

# Simulation zum Potential einer IAXO Datennahme mit Gasfüllung

Leon Wietfeld

Bachelorarbeit in Physik

angefertigt im Physikalischen Institut

vorgelegt der  
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der  
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität  
Bonn

September 2021

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie die Zitate kenntlich gemacht habe.

15. September 2021

Bonn, .....

Datum

.....

Unterschrift

1. Gutachter: Prof. Klaus Desch
2. Gutachter: Prof. Jochen Dingfelder

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einführung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theorie</b>	<b>3</b>
2.1	Axion . . . . .	3
2.2	IAXO/CAST . . . . .	4
2.3	Konversionswahrscheinlichkeit . . . . .	6
2.4	Gasverteilung . . . . .	7
2.5	Position des Fensters . . . . .	8
<b>3</b>	<b>Aufbau der Simulationen</b>	<b>11</b>
<b>4</b>	<b>Ergebnisse der Simulationen</b>	<b>17</b>
4.1	Absorption . . . . .	17
4.2	Teleskopwinkel . . . . .	17
4.3	Fenster . . . . .	18
<b>5</b>	<b>Fazit</b>	<b>25</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>27</b>
<b>A</b>	<b>Anhang</b>	<b>29</b>



# 1 | Einführung

Das International **AX**ion **O**bservatory (IAXO)-Experiment ist darauf ausgelegt das CERN Axion Solar Telescope (CAST)-Experiment abzulösen und die Suche nach Axionen mit größerer Genauigkeit fortzusetzen. Dabei wird das IAXO-Experiment in Größenordnungen der Axion-Photon Kopplungskonstante  $g_{a\gamma}$  von  $g_{a\gamma} < 10^{-12} \text{ GeV}^{-1}$  und Axionenmassen von unter 0,016 eV vordringen [1].

Das Axion ist ursprünglich postuliert worden um das Problem der CP-Symmetrie der starken Wechselwirkung zu erklären [2], gilt inzwischen aber auch als Kandidat für die Erklärung der dunklen Materie [1]. Die Sonne ist die Hauptquelle für Axionen welche aus dem Universum kommen, weswegen der Magnet des IAXO die Laufbahn der Sonne für 12 h jeden Tag verfolgen wird [1]. Die von der Sonne ankommenden Axionen, werden dann im Magnetfeld des IAXO durch den umgekehrten Primakoff-Effekt in Photonen umgewandelt, welche im Röntgenstrahlungsbereich angesiedelt sind. Entsprechende Optiken fokussieren diese dann auf einen Detektor [3]. Neben Messungen im Vakuum werden bei IAXO im nächsten Schritt dann Messungen mit einer Gasfüllung durchgeführt, wodurch die Konversionsrate durch die Einführung einer effektiven Photonenmasse erhöht wird [4].

Dadurch, dass das Teleskop die Sonne verfolgt, finden hydrostatische Effekte statt, welche durch Druckunterschiede im Magneten die Konversions- und Absorptionsraten beeinflussen, die Natur dieser Beeinflussungen und die daraus folgenden Möglichkeiten für Bauweisen und Einstellungen von IAXO sind Gegenstand dieser Arbeit.



## 2 | Theorie

In diesem Kapitel werden die wichtigsten Themengebiete für die Simulationen kurz erläutert. Das Axion 2.1 und die hier relevanten Experimente 2.2 zur Messung werden kurz erklärt. Danach wird die Konversionswahrscheinlichkeit für die Umwandlung von Axionen in Photonen thematisiert 2.3. Zum Schluss wird das Verhalten der Gasfüllung des Magneten 2.4 und die Unterteilung des Experimentes in gasgefüllte und vakuumierte Zonen behandelt 2.5.

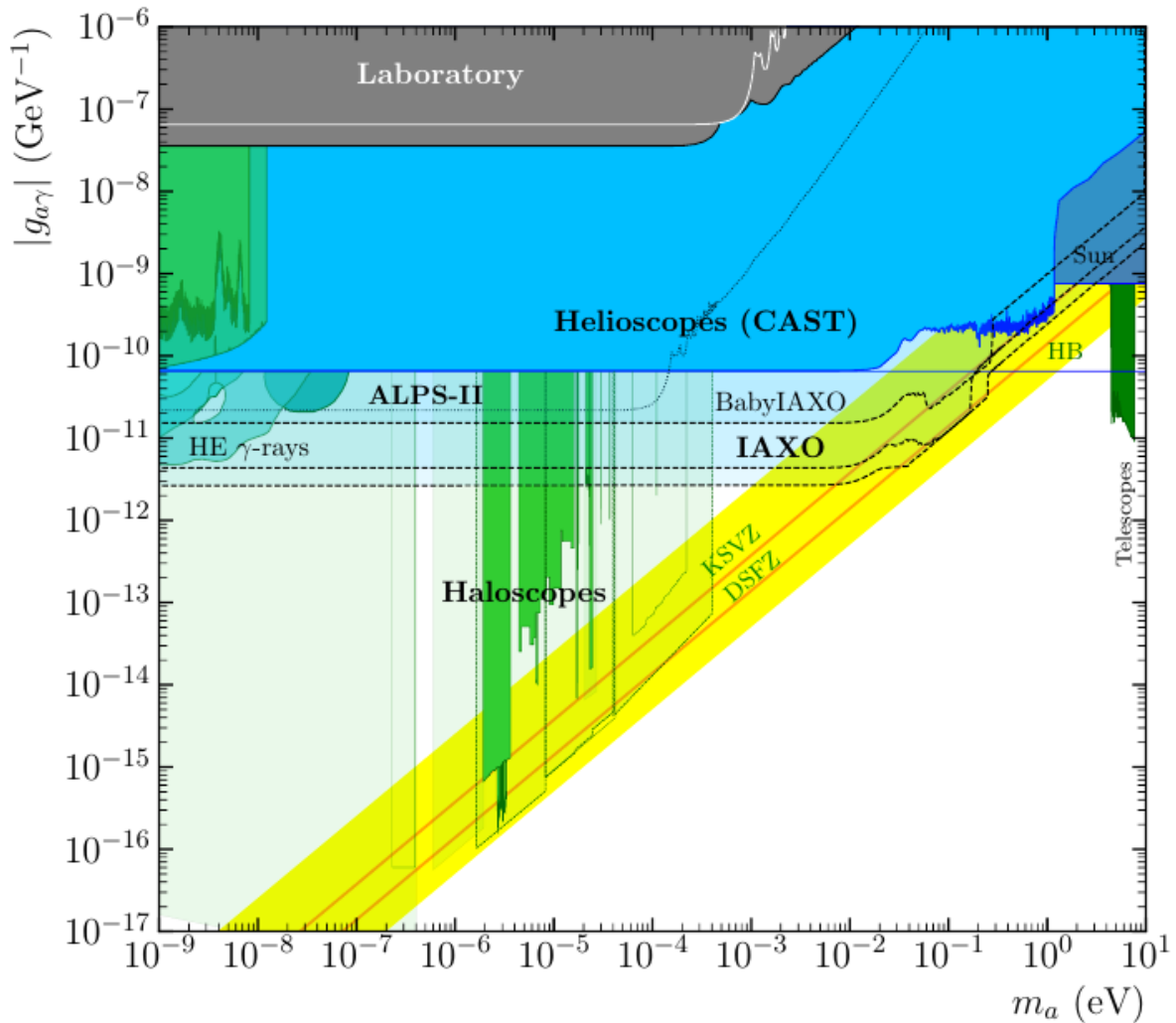
### 2.1 Axion

Das Axion ist ein sehr leichtes postuliertes Elementarteilchen, welches einen Lösungsansatz der CP-Symmetrie der starken Wechselwirkung bildet, was 1977 durch R. D. Peccei und Helen R. Quinn gezeigt wurde [2]. Zur Detektion von Axionen wird der Primakoff-Effekt ausgenutzt um in einem Magnetfeld die Axionen zu Photonen oder andersherum Photonen zu Axionen umzuwandeln [3]. Es gibt viele verschiedene Experimente um Axionen zu messen, beispielsweise Haloskope [5] oder Experimente, welche versuchen mittels Axionen Licht durch Wände zu scheinen [6]. Diese und weitere kosmische Experimente haben einige Axionenmassen und Axion-Photon Kopplungskonstanten, welche die Stärke der Kopplung von Axionen mit einem magnetischen Feld angeben, schon ausgeschlossen. In der Graphik 2.1 [7], sind die schon ausgeschlossenen Bereiche sowie die durch BabyIAXO- und IAXO-Experimente geplanten Bereiche angezeigt.

Die im IAXO-Experiment gemessenen Axionen werden durch die Sonne mittels verschiedenen Prozessen erzeugt, welche zusammen einen solaren Axionenflux erzeugen [8]. Diese Prozesse sind:

- Primakoff-Effekt
- Atomische Axion-Rekombination
- Atomische Axion-Entregung
- Ion-Elektron Bremsstrahlung
- Compton-Streuung

Es ergibt sich ein solares Spektrum, welches abhängig von der Axion-Elektron Kopplungskonstante ist. Das komplette dadurch erzeugte Axionenspektrum wird in der Graphik 2.2 dargestellt.

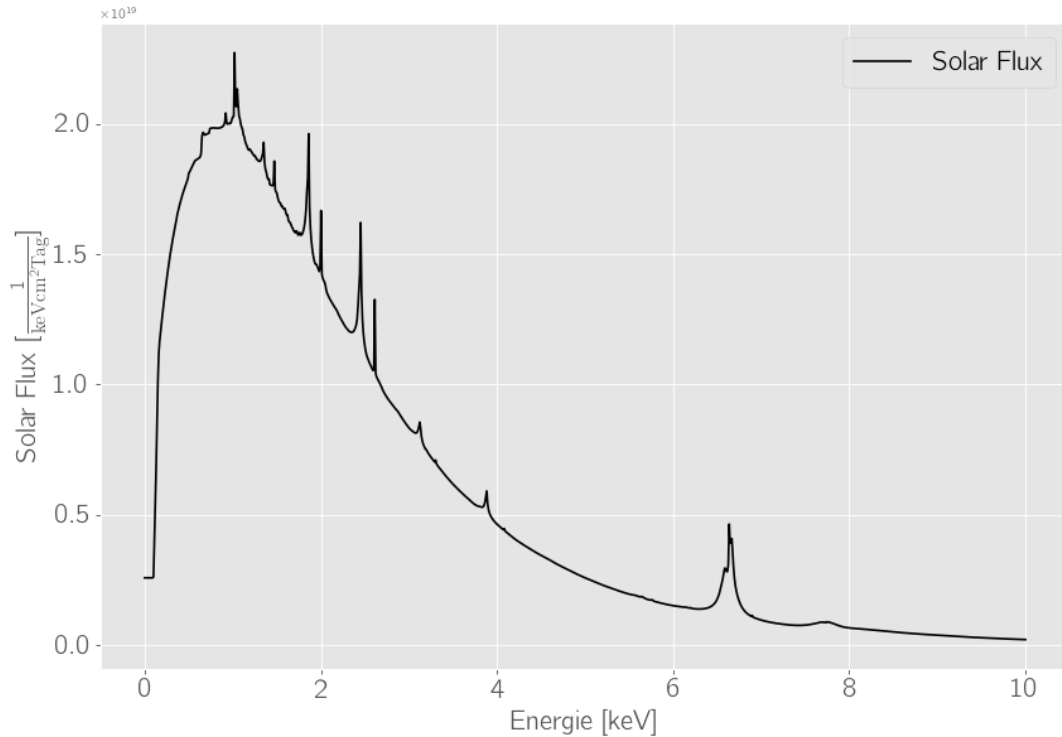


**Abbildung 2.1:** In diesem Bild sind die Bereiche eingezeichnet in denen von verschiedenen Experimenten schon nach Axionen gesucht wurde. Zukünftige Experimente sind durch gestrichelte Linien dargestellt. Das gelbe Band, stellt die Vorhersagen durch Axionenmodelle dar und die blauen Bereiche sind die Helioskope welche in dieser Arbeit relevant sind [7].

## 2.2 IAXO/CAST

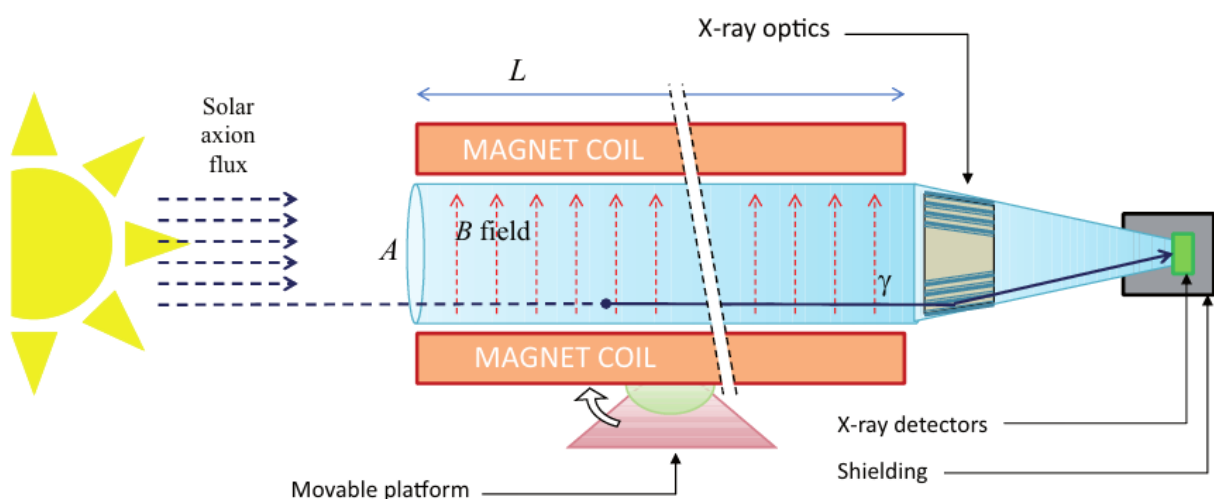
Ein Helioskop ist ein auf die Sonne gerichtetes Teleskop. Sowohl das CAST-Experiment als auch das IAXO- und BabyIAXO-Experiment sind Helioskope. Dabei ist das CAST (CERN Solar Axion Telescope) ein am CERN durchgeführtes Experiment zur Suche von Axionen, welches von dem IAXO-Experiment mit größerer Genauigkeit weitergeführt werden soll [10]. Um die einzelnen Bauteile des IAXO zu prüfen, wird das BabyIAXO gebaut, welches die Funktionstüchtigkeit der einzelnen Subsysteme des späteren IAXO-Experiments unter Beweis stellen soll [7]. Allerdings ist auch das BabyIAXO schon so konzipiert, dass es in neue Bereiche der Axionendetektion von Kopplungskonstanten bis hin zu  $g_{a\gamma} \sim 1,5 \times 10^{-11} \text{ GeV}^{-1}$  [7] vordringen kann, während das CAST-Experiment nur bis zu einer Kopplungskonstante von  $g_{a\gamma} < 0,6 \times 10^{-10} \text{ GeV}^{-1}$  [11] die Existenz von Axionen ausschließen konnte. Das BabyIAXO Experiment befindet sich aktuell in der Bauphase und soll 2024 den Betrieb aufnehmen, während das IAXO-Experiment sich aktuell in der Designphase befindet [7]. Das Schema nach dem die Messung von Axionen mit dem IAXO durchgeführt wird ist in Abb. 2.3 zu sehen [10]. Der in dem Bild dargestellte Magnet soll eine





**Abbildung 2.2:** Dargestellt ist das solare Axionenspektrum, welches die Anzahl an Axionen angibt, welche pro Energie auf einem  $\text{cm}^2$  jeden Tag auf der Erde ankommen. Angenommen wurde eine Axion-Elektron Kopplungskonstante von  $g_{ae} = 0,511 \times 10^{-10} \text{ GeV}^{-1}$ , dargestellt mittels linearer Interpolation von gegebenen Literaturwerten [9].

Länge von 20 m besitzen und die Länge der Röntgenstrahlenoptik soll zwischen 5 m und 7,5 m sein [10]. Während das CAST-Experiment noch ein Magnetfeld von 9 T [11] benutzte, verwenden das BabyIAXO und IAXO ein Magnetfeld von jeweils  $\sim 2 \text{ T}$  und  $\sim 2,5 \text{ T}$  bis  $\sim 3,5 \text{ T}$ .



**Abbildung 2.3:** Schema zum Aufbau eines Helioskopes, welches dazu dient Axionen zu messen. Der grobe Aufbau unterscheidet sich nicht unabhängig davon ob es sich um das CAST-,BabyIAXO- oder IAXO-Experiment handelt [10].

## 2.3 Konversionswahrscheinlichkeit

Die von der Sonne ankommenden Axionen werden in einem Magnetfeld in Photonen umgewandelt, da sie dort mit einem virtuellen Photon interagieren und ein reales Photon erzeugen. Genannt wird dieser Prozess der umgekehrte Primakoff-Effekt [3]. Dadurch, dass die Axionen eine Energie im keV-Bereich besitzen, werden durch diese Konversion Röntgenstrahlen produziert. Diese Umwandlung wird beschrieben durch die Gleichung [4]:

$$P_{a \rightarrow \gamma} = \left( \frac{g_{a\gamma} B}{2} \right)^2 \frac{1}{q^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \left[ 1 + \exp^{-\Gamma L} - 2 \exp^{-\frac{\Gamma L}{2}} \cos(qL) \right]. \quad (2.1)$$

Die in dieser Formel auftauchenden Variablen und Konstanten sind in der folgenden Auflistung zu finden und werden darunter erklärt.

$g_{a\gamma}$  Die Axion-Photon Kopplungskonstante gibt an, wie stark die Interaktion zwischen Axion und magnetischem Feld ist.

$B$  Die Variable  $B$  gibt die Stärke des magnetischen Feldes an.

$q$  Die Variable  $q$  gibt den Impulstransfer von Axion zu Photon an, im Resonanzfall der Axionenmasse und des Gasdrucks gilt  $q = 0$

$\Gamma$  Die Absorptionslänge  $\Gamma$  ist ein Faktor in der Berechnung, wie weit Photonen durch Gas fliegen.

$L$  Die Variable  $L$  ist die Gesamtlänge die das Magnetfeld beträgt, durch welches das Axion fliegt.

Die oben erwähnte Kopplungskonstante  $g_{a\gamma}$  gibt die Genauigkeit des Experiments an, indem sie einen konstanten Faktor in der Formel liefert, der bestimmt wie viele Axionen in Photonen konvertieren. Je kleiner diese Konstante sein kann, während durch eine Verbesserung der anderen Faktoren der Formel, Länge des Magnetfeldes, Stärke des Magnetfeldes oder Feinabstufung der Gasphase, noch Axionen gemessen werden, desto besser. In den hier benutzten Simulationen werden die Axion-Photon Kopplungskonstante  $g_{a\gamma}$  und die Axion-Elektron Kopplungskonstante  $g_{ae}$  auf

$$g_{a\gamma} = 1 \times 10^{-12} \text{ GeV}^{-1} \quad \text{und} \quad g_{ae} = 0,511 \times 10^{-10} \text{ GeV}^{-1} \quad (2.2)$$

gesetzt.

Die Stärke des Magnetfeldes fließt durch die Variable  $B$  in die Formel ein, wobei hier ein stärkeres Magnetfeld zu mehr Konversionen führt, das Magnetfeld aber durch praktische Beschränkungen begrenzt ist und bei dem IAXO-Experiment niedriger ist als bei dem vorhergehenden CAST-Experiment 2.2.

Der Impulstransfer von Axionen zu Photonen wird durch die Variable  $q$  dargestellt, welche beschrieben wird durch [4]:

$$q = \left| \frac{m_\gamma^2 - m_a^2}{2E_a} \right|. \quad (2.3)$$

In der Gleichung 2.3 ist die Variable  $m_\gamma$  die durch das Gas erzeugte effektive Photonenmasse und wird berechnet durch die Formel [12]:

$$m_\gamma = \sqrt{\frac{4\pi\alpha N_e}{m_e}}. \quad (2.4)$$

In der Formel sind,  $\alpha$  die Feinstrukturkonstante,  $m_e$  die Elektronenmasse und  $N_e$  die Anzahl-dichte der Elektronen.

Es existiert also bei jeder zu untersuchenden Axionenmasse ein entsprechender Gasdruck, welcher zu einer Kohärenz führt und eine maximale Konversionsrate 2.1 zur Folge hat.

Auch vom das Experiment füllenden Gas abhängig ist die Absorptionslänge  $\Gamma$ , welche beschrieben wird durch [13]:

$$\Gamma = \rho \left( \frac{\mu}{\rho} \right). \quad (2.5)$$

Wobei der Term  $\left( \frac{\mu}{\rho} \right)$ , auch genannt Massen Absorptionskoeffizient, aus einer Tabelle entnommen werden kann [14] und die Variable  $\rho$  den Druck des Gases angibt.

Im Vakuumfall wird die Absorptionslänge gleich 0, da die Dichte auch gleich 0 wird. Des weiteren vereinfacht sich auch der Impulstransfer dadurch, dass die effektive Photonenmasse verschwindet. In diesem Fall ergibt sich eine neue Konversionsrate [15]:

$$P_{a \rightarrow \gamma} = \left( \frac{g_{a\gamma} B L}{2} \right)^2 \left( \frac{\sin\left(\frac{qL}{2}\right)}{\left(\frac{qL}{2}\right)} \right)^2. \quad (2.6)$$

Dies bedeutet, dass der Vakuumfall in den Rechnungen das untere Limit der Konversionswahrscheinlichkeit angibt, da er im Nenner die Variable  $q$  maximiert. Natürlich ist der Vakuumfall auch von der Ausrichtung des Helioskopes unberührt.

## 2.4 Gasverteilung

Aus dem Umstand, dass die Sonne unsere Axionenquelle darstellt, ergibt sich die Notwendigkeit die Sonne in ihrer Bahn zu verfolgen und damit das Helioskop entsprechend auszurichten. Dadurch entsteht eine Druckverteilung im Magneten, welche dazu führt, dass die Kohärenz 2.3 nicht über die gesamte Magnetlänge erfüllt wird. Daraus folgt die Notwendigkeit den Gasdruck in diskreten Intervallen wieder anzupassen, um die Kohärenz möglichst gut zu erhalten. Das in den Simulationen benutzte Gas ist Helium [7].

Diese Winkelabhängigkeit des Magneten führt zu einer Druckverteilung, welche durch die barometrische Höhenformel beschrieben wird [16]:

$$p = p_0 \cdot e^{-\frac{\rho_0 g h}{p_0}}. \quad (2.7)$$

In dieser Formel werden die Variablen des Ursprungsdrucks  $p_0$ , der Gravitationskonstante  $g$  und des Höhenunterschieds  $h$  benutzt.

Durch die verschiedenen Drücke wird die Kohärenzbedingung 2.3 im Verlauf des Magneten nicht überall erfüllt, sodass sich an unterschiedlichen Punkten der Strecke das Maximum der Konversionswahrscheinlichkeit ergibt. Zusammen mit der Bewegung der Sonne folgt daraus die Notwendigkeit für eine zeitliche Änderung des Drucks im Magneten, um für eine gewisse Axionenmasse sensitiv zu bleiben. Des Weiteren wird durch den sich verändernden Druck auch der Absorptionskoeffizient des Beerschen-Absorptions-Gesetzes verändert[17]:

$$I = I_0 \cdot e^{-\alpha \Delta z}. \quad (2.8)$$

In diesem Fall ist  $\alpha$  der Absorptionskoeffizient und wird in unserem Fall von Röntgenstrahlen, die sich durch ein Gas bewegen, durch die folgende Gleichung berechnet wird [15]. Die Variable  $I_0$  gibt die ursprüngliche Intensität und die Variable  $\Delta z$  gibt die im Gas zurückgelegte Distanz an.

$$\alpha = \frac{\mu}{\rho} \cdot \rho \quad (2.9)$$

Wobei hier wie schon oben erwähnt der Massenabsorptionskoeffizient durch eine Tabelle gegeben ist [14]. Wenn der Druck an einem Punkt des Magneten nun niedriger ist, findet dort auch weniger Absorption statt, dies muss durch den ganzen gasgefüllten Teil des Helioskops berücksichtigt werden.

### 2.5 Position des Fensters

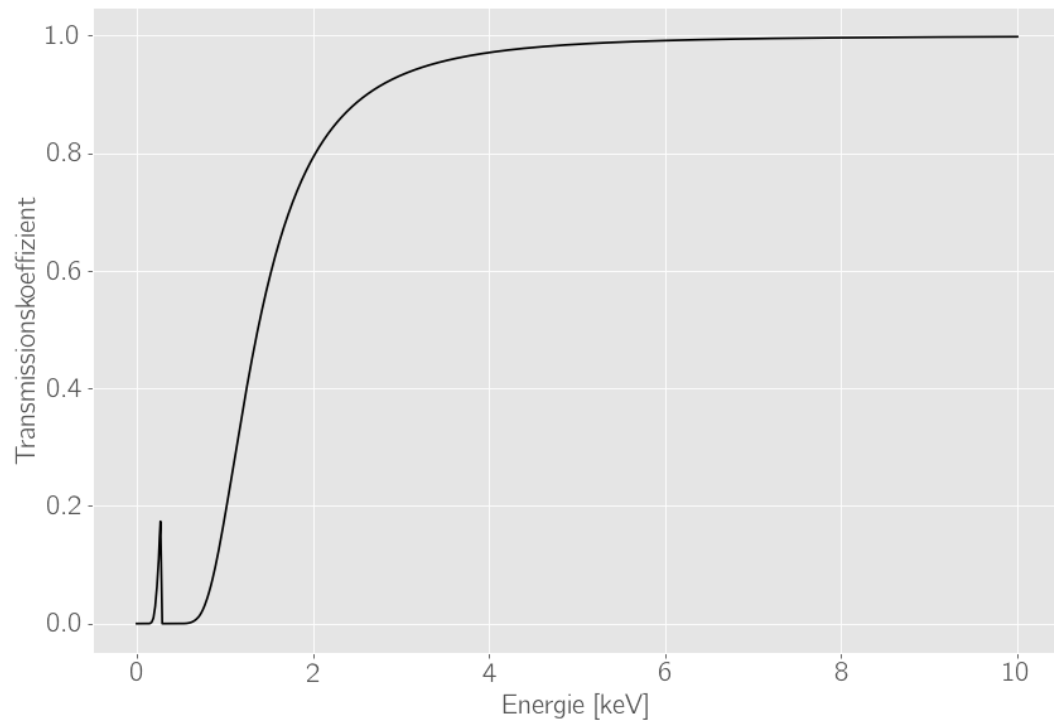
Um den Betrieb des Detektors zu gewährleisten, darf der Detektor nicht mit dem Gas im Magneten in Berührung kommen, weswegen ein für Röntgenstrahlen durchsichtiges Fenster benutzt wird. Dafür muss das Fenster dem Druckunterschied stand halten und dementsprechend aus den richtigen Materialien bestehen. Das in den Simulationen verwendete Material Polypropylen wird aufgrund der guten Transmissionseigenschaften für Röntgenstrahlen [18] und einer hohen mechanischen Stärke benutzt, welche es ermöglicht das Fenster möglichst dünn zu bauen [19]. Die Eigenschaften des Fensters hängen sehr stark von der Positionierung ab, dabei gibt es zwei Möglichkeiten.

Die erste Möglichkeit ist, dass das Fenster direkt zwischen dem Magneten und der Röntgenstrahlenoptik platziert wird 2.3, sodass die Optik und der Detektor sich im Vakuum befinden. Dies hat verschiedene Effekte, so ist in diesem Fall die Gassäule nur auf den Magneten beschränkt, welcher bei IAXO eine Länge von 20 m besitzt. Ein weiterer Effekt ist, dass das Fenster an dieser Stelle deutlich größer, als bei der zweiten nachher dargestellten Variante, sein muss. Da aber der Druckunterschied unabhängig von der Fensterplatzierung ist, muss dieses größere Fenster deutlich dicker sein. Durch das dickere Fenster werden mehr Röntgenstrahlen absorbiert, aber durch den kürzeren Weg der Röntgenstrahlen durch das Gas werden weniger Röntgenstrahlen durch das Gas absorbiert, welcher Effekt am Ende überwiegt wird in dem Simulationsteil deutlich.

Die zweite Möglichkeit ist die Platzierung des Fensters hinter der Röntgenstrahlenoptik und direkt vor dem Detektor 2.3. Dies führt zu einer um 5 m bzw. 7,5 m längeren Gassäule, da zusätzlich zum Magneten auch noch die Optik mit Gas gefüllt ist. Durch die längere Gassäule ergibt sich eine stärkere Druckverteilung an den verschiedenen Punkten im Magneten, was Auswirkungen auf die Resonanz der Konversion von Axionen zu Photonen hat. Durch die Röntgenstrahlenoptik

werden die erzeugten Photonen gebündelt und auf einen Detektor fokussiert, deswegen kann das Fenster direkt vor dem Detektor deutlich kleiner sein, was es bei einem gleichen Druckunterschied wie bei der ersten Fensterplatzierung erlaubt vor dem Detektor ein dünneres Fenster zu verwenden. Dieses dünnere Fenster führt zu den umgekehrten Effekten von der ersten Fensterposition, da das dünnere Fenster durchlässiger ist, aber mehr Photonen über die längere Strecke im Gas absorbiert werden.

Der Verlauf des Transmissionskoeffizienten eines Fensters für eines der Setups ist beispielsweise in Abb.2.4 dargestellt.



**Abbildung 2.4:** Energieabhängiges Spektrum des Transmissionskoeffizienten vom Polypropylen-Fenster. Die Dicke dieses Fenstermodells beträgt  $10\ \mu\text{m}$ .



## 3 | Aufbau der Simulationen

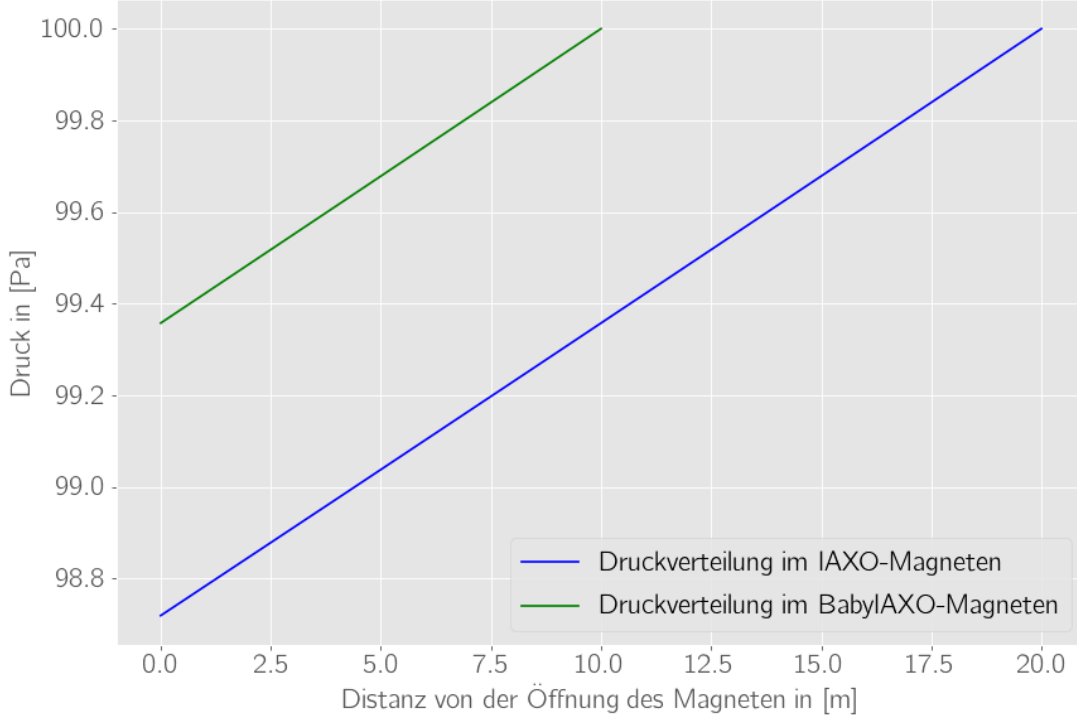
Das Ziel ist die Analyse von verschiedenen Bauweisen des IAXO-Experiments, genauer die Unterteilung der unterschiedlichen Abschnitte Magnet, Optiken und Detektor durch Fenster und die damit verbundene jeweilige Füllung der Abschnitte mit Gas oder Vakuum. Auf dem Weg zu dieser Analyse gibt es einige Probleme welche auftreten, weil das Helioskop geneigt werden muss um der Sonne zu folgen und währenddessen der Magnet mit Gas gefüllt ist. Durch die Neigung des Magneten entsteht eine Druckverteilung im Magneten mit den in der Theorie beschriebenen Konsequenzen. Durch die Befüllung des Magneten mit Gas, entsteht das Problem der Absorption der durch Konversion erzeugten Photonen, welche abhängig ist von der durchlaufenen Strecke im Gas und deswegen die Bestimmung des Ortes der Konversion notwendig macht. Die in der Theorie angegebene Formel 2.1 gibt allerdings nur die Konversion nach einer bestimmten Strecke  $L$  an. Des weiteren hängt die Absorption im Gas vom Druck des Gases ab und ist somit auch mit dem Problem der Neigung des Helioskops verbunden.

Das erste Ziel ist nun die Berechnung des Drucks über den gesamten Verlauf des Helioskops, ausgehend von einem bestimmten Messpunkt. Dies passiert mit der barometrischen Höhenformel 2.7, welche in ihrer Form mit konstanter Temperatur benutzt wird, da der gesamte Magnet gekühlt wird. Als Messpunkt wurde bei den Berechnungen der tiefste zentrale Punkt der Gassäule benutzt.

Die sich ergebende Druckverteilung ist dargestellt in Abb. 3.1, wobei beim Vergleich der Formel und des Bildes direkt auffällt, dass die Verteilung im Bild nicht wie erwartet exponentiell zu verlaufen scheint. Dies ist dem Umstand geschuldet, dass die barometrische Höhenformel 2.7 in dieser Rechnung nur über einen kleinen Höhenunterschied angewandt wird. Nichtsdestotrotz ist diese Druckverteilung wichtig für die Messung der Experimente, da die Resonanzbedingung sensibel ist und je nach Platzierung der Fenster auch noch die Optiken von Gas umschlossen werden und damit die Länge der Gassäule zunimmt. In Abb. 3.2 wird die Druckverteilung für die verschiedenen Fälle der Platzierung des Fensters gezeigt. Diese Verteilung sieht der aus Abb. 3.1 sehr ähnlich, da auch in diesem Fall der Höhenunterschied klein ist.

Das zweite Ziel ist die Berechnung der Konversionswahrscheinlichkeit, unter Berücksichtigung der Druckverteilung im Magneten. Wie beschrieben, gibt uns die Gleichung 2.1 die Wahrscheinlichkeit einer Konversion nach einer Distanz  $L$  an und nicht die Wahrscheinlichkeit an einem bestimmten Punkt im Magneten. Diese muss jedoch herausgefunden werden um die Druckverteilung korrekt berücksichtigen zu können.

Der erste Ansatz teilt die Länge des Magneten in verschiedene Regionen auf und berechnet die Konversion pro Region, wie in Abb. 3.3 beschrieben. Dabei entstehen bei einer größeren Anzahl von Regionen sehr viele ineinander verschachtelte Wahrscheinlichkeiten, was die Berechnung sehr komplex macht. Um diesen rekursiven Verschachtlungen zu begegnen, werden sie zusammen betrachtet, wodurch sich die ursprüngliche Berechnung, mit Punkten bzw. Regionen gekennzeichnet durch  $x$  und Längen gekennzeichnet durch  $L$ ,



**Abbildung 3.1:** In der Graphik ist die Druckverteilung im Magneten des IAXO- und BabyIAXO-Experiments eingezeichnet, dafür gelten einige Rahmenbedingungen. Ein Fenster ist direkt nach dem Magneten angebracht, sodass sich die Gassäule nur im Magneten befindet. Des weiteren ist der benutzte Winkel 35 Grad, der Druck am Messpunkt beträgt 100 Pa und die Längen des BabyIAXO sind 10 m und für das IAXO 20 m [7].

$$P_{a \rightarrow \gamma}(x_n) = (1 - P_{a \rightarrow \gamma}(x_{n-1})) \cdot (P_{a \rightarrow \gamma}(L_n) - P_{a \rightarrow \gamma}(L_{n-1})) \quad (3.1)$$

vereinfacht zu einer Ableitung der Ursprungsfunktion 2.1.

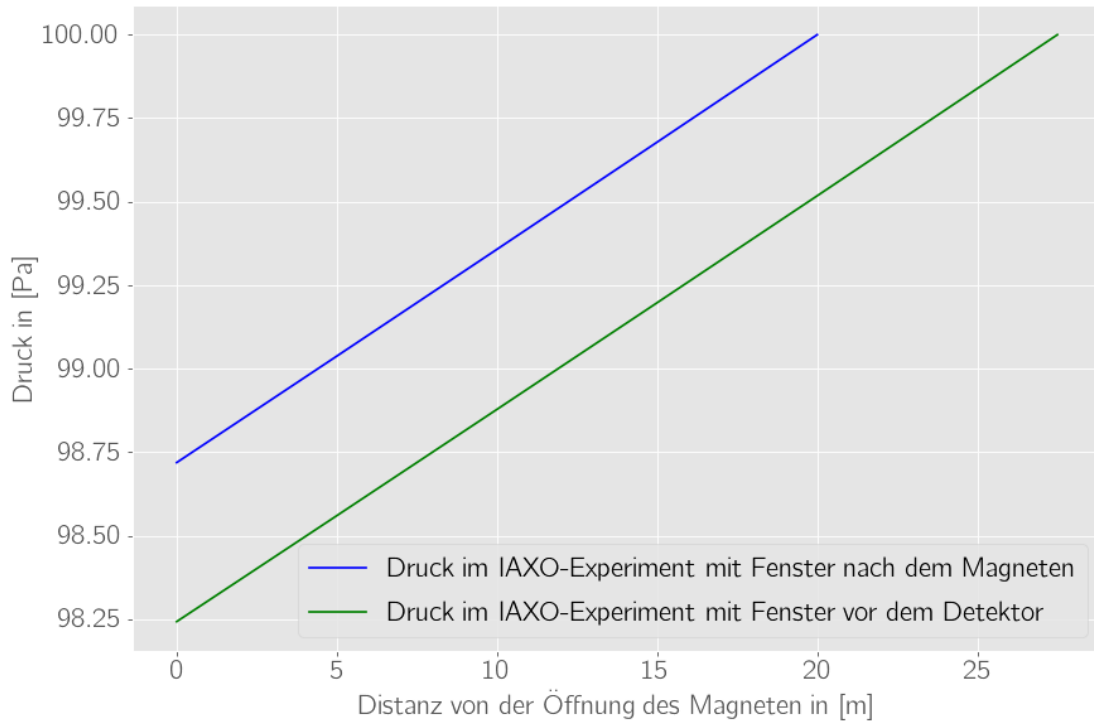
$$P_{a \rightarrow \gamma}(x) = \frac{d}{dx} P_{a \rightarrow \gamma} \quad (3.2)$$

Um anschließend die gewünschte Endwahrscheinlichkeit der Konversion zu erhalten, muss die entstandene Ableitung wieder über  $x$  integriert werden. Diese Vorgehensweise tritt an anderen Stellen in der Physik auf, siehe zum Beispiel Wegintegrale bei der mechanischen Arbeit. In der Abb. 3.4 ist eine gute Übereinstimmung der beiden Berechnungsmethoden sichtbar.

Nachdem die Axionen in Photonen umgewandelt worden sind, müssen sie, wie in der Theorie beschrieben, noch eine Strecke im Gas zurücklegen und werden dabei wiederum durch das Gas, nach der Formel 2.8, absorbiert. Diese Gleichung ist von der Struktur der Konversionswahrscheinlichkeit ähnlich, da sie die Absorption nach einer Länge  $L$  angibt und nicht die Absorption am Punkt  $x$ . Daher wird die gleiche Methode benutzt um die Interaktion der Photonen im Gas zu berechnen.

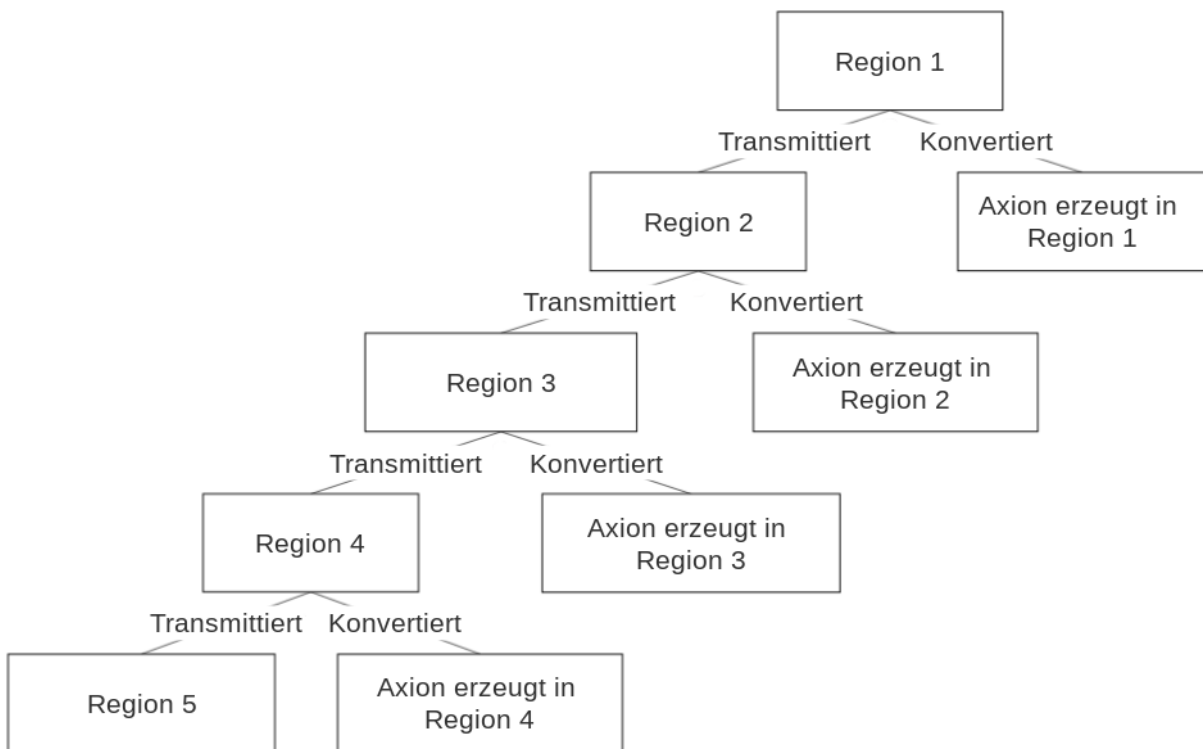
Wenn die gesamte Wahrscheinlichkeit für eine Photonenmessung berechnet werden soll, können die beiden Integrale kombiniert werden. Wenn dies für alle möglichen Konversionspunkte aufaddiert wird, ergibt dies die Wahrscheinlichkeit, mit der bei einer bestimmten, Einstellung



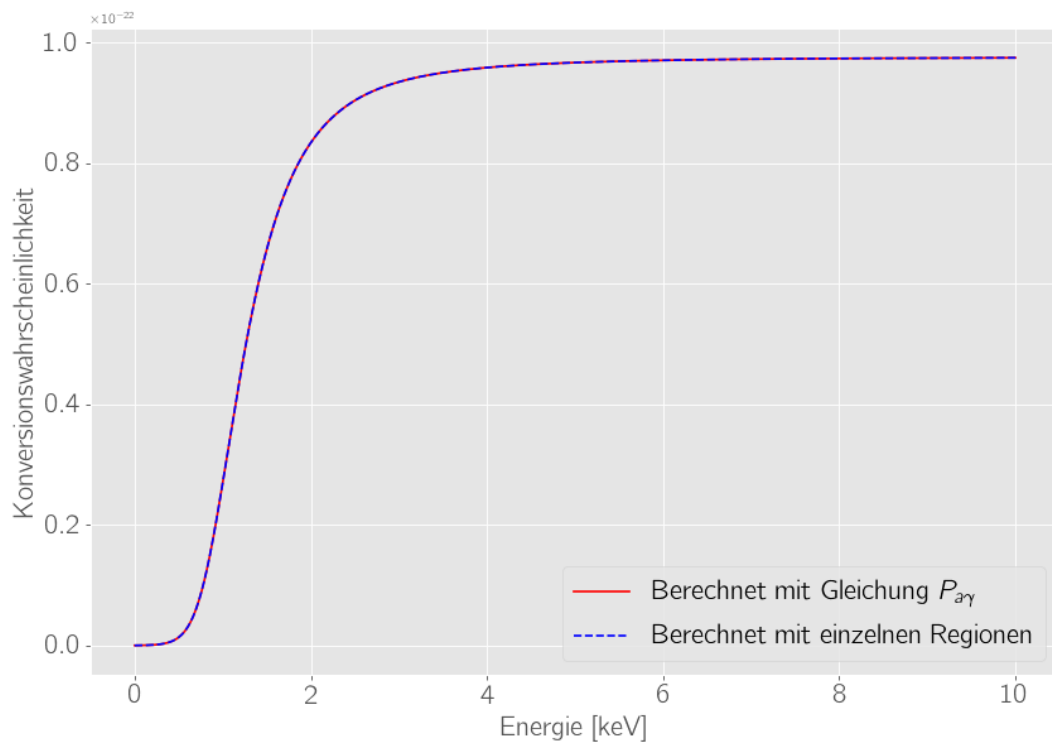


**Abbildung 3.2:** In dem Plot ist die Druckverteilung in den gasgefüllten Bereichen des IAXO-Experiments eingezeichnet, dafür gelten die folgenden Parameter. Der benutzte Winkel beträgt 35 deg und der Druck am Messpunkt ist 100 Pa. Die Länge der Gassäule für die Fensterposition direkt hinter dem Magneten beträgt 20 m und für das Fenster direkt vor dem Detektor beträgt die Länge der Gassäule 27,5 m [7].

des Experiments, ein Axion in ein Photon umgewandelt wird. Um herauszufinden, wie viele aus Axionen erzeugte Photonen am Detektor ankommen, muss berücksichtigt werden, wie viele solare Axionen bei einer bestimmten Energie überhaupt im Magneten eintreffen, siehe 2.2 und wie gut das verwendete Fenster die Röntgenstrahlung durchlässt, siehe 2.4.



**Abbildung 3.3:** In diesem Schema wird der theoretische Ansatz zur Berechnung der Konversionswahrscheinlichkeit dargestellt. Die gesamte Länge des Magneten wird in kleine Regionen zerlegt, welche einen konstanten Druck besitzen, und die Wahrscheinlichkeit einer Konversion wird für jede Region berechnet. Für den Grenzfall der Regionengröße  $\rightarrow 0$  ergibt sich wieder die konstante Druckverteilung.



**Abbildung 3.4:** In diesem Bild wird verglichen, wie gut die Berechnungsweisen der Konversionswahrscheinlichkeit zusammenpassen. Die durchgehende rote Linie wurde mittels Gleichung 2.1 und die gestrichelte blaue Linie wurde mittels der dargelegten Methode berechnet. Um die beiden Berechnungsmethoden vergleichen zu können wurden die gleichen Parameter gewählt und der Winkel gleich 0 gesetzt, da in diesem Fall beide Methoden zum gleichen Ergebnis führen sollten. Bei anderen Winkeln ist die Berechnung mittels der Formel 2.1 durch die verschiedenen Gasdrücke nicht mehr möglich. Die genutzten Parameter sind  $B = 1 \text{ T}$ ,  $L = 20 \text{ m}$ ,  $m_a = 0,1 \text{ eV}$ ,  $p = 211,3 \text{ Pa}$ .



## 4 | Ergebnisse der Simulationen

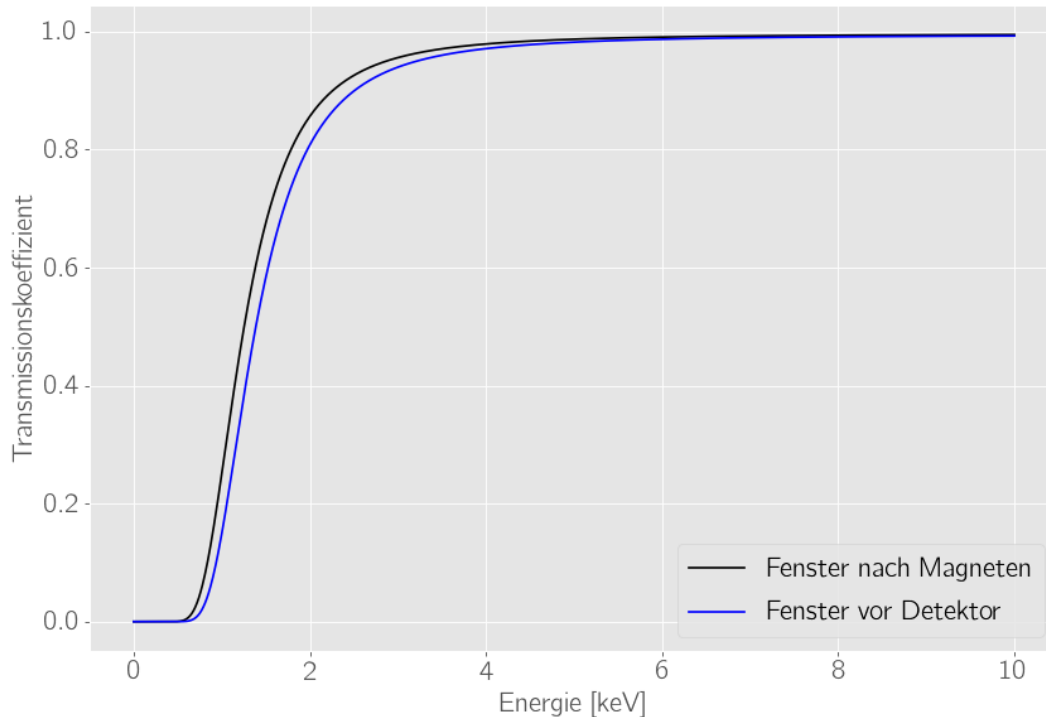
Aus dem Aufbau des IAXO-Experimentes, mit einem gasgefüllten Magneten und Detektoren, welche im Vakuum arbeiten, geht hervor, dass mindestens ein Fenster benötigt wird um die beiden Teile des Experimentes zu trennen 2.3. Die in der Theorie schon angesprochene zu klärende Frage, ist die Platzierung dieses Fensters. Im ersten Fall, wird das Fenster direkt hinter dem Magneten platziert, was zu einem Vakuum im Bereich der Röntgenoptik führt. Die zweite Möglichkeit ist eine Platzierung des Fensters direkt vor dem Detektor, wodurch die Röntgenoptik gasgefüllt wird und die Gassäule um die Länge der Röntgenoptik verlängert wird. In diesem Kapitel werden nun die Vor- und Nachteile dieser beiden Szenarios simuliert und die Setups verglichen.

### 4.1 Absorption

Der Unterschied in der Absorption der Röntgenstrahlung bei den verschiedenen Fensterpositionen ist nur durch das Absorptionsgesetz beschrieben, wodurch die Absorption wie in Abb. 4.1 dargestellt bei einer längeren Strecke höher ist. Dies entspricht dem erwarteten Verhalten. Auch wenn für das gleiche Setup mit verschiedenen Winkeln die Absorption über die ganze Strecke simuliert wurde, ergab sich kein signifikanter Unterschied, wie in Abb. 4.2 dargestellt wird, obwohl die Druckverhältnisse für die beiden Positionen durch die verschiedenen Längen der Gassäule unterschiedlich sind.

### 4.2 Teleskopwinkel

Die Sonne ist die Hauptquelle der mit dem Helioskop gesuchten Axionen, weswegen sich das Heliokop mit der Sonne mitbewegen muss. Deswegen findet eine Neigung des Teleskops statt, was zu einer Druckverteilung führt, vgl. 2.4. Dadurch wird die Konversionswahrscheinlichkeit bei einer genügend großen Änderung des Winkels deutlich sinken, da der Druck, welcher für die Resonanzbedingung optimal ist, sich im Magneten verschiebt. In der Abb. 4.3 ist dargestellt wie groß die Wahrscheinlichkeit ist, dass ein Axion in ein Photon umgewandelt wird und am Fenster ankommt, es sind also Konversionswahrscheinlichkeit und Absorption durch Gas berücksichtigt. Hierbei fallen mehrere Sachen auf, erstens ist, wie erwartet, die Wahrscheinlichkeit bei der Fensterposition vor dem Detektor für jeden Winkel geringer. Dies ist auf zwei Tatsachen zurückzuführen, einerseits der längere Weg durch das Gas, welcher zu mehr Absorption führt, andererseits auf die größere Varianz der Druckverteilung, bedingt durch die längere Gassäule, wodurch der entsprechende Druck für den Resonanzfall nur in kleineren Bereichen existiert. Zweitens ist die Kurve für die Fensterposition direkt nach dem Magneten deutlich breiter, was auch aus der geringeren Druckverteilung hervorgeht, weil bei einem größeren Intervall der Winkeln eine Resonanz relativ in der Mitte des Magneten stattfindet. Wenn diese Resonanz sich dagegen an einem Ende des Magneten befindet, ist der Druckunterschied zum Resonanzdruck im Magneten größer als wenn sich die Resonanz in der Mitte des Magneten befindet.



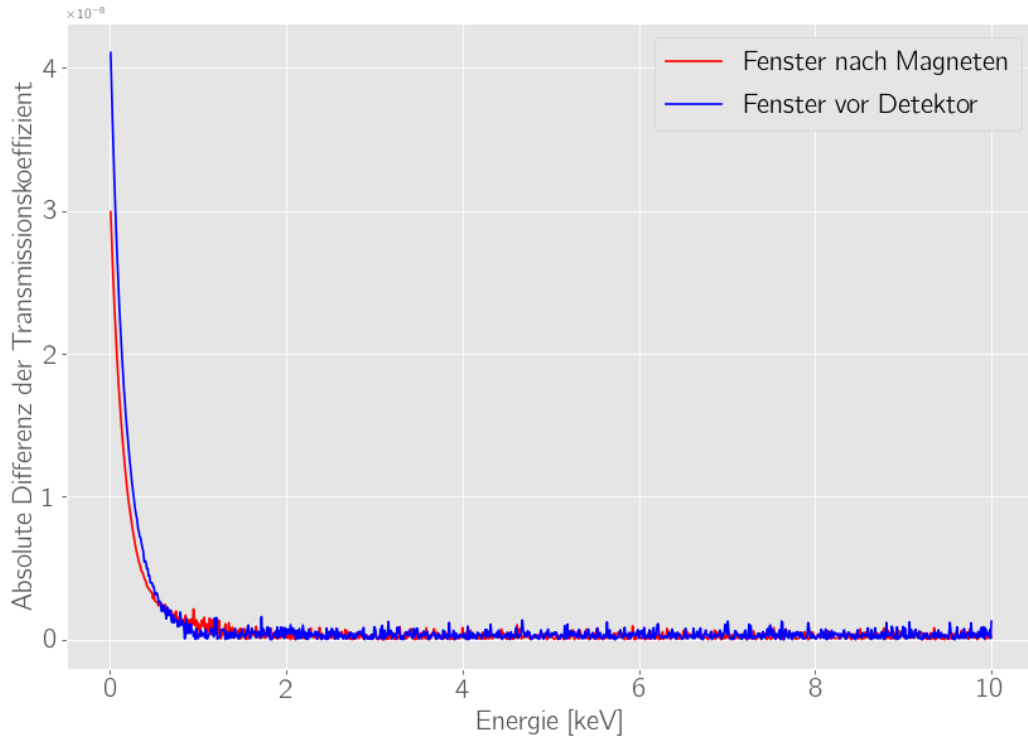
**Abbildung 4.1:** Transmission von Röntgenstrahlung im Gas bei den beiden Fensterpositionen, dabei wurde Helium bei einem Druck von 100 Pa angenommen. Für die Ausrichtung des Teleskops wurde hier ein Winkel von 0 Grad benutzt. Es wurden eine Länge des Magneten von 20 m und eine Länge der Röntgenoptiken von 7,5 m angenommen.

Aus der Abb. 4.3 ist ersichtlich, dass bei einer Positionierung des Fensters direkt vor dem Detektor die Konversion stärker abhängig ist von der Änderung des Winkels. Durch die längere Gassäule wird der zur Resonanz führende Druck schneller verändert, da es zu größeren Höhenunterschieden kommt. Deswegen muss bei dieser Positionierung der Druck schneller angepasst werden um eine hohe Konversionsrate zu erhalten.

### 4.3 Fenster

Wenn man die verschiedenen Teilrechnungen der Theorie und vorherigen Simulationen zusammenrechnet, bekommt man eine Verteilung, welche die erwartete Anzahl an Photonen angibt, die am Detektor ankommen. Dafür wird der Axionenfluss von der Sonne benutzt, welcher in der Theorie 2.1 erklärt wurde und in den Simulationen pro Jahr und mit einer Fläche von  $1 \text{ cm}^2$  angegeben wird. Das Fenster wurde wie in der Theorie 2.5 für die verschiedenen benutzten Fensterdicken aus einem Datensatz [18] generiert. Die Konversion und Absorption im Magneten bzw. Gas wurde, wie in der Durchführung gezeigt, durch ein Integral über die Abschnitte der benutzten Funktionen realisiert, siehe 3. Um nun die gesamte Anzahl an Photonen zu erhalten, müssen diese einzelnen Teilrechnungen für jede Energie einzeln miteinander multipliziert werden.

Im einfachsten Fall haben wir ein horizontales Helioskop ohne Steigung und damit wird der einzige Unterschied durch den längeren Weg der Photonen im Gas erzeugt, wodurch sich die Form der beiden Spektren überlappen sollte, was durch Abb. 4.4 bestätigt wird. Genauso wird in der Abbildung wieder bestätigt, dass bei der längeren Gassäule mehr Absorption stattfindet.

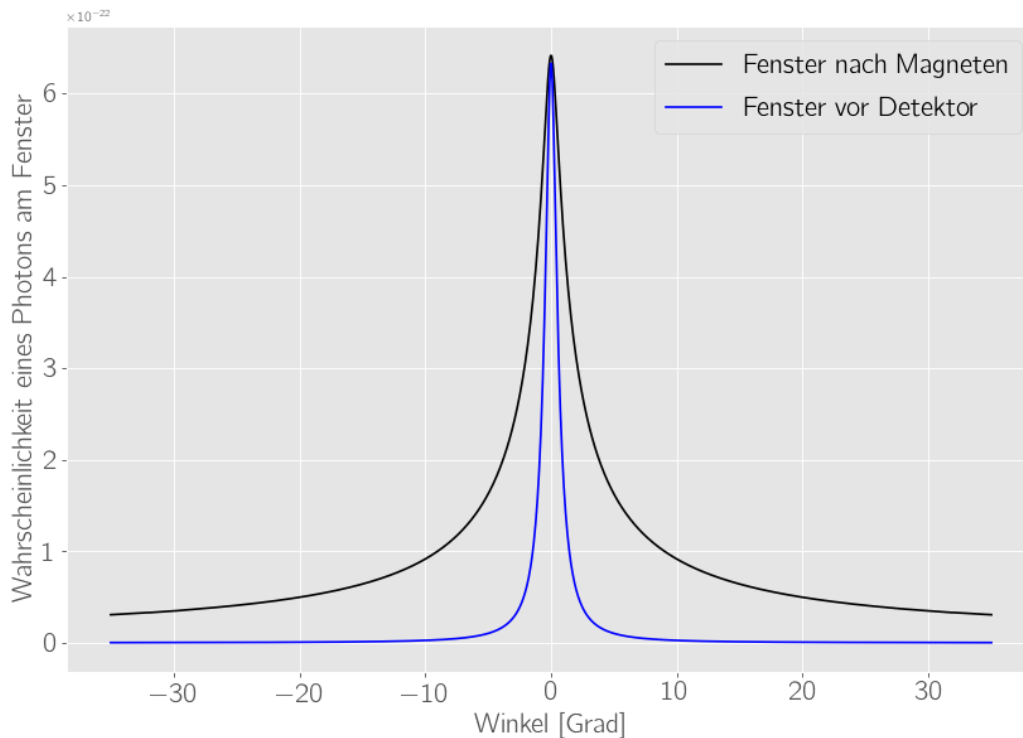


**Abbildung 4.2:** Absolute Differenz bei der Transmission von Röntgenstrahlung im Gas bei den beiden Fensterpositionen zwischen den Winkeln 0 Grad und 35 Grad. Dabei wurde Helium bei einem Druck von 100 Pa angenommen. Es wurden eine Länge des Magneten von 20 m und eine Länge der Röntgenoptiken von 7,5 m angenommen.

Die Differenz der erwarteten Photonenzahlen ist in der Abb. A.1 dargestellt. Hier ist deutlich zu sehen, dass der Effekt der Absorption im Gas bei höheren Energien deutlich nachlässt, wodurch die beiden Spektrumswerte sich annähern.

Diese Simulation eines horizontalen Helioskops stellt die Auswirkungen der verschiedenen Fensterpositionen nicht komplett dar, deswegen wurde im folgenden die Auswirkungen mit einem Winkel von 35 Grad simuliert um den maximalen Kontrast zu dem horizontalen Fall zu ermöglichen. Daraus ergeben sich die in Abb. 4.5 dargestellten Photonenspektren.

Bei den beiden verschiedenen Fenstereinstellungen wurden andere Drücke am niedrigsten Punkt der Gassäule eingestellt, damit in beiden Fällen der Druck im Magneten optimal ist. Der höhere Wert für das Fenster vor dem Detektor ist eine Folge der längeren Gassäule und zeigt wieder die Notwendigkeit einer schnelleren Änderung des Drucks, um die Resonanz für eine bestimmte Axionenmasse zu erhalten. Des Weiteren ist klar ersichtlich, dass die Druckvariationen in dem mit 35 Grad angewinkelten Helioskop zu einer niedrigeren Konversionsrate führen, da die Resonanz für eine bestimmte Axionenmasse nur an einem Punkt im Magneten zutrifft und bei weiter entfernten Punkten stark abnimmt. Die gleiche Form der beiden Spektren kommt durch den jeweils geeignet gewählten Druck zustande, der am untersten Punkt der Gassäule anliegt, dieser ist so gewählt, dass der Resonanzfall genau in der Mitte des Magneten auftritt. Wenn der Druck für beide Fensterpositionen gleich gewählt wird, schneidet die Position mit dem Fenster direkt vor dem Detektor schlechter ab, wie in Abb. A.3 dargestellt. Der Unterschied in den erzeugten Photonen zwischen den beiden Fenster setups ist in Abb. A.2 dargestellt. Hierbei ist auffallend dass die absolute Differenz zwischen den verschiedenen Fenster setups für den 35 Grad Fall geringer

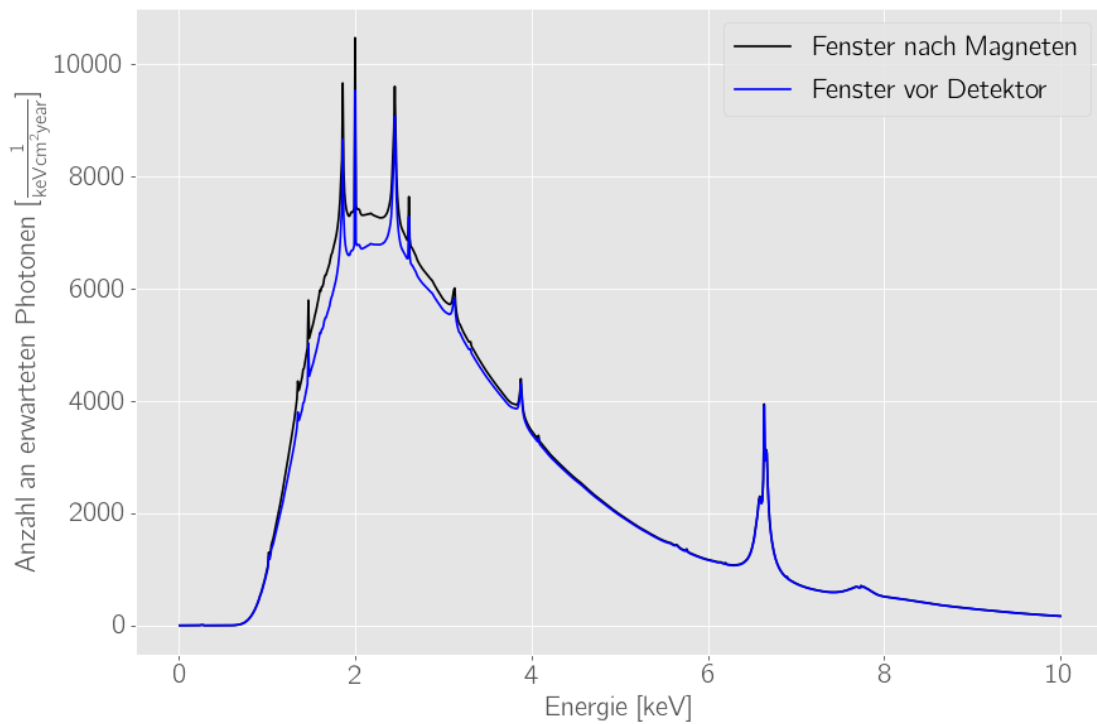


**Abbildung 4.3:** Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Axion zu einem Photon wird und am entsprechenden Fenster ankommt. Hierbei wurden die Parameter  $B = 1$  T,  $L = 20$  m,  $m_a = 0,1$  eV,  $p = 211,3$  Pa benutzt.

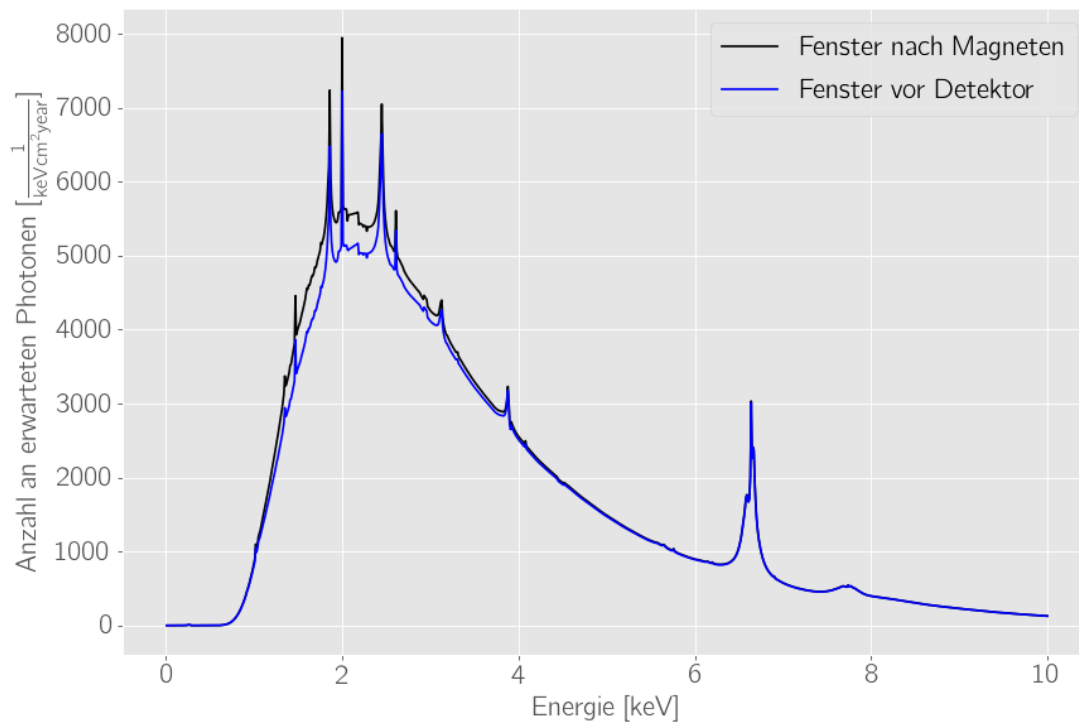
ausfällt.

Der große Vorteil den das Setup mit einem Fenster vor dem Detektor ermöglicht ist, dass die Röntgenstrahlenoptik die erzeugten Photonen auf den Detektor fokussiert und deswegen das Fenster deutlich kleiner sein kann. Ein kleineres Fenster bietet den Vorteil, dass es dünner sein kann und trotzdem noch dem gleichen Druck standhalten kann. Dieses dünnere Fenster wäre besonders im Bereich niedrigerer Energien durchlässiger für Röntgenstrahlung und könnte damit die Benachteiligung des längeren Wegs durch das Gas ausgleichen. Bisher wurde bei Simulationen immer von einem Polypropylen-Fenster mit einer Dicke von  $10 \mu\text{m}$  ausgegangen, siehe 2.5. Wie in Abb.4.6 gezeigt wird, ist ab einer Dicke des Fensters vor dem Detektor unter  $6 \mu\text{m}$  der Effekt des Fensters ausreichend um die beiden erwarteten Photonenspektren anzugleichen. Dieser Effekt tritt auch auf, wenn das Helioskops einen Winkel von  $35$  Grad aufweist, wie im Anhang in Abb.A.4 dargestellt.

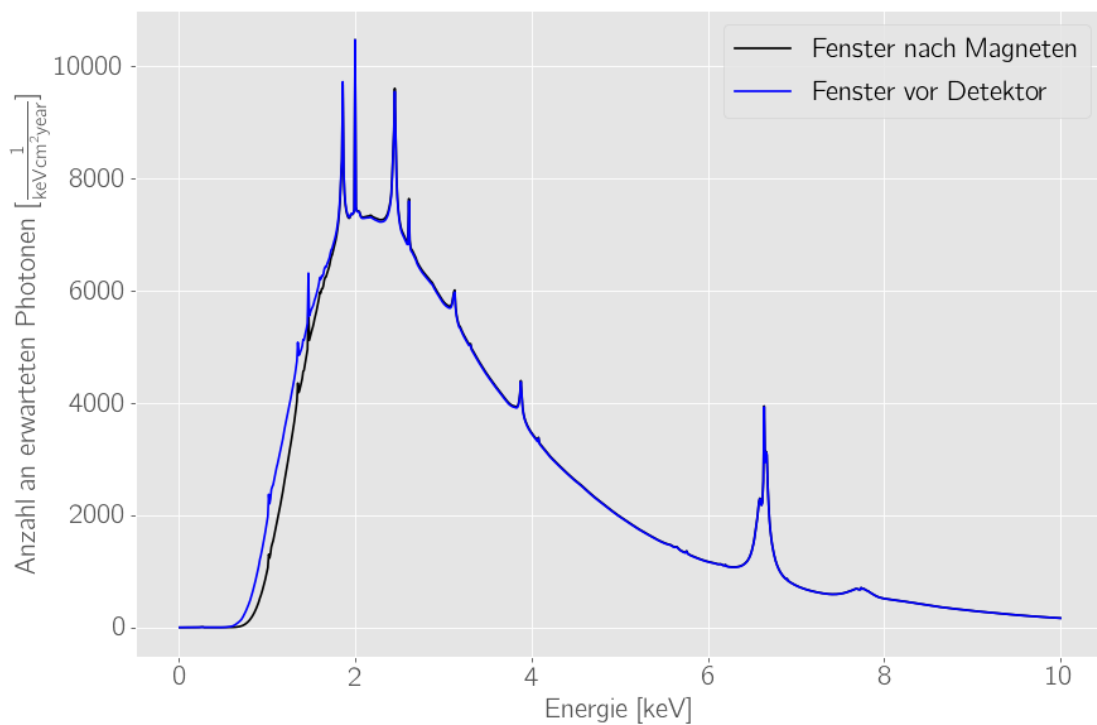




**Abbildung 4.4:** In der Abbildung sind die Photonenspektren angegeben, welche mit den folgenden Parametern erzeugt werden. Die Neigung des Helioskops beträgt 0 Grad, die Gassäule wird durch die Optik um 7,5 m verlängert, der Druck in beiden Setups ist identisch bei einem Druck von 211,3 Pa, welcher bei einer Axionenmasse von 0,1 eV zu einer Resonanz führen und als Magnetfeldstärke wurde der Wert von 1 T benutzt.



**Abbildung 4.5:** In der Abbildung sind die Photonenspektren angegeben, welche mit den folgenden Parametern erzeugt werden. Die Neigung des Helioskops beträgt 35 Grad, die Gassäule wird durch die Optik um 7,5 m verlängert, der Druck in beiden Setups wurde angepasst auf 212,7 Pa beim Fenster hinter dem Magneten und 213,7 Pa beim Fenster vor dem Detektor, welcher bei einer Axionenmasse von 0,1 eV zu einer Resonanz führen und als Magnetfeldstärke wurde der Wert von 1 T benutzt.



**Abbildung 4.6:** In der Abbildung sind die Photonenspektren angegeben, welche mit den folgenden Parametern erzeugt werden. Die Neigung des Helioskops beträgt 0 Grad, die Gassäule wird durch die Optik um 7,5 m verlängert, der Druck in beiden Setups wurde angepasst auf 212,7 Pa beim Fenster hinter dem Magneten und 213,7 Pa beim Fenster vor dem Detektor, welcher bei einer Axionenmasse von 0,1 eV zu einer Resonanz führen und als Magnetfeldstärke wurde der Wert von 1 T benutzt. Die beiden benutzten Fenster sind verschieden, bei dem Fenster nach dem Magneten wurde eine Dicke von 10  $\mu\text{m}$ , bei dem Fenster vor dem Detektor von 6  $\mu\text{m}$  angenommen.



## 5 | Fazit

In dieser Arbeit wurden zwei verschiedene mögliche Bauweisen des IAXO-Experiments untersucht, welche aufgrund der Verfolgung der Sonne durch das Helioskop und der daraus folgenden lokalen Druckunterschiede entstehen. Die Bauweisen wurden in der Theorie, siehe 2.5, dargestellt und im Simulationsteil verglichen. Es haben sich verschiedene Vor- und Nachteile der beiden Bauweisen herausgestellt. Die Bauweise mit einem Fenster direkt hinter dem Magneten und einer Röntgenoptik im Vakuum führt zu geringeren Druckunterschieden, wodurch der optimale Resonanzdruck über längere Strecken im Magneten erhalten wird und die Konversionsrate höher ist, siehe 4.4. Des Weiteren führt dieses Setup zu einem kürzeren Weg für die erzeugten Photonen durch absorbierendes Gas, was die Wahrscheinlichkeit für eine Detektion der Photonen reduziert. Der Nachteil dieses Aufbaus ist, dass das Fenster, welches den gasgefüllten Magneten von der Optik trennt einen größeren Durchmesser haben muss, da jener dem Durchmesser des Magneten entsprechen muss. Dieser größere Durchmesser führt zu einer größeren benötigten Dicke um dem Druckunterschied standzuhalten.

Die Bauweise mit dem Fenster vor dem Detektor, sodass eine gasgefüllte Optik entsteht hat ebenso Vor- und Nachteile. Die Druckunterschiede sind aufgrund der längeren Gassäule größer, was im Vergleich zum anderen Aufbau dazu führt, dass bei einem sich bewegenden Helioskop deutlich schneller der Druck angepasst werden muss um die Resonanz zu erhalten siehe 4.2 oder dazu führt das die sensitive Axionenmasse sich schneller ändert, da beide austauschbar sind siehe 2.3. Des weiteren hat dieses Setup den Nachteil, dass ein längerer Weg durch das Gas zu mehr Absorption führt. Der Vorteil bei diesem Aufbau liegt darin, dass er es der Optik erlaubt die Röntgenstrahlen zu bündeln bevor sie durch das Fenster zum Detektor fliegen, was es möglich macht kleinere und dünnere Fenster unter den gegebenen Druck und Transmissionsbedingungen zu benutzen. Wenn das kleinere Fenster dünn genug ist, können die Nachteile aufgrund der Transmission durch das Gas ausgeglichen werden siehe 4.3, das Problem mit der stärkeren Sensibilität für Druckanpassungen wird damit aber nicht behoben.

Es wurden in den angestellten Simulationen einige potentiell relevanten Faktoren außen vor gelassen, einer dieser Faktoren ist zum Beispiel die Röntgenoptik, welche im Gas ein anderes Verhalten aufweisen könnte als im Vakuum und deswegen ein anderes Design erfordern könnte. Weiter wurden nur Polypropylen-Fenster in Betracht gezogen und andere mögliche Fensterarten nicht berücksichtigt. Auch die finanziellen oder ingenieurtechnischen Aspekte der beiden Setups sind in den Simulationen nicht integriert.



# Literaturverzeichnis

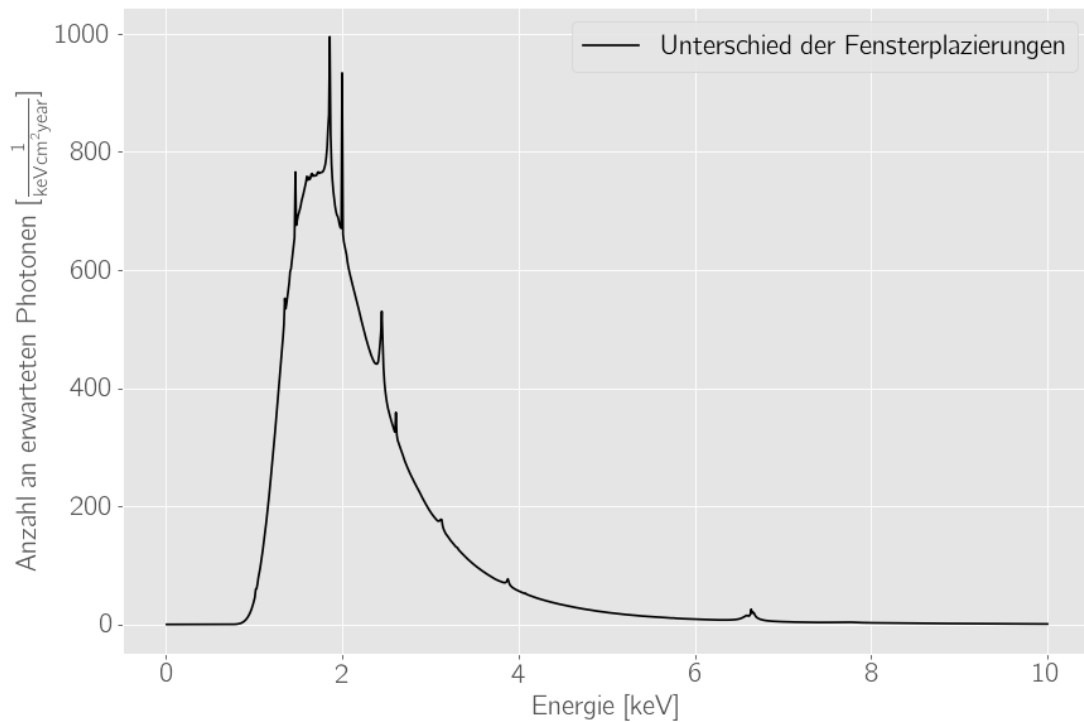
- [1] B. L. and, *International Axion Observatory (IAXO) status and prospects*, *Journal of Physics: Conference Series* **1342** (Jan. 2020), 012070, DOI: 10.1088/1742-6596/1342/1/012070, URL: <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1342/1/012070>.
- [2] R. Peccei und H. Quinn, *CP Conservation in the Presence of Pseudoparticles*, *Physical Review Letters - PHYS REV LETT* **38** (Juni 1977), 1440–1443, DOI: 10.1103/PhysRevLett.38.1440.
- [3] K. Jakovčić und B. Lakić, *Axion-photon conversion in the external magnetic fields*.
- [4] K. Jakovčić und B. Lakić, *Gas Studies for IAXO*.
- [5] P. Sikivie, *Experimental Tests of the Invisible Axion*, *Phys. Rev. Lett.* **51** (16 Okt. 1983), 1415–1417, DOI: 10.1103/PhysRevLett.51.1415, URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.51.1415>.
- [6] J. Redondo und A. Ringwald, *Light shining through walls*, *Contemporary Physics* **52** (Mai 2011), 211–236, ISSN: 1366-5812, DOI: 10.1080/00107514.2011.563516, URL: <http://dx.doi.org/10.1080/00107514.2011.563516>.
- [7] A. Abeln u. a., *Conceptual Design of BabyIAXO, the intermediate stage towards the International Axion Observatory*, 2021, arXiv: 2010.12076 [physics.ins-det].
- [8] J. Redondo, *Solar axion flux from the axion-electron coupling*, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* **2013** (Dez. 2013), 008–008, ISSN: 1475-7516, DOI: 10.1088/1475-7516/2013/12/008, URL: <http://dx.doi.org/10.1088/1475-7516/2013/12/008>.
- [9] *Quelle der verwendeten Solar Flux Daten*, URL: [https://github.com/Vindaar/TimepixAnalysis/blob/master/resources/axion\\_gae\\_flux.dat](https://github.com/Vindaar/TimepixAnalysis/blob/master/resources/axion_gae_flux.dat) (besucht am 14.09.2021).
- [10] E. Armengaud u. a., *Conceptual design of the International Axion Observatory (IAXO)*, *Journal of Instrumentation* **9** (Mai 2014), T05002–T05002, DOI: 10.1088/1748-0221/9/05/t05002, URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/9/05/t05002>.
- [11] *New CAST limit on the axion–photon interaction*, *Nature Physics* **13** (Mai 2017), 584–590, ISSN: 1745-2481, DOI: 10.1038/nphys4109, URL: <http://dx.doi.org/10.1038/nphys4109>.
- [12] *Search for sub-electronvolt solar axions using coherent conversion of axions into photons in magnetic field and gas helium*, *Physics Letters B* **536** (2002), 18–23, ISSN: 0370-2693, DOI: [https://doi.org/10.1016/S0370-2693\(02\)01822-1](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(02)01822-1).
- [13] T. Vafeiadis, *Contribution to the search for solar axions in the CAST experiment*, Presented 15 Jun 2012, Mai 2012, URL: <https://cds.cern.ch/record/1607071>.
- [14] *Quelle der verwendeten Absorptionskoeffizienten*, URL: <https://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/ElemTab/z02.html> (besucht am 14.09.2021).
- [15] S. Schmidt, *Axion with Gasphase*, URL: <https://github.com/Vindaar/TimepixAnalysis/blob/master/Doc/other/axionWithGasPhase.pdf> (besucht am 14.09.2021).
- [16] W. Demtröder, *Mechanics and Thermodynamics* -, Cham, Heidelberg, New York, Dordrecht, London: Springer International Publishing, 2017, ISBN: 978-3-319-27875-9.

- [17] W. Demtröder, *Experimentalphysik 2 - Elektrizität und Optik*, Berlin Heidelberg New York: Springer-Verlag, 2018, ISBN: 978-3-662-55790-7.
- [18] *Quelle der verwendeten Absorptionsspektren der Fenster*, URL: [https://henke.lbl.gov/optical\\_constants/filter2.html](https://henke.lbl.gov/optical_constants/filter2.html) (besucht am 14.09.2021).
- [19] T. Schiffer, *Estimate on the Baby-IAXO gas phase*, Physikalisches Institut, University Bonn, 2019.

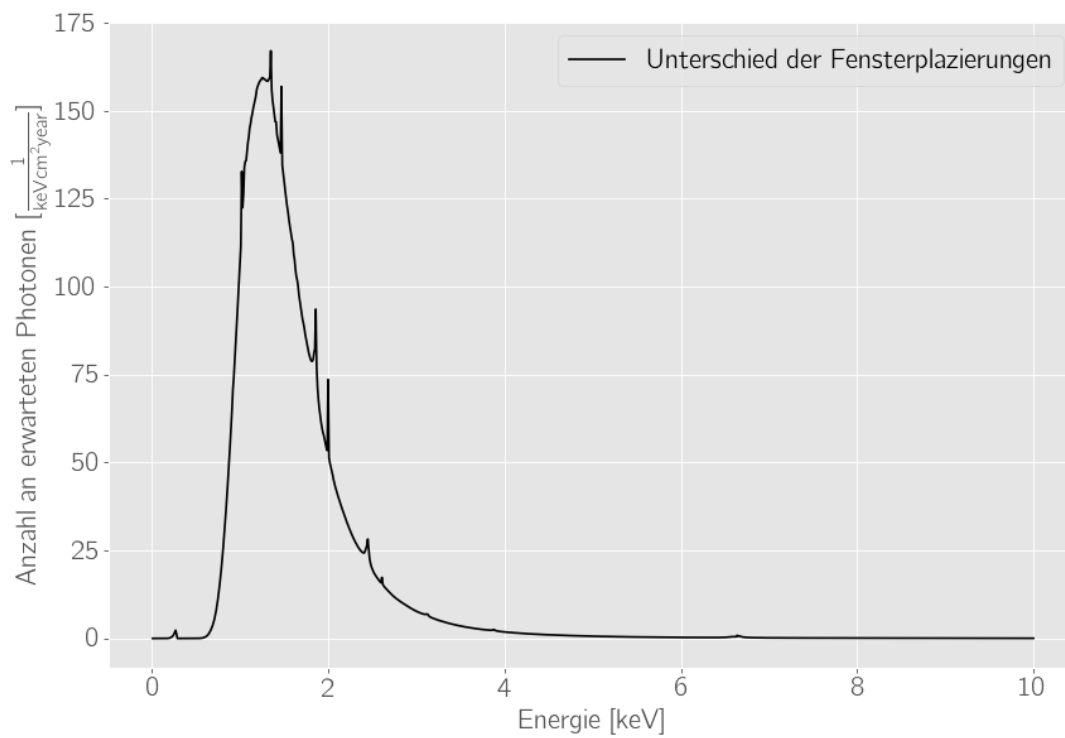


# Anhang A

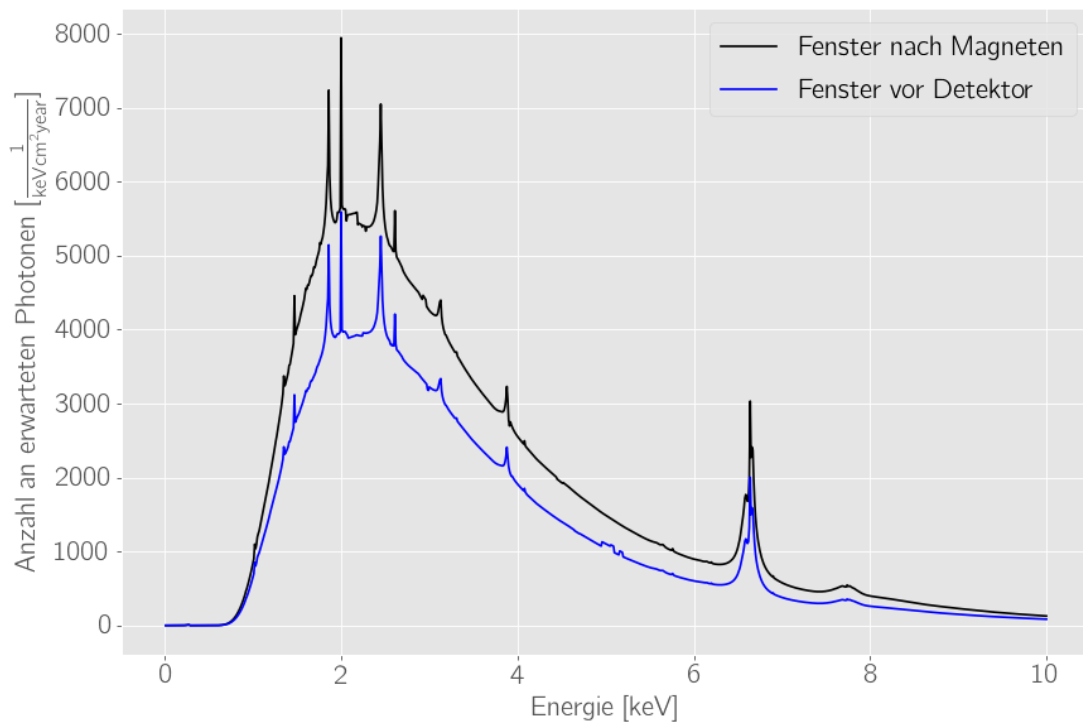
## Anhang



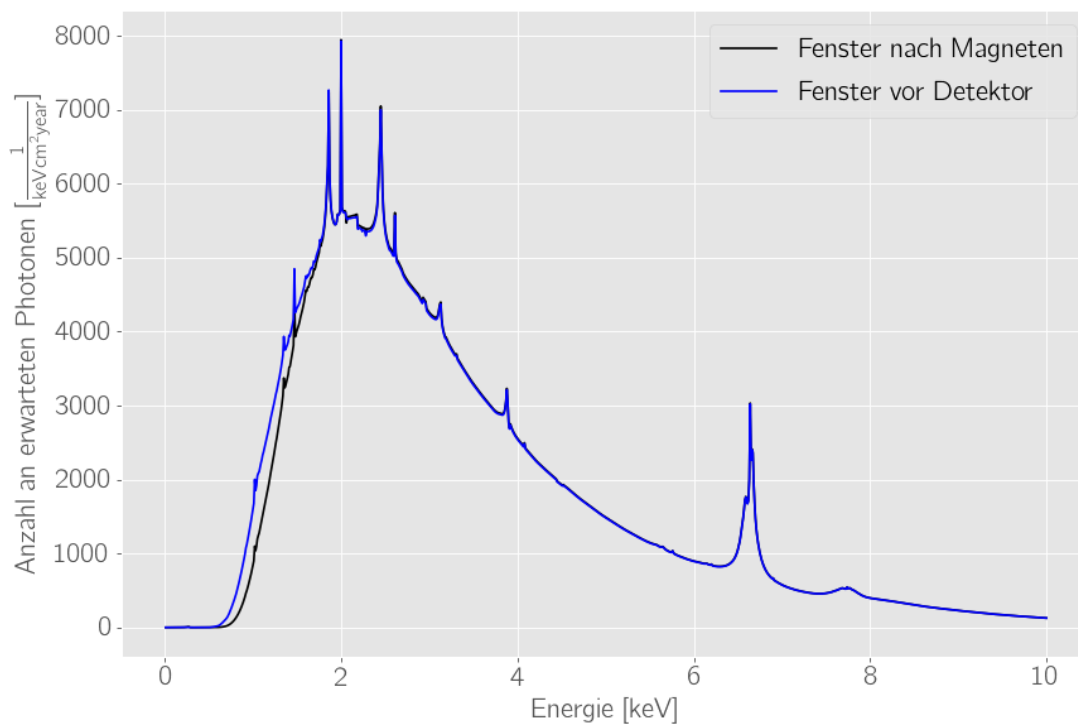
**Abbildung A.1:** In der Abbildung ist die Differenz der endgültigen Photonenspektren angegeben, welche unter den folgenden Bedingungen erzeugt wurden. Die Neigung des Helioskops beträgt 0 Grad, die Gassäule wird durch die Optik um 7,5 m verlängert, der Druck in beiden Setups ist identisch bei einem Druck von 211,3 Pa, welcher bei einer Axionenmasse von 0,1 eV zu einer Resonanz führen und als Magnetfeldstärke wurde der Wert von 1 T benutzt.



**Abbildung A.2:** In der Abbildung ist die Differenz der endgültigen Photonenspektren angegeben, wobei folgende Parameter angenommen wurden. Die Neigung des Helioskops beträgt 35 Grad, die Gassäule wird durch die Optik um 7,5 m verlängert, der Druck in beiden Setups wurde beim Fenster hinter dem Magneten auf 212,7 Pa und beim Fenster vor dem Detektor auf 213,7 Pa angepasst. Sodass es bei beiden Setups mit einer Axionenmasse von 0,1 eV zu einer Resonanz führen und als Magnetfeldstärke wurde der Wert von 1 T benutzt.



**Abbildung A.3:** In der Abbildung sind die endgültigen Photonenspektren angegeben, welche unter den folgenden Bedingungen erzeugt wurden. Die Neigung des Helioskops beträgt 35 Grad, die Gassäule wird durch die Optik um 7,5 m verlängert, der Druck in beiden Setups beträgt 212,7 Pa, bei einer Axionenmasse von 0,1 eV. Als Magnetfeldstärke wurde der Wert von 1 T benutzt.



**Abbildung A.4:** In der Abbildung sind die Photonenspektren angegeben, welche unter den folgenden Bedingungen erzeugt werden. Die Neigung des Helioskops beträgt 35 Grad, die Gassäule wird durch die Optik um 7,5 m verlängert, der Druck in beiden Setups wurde angepasst auf 212,7 Pa beim Fenster hinter dem Magneten und 213,7 Pa beim Fenster vor dem Detektor. Sodass beide Setups bei einer Axionenmasse von 0,1 eV zu einer Resonanz führen und als Magnetfeldstärke wurde der Wert von 1 T benutzt. Die beiden benutzten Fenster sind verschieden, bei dem Fenster nach dem Magneten wurde eine Dicke von 10  $\mu\text{m}$  und bei dem Fenster vor dem Detektor von 6  $\mu\text{m}$  angenommen.