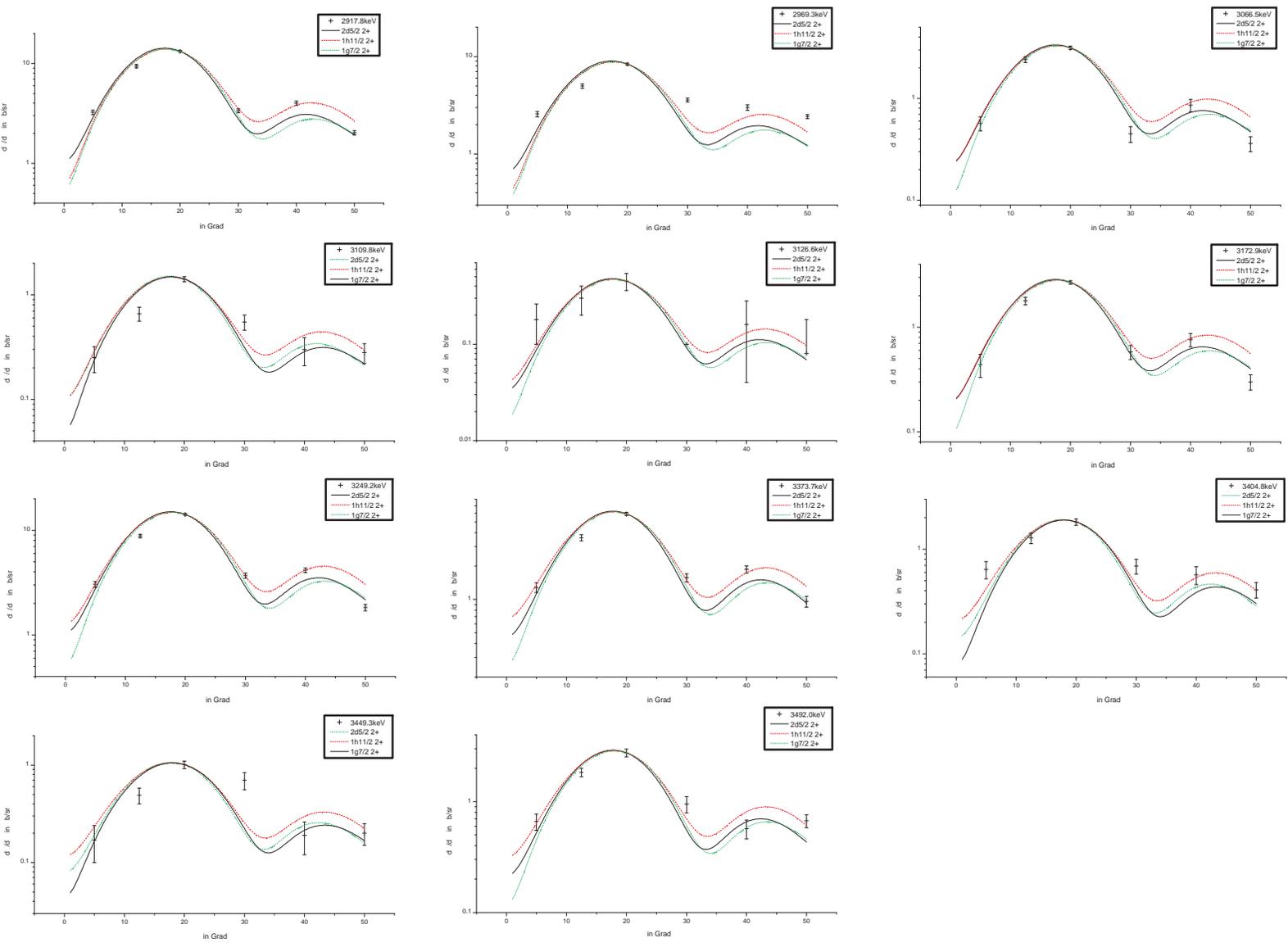


Abbildung 5.13.: Die Diagramme stellen den zweiten Teil der gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte ( $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}$ ) mit zugehörigen Fehlern über die gemessenen Winkel für alle gemessenen sicheren  $2^+$ -Zustände bezüglich  $^{106}\text{Pd}$  dar. Überlagert sind die experimentellen Werte jeweils mit DWBA-Rechnungen bezüglich des  $1d_{5/2}$ -,  $1g_{7/2}$ - und  $1h_{11/2}$ -Orbitals.

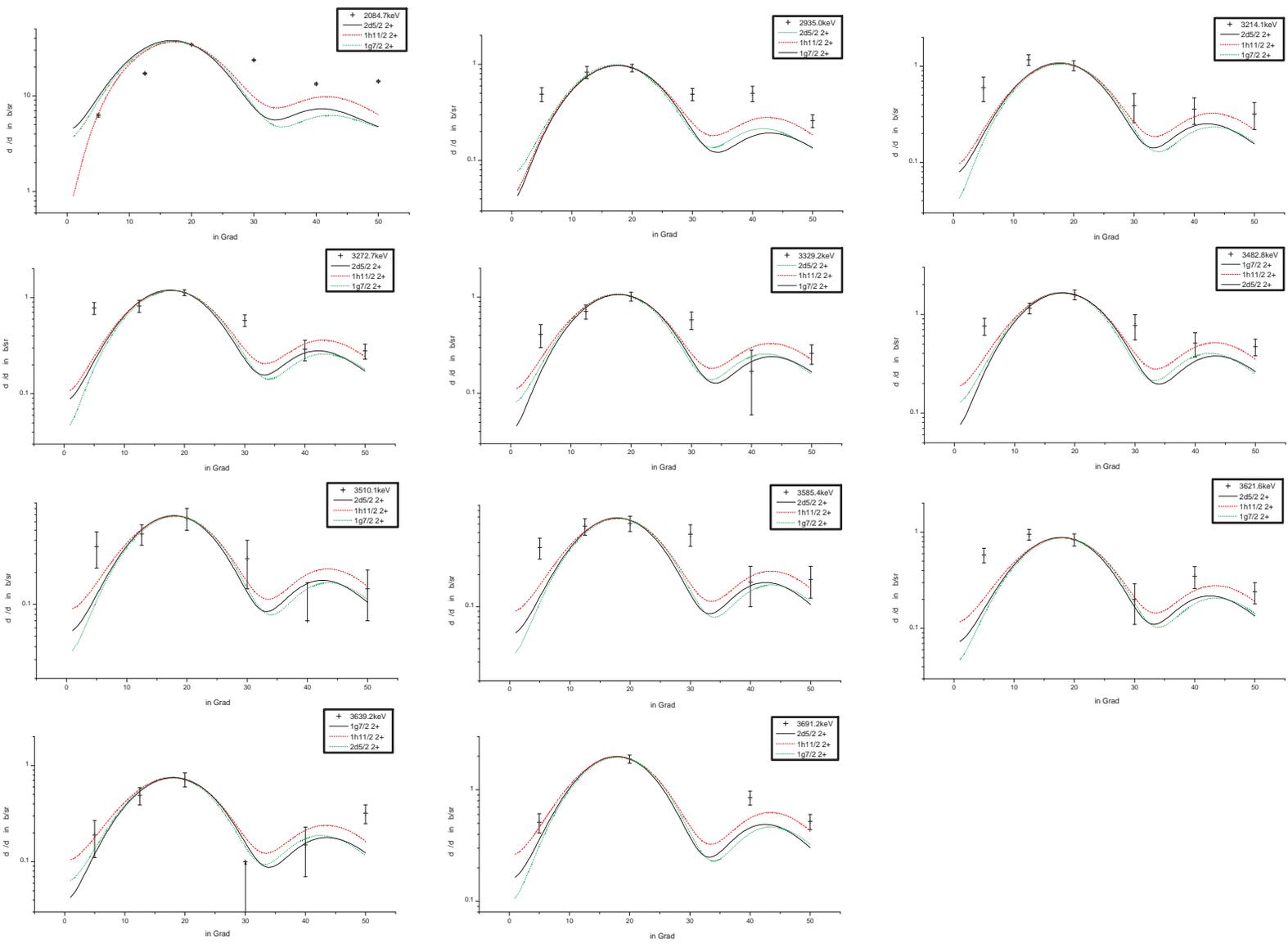


Abbildung 5.14.: Die Diagramme stellen die gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte ( $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ ) mit zugehörigen Fehlern über die gemessenen Winkel für alle gemessenen vorläufigen  $2^+$ -Zustände bezüglich  $^{106}\text{Pd}$  dar. Überlagert sind die experimentellen Werte jeweils mit DWBA-Rechnungen bezüglich des  $1d_{5/2}$ -,  $1g_{7/2}$ - und  $1h_{11/2}$ -Orbitals.

### 5.2.4. $4^+$ -Zustände

Neben den  $0^+$ - und den  $2^+$ -Zuständen wurden auch insgesamt 24  $4^+$ -Zustände gemessen, von denen 17 als sicher (s. Abb. 5.15 und Abb. 5.16) und 7 als vorläufig (s. Abb. 5.17) einzustufen sind. Tabelle 5.6 zeigt eine Auflistung aller gemessenen und bekannter  $4^+$ -Zustände.

$E_x$ / keV	Spin	$E_x(\text{Ref.})$ / keV	Spin(Ref.)	$\frac{d\sigma}{d\Omega_{max}}$ / $\frac{\mu\text{b}}{\text{sr}}$	$\theta_{\frac{d\sigma}{d\Omega_{max}}}$ / Grad
1229.1±0.3	4 <sup>+</sup>	1229.25±0.04	4 <sup>+</sup>	4.1±0.4	20
1932.1±0.1	4 <sup>+</sup>	1932.28±0.06	4 <sup>+</sup>	5.8±0.2	30
2077.5±0.2	4 <sup>+</sup>	2076.63±0.04	4 <sup>+</sup>	3.9±0.2	30
2283.4±0.3	4 <sup>+</sup>	2282.94±0.05	4 <sup>+</sup>	10.8±0.3	30
2351.16±0.3	(4 <sup>+</sup> )	2350.81±0.05	4 <sup>+</sup>	1.5±0.2	5
2579.8±0.3	(4 <sup>+</sup> )			1.3±0.2	30
2647.6±0.3	4 <sup>+</sup>	2648.9±0.6	4 <sup>+</sup>	12.7±0.4	30
2704.3±1.0	(4 <sup>+</sup> )			0.48±0.08	30
2714.9±0.8	(4 <sup>+</sup> )	2712±5	(4 <sup>+</sup> )	0.44±0.08	30
2737.5±0.3	4 <sup>+</sup>			12.5±0.4	30
		2746±5	4 <sup>+</sup>		
2753.0±0.3	4 <sup>+</sup>			6.4±0.3	30
2774.5±0.3	4 <sup>+</sup>	2774.9±0.3	(4 <sup>+</sup> )	9.2±0.3	30
		2847±5	(4 <sup>+</sup> )		
2878.3±0.8	(4 <sup>+</sup> )			0.88±0.09	30
2907.4±0.3	(4 <sup>+</sup> )			0.9±0.2	30
		2930±5	4 <sup>+</sup>		
3040.3±0.8	4 <sup>+</sup>	3042.7±2.5	4 <sup>+</sup>	2.7±0.2	30
3095.8±0.2	4 <sup>+</sup>			7.3±0.3	30
3234.2±0.3	4 <sup>+</sup>			1.3±0.2	30
3322.7±0.3	4 <sup>+</sup>			2.4±0.2	30
3393.8±0.2	4 <sup>+</sup>	3397±5	4 <sup>+</sup>	3.9±0.2	30
3411.6±0.5	4 <sup>+</sup>			1.3±0.2	30
3462.9±0.2	4 <sup>+</sup>			4.4±0.4	30
3477.5±0.5	(4 <sup>+</sup> )			0.9±0.3	30
3531.1±0.6	4 <sup>+</sup>			1.6±0.3	30
3546.1±0.6	4 <sup>+</sup>			3.0±0.3	30

Tabelle 5.6.: Gemessene und bekannte  $4^+$ -Zustände bezüglich  $^{102}\text{Pd}$ .  $E_x$  bezeichnet die gemessene Anregungsenergie mit zugehörigem Fehler des Zustandes,  $E_x(\text{Ref.})$  gibt die Energie der Referenzzustände an. Spin beschreibt den gemessenen Spin des Zustandes und Spin(Ref.) den des Referenzzustandes.  $\frac{d\sigma}{d\Omega_{max}}$  gibt den maximalen gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitt an,  $\theta_{\frac{d\sigma}{d\Omega_{max}}}$  bezeichnet den Winkel, bei dem dieser vorliegt.

Als Maß ob ein Zustand sicher oder vorläufig, also unsicher ein  $4^+$ -Zustand ist dient hier ebenfalls der Vergleich der differentiellen Wirkungsquerschnitte mit DWBA-Rechnungen, wie bereits erwähnt. 13 Zustände waren laut Referenz bekannt, 14 sind neu. Drei aus den Referenzdaten bekannte  $4^+$ -Zustände konnten nicht gemessen werden. Der  $E_x = 2847$  keV Referenzzustand könnte sich unter dem gemessenen  $E_x = 2849.9$  keV Zustand befinden. Dessen differentieller Wirkungsquerschnitt zeigt zumindest eine Erhöhung bei  $30^\circ$ , bei dem Winkel also bei dem der differentielle Wirkungsquerschnitt des Referenzzustandes sein erstes Maximum hat.

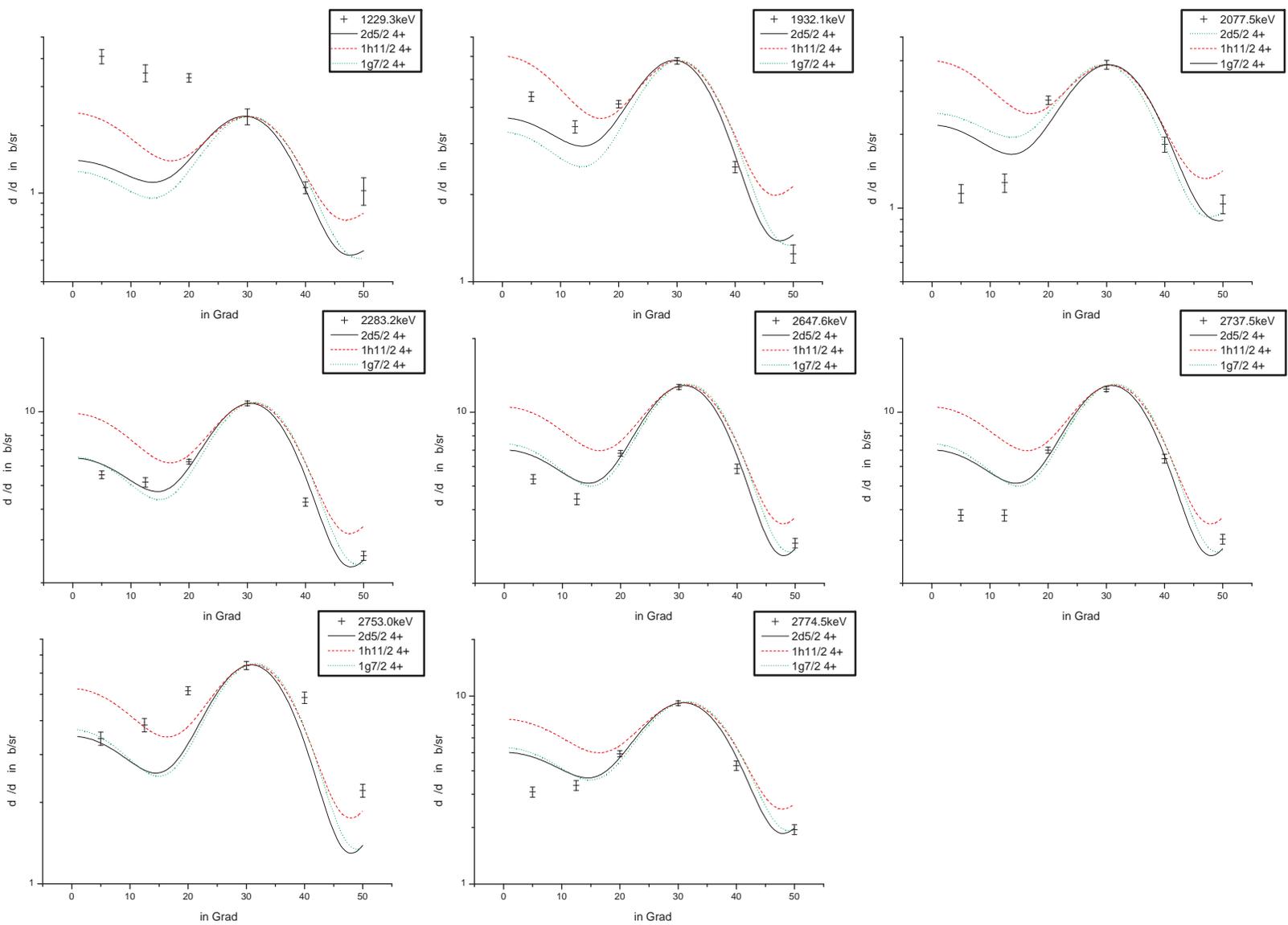


Abbildung 5.1.5.: Die Diagramme stellen den ersten Teil der gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte ( $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ ) mit zugehörigen Fehlern über die gemessenen Winkel für alle gemessenen sicheren  $4^+$ -Zustände bezüglich  $^{109}\text{Pd}$  dar. Überlagert sind die experimentellen Werte jeweils mit DWBA-Rechnungen bezüglich des  $1d_{5/2}$ -,  $1g_{7/2}$ - und  $1h_{11/2}$ -Orbitals.

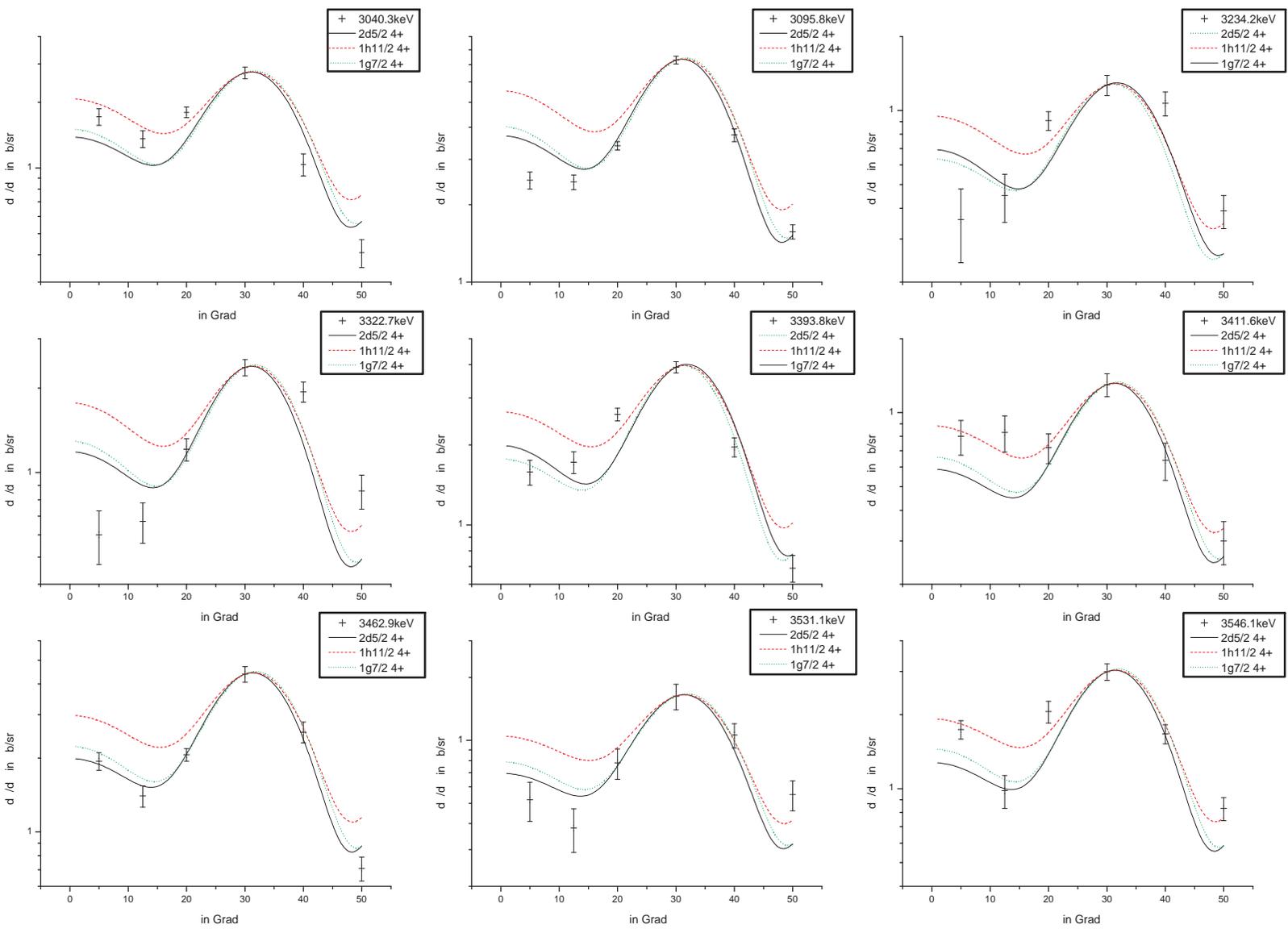


Abbildung 5.16.: Die Diagramme stellen den zweiten Teil der gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte ( $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ ) mit zugehörigen Fehlern über die gemessenen Winkel für alle gemessenen sicheren  $4^+$ -Zustände bezüglich  $^{106}\text{Pd}$  dar. Überlagert sind die experimentellen Werte jeweils mit DWBA-Rechnungen bezüglich des  $1d_{5/2}$ -,  $1g_{7/2}$ - und  $1h_{11/2}$ -Orbitals.

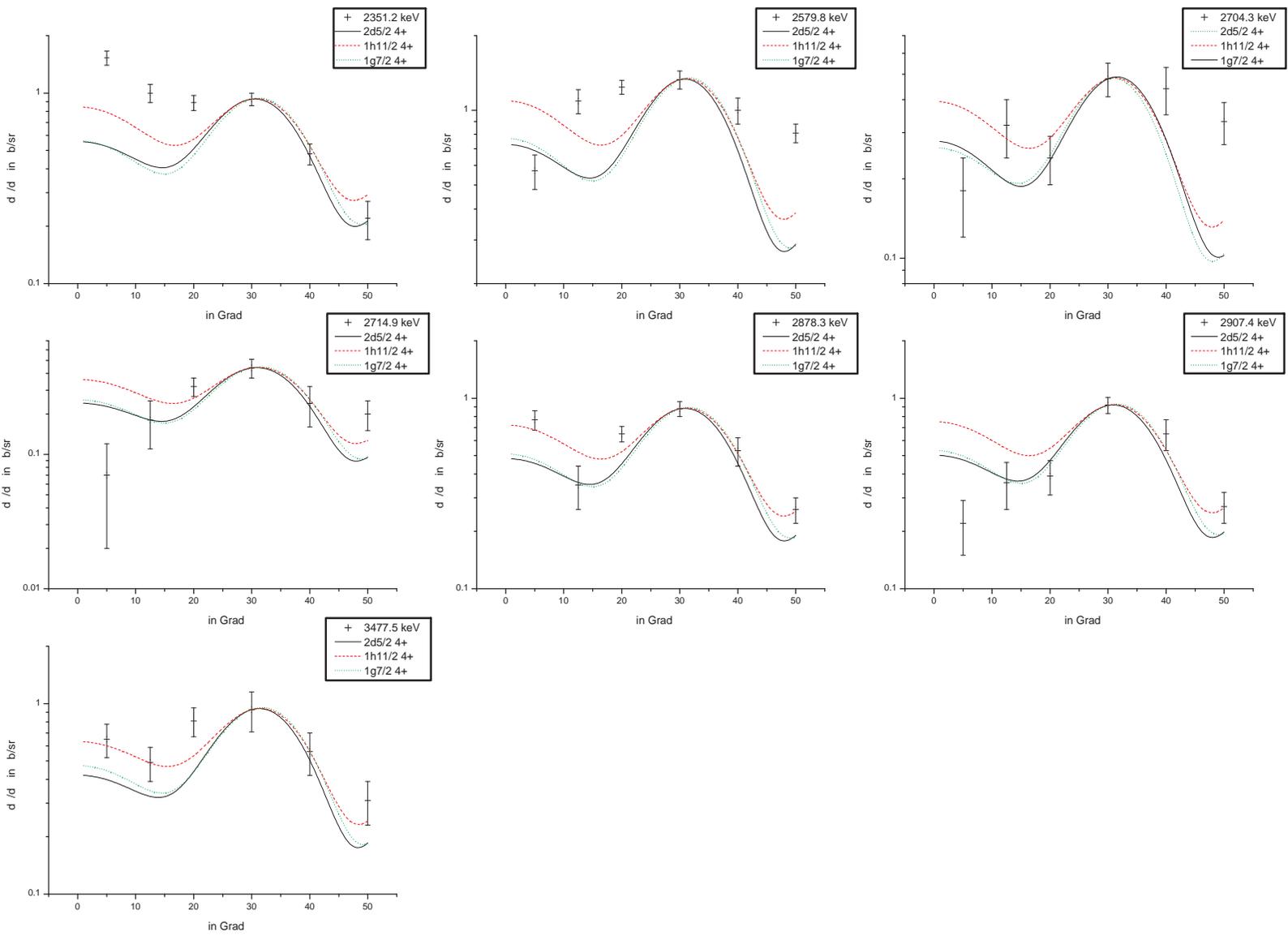


Abbildung 5.17.: Die Diagramme stellen die gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte ( $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ ) mit zugehörigen Fehlern über die gemessenen Winkel für alle gemessenen vorläufigen  $4^+$ -Zustände bezüglich  $^{106}\text{Pd}$  dar. Überlagert sind die experimentellen Werte jeweils mit DWBA-Rechnungen bezüglich des  $1d_{5/2}$ -,  $1g_{7/2}$ - und  $1h_{11/2}$ -Orbitals.

Für die übrigen beiden Referenzzustände sind keine Anhaltspunkte im gemessenen Spektrum zu finden. Dies könnte durch eine äußerst schwache Bevölkerung dieser Zustände während des Experimentes erklärt werden.

Auffällig unter den  $4^+$ -Zuständen ist der  $E_x = 1229.3$  keV Zustand. Dieser weist in Vorwärtsrichtung, also unter kleinen Winkeln eine starke Erhöhung der differentiellen Wirkungsquerschnitte auf. Da dieser Zustand relativ schwach ist, könnte dies der Einfluss von Kontaminationszuständen sein, der in Vorwärtsrichtung peakt, also beispielsweise eines  $0^+$ -Zustandes.

### 5.2.5. Sonstige Zustände

37 Zustände konnten aufgrund ihrer differentiellen Wirkungsquerschnitte nicht als  $0^+$ ,  $2^+$  oder  $4^+$  eingestuft werden. 31 hiervon wiesen keine klare Struktur auf, nach welcher eine Zuordnung möglich war, meist aufgrund der sehr kleinen gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte und hohen Fehler. Als Beispiel hierfür sei der gemessene  $E_x = 3683.8$  keV Zustand mit einem differentiellen Wirkungsquerschnitt von  $0.12 \mu\text{b}/\text{sr}$  und einem Fehler von  $0.08 \mu\text{b}/\text{sr}$  erwähnt. Die übrigen sechs Zustände weisen das Verhalten von Zuständen mit höheren Spins auf.

## 5.3. Diskussion

Im Rahmen dieser Arbeit wurden neun  $0^+$ -Zustände in  $^{102}\text{Pd}$  und 13  $0^+$ -Zustände in  $^{106}\text{Pd}$  gemessen. Somit konnte keine Erhöhung der  $0^+$ -Zustandsdichte für  $^{102}\text{Pd}$  festgestellt werden. Dies ist allerdings nicht als Widerspruch zu den IBA Vorhersagen zu verstehen. Während für diese IBA-Rechnungen von 30 Valenzbosonen, also von 60 Valenznukleonen ausgegangen wurde, besitzt  $^{102}\text{Pd}$  insgesamt 5 Valenzbosonen, also 10 Valenznukleonen. Daher wurde in dieser Arbeit gezeigt, dass bei dieser geringen Anzahl an Valenzbosonen der Effekt einer Erhöhung der  $0^+$ -Zustandsdichte nicht zu beobachten ist. Somit gilt  $^{102}\text{Pd}$  weiterhin als guter Kandidat für einen O(6)-U(5)-Phasenübergang.



## A. $^{102}\text{Pd}$ -Zustände

$E_x$ / keV	$J^\pi$	$E_x(\text{Ref.})$ / keV	$J^\pi(\text{Ref.})$	$\frac{d\sigma}{d\Omega_{max}}$ / $\mu\text{b}$	$\theta_{\frac{d\sigma}{d\Omega_{max}}}$ / Grad
0.000±0.025	0 <sup>+</sup>	(0±0)	0 <sup>+</sup>	4475±20	5
556.4±0.6	2 <sup>+</sup>	556.43±0.04	2 <sup>+</sup>	18.0±0.4	20
1275.9±0.9	4 <sup>+</sup>	1275.87±0.07	4 <sup>+</sup>	2.1±0.1	30
1534.9±0.6	2 <sup>+</sup>	1534.47±0.11	2 <sup>+</sup>	10.0±0.2	20
1592.9±0.6	0 <sup>+</sup>	1593.13±0.22	0 <sup>+</sup>	84.9±1.2	5
1658.6±0.6	0 <sup>+</sup>	1658.1±0.5	0 <sup>+</sup>	3.5±0.3	5
1944.3±0.6	2 <sup>+</sup>	1944.45±0.25	2 <sup>+</sup>	1.2±0.1	20
2120.3±0.6	0 <sup>+</sup>			5.4±0.3	5
2138.1±0.6	4 <sup>+</sup>	2138.02±0.08	4 <sup>+</sup>	10.4±0.2	30
2248.8±0.6	2 <sup>+</sup>	2248.7±0.4	2, 3	4.6±0.2	20
2301.6±0.6	4 <sup>+</sup>	2301.27±0.08	(4) <sup>+</sup>	20.1±0.4	30
2343.0±0.6	(4 <sup>+</sup> )	2342.94±0.21	(3 <sup>-</sup> )	15.9±0.3	30
2391.2±0.6	2 <sup>+</sup>		(1, 2) <sup>+</sup>	14.2±0.4	20
2432.3±0.6	0 <sup>+</sup>	2431.5±0.7		14.3±0.4	5
2490.2±0.6	2 <sup>+</sup>	2489.9±1.0		22.5±0.4	20
2545.8±0.3	0 <sup>+</sup>	2546.2±0.7		31.3±0.6	5
2574.2±0.1	2 <sup>+</sup>	2574.3±0.4	(1, 2)	8.7±0.3	30
2581.9±0.4	4 <sup>+</sup>	2582.9±1.0		2.5±0.2	30
2651.8±0.2	(5 <sup>-</sup> )			5.8±0.2	40
2661.5±0.6		2660.7±0.7		0.37±0.09	20
2696.2±0.3	(2 <sup>+</sup> )	2695.9±1.0	(1, 2)	1.3±0.1	20
2773.8±0.1	2 <sup>+</sup>			17.7±0.4	20
2792.1±0.2	2 <sup>+</sup>			8.7±0.3	20
2799.6±0.5	4 <sup>+</sup>	2798.9±0.4	(4 <sup>+</sup> )	3.72±0.05	30
2866.2±0.1	2 <sup>+</sup>			10.4±0.3	20
2940.5±0.2	2 <sup>+</sup>			3.4±0.2	20
2977.3±0.6		2977.3±0.3	4 <sup>(+)</sup> , 5 <sup>(+)</sup> , 6 <sup>(+)</sup>	0.42±0.09	40
3039.6±0.2	0 <sup>+</sup>	3040.0±1.0		36.7±0.6	5
3076.4±0.5	(5 <sup>+</sup> )	3076.02±0.24	4 <sup>+</sup> , 5 <sup>+</sup> , 6 <sup>+</sup>	1.07±0.07	40
3123.2±0.2	2 <sup>+</sup>	3123.3±0.4	1 <sup>+</sup> , 2 <sup>+</sup> , 3 <sup>+</sup>	3.1±0.2	20
3165.6±0.2	0 <sup>+</sup>			11.5±0.3	5
3195.5±0.2	4 <sup>+</sup>			2.1±0.1	30
3239.6±0.4	(6 <sup>+</sup> )			0.9±0.1	40
3247.6±0.4				1.0±0.2	5
3279.1±0.4	6 <sup>+</sup>			1.1±0.1	40
3293.0±0.3	(2 <sup>+</sup> )			1.2±0.1	20

Tabelle A.1.: Gemessenen  $^{102}\text{Pd}$ -Zustände Teil 1

$E_x$ / keV	$J^\pi$	$E_x(\text{Ref.})$ / keV	$J^\pi(\text{Ref.})$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}_{max}$ / $\mu\text{b}$	$\theta_{\frac{d\sigma}{d\Omega}_{max}}$ / Grad
(3322.6 $\pm$ 0.6)	0 <sup>+</sup>			3.4 $\pm$ 0.2	5
(3360.8 $\pm$ 0.4)	(2 <sup>+</sup> )			0.70 $\pm$ 0.09	20
(3368.2 $\pm$ 0.4)	(4 <sup>+</sup> )			0.73 $\pm$ 0.08	30
(3390.7 $\pm$ 0.4)	(2 <sup>+</sup> )			0.52 $\pm$ 0.07	20
(3416.1 $\pm$ 0.6)	(2 <sup>+</sup> )			0.56 $\pm$ 0.08	12.5
(3432.8 $\pm$ 0.2)	4 <sup>+</sup>			1.5 $\pm$ 0.1	30
(3466.7 $\pm$ 0.4)	(2 <sup>+</sup> )			0.54 $\pm$ 0.07	20
(3503.2 $\pm$ 0.3)	(2 <sup>+</sup> )			0.90 $\pm$ 0.09	20
(3511.8 $\pm$ 0.5)	4 <sup>+</sup>			1.8 $\pm$ 0.2	5
(3586.7 $\pm$ 0.2)	(4 <sup>+</sup> )			1.5 $\pm$ 0.1	30

Tabelle A.2.: Gemessenen  $^{102}\text{Pd}$ -Zustände Teil 2

## B. $^{106}\text{Pd}$ -Zustände

$E_x$ / keV	$J^\pi$	$E_x(\text{Ref.})$ / keV	$J^\pi(\text{Ref.})$	$\frac{d\sigma}{d\Omega_{max}}$ / $\frac{\mu\text{b}}{\text{sr}}$	$\theta_{\frac{d\sigma}{d\Omega_{max}}}$ / Grad
0.0±0.0	0 <sup>+</sup>	0±0	0 <sup>+</sup>	2216±8	5
511.8±0.1	2 <sup>+</sup>	511.851±0.023	2 <sup>+</sup>	48.4±1.1	12.5
1127.7±0.9	2 <sup>+</sup>	1128.01±0.03	2 <sup>+</sup>	6.4±0.5	30
1133.9±0.1	0 <sup>+</sup>	1133.77±0.04	0 <sup>+</sup>	62.4±1.2	5
1229.1±0.3	4 <sup>+</sup>	1229.25±0.04	4 <sup>+</sup>	4.1±0.4	20
1339.8±0.4	0 <sup>+</sup>			2.4±0.2	5
1404.2±0.4				0.11±0.05	5
1558.9±0.2	2 <sup>+</sup>			5.9±0.2	12.5
1704.4±0.2	0 <sup>+</sup>	1706.39±0.05	0 <sup>+</sup>	18.9±0.4	5
1877.4±0.3	0 <sup>+</sup>			1.1±0.1	5
1908.9±0.3	2 <sup>+</sup>	1909.45±0.09	2 <sup>+</sup>	1.8±0.2	20
1932.1±0.1	4 <sup>+</sup>	1932.28±0.06	4 <sup>+</sup>	5.8±0.2	30
2001.5±0.2	0 <sup>+</sup>	2001.49±0.05	0 <sup>+</sup>	27.6±0.5	5
2077.5±0.2	4 <sup>+</sup>	2076.63±0.04	4 <sup>+</sup>	3.9±0.2	30
2084.7±0.4	(2 <sup>+</sup> )			34.2±0.4	20
2242.7±0.3	2 <sup>+</sup>	2242.49±0.04	2 <sup>+</sup>	3.8±0.2	20
2277.0±0.2	0 <sup>+</sup>	2278.11±0.09	0 <sup>+</sup>	0.8±0.2	5
2283.4±0.3	4 <sup>+</sup>	2282.94±0.05	4 <sup>+</sup>	10.8±0.3	30
2308.2±0.4	2 <sup>+</sup>	2308.81±0.05	2 <sup>+</sup>	1.53±0.08	20
2351.2±0.3	(4 <sup>+</sup> )	2350.81±0.05	4 <sup>+</sup>	1.5±0.2	5
2397.9±0.2	5 <sup>-</sup>	2397.5±0.3	(5 <sup>-</sup> )	4.48±0.07	40
2438.6±0.3	2 <sup>+</sup>	2439.10±0.07	2 <sup>+</sup>	3.5±0.2	30
2484.4±0.3	2 <sup>+</sup>	2484.66±0.20	(1 <sup>-</sup> )	2.2±0.2	20
2499.5±0.1	2 <sup>+</sup>	2500±4	2 <sup>+</sup>	56.1±0.7	20
2579.8±0.3	(4 <sup>+</sup> )	2578.42±0.24	(4 <sup>-</sup> )	1.3±0.2	30
2624.3±0.6	0 <sup>+</sup>	2624.40±0.05	0 <sup>+</sup>	5.7±0.3	5
2647.6±0.3	4 <sup>+</sup>	2648.9±0.6	4 <sup>+</sup>	12.7±0.4	30
2704.3±1.0	(4 <sup>+</sup> )			0.48±0.08	30
2714.9±0.8	(4 <sup>+</sup> )	2713.6±2.0	2 <sup>+</sup> , 3 <sup>+</sup>	0.44±0.08	30
2737.5±0.3	4 <sup>+</sup>			12.5±0.4	30
2753.0±0.3	4 <sup>+</sup>			6.4±0.3	30
2774.5±0.3	4 <sup>+</sup>	2774.9±0.3	(4 <sup>+</sup> )	9.2±0.3	30
2784.1±0.3	2 <sup>+</sup>	2783.78±0.21	2 <sup>+</sup>	18.6±0.4	20
2811.9±0.2				0.32±0.08	5
2821.4±0.6	2 <sup>+</sup>	2820.97±0.09	2 <sup>+</sup>	2.7±0.2	20
2828.1±0.2	0 <sup>+</sup>	2828.29±0.09	0 <sup>+</sup>	5.2±0.3	5
2849.9±0.3	2 <sup>+</sup>	2850.4±0.5	2 <sup>+</sup> , 3 <sup>+</sup>	0.38±0.06	20

Tabelle B.1.: Gemessenen  $^{106}\text{Pd}$ -Zustände Teil 1

$E_x$ / keV	$J^\pi$	$E_x(\text{Ref.})$ / keV	$J^\pi(\text{Ref.})$	$\frac{d\sigma}{d\Omega_{max}}$ / $\frac{\mu\text{b}}{\text{sr}}$	$\theta_{\frac{d\sigma}{d\Omega_{max}}}$ / Grad
2860.1±0.9		2861.0±0.4	( <sup>+</sup> )	0.19±0.06	30
2878.3±0.8	(4 <sup>+</sup> )			0.88±0.09	30
2902.2±0.8		2902.48±0.10	2 <sup>+</sup>	0.9±0.2	20
2907.4±0.3	(4 <sup>+</sup> )			0.9±0.2	30
2917.8±0.3	2 <sup>+</sup>	2917.86±0.08	2 <sup>+</sup>	13.2±0.3	20
2935.0±0.3	(2 <sup>+</sup> )	2936.0±0.6	(2 <sup>-</sup> , 3 <sup>-</sup> )	0.92±0.09	20
2969.3±0.9	2 <sup>+</sup>			8.4±0.3	20
2976.7±0.4	(6 <sup>+</sup> )	2977.4±2.0	+	2.1±0.2	40
3021.2±0.3				0.30±0.05	20
3040.3±0.8	4 <sup>+</sup>	3042.7±2.5	4 <sup>+</sup>	2.7±0.2	30
3049.8±0.3	(6 <sup>+</sup> )			4.3±0.3	40
3066.5±0.4	2 <sup>+</sup>	3069±5	(2, 3) <sup>-</sup>	3.1±0.2	20
3081.7±0.6	0 <sup>+</sup>	3083.52±0.14	0	13.6±0.4	5
3095.77±0.2	4 <sup>+</sup>			7.3±0.3	30
3109.75±0.2	2 <sup>+</sup>			1.41±0.09	20
3121.25±0.3	(6 <sup>+</sup> )	3123±5	(6 <sup>+</sup> )	2.8±0.3	40
3126.6±0.7	2 <sup>+</sup>			0.45±0.10	20
3140.4±0.9				0.15±0.05	20
3146.6±0.3		3144±3	2 <sup>+</sup> , 3 <sup>+</sup>	0.33±0.09	40
3161.76±0.3	0 <sup>+</sup>			7.55±0.3	5
3172.88±0.2	2 <sup>+</sup>	3173.8±0.6	(2 <sup>+</sup> , 3 <sup>+</sup> )	2.7±0.2	20
3188.00±0.2				0.5±0.2	5
3214.1±0.2	(2 <sup>+</sup> )			1.8±0.2	12.5
3219.60±0.3	0 <sup>+</sup>	3221.37±0.25	0 <sup>+</sup>	45.8±0.8	5
3234.17±0.3	4 <sup>+</sup>			1.3±0.2	30
3249.24±0.1	2 <sup>+</sup>	3249.9±0.5	2 <sup>+</sup>	14.2±0.3	20
3257.02±0.2				1.6±0.2	30
3272.67±0.3	(2 <sup>+</sup> )	3273.5±0.7	1, 2	1.1a±0.09	20
3287.3±0.4	(6 <sup>+</sup> )			0.74±0.08	50
3297.9±0.5		3299.2±0.7		0.6±0.2	20
3303.8±0.8	(6 <sup>+</sup> )			0.8±0.2	40
3317.5±0.5				0.4±0.2	5
3322.70±0.3	4 <sup>+</sup>			2.4±0.2	30
3329.2±0.4	(2 <sup>+</sup> )			1.0±0.2	20
3336.3±0.6				0.4±0.2	12.5
3360.5±0.4	(6 <sup>+</sup> )	3359±5	(5 <sup>-</sup> , 6 <sup>+</sup> )	0.8±0.2	50
3373.74±0.1	2 <sup>+</sup>			5.9±0.2	20
3382.8±0.5				0.7±0.2	30
3389.4±0.5				0.5±0.2	5
3393.78±0.2	4 <sup>+</sup>	3397±5	4 <sup>+</sup>	3.9±0.2	30
3404.76±0.3	2 <sup>+</sup>			1.8±0.2	20
3411.6±0.5	4 <sup>+</sup>			1.3±0.2	30
3419.3±0.5				2.7±0.3	5
3428.1±0.4				0.75±0.08	50
3449.30±0.3	2 <sup>+</sup>	3449±5	2 <sup>+</sup>	1.0±0.2	20
3456.9±0.8				0.5±0.3	40
3462.90±0.2	4 <sup>+</sup>			4.4±0.4	30

Tabelle B.2.: Gemessenen  $^{106}\text{Pd}$ -Zustände Teil 2

$E_x$ / keV	$J^\pi$	$E_x(\text{Ref.})$ / keV	$J^\pi(\text{Ref.})$	$\frac{d\sigma}{d\Omega_{max}}$ / $\frac{\mu b}{sr}$	$\theta_{\frac{d\sigma}{d\Omega_{max}}}$ / Grad
3477.5±0.5	(4 <sup>+</sup> )			0.9 ±0.3	30
3482.8±0.4	(2 <sup>+</sup> )			1.6±0.2	20
3492.0±0.3	2 <sup>+</sup>	3490±5	2 <sup>+</sup>	2.8±0.3	20
3499.2±0.3				0.6±0.3	30
3505.8±0.3				0.2±0.2	5
3510.1±0.6	(2 <sup>+</sup> )			0.7±0.2	20
3515.4±0.6				0.6±0.2	5
3525.3±0.6				0.5±0.2	30
3531.1±0.6	4 <sup>+</sup>			1.6±0.3	30
3537.6±0.9				0.4±0.2	12.5
3546.1±0.6	4 <sup>+</sup>			3.0±0.3	30
3566.0±0.8				0.28±0.09	20
3571.8±0.6	0 <sup>+</sup>			4.4±0.3	5
3585.6±0.5	(2 <sup>+</sup> )			0.6±0.2	20
3602.0±0.3				1.6±0.3	20
3608.4±0.9		3607±5	(3 <sup>-</sup> )	0.5±0.2	20
3621.6±0.4	(2 <sup>+</sup> )			1.0±0.2	12.5
3628.9±0.6				0.7±0.2	40
3639.2±0.6	(2 <sup>+</sup> )			0.7±0.2	20
3646.4±0.3		3647±5	2 <sup>+</sup>	0.17±0.09	5
3653.4±0.4	(6 <sup>+</sup> )			1.7±0.2	40
3671.2±0.6				0.35±0.09	20
3683.8±0.6				0.12±0.08	5
3691.2±0.3	(2 <sup>+</sup> )			1.9±0.2	20

Tabelle B.3.: Gemessenen <sup>106</sup>Pd-Zustände Teil 3



# Literaturverzeichnis

- [1] A. Arima und F. Iachello. The Interacting Boson Model. *Annual Review*, (31):75 – 107, 1981.
- [2] R.F. Casten. *Nuclear Structure from a Simple Perspective*. Oxford Science Publications, 2000.
- [3] F. Iachello. Analytic Description of Critical Point Nuclei in a Spherical-Axially Deformed Shape Phase Transition. *Phys. Rev. Lett.*, 87(5):052502, 2000.
- [4] F. Iachello. Dynamic Symmetries at the Critical Point. *Phys. Rev. Lett.*, 85(17):3580 – 3583, 2000.
- [5] D.A. Meyer, V. Wood, R.F. Casten et al. Enhanced density of low-lying  $0^+$  states: A confirmation of shape phase transitional behavior. *Physics Letters B*, 638(1):44 – 49, 2006.
- [6] D. Bucurescu, G. Graw, R. Hertenberg et al. High-resolution study of  $0^+$  und  $2^+$  excitations in  $^{168}\text{Er}$  with the (p,t) reaction. *Phys. Rev. C*, 73(6):064309, 2006.
- [7] N.V. Zamfit et al.  $^{102}\text{Pd}$ : An E(5) nucleus? *Phys. Rev. C*, 65(4):044325, 2002.
- [8] R. Krücken und F. Iachello. *Private Mitteilung*.
- [9] A. Aprahamian, D.S. Brenner, R.F. Casten et al. First observation of a near-harmonic vibrational nucleus. *Phys. Rev. Lett.*, 59(5):535 – 538, 1987.
- [10] R.F. Casten, P. von Brentano und A.M. Haque. Evidence for an underlying SU(3) structure near neutron number  $N=104$ . *Phys. Rev. C*, 31(5):1991 – 1994, 1985.
- [11] M. Jean und L. Wilets. Surface Oscillations in Even-Even Nuclei. *Phys. Rev.*, 102(3):788 – 796, 1956.
- [12] J.A. Cizewski, R.F. Casten, G.J. Smith et al. Evidence for a New Symmetry in Nuclei: The Structure of  $^{196}\text{Pt}$  und the O(6) Limit. *Phys. Rev. Lett.*, 40(3):167 – 170, 1978.
- [13] D.D. Warner und R.F. Casten. Predictions of the interacting boson approximation in a consistent Q framework. *Phys. Rev. C*, 28(4):1798 – 1806, 1983.
- [14] P.O. Lipas, und P. Toivonen und D.D. Warner. IBA consistent-Q formalism extended to the vibrational region. *Physics Letters B*, 155(5-6):295 – 298, 1985.
- [15] Maier-Leibnitz Laboratorium. <http://www.bl.physik.uni-muenchen.de/>. Am Coulombwall 6, 85748 Garching.
- [16] R. Hertenberg, Y. Eisermann und H.F. Wirth. A Stern-Gerlach Source und Bright Beams of Negative Polarised Hydrogen Ions. *MLL Jahresbericht 2000*, 2000.

- [17] R. Krücken. *Private Mitteilung*.
- [18] H.F. Wirth. *Bau eines hochauflösenden Fokalebenendetektors für den Münchner Q3D-Magnetspektrographen*. PhD thesis, Technische Universität München, Fakultät für Physik, Institut E18, 2001.
- [19] Maier-Leibnitz Laboratorium, Am Coulombwall 6, 85748 Garching. *MARaBOU-Benutzerhandbuch*. <http://www.bl.physik.tu-muenchen.de/marabou/html/>.
- [20] R. Brun. *ROOT-Homepage*. <http://root.cern.ch/>.
- [21] Maier-Leibnitz Laboratorium, Am Coulombwall 6, 85748 Garching. *HistPresent-Homepage*. <http://www.bl.physik.uni-muenchen.de/marabou/html/hpr/index.html>.
- [22] F. Riess. *GASPAN-Homepage*. Fakultät für Physik der Ludwig-Maximilians-Universität München, Schellingstraße 4, D-80799 München. <http://www.cip.physik.uni-muenchen.de/riess/gaspan/>.
- [23] OriginLab Corporation, One Roundhouse Plaza, Suite 303, Northampton, MA 01060, USA. *Origin-Homepage*. <http://www.originlab.com/>.
- [24] R.B. Firestone et al. *Table of Isotopes Volume1: A=0-150*, 1999.
- [25] W. Schauer. *Private Mitteilung*.
- [26] P. Kunz. *CHUCK-Homepage*. University of Colorado at Boulder, 390 UCB, Boulder, CO 80309-0390. <http://spot.colorado.edu/%7Ekunz/>.
- [27] C.M. Perey und F.G. Perey. *At. Data Nucl. Data Tables*. 17(1), 1976.
- [28] N. Braun. *Diplomarbeit (in Vorbereitung)*. Universität Köln, Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät, Institut für Kernphysik.

# Tabellenverzeichnis

2.1. Physikalisch sinnvolle U(6)-Untergruppen . . . . .	11
2.2. Die ersten Anregungsenergien der E(5)-Symmetrie . . . . .	16
3.1. Zusammensetzung des verwendeten $^{104}\text{Pd}$ -Targets . . . . .	23
4.1. Optische Parameter bezüglich $^{104}\text{Pd}(p,t)^{102}\text{Pd}$ und $^{108}\text{Pd}(p,t)^{106}\text{Pd}$ . . . . .	37
5.1. Gemessene und bekannte $0^+$ -Zustände bezüglich $^{102}\text{Pd}$ . . . . .	44
5.2. Gemessene und bekannte $2^+$ -Zustände bezüglich $^{102}\text{Pd}$ . . . . .	46
5.3. Gemessene und bekannte $4^+$ -Zustände bezüglich $^{102}\text{Pd}$ . . . . .	49
5.4. Gemessene und bekannte $0^+$ -Zustände bezüglich $^{106}\text{Pd}$ . . . . .	54
5.5. Gemessene und bekannte $2^+$ -Zustände bezüglich $^{106}\text{Pd}$ . . . . .	57
5.6. Gemessene und bekannte $4^+$ -Zustände bezüglich $^{106}\text{Pd}$ . . . . .	61
A.1. Gemessenen $^{102}\text{Pd}$ -Zustände Teil 1 . . . . .	67
A.2. Gemessenen $^{102}\text{Pd}$ -Zustände Teil 2 . . . . .	68
B.1. Gemessenen $^{106}\text{Pd}$ -Zustände Teil 1 . . . . .	69
B.2. Gemessenen $^{106}\text{Pd}$ -Zustände Teil 2 . . . . .	70
B.3. Gemessenen $^{106}\text{Pd}$ -Zustände Teil 3 . . . . .	71



# Abbildungsverzeichnis

1.1.	Das IBA-Dreieck nach Casten[2]	3
1.2.	(Oben) IBA-Berechnung für 30 Bosonen, die den Phasenübergang von SU(3) nach U(5) darstellt. (Unten) Anzahl an experimentell ermittelten $0^+$ -Zuständen gegen das jeweils berechnete $\eta$ gezeichnet.[5]	4
1.3.	Anzahl an gemessenen $0^+$ Zuständen untersuchten Kerne aus dem Bereich der seltenen Erden über die Energie[5]	5
2.1.	Das IBA-Dreieck nach Casten[2]	13
2.2.	Schematisches Anregungsspektrum der E(5)-Symmetrie mit Übergangsstärken[4]	16
2.3.	Die ersten Anregungsniveaus von $^{102}\text{Pd}$ im Vergleich mit den Daten einer IBA-best-fit- und einer E(5)-Symmetrie-Kalkulation[7]	17
2.4.	DWBA Rechnungen eines $0^+$ , $2^+$ und $4^+$ Zustandes für $^{102}\text{Pd}$	19
3.1.	Schematischer Überblick über die Versuchsanordnung	21
3.2.	Der Tandembeschleuniger am MLL Beschleunigerlabor[15]	22
3.3.	Überblick über den Q3D-Magnetspektrographen[17]	23
3.4.	Photo des Q3D-Magnetspektrographen des MLL[17]	24
3.5.	Detektoreinheit[18]	25
3.6.	Prinzip eines Kathodenstreifendetektors[18]	26
3.7.	Schaltung der Datenaufnahme[18]	28
4.1.	$\Delta E_1$ gegen $\Delta E_2$ für das $E_x = 1800$ keV, $\theta = 5^\circ$ $^{102}\text{Pd}$ -Spektrum	30
4.2.	$\Delta E$ gegen $E_{Rest}$ für das $E_x = 1800$ keV, $\theta = 5^\circ$ $^{102}\text{Pd}$ -Spektrum	31
4.3.	Spektrum der $^{104}\text{Pd}(p,t)^{102}\text{Pd}$ -Reaktion bei $E_x = 1800$ keV und $\theta = 5^\circ$ , wie es nach dem Replay vorlag.	31
4.4.	Spektrum der $^{104}\text{Pd}(p,t)^{102}\text{Pd}$ -Reaktion für $E_x = 1800$ keV, $\theta = 5^\circ$ .	32
4.5.	Energiekalibrierungspunkte und Energiekalibrierungsfunktion der $^{104}\text{Pd}(p,t)^{102}\text{Pd}$ -Reaktion für das $E_x = 1800$ keV, $\theta = 5^\circ$ Spektrum	34
4.6.	Die ermittelten experimentellen differentiellen Wirkungsquerschnitte inklusive Fehlerbalken über den Winkel aufgetragen am Beispiel des ersten angeregten $0^+$ -Zustandes für $^{102}\text{Pd}$ bei $E_x = 1593$ keV.	35
4.7.	Die experimentellen differentiellen Wirkungsquerschnitte im Vergleich zu den DWBA-Rechnungen am Beispiel des ersten angeregten $0^+$ -Zustandes für $^{102}\text{Pd}$ bei $E_x = 1593$ keV.	38
4.8.	Kontaminationsbeispiel am $^{102}\text{Pd}$ -Spektrum	39
5.1.	$^{102}\text{Pd}$ -Anregungsspektrum für $\theta = 5^\circ$	41
5.2.	$^{102}\text{Pd}$ -Zustände für $\theta = 5^\circ$	42
5.3.	Darstellung aller gemessenen $^{102}\text{Pd}$ -Zustände inklusive der Kontaminationszustände für $\theta = 5^\circ$	43
5.4.	Differentiellen Wirkungsquerschnitte für alle $0^+$ -Zustände bezüglich $^{102}\text{Pd}$	45

5.5. Differentiellen Wirkungsquerschnitte für alle sicheren $2^+$ -Zustände bezüglich $^{102}\text{Pd}$ . . . . .	47
5.6. Differentiellen Wirkungsquerschnitte für alle vorläufigen $2^+$ -Zustände bezüglich $^{102}\text{Pd}$ . . . . .	48
5.7. Differentiellen Wirkungsquerschnitte für alle sicheren $4^+$ -Zustände bezüglich $^{102}\text{Pd}$ . . . . .	50
5.8. Differentiellen Wirkungsquerschnitte für alle vorläufigen $4^+$ -Zustände bezüglich $^{102}\text{Pd}$ . . . . .	51
5.9. Differentiellen Wirkungsquerschnitte für alle auswertbaren sonstigen Zustände bezüglich $^{102}\text{Pd}$ . . . . .	52
5.10. Darstellung aller gemessenen $^{102}\text{Pd}$ -Zustände inklusive der Kontaminationszustände für $\theta = 5^\circ$ . . . . .	53
5.11. Differentiellen Wirkungsquerschnitte für alle gemessenen $0^+$ -Zustände bezüglich $^{106}\text{Pd}$ . . . . .	55
5.12. Differentiellen Wirkungsquerschnitte für alle gemessenen sicheren $2^+$ -Zustände bezüglich $^{106}\text{Pd}$ , Teil 1 . . . . .	58
5.13. Differentiellen Wirkungsquerschnitte für alle gemessenen sicheren $2^+$ -Zustände bezüglich $^{106}\text{Pd}$ , Teil 2 . . . . .	59
5.14. Differentiellen Wirkungsquerschnitte für alle gemessenen vorläufigen $2^+$ -Zustände bezüglich $^{106}\text{Pd}$ . . . . .	60
5.15. Differentiellen Wirkungsquerschnitte für alle gemessenen sicheren $4^+$ -Zustände bezüglich $^{106}\text{Pd}$ , Teil 1 . . . . .	62
5.16. Differentiellen Wirkungsquerschnitte für alle gemessenen sicheren $4^+$ -Zustände bezüglich $^{106}\text{Pd}$ , Teil 2 . . . . .	63
5.17. Differentiellen Wirkungsquerschnitte für alle gemessenen vorläufigen $4^+$ -Zustände bezüglich $^{106}\text{Pd}$ . . . . .	64