

Simulation der
Refraktion im Konversionsvolumen des
CERN Axion Solar Telescope (CAST)



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DARMSTADT

Bachelor-Arbeit

Betreuer:

Prof. Dr. Dr. h.c./RUS Dieter H.H. Hoffmann

Dr. Markus Kuster

Institut für Kernphysik

vorgelegt von

Dennis Weber

September 2006

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|---|-----------|
| 1 | Einleitung | 1 |
| 1.1 | Axionen und das CAST Experiment | 1 |
| 1.2 | Refraktion im Konversionsvolumen beim Vermessen des CAST Experiments vor Phase II | 3 |
| 2 | Simulationen | 8 |
| 2.1 | Simulation der Ablenkung des Laserstrahls | 8 |
| 2.1.1 | Ablenkung durch einen Brechungsindexgradienten | 8 |
| 2.1.2 | Brechung als Folge der horizontalen Temperaturverteilung | 9 |
| | Ansatz 1 - Lineare Änderung des Brechungsindex | 10 |
| | Ansatz 2 - Lineare Änderung der Temperatur | 13 |
| | Ansatz 3 - Interpolation des gemessenen Temperaturverlaufs | 15 |
| 2.1.3 | Brechung als Folge der vertikalen Druckverteilung | 17 |
| | Ansatz 4 - Vertikaler Druckunterschied durch Gravitation | 18 |
| 3 | Auswertung, Diskussion und Ausblick | 20 |
| 3.1 | Auswertung und Diskussion | 20 |
| 3.1.1 | Ansatz 1 - Lineare Änderung des Brechungsindex | 20 |
| 3.1.2 | Ansatz 2 - Lineare Änderung der Temperatur | 20 |
| 3.1.3 | Ansatz 3 - Interpolation des gemessenen Temperaturverlaufs | 21 |
| 3.1.4 | Ansatz 4 - Vertikaler Druckunterschied | 23 |
| 3.2 | Ausblick | 23 |
| 4 | Zusammenfassung | 25 |

Abbildungsverzeichnis

| | | |
|-----|--|----|
| 1.1 | CAST Experiment | 3 |
| 1.2 | Primakoffeffekt | 4 |
| 1.3 | Photon-Axion-Kopplung | 5 |
| 1.4 | Vermessung des Röntgenteleskops - Teil 1 | 6 |
| 1.5 | Vermessung des Röntgenteleskops - Teil 2 | 7 |
| 2.1 | Schematische Darstellung des Konversionsvolumens | 9 |
| 2.2 | Ansatz 1 - Winkel in Abhängigkeit von Ort und Brechungsindexgradient | 11 |
| 2.3 | Ansatz 1 - Ablenkung in Abhängigkeit vom Brechungsindexgradient . | 12 |
| 2.4 | Ansatz 2 - Winkel in Abhängigkeit von Ort und Temperaturgradient . | 14 |
| 2.5 | Ansatz 2 - Ablenkung in Abhängigkeit vom Temperaturgradient . . . | 14 |
| 2.6 | Temperaturverlauf im Konversionsvolumen | 16 |
| 2.7 | Temperaturverlauf - 3D Ansicht | 17 |
| 2.8 | Unterschiedliche Eintrittsrichtungen des Strahls | 19 |
| 3.1 | Ansatz 1 - Ablenkung in Abhängigkeit von Brechungsindexgradient und Eintrittswinkel | 21 |
| 3.2 | Ansatz 2 - Ablenkung in Abhängigkeit von Temperaturgradient und Eintrittswinkel | 21 |
| 3.3 | Approximation einer nichtlinearen Temperaturfunktion | 22 |
| 3.4 | Ansatz 4 - Ablenkung in Abhängigkeit von Druck und Temperatur . . | 23 |
| 3.5 | Ansatz 4 - Ablenkung in Abhängigkeit vom Eintrittswinkel | 24 |

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Axionen und das CAST Experiment

Das Axion ist eine Konsequenz des sogenannten CP-Problems der starken Wechselwirkung. Die Theorie der starken Wechselwirkung sagt, dass die CP-Symmetrie unter starker Wechselwirkung verletzt wird. Zur Lösung dieses Problems wurde von Peccei und Quinn eine neue Symmetrie eingeführt. Diese ist verknüpft mit einem Boson sehr geringer Masse, dem Axion (Peccei and Quinn, 1977; Wilczek, 1978; Weinberg, 1978). Das Axion wechselwirkt sehr schwach mit Materie und ist daher schwer zu detektieren. Axionen sind interessant, da sie einer der Kandidaten für dunkle Materie sind. Ein Ort, an dem Axionen produziert werden könnten, ist die Sonne. Dort kann aus einem Photon und dem virtuellen Photon eines elektromagnetischen Feldes ein Axion entstehen. Dies wird Primakoffeffekt genannt.

Diese solaren Axionen sollen basierend auf dem Helioskop-Prinzip (van Bibber et al., 1989; Sikivie, 1983) am CAST Experiment nachgewiesen werden (Zioutas et al., 1999). Dazu wird der inverse Primakoffeffekt verwendet. Hierbei soll aus einem Axion mit einem virtuellen Photon eines transversalen Magnetfeldes wieder ein Photon entstehen, das dann mit geeigneten Detektoren nachgewiesen werden kann (siehe auch Abbildung 1.2 und Primakoff, 1951). Die Umwandlungswahrscheinlichkeit eines Axions in ein Photon in einem Magnetfeld ist proportional zum Quadrat der Stärke des Magnetfeldes. Deshalb wird ein starkes Feld benötigt.

Das "CERN Axion Solar Telescope" (CAST) besteht aus einem "Large Hadron Collider" (LHC) Testmagnet, der ein starkes Dipolmagnetfeld von etwa 9 T in zwei Röhren über eine Länge von 9.26 m liefert. In diesem Magnetfeld soll der inverse Primakoffeffekt stattfinden. Als Detektoren für die entstandenen Photonen stehen drei unterschiedliche Detektoren, eine "Time Projection Chamber" (TPC) sowie ein "Micro Mesh Gas Detector" (Micromegas, Giomataris et al., 1996; S. et al., 2004) und ein X-Ray Teleskop mit einem pn-CCD Detektor (Strüder et al., 2001; Kuster et al., 2004), zur Verfügung (siehe auch Abbildung 1.1). Der Magnet muss zur Messung auf die Sonne gerichtet sein. Daher ist er auf einer Plattform montiert, die in vertikaler Richtung

um ± 8 Grad und in horizontaler Richtung um etwa 80 Grad bewegt werden kann. Dies ermöglicht es, die Sonne pro Tag etwa drei Stunden (eineinhalb Stunden morgens während des Sonnenaufgangs und eineinhalb Stunden abends während des Sonnenuntergangs) zu verfolgen. Die TPC detektiert während des Sonnenuntergangs, Micro-megas und der CCD Detektor während des Sonnenaufgangs Photonen. Während der restlichen Zeit werden Hintergrunddaten aufgenommen. Ob das Tracking-System die Sonne wirklich verfolgt, kann nur zweimal im Jahr überprüft werden, wenn die Sonne morgens durch das Fenster der Experimentierhalle sichtbar ist. Dann kann ein optisches Teleskop entlang der optischen Achse des CAST Experiments angebracht und damit die Übereinstimmung von Sonnenlauf und Teleskopbewegung verifiziert werden.

Eine wichtige Bedingung bei der Axion-Photon-Konversion ist die Kohärenz. Die Umwandlungswahrscheinlichkeit im Magnetfeld des CAST Experiments ist durch:

$$P_{a \rightarrow \gamma} = \left(\frac{B g_{ay}}{2} \right)^2 2L^2 \frac{1 - \cos^2 qL}{(qL)^2} \quad (1.1)$$

Die Wahrscheinlichkeit ist zum einen wie bereits oben erwähnt von der magnetischen Feldstärke abhängig, zum anderen von der Länge L des Magnets und dem Impulstransfer q mit $q = \frac{m_a}{2E_a}$ sowie der Kopplungskonstante g_{ay} .

Hierbei muss die Kohärenzbedingung $qL < \pi$ erfüllt sein. Für die Länge des CAST Magneten und das erwartete Energiespektrum der Axionen, lässt sich diese Bedingung für Axionenmassen $m_a < 0.02$ eV erfüllen.

Um auch Messungen für höhere Axionenmassen durchführen zu können, muss das Volumen, in dem die Axion-Photon Umwandlung stattfinden soll, mit einem röntgenabsorbierenden Gas gefüllt werden. Hierzu eignen sich ^4He oder ^3He . Für die Wahrscheinlichkeit, aus einem Axion ein Photon zu erzeugen, erhält man dann

$$P_{a \rightarrow \gamma} = \left(\frac{B g_{ay}}{2} \right)^2 \frac{1}{q^2 + \Gamma^2/4} \left(1 + e^{-\Gamma L} - 2e^{-\Gamma L/2} \cos(qL) \right) \quad (1.2)$$

wobei Γ die inverse Photonabsorptionslänge ist und q nun durch die Axionenmasse sowie die effektive Photonenmasse m_γ ausgedrückt wird:

$$q = \left| \frac{m_\gamma - m_a}{2E_a} \right| \quad (1.3)$$

m_γ lässt sich über die Plasmafrequenz wiederum ausdrücken als

$$m_\gamma \cong \sqrt{\frac{4\pi n_e}{m_e}} = 28.9 \sqrt{\frac{Z\rho}{A}} \quad (1.4)$$

mit der Elektronendichte n_e , der Gasdichte ρ sowie der Massenzahl A und der Ladungszahl Z . Über die Dichte oder den Druck (bei konstanter Temperatur) lässt sich somit m_γ einstellen. Die Kohärenzbedingung führt bei Gasfüllung auf die Bedingung

$$\sqrt{m_\gamma^2 - \frac{2\pi E_a}{L}} < m_a < \sqrt{m_\gamma^2 + \frac{2\pi E_a}{L}} \quad (1.5)$$



Abbildung 1.1: Bild des CAST Experiments. Links der Magnettröhre befindet sich die TPC, rechts der Micromegas Detektor sowie das Röntgenteleskop mit dem CCD Detektor (Quelle <http://cast.web.cern.ch/CAST/CASTwebB/CAST.htm>).

Es ergibt sich somit ein Fenster, in dem die Kohärenzbedingung erfüllt ist. Durch Einstellen verschiedener Drücke kann man am CAST Experiment so Kohärenz für Axionmassen bis 0.8 eV erreichen. Da über den im Konversionsvolumenherrschenden Druck bestimmt wird, für welche Axionmassen das Experiment sensitiv ist, ist es erforderlich, den Druck sehr gut kontrollieren zu können.

Im CAST Experiment werden diese beiden Methoden verwendet. Es wird in zwei Phasen durchgeführt. In Phase I wird mit evakuiertem Konversionsvolumen gemessen und es können Axionmassen bis 0.02 eV untersucht werden. Phase I wurde abgeschlossen und lieferte eine neue obere Abschätzung für die Kopplungskonstante $g_{a\gamma} < 1.16 \times 10^{-10} \text{ GeV}^{-1}$ (siehe auch Abbildung 1.3). Um für größere Axionmassen sensitiv zu sein wird in Phase II das Konversionsvolumen wie oben beschrieben mit ^4He und ^3He gefüllt. Phase II wurde 2005 begonnen und ist momentan noch in der Durchführung. Wie in Abbildung 1.3 zu sehen ist, erreicht das Experiment damit Bereiche, in denen nach den Axionmodellen Axionen zu erwarten sind.

1.2 Refraktion im Konversionsvolumen beim Vermessen des CAST Experiments vor Phase II

Phase II des CAST Experiments sieht wie bereits beschrieben eine Füllung der Magnettröhre mit Heliumgas vor, um die Kohärenzbedingung für andere Axionmassen erfüllen zu können. Vor dem Start wurde das Experiment nochmals vermessen, um eventuelle Änderungen durch die Modifikationen zu erkennen. Insbesondere wurde ein Laserstrahl durch das Konversionsvolumen geschickt um die Position des CCD-Detektors zu überprüfen. Dabei wurde festgestellt, dass die Position des Laserstrahls

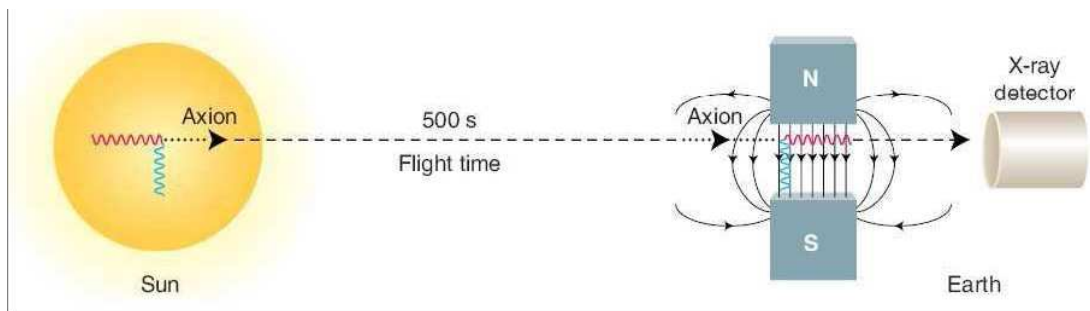


Abbildung 1.2: Schematische Darstellung des CAST Experiments. In der Sonne werden durch den Primakoffeffekt Axionen gebildet, die im Magnetfeld des CAST Experiments durch den inversen Primakoveffekt wieder in Photonen umgewandelt werden (Zioutas K., Hoffmann, D.H.H., Dennerl, K., Papaevangelou, T., Science 306 (5701), 1485, 2004).

in vertikaler Richtung von der erwarteten Position abwich (siehe auch Abbildung 1.4 und 1.5). Weitere Messungen ergaben jedoch, dass die Position des Röntgenteleskops und des CCD-Detektors unverändert waren. Der Laserstrahl erfährt demnach in der Röhre eine Ablenkung, die dazu führt, dass der Strahl nach dem Durchqueren um zirka 2 mm verschoben auftritt. Als Ursache einer solchen Ablenkung kommen unterschiedliche Brechungsindizes im Konversionsvolumen in Frage. Der Brechungsindex eines Gases ist mit der Dichte beziehungsweise mit der Temperatur und dem Druck verknüpft. In dieser Arbeit soll durch verschiedene Simulationen unter Berücksichtigung der Druck- und Temperaturverhältnisse im Gasvolumen des CAST Experiments eine Erklärung für die beobachtete Ablenkung gefunden werden. Diese Simulationen können auch zur Entwicklung eines Verfahrens der Dichtebestimmung mithilfe eines Laserstrahls hilfreich sein.

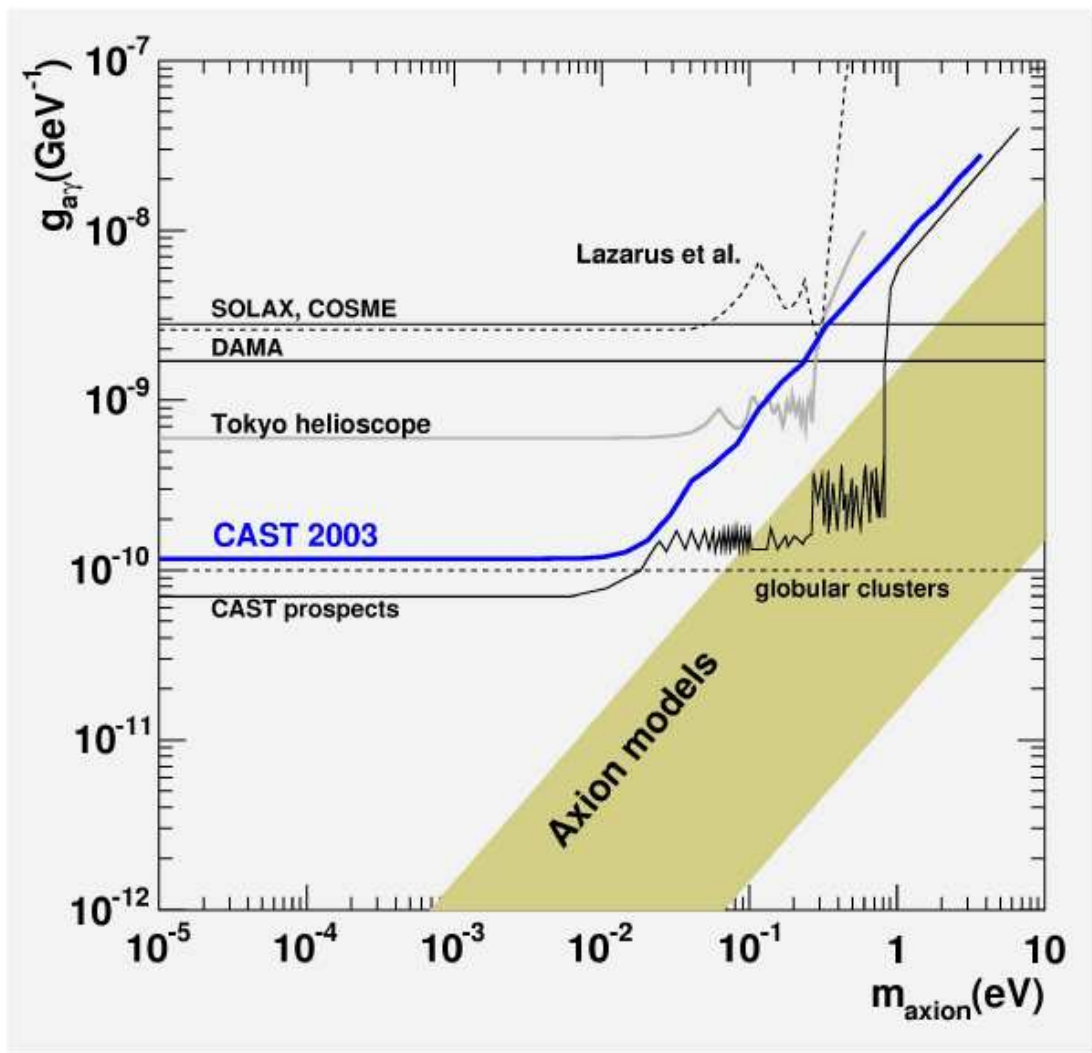


Abbildung 1.3: Photon-Axion Kopplung aufgetragen über der Axionmasse. In Phase II wird das CAST Experiment in Bereiche theoretischer Axionmodelle vordringen (Zioutas et al., 2005).

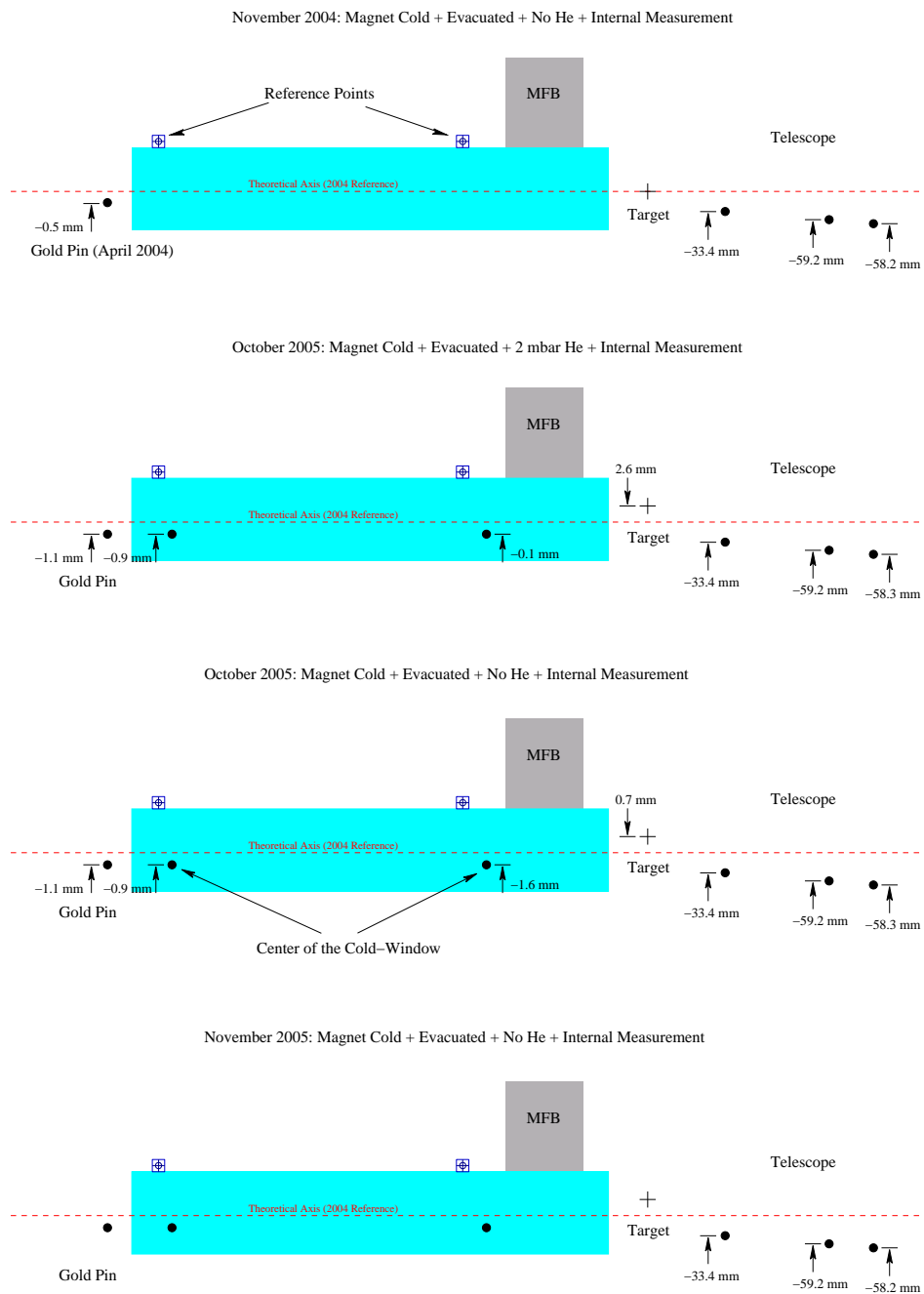


Abbildung 1.4: Schematische Darstellung der Vermessung des Röntgenteleskops und der CCD Kamera - Teil 1. Oben ist der Aufbau der Referenzmessung 2004 dargestellt darunter die Messung durch den Magneten bei 2mbar ^4He im Oktober 2005. Der dritte Aufbau zeigt die Messung im Oktober 2005 bei Vakuum Füllung. Hierbei sieht man, dass das Target um etwa 2 mm verschoben ist (Kuster et al., 2005).

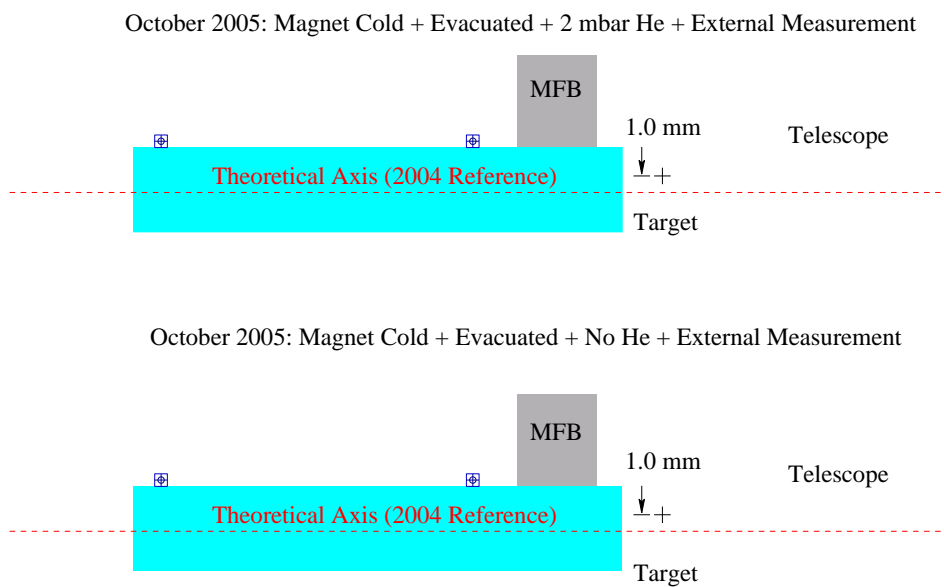


Abbildung 1.5: Schematische Darstellung der Vermessung des Röntgenteleskops und der CCD Kamera - Teil 2. Die Messungen außerhalb des Magneten mit und ohne Heliumfüllung. Dabei sind keine Unterschiede zu beobachten. Dies deutet darauf hin, dass die Abweichung bei den Messungen durch den Magneten durch eine Strahlablenkung im Heliumgas entsteht (Kuster et al., 2005).

Kapitel 2

Simulationen

2.1 Simulation der Ablenkung des Laserstrahls

Im Folgenden soll die Situation im CAST Aufbau durch eine Röhre der Länge $2l + L$ und des Durchmessers d simuliert werden. Dabei soll im mittleren Teil der Röhre über eine Strecke der Länge L eine konstante Temperatur herrschen. Zu den Enden der Röhre sollen sich die Temperatur und Brechungsindex jeweils über eine Strecke der Länge l ändern. Zudem soll diese Änderung an beiden Enden identisch sein. Dies ist in Abbildung (2.1) dargestellt. Für das CAST Experiment wurden $L = 11.188$ m, $l = 0.986$ m sowie $d = 43$ mm gemessen.

Es wird angenommen, dass die Temperatur T in der gesamten Röhre zumindest stückweise als Funktion des Ortes x beschrieben werden kann und zwischen beiden der Temperaturfunktion und der Brechungsindexfunktionen ein Zusammenhang besteht. In den Ansätzen, die im nächsten Kapitel gemacht werden, ist es also nur notwendig, eine der Funktionen vorzugeben und daraus ein Modell für die Ablenkung des Strahls zu entwickeln. Eine weitere Annahme ist, dass in horizontaler Richtung der Druck konstant ist. Allerdings ist eine Änderung des Drucks in vertikaler Richtung aufgrund des Schweredruckes der höher gelegenen Gasschichten zu erwarten. Auch hier soll eine Relation zwischen Druck und Brechungsindex bestehen. Insgesamt lassen sich also hauptsächlich zwei mögliche Ursachen für die Ablenkung des Strahls ausmachen. Zum Einen die Änderung des Brechungsindex durch die Temperaturänderung an den Enden der Röhre und zum Anderen die Druckänderung in vertikaler Richtung. Beide Fälle sollen zunächst aus Gründen der Einfachheit getrennt simuliert und anschließend zu einem kompletten Modell vereint werden.

2.1.1 Ablenkung durch einen Brechungsindexgradienten

Nach dem Snellius'schen Brechungsgesetz gilt an der Grenze zweier Schichten mit Brechungsindizes n_1 und n_2 für die Winkel bezüglich der Flächennormalen

$$n_1 \sin \Theta_1 = n_2 \sin \Theta_2 \quad (2.1)$$

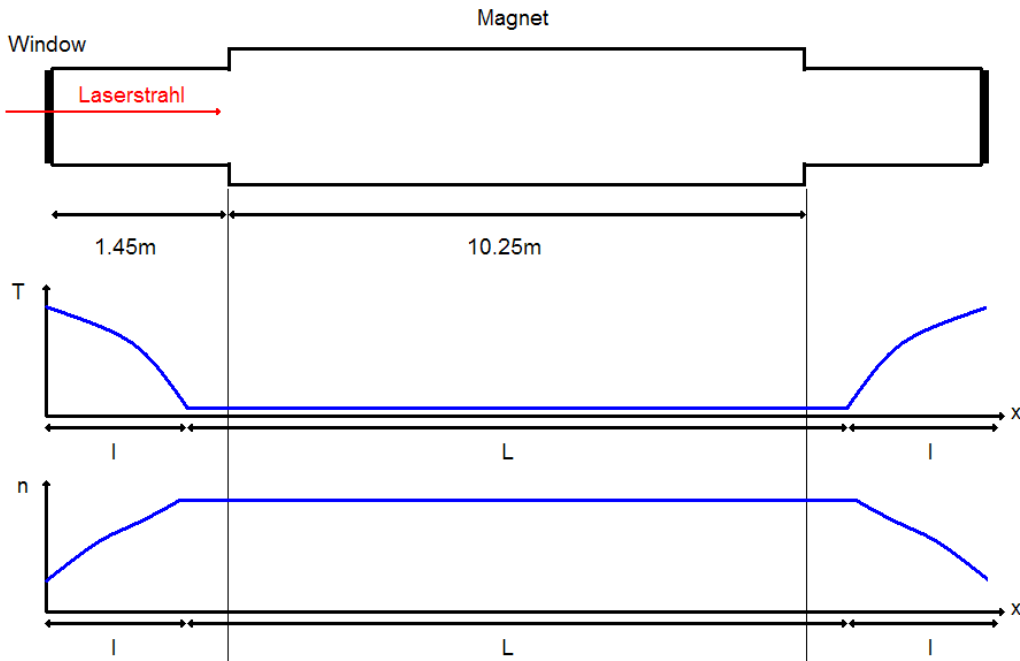


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung des CAST Aufbaus. An den Enden der Röhre variieren Brechungsindex und Temperatur über die Länge l , im mittleren Abschnitt sind sie über die Länge L konstant. Hierbei ist zu beachten, dass L und die Länge des Magneten nicht identisch sind.

An einer infinitesimal dünnen Schicht der Dicke dx gilt dann

$$n \sin \Theta_{in} = (n + dn) \sin (\Theta_{in} + d\Theta). \quad (2.2)$$

Eine Taylorentwicklung der Sinusfunktion auf der rechten Seite von 2.2 ergibt

$$n \sin \Theta \cong (n + dn) (\sin \Theta + \cos \Theta d\Theta) \quad (2.3)$$

Hierbei wurde nur bis in die erste Ordnung entwickelt. Da $d\Theta$ und dn klein sind, werden beim Ausmultiplizieren nur Terme erster Ordnung verwendet. Es ergibt sich die Differentialgleichung

$$\cot \Theta d\Theta = -\frac{dn}{n}, \quad (2.4)$$

die als Grundlage für alle verwendeten Modelle verwendet wird.

2.1.2 Brechung als Folge der horizontalen Temperaturverteilung

Für ein ideales Gas, als das das Heliumfüllgas anzusehen ist, lässt sich der Brechungsindex als Funktion der Dichte schreiben

$$n(\rho) = 1 + k \frac{\rho}{\rho_{ref}}. \quad (2.5)$$

Da der Druck im Inneren als konstant angesehen werden kann, findet man mithilfe des idealen Gasgesetzes die Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex

$$n(T) = 1 + k \frac{T_{\text{ref}}}{T} \quad (2.6)$$

Im folgenden sei

$$A := kT_{\text{ref}}. \quad (2.7)$$

Mit den Literaturwerten $k_0 = 3.6 \times 10^{-5}$ bei Standarddruck (Quelle <http://hypertextbook.com/physics/waves/refraction>) und $T_{\text{ref}} = 293 \text{ K}$ erhält man für A bei 2 mbar den Wert $1.0255 \times 10^{-5} \text{ K}^{-1}$.

Ansatz 1 - Lineare Änderung des Brechungsindex

Es soll angenommen werden, dass sich der Brechungsindex in den Bereichen, in denen die Temperatur variiert, linear ändert. Dies ist eine einfache erste Annahme, die eine leichte Berechnung und eine erste Abschätzung der Ablenkung ermöglichen soll. Der Brechungsindexgradient a , mit $a = \frac{dn}{dx}$, ist also konstant. Betrachtet man einen Aufbau, bei dem am Ort $x = 0$ der Brechungsindex n_0 und die Temperatur T_0 vorliegen, so ergibt sich

$$n = n_0 + ax. \quad (2.8)$$

Mithilfe von Gleichung 2.4 lässt sich die Temperaturverteilung berechnen, die für die Ausbildung eines konstanten Brechungsindexgradienten notwendig ist

$$T(x) = \frac{AT_0}{A + aT_0x} \quad (2.9)$$

Nun soll der Ablenkungswinkel Θ bestimmt werden. Mit Gleichung 2.8 findet man

$$\frac{dn}{n} = \frac{a}{n_0 + ax} dx. \quad (2.10)$$

Nach 2.6 ist

$$n_0 = 1 + \frac{A}{T_0}. \quad (2.11)$$

Einsetzen in 2.4 und anschließende Integration führen auf

$$\sin \Theta = \sin \Theta_0 \frac{n_0}{n_0 + ax}. \quad (2.12)$$

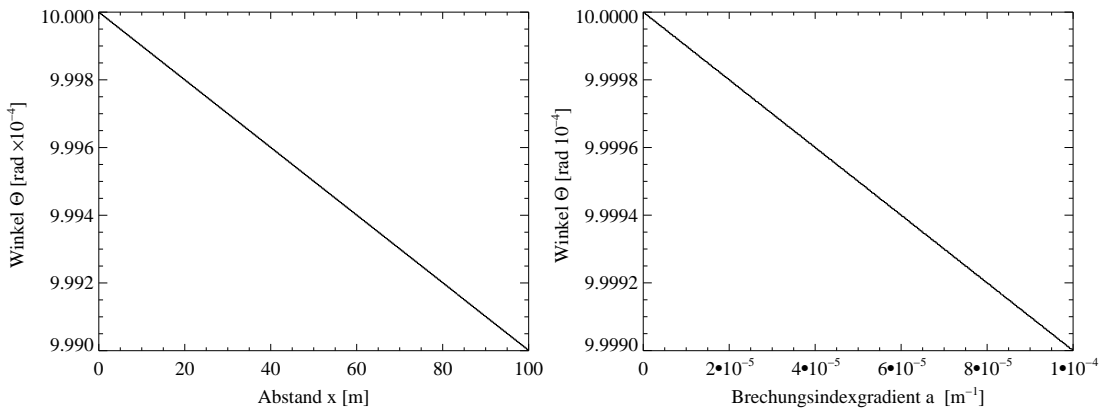


Abbildung 2.2: Links: Θ als Funktion von x bei $a = 0.0001 \text{ m}^{-1}$, $T_0 = 1.8 \text{ K}$ und $\Theta_0 = 0.001$. Rechts: Θ als Funktion von a bei $l = 1 \text{ m}$, $T_0 = 1.8 \text{ K}$ und $\Theta_0 = 0.001$.

Hierbei ist Θ_0 der Winkel zwischen der Einschußrichtung des Laserstrahls und der Horizontalen. Da man im Experiment kleine Winkel annimmt, kann man als Näherung verwenden, dass $\sin \Theta \approx \Theta$. Dann erhält man

$$\Theta(x) = \Theta_0 \frac{n_0}{n_0 + ax}. \quad (2.13)$$

Die y-Koordinate, die der Laserstrahl hat, nachdem er die Strecke der Länge l durchlaufen hat, erhält man durch Integration. Es wird wieder angenommen, dass die Winkel klein sind.

$$y(l) = \int_0^l \tan \Theta d\Theta \approx \int_0^l \Theta d\Theta \quad (2.14)$$

Dies führt schließlich auf die Gleichung

$$y(l) = \Theta_0 \frac{n_0}{a} \ln \frac{al + n_0}{n_0}. \quad (2.15)$$

Diese Funktionen sind in Abbildung 2.2, 2.3 dargestellt. Mit den Gleichungen 2.13 und 2.15 lässt sich nun die Ablenkung für die im CAST-Aufbau vorliegende Geometrie berechnen.

Zunächst durchläuft der Strahl eine Region der Länge l , in der der Brechungsindex konstant steigt (siehe Abbildung 2.1). Zu Beginn ist $n = n(120 \text{ K})$, am Ende liegt $n = n(1.8 \text{ K})$ vor. Die Berechnung erfolgt mit 2.6. Für den Gradienten a ergibt sich demnach $a = \frac{n(1.8 \text{ K}) - n(120 \text{ K})}{l}$. Im CAST Experiment wurde die Länge l , über die sich die Temperatur ändert zu 0.986 m bestimmt. Für den Winkel Θ_1 in dieser Region und die y-Koordinate nach Durchlaufen der Strecke l erhält man daher

$$\Theta_1(x) = \Theta_0 \frac{n(120 \text{ K})}{n(120 \text{ K}) + ax} \quad (2.16)$$

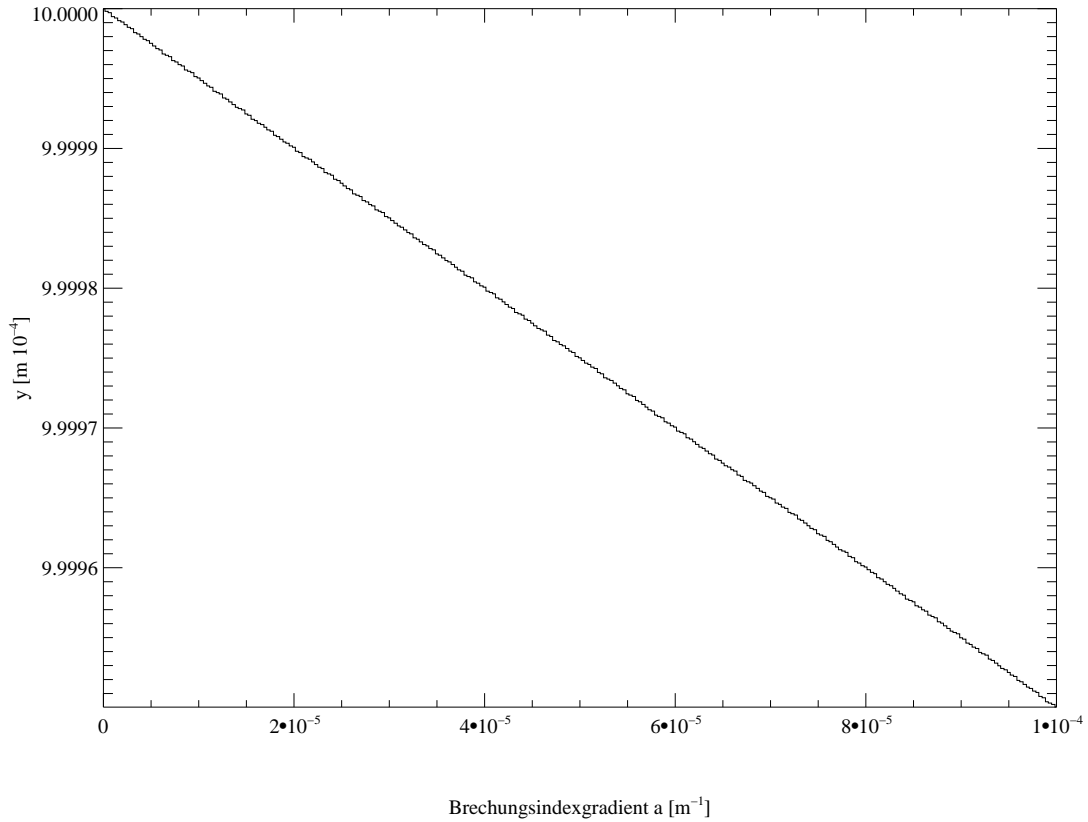


Abbildung 2.3: y als Funktion von a bei $l = 1$ m, $T_0 = 1.8$ K und $\Theta_0 = 0.001$

$$y_1 = \Theta_0 \frac{n(120 \text{ K})}{a} \ln \frac{al + n(120 \text{ K})}{n(120 \text{ K})}. \quad (2.17)$$

Dann durchläuft der Strahl eine Region der Länge L , in der die Temperatur konstant ist. Der Winkel Θ ändert sich hier nicht. Die Region konstanter Temperatur hat im Experiment die Länge $L = 11.188$ m. Man findet

$$y_2 = L \tan \Theta_1(l) \approx L \Theta_1(l) \quad (2.18)$$

Zuletzt durchquert der Strahl wieder eine Region der Länge l mit konstantem Gradienten $-a$. Dies führt auf

$$\Theta_3(x) = \Theta_1(l) \frac{n(1.8 \text{ K})}{n(1.8 \text{ K}) - ax} \quad (2.19)$$

$$y_3 = -\Theta_1(l) \frac{n(1.8 \text{ K})}{a} \ln \frac{-al + n(1.8 \text{ K})}{n(1.8 \text{ K})} \quad (2.20)$$

Die y -Koordinate des Laserstrahls ergibt sich schließlich mit

$$y = \sum_i y_i = y_1 + y_2 + y_3. \quad (2.21)$$

Die Verschiebung gegenüber einem Strahl, der sich durch Vakuum bewegt, ist dann gegeben durch

$$\Delta y = |y - (2l + L)\Theta_0| \quad (2.22)$$

Als obere Fehlergrenze für den Eintrittswinkel wird $\Theta_0 = 10^{-3}$ rad angenommen. Daraus ergibt sich mit den oben genannten Parametern nach Durchlaufen des Gasvolumens eine Abweichung des Laserstrahls um $0.136 \mu\text{m}$. Dies liegt vier Größenordnungen unter dem beim Vermessen beobachteten Effekt. Eine genauere Diskussion des Ergebnisses soll im Kapitel 3 durchgeführt werden.

Ansatz 2 - Lineare Änderung der Temperatur

Die in Ansatz 1 gemachte Annahme eines konstanten Brechungsindexgradienten erfordert eine sehr spezielle Temperaturverteilung, wie in Gleichung 2.9 dargestellt. Das Ausbilden eines solchen Temperaturverlaufs ist im Allgemeinen eher unwahrscheinlich. Daher soll nun davon ausgegangen werden, dass sich im Gas ein konstanter Temperaturgradient b mit $b = \frac{dT}{dx}$ ausbildet.

$$T(x) = T_0 + bx \quad (2.23)$$

Mithilfe von 2.9 findet man

$$n(x) = 1 + \frac{A}{T_0 + bx} \quad (2.24)$$

$$dn = -\frac{A}{(T_0 + bx)^2} dx. \quad (2.25)$$

Es folgt

$$\frac{dn}{n} = \frac{-bA}{b^2x^2 + (2bT_0 + bA)x + (T_0 + A)T_0} dx \quad (2.26)$$

und durch Integration erhält man

$$\Theta(x) = \Theta_0 \frac{T_0 + A}{T_0} \frac{bx + T_0}{bx + T_0 + A}. \quad (2.27)$$

Die y-Koordinate berechnet sich analog zu Ansatz 1 zu

$$y(l) = \Theta_0 \frac{T_0 + A}{T_0} \left(l - \frac{A}{b} \ln \frac{bl + T_0 + A}{T_0 + A} \right). \quad (2.28)$$

Dies ist in Abbildung 2.4 und 2.5 dargestellt. Wie bei Ansatz 1 lassen sich nun die

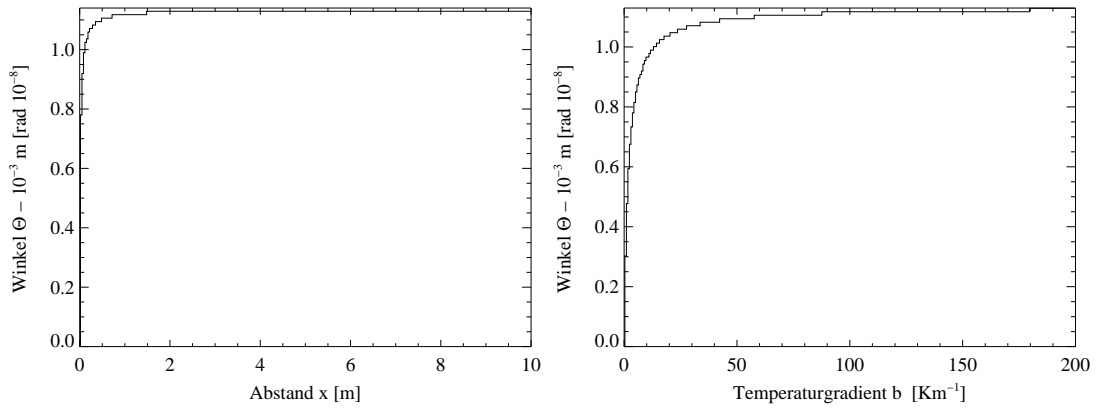


Abbildung 2.4: Links: Θ als Funktion von x bei $b = 120 \text{ K/m}$, $T_0 = 1.8 \text{ K}$ und $\Theta_0 = 0.001$. Rechts: Θ als Funktion von b bei $l = 1 \text{ m}$, $T_0 = 1.8 \text{ K}$ und $\Theta_0 = 0.001$

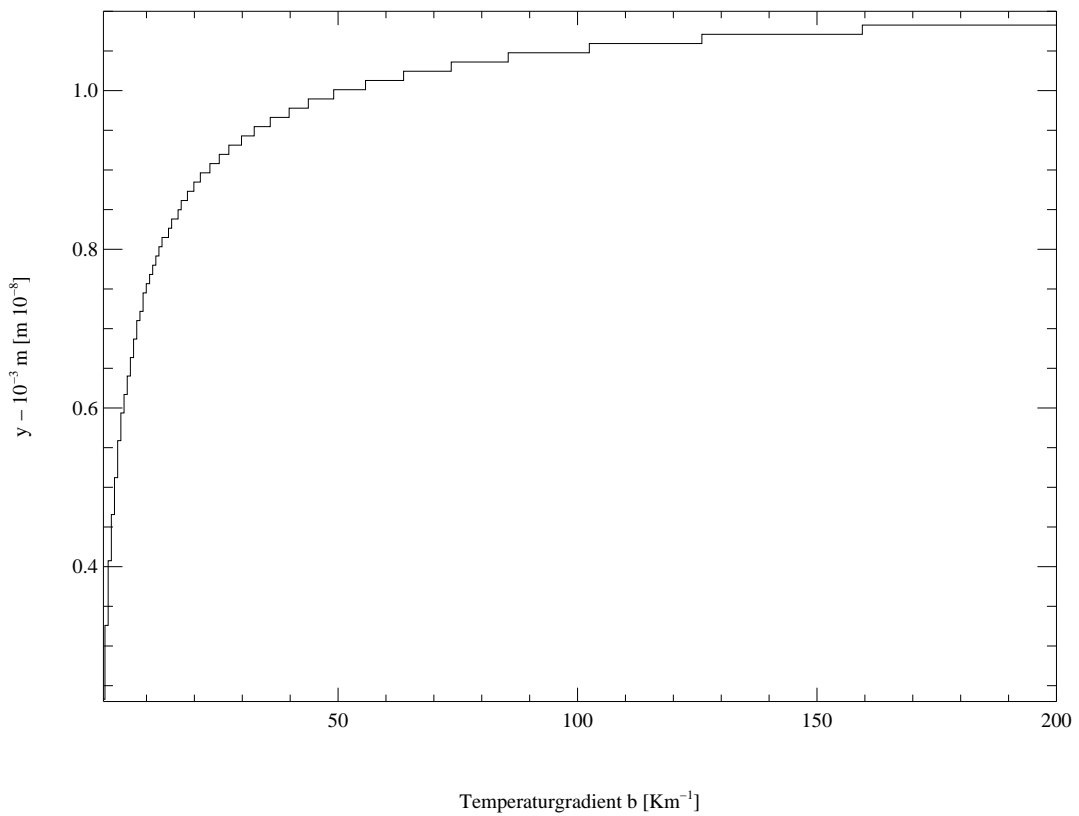


Abbildung 2.5: y als Funktion von b bei $l = 1 \text{ m}$, $T_0 = 1.8 \text{ K}$ und $\Theta_0 = 0.001$

Winkel und y-Koordinaten in den drei Abschnitten des CAST-Aufbaus bestimmen. Hierbei ist $b = \frac{120\text{K}-1.8\text{K}}{l}$.

$$\Theta_1(x) = \Theta_0 \frac{120\text{ K} + A}{120\text{ K}} \frac{-bx + 120\text{ K}}{-bx + 120\text{ K} + A} \quad (2.29)$$

$$y_1 = \Theta_0 \frac{120\text{ K} + A}{120\text{ K}} \left(l + \frac{A}{b} \ln \frac{-bl + 120\text{ K} + A}{120\text{ K} + A} \right). \quad (2.30)$$

$$y_2 = L\Theta_1(l) \quad (2.31)$$

$$\Theta_3 = \Theta_1(l) \frac{1.8\text{ K} + A}{1.8\text{ K}} \frac{bx + 1.8\text{ K}}{bx + 1.8\text{ K} + A} \quad (2.32)$$

$$y_3 = \Theta_1(l) \frac{1.8\text{ K} + A}{1.8\text{ K}} \left(l - \frac{A}{b} \ln \frac{bl + 1.8\text{ K} + A}{1.8\text{ K} + A} \right) \quad (2.33)$$

Mit der Definition

$$y = y_1 + y_2 + y_3 \quad (2.34)$$

ergibt sich für die Verschiebung des Strahls beim Durchqueren des Gases

$$\Delta y = |y - \Theta_0(2l + L)| \quad (2.35)$$

Für $\Theta_0 = 10^{-3}$ erhält man damit den Wert $\Delta y = 0.126\ \mu\text{m}$. Dieser liegt in der gleichen Größenordnung, wie der durch Ansatz 1 berechnete Wert, und ist damit ebenfalls zu klein. Somit kann auch dieser Ansatz keine hinreichende Erklärung für den beobachteten Effekt liefern. Im Folgenden kann jedoch Ansatz 2 benutzt werden, um eine noch realistischere Simulation der Vorgänge in der gasgefüllten Röhre des CAST-Magneten zu erzeugen.

Ansatz 3 - Interpolation des gemessenen Temperaturverlaufs

In dieser Simulation soll eine möglichst realitätsnahe Temperaturverteilung angenommen werden. Zu diesem Zweck werden die Daten einer Temperaturmessung im CAST-Magneten verwendet. Für den Bereich, in dem die Temperatur sich ändert, sind über 300 Messpunkte aufgenommen worden (siehe Abbildung 2.6 und 2.7). Bei der Länge $l = 0.986\text{ m}$ bedeutet dies einem durchschnittlichen Ortsabstand der Messpunkte von zirka 3 mm. Nun soll angenommen werden, dass sich die Temperatur zwischen zwei Messpunkten linear ändert. Aufgrund der geringen Abstände zwischen zwei Messwerten ist der Fehler bei dieser Interpolation sehr viel kleiner, als bei der größeren Abschätzung in Ansatz 2. Die Berechnung basiert wieder auf Gleichung 2.27 und 2.28.

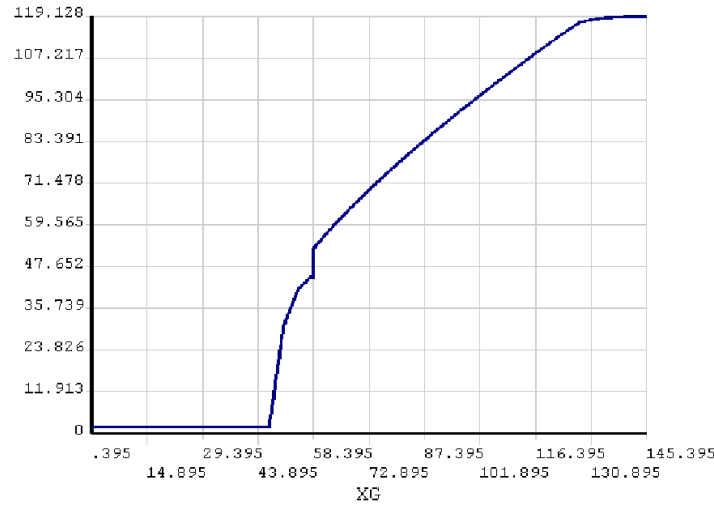


Abbildung 2.6: Temperaturverlauf am Rand der Magnettröhre (Temperatur in Kelvin, Abstand in cm; Elias, N., CERN, priv. comm.).

Das Prinzip ist ähnlich wie in den vorherigen Berechnungen. Für die Strecke l_n zwischen dem n -ten und $(n+1)$ -ten Messpunkt im ersten Bereich ergeben sich dann die folgenden Beziehungen.

$$\Theta_n(x) = \Theta_{n-1} \frac{T_n + A}{T_n} \frac{b_n x + T_n}{b_n x + T_n + A} \quad (2.36)$$

Der Nullpunkt der x -Koordinate liegt jeweils am Ort des n -ten Messpunktes.

$$y_n = \Theta_{n-1} \frac{T_n + A}{T_n} \left(l_n - \frac{A}{b} \ln \frac{b_n l_n + T_n + A}{T_n + A} \right) \quad (2.37)$$

Bei m Messwerten ergibt sich der Winkel, mit dem der Strahl die Region konstanter Temperatur durchquert zu

$$\Theta = \Theta_{m-1}(l_{m-1}). \quad (2.38)$$

Ganz analog berechnen sich auch die Winkel und y -Koordinaten für die dritte Region. Wie in den vorherigen Berechnungen findet man die Verschiebung der Strahlposition,

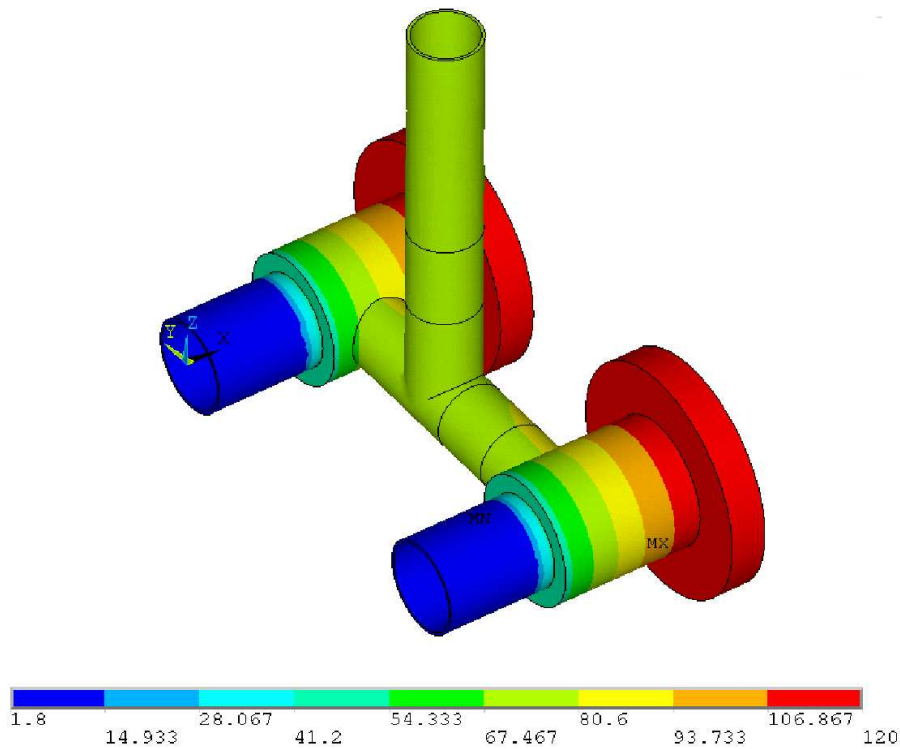


Abbildung 2.7: Temperaturverlauf am Rand der Magnetronröhre - 3D Ansicht (Elias, N., CERN, priv. comm.)

indem man über alle y_i summiert. In diesem Fall hat man $2m+1$ y_i . Es ist

$$y = \sum_{i=1}^{2m+1} y_i \quad (2.39)$$

$$\Delta y = |y - \Theta_0(2l + L)|. \quad (2.40)$$

Das Ergebnis der Berechnung mit diesem Verfahren liegt nochmals etwas unter dem Ergebnis, dass mit Ansatz 2 erzielt wurde. Es ist $\Delta y = 0.122 \mu m$.

2.1.3 Brechung als Folge der vertikalen Druckverteilung

Nachdem in den vorherigen Ansätzen stets von einem Temperaturgradient in horizontaler Richtung ausgegangen wurde, soll im Folgenden die Auswirkung von Druckschwankungen in vertikaler Richtung untersucht werden. Die Temperatur sei konstant.

Ansatz 4 - Vertikaler Druckunterschied durch Gravitation

Es soll die barometrische Höhenformel gelten. Dann ist

$$p(y) = p_0 \exp\left(-\frac{\rho_0 g y}{p_0}\right). \quad (2.41)$$

Der Ursprung der y -Achse wird so gewählt, dass der Strahl bei $y = 0$ eintritt. Aus dem idealen Gasgesetz, kann man ρ_0 bestimmen.

$$\rho_0 = \frac{M p_0}{k_b T} \quad (2.42)$$

Hierbei ist M die Molekülmasse des Gases. Bei einem Druck von zirka 2 mbar und einer Temperatur von 1.8 K erhält man eine Dichte um $0.05 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$. Da die Röhre einen Durchmesser von 43 mm hat, beträgt $|y_{\max}| = 21.5 \text{ mm}$. Somit liegt das Argument der Exponentialfunktion $-\frac{\rho_0 g y}{p_0}$ in Gleichung 2.41 in einer Größenordnung von 10^{-5} . Deshalb kann man 2.41 mit einer Taylorentwicklung linearisieren.

$$p(y) = p_0 - \rho_0 g y, \quad (2.43)$$

womit sich der Brechungsindex zu

$$n(y) = 1 + c \frac{p}{p_{\text{ref}}} =: 1 + B p = 1 + B p_0 - B \rho_0 g y \quad (2.44)$$

ergibt. Das führt auf

$$-\frac{dn}{n} = \frac{B \rho_0 g}{1 + B p_0 - B \rho_0 g y} \quad (2.45)$$

Nun lässt sich der Winkel Φ bestimmen. Man kommt auf folgende Beziehung

$$\sin \Phi = \sin \Phi_0 \frac{1 + B p_0}{1 + B p_0 - B \rho_0 g y}. \quad (2.46)$$

Beachtet man nun, dass $dx = \tan \Phi(y) dy$ und $\cos \Phi(y) = \sqrt{1 - \sin^2 \Phi}$ ist, so ergibt sich

$$x = \pm (1 + B p_0) \cos \Theta_0 I \quad (2.47)$$

mit

$$I = \int_0^y \frac{dy}{\sqrt{B^2 \rho_0^2 g^2 y^2 - 2(1 + B p_0) B \rho_0 g y + (1 + B p_0)^2 (1 - \cos^2 \Theta_0)}} \quad (2.48)$$

Die unterschiedlichen Vorzeichen resultieren daraus, dass $\sin \Phi = \cos \Theta$ für $\Theta_0 < 0$ ist. Dies ist dann der Fall, wenn der Strahl so eintritt, dass er auf die unteren Schichten höheren Drucks und höherer Dichte trifft. Hierbei wird der Strahl von der Horizontalen

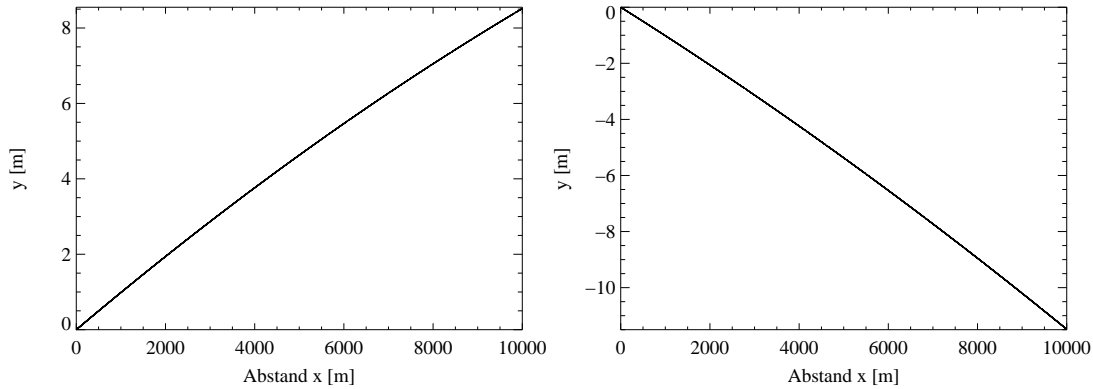


Abbildung 2.8: Links: y -Koordinate des Strahls nach Gleichung 2.49 für $\Theta_0 = 0.001$, $p = 2$ mbar und $T = 1.8$ K. Der Strahl tritt nach oben geneigt ein und wird zur Horizontalen hin gebrochen. Rechts: Der Strahl tritt nach unten geneigt ein und wird von der Horizontalen weg gebrochen. Diese unterschiedlichen Strahlablenkungen werden erst bei sehr großen Distanzen sichtbar und sind im Experiment nicht zu beobachten.

weggebrochen. Im anderen Fall ist $\sin \Phi = -\cos \Theta$. Dann trifft der Strahl auf die höher gelegenen Schichten geringerer Dichte und wird zur Horizontalen hin gebrochen. Die Unterschiedlichen Eintrittsarten haben also einen Einfluss auf die Größe der Verschiebung des Laserpunktes.

Integriert ergibt sich für die y -Koordinate

$$y = \frac{1 + Bp_0}{B\rho_0 g} \left(1 - \cos \Theta_0 \cosh \left(\pm \frac{2B\rho_0 g x}{(1 + Bp_0) \cos \Theta_0} + \operatorname{arcosh}(\cos^{-1} \Theta_0) \right) \right) \quad (2.49)$$

Dabei wird das obere Vorzeichen für $\Theta_0 < 0$, $y < 0$ und das untere für $\Theta_0 > 0$, $y > 0$ verwendet, wie oben beschrieben. Die Abweichung ist dann gegeben durch

$$\Delta y = |y(L) - L\Theta_0| \quad (2.50)$$

Es ist zu beachten, dass dies nur für konstante Temperatur gilt. Es stellt sich jedoch heraus, dass die Verschiebung mit steigender Temperatur fällt (Abbildung 3.4 rechts). Daher kann die Ablenkung bei 1.8 K als obere Abschätzung verwendet werden. Mit den bekannten Parametern erhält man für $\Theta_0 = 0.001$ $\Delta y = 2.6 \mu\text{m}$, was wiederum deutlich unter dem beobachteten Wert liegt.

Die Ergebnisse sind unabhängig davon, ob der Strahl nach oben oder unten geneigt eintritt. Unterschiedliche Werte ergeben sich erst bei viel größeren Distanzen, die der Strahl passieren muss und können hier noch nicht beobachtet werden. Dies ist in Abbildung 2.8 gezeigt.

Kapitel 3

Auswertung, Diskussion und Ausblick

3.1 Auswertung und Diskussion

3.1.1 Ansatz 1 - Lineare Änderung des Brechungsindex

Die Annahme eines linearen Brechungsindexgradienten stellt kein sehr realistisches Szenario dar. Dies würde nach Gleichung 2.9 eine sehr spezielle Temperaturverteilung erfordern. Es ist vielmehr ein erster, einfacher Ansatz, um den Effekt der Temperaturdifferenz zwischen den Windows und dem Inneren der Magnetröhre abzuschätzen. Der Wert der Verschiebung des Laserstrahls ist jedoch um vier Größenordnungen zu gering. Eine Betrachtung der Gleichungen 2.17, 2.18 und 2.20 zeigt, dass der Eintrittswinkel Θ_0 linear in das Ergebnis eingeht. Die Temperatur und der Wert des Gradienten haben im Vergleich dazu einen sehr geringen Einfluss auf das Ergebnis (siehe auch Abbildung 3.1). Somit ist der Eintrittswinkel die bestimmende Variable. Der maximale Eintrittswinkel Θ_0 ergibt sich aus dem Fehler bei der horizontalen Justierung des Laserstrahls sowie bei der horizontalen Ausrichtung des Magneten. Da beide Systeme mit hoher Präzision arbeiten, sind keine sehr großen Werte für Θ_0 zu erwarten. Die Abschätzung $\Theta_0 = 0.001$ ist schon recht grob und entspricht Winkeln von 0.06° . Um Effekte zu erzielen, die in der Größenordnung des Beobachteten liegen wären demnach Winkel von einigen Grad notwendig, was ausgeschlossen werden kann. Demnach kann dieses Modell die beobachtete Verschiebung nicht erklären.

3.1.2 Ansatz 2 - Lineare Änderung der Temperatur

Der nächste Schritt ist, einen konstanten Temperaturgradienten anzunehmen. Wenn keine Informationen über den Temperaturverlauf vorliegen, ist diese Annahme realistischer, als die in Ansatz 1 gemachte. Zudem kann dieser Ansatz sehr gut als obere Abschätzung der Ablenkung des Strahls genutzt werden. Darauf soll näher in der Diskussion von Ansatz 3 eingegangen werden. Die Rechnung führt auch hier auf Werte, die mindestens vier Größenordnungen zu klein sind, um die Beobachtungen zu erklären.

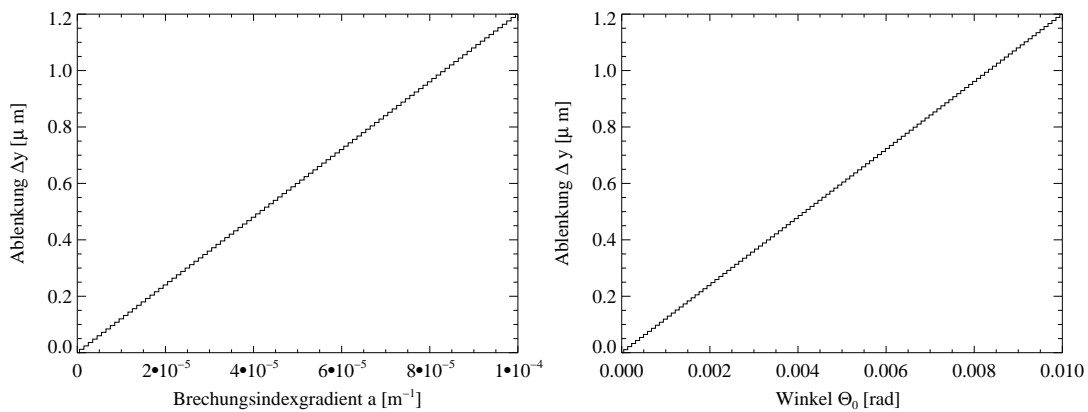


Abbildung 3.1: Links: Δy als Funktion des Brechungsindexgradienten a . Es ist $\Theta_0 = 10^{-3}$ und $p = 2$ mbar sowie $T = 1.8$ K. Rechts: Δy als Funktion des Eintrittswinkels Θ . Es ist $a = 10^{-5} \frac{\text{K}}{\text{m}}$.

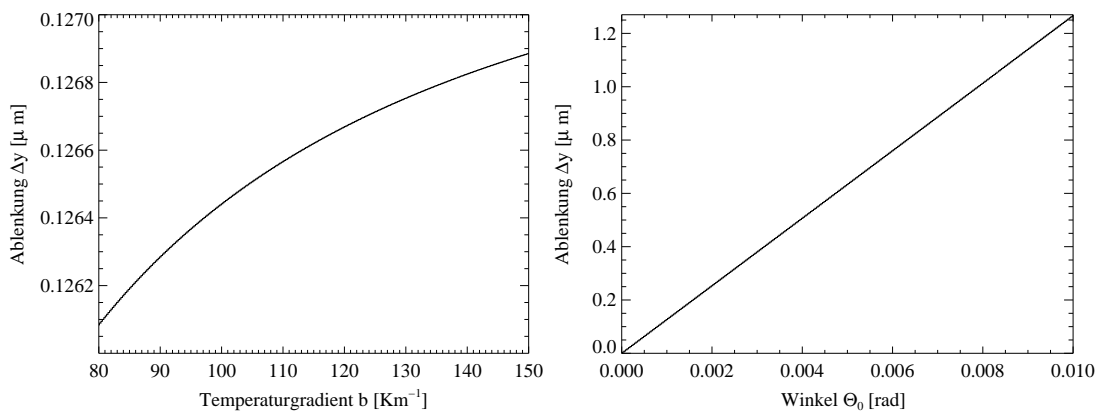


Abbildung 3.2: Links: Δy als Funktion des Temperaturgradienten b . Es ist $\Theta_0 = 10^{-3}$, $p = 2$ mbar und $T = 1.8$ K. Rechts: Δy als Funktion des Eintrittswinkels Θ . Es ist $b = 120 \frac{\text{K}}{\text{m}}$. Die lineare Abhängigkeit ist deutlich sichtbar. E

Wie bei Ansatz 1, stellt der Eintrittswinkel Θ_0 die Größe dar, die maßgeblich Einfluss auf die Ablenkung auswirkt (Abbildung 3.2 rechts). Der geringe Einfluss des Temperaturgradienten ist in Abbildung 3.2 links dargestellt. Um Werte zu erhalten, die mit den Beobachtungen übereinstimmen, wären auch hier unrealistisch große Eintrittswinkel notwendig.

3.1.3 Ansatz 3 - Interpolation des gemessenen Temperaturverlaufs

Die lineare Interpolation der gemessenen Ort-Temperatur-Werte liefert, insbesondere wegen der großen Zahl der Messwerte ein im Vergleich zu den vorherigen Ansätzen sehr realistisches Modell. Im Bereich der sich mit dem Ort verändernden Temperatur liegen über 300 Messpunkte vor. Dies bedeutet einen durchschnittlichen Abstand

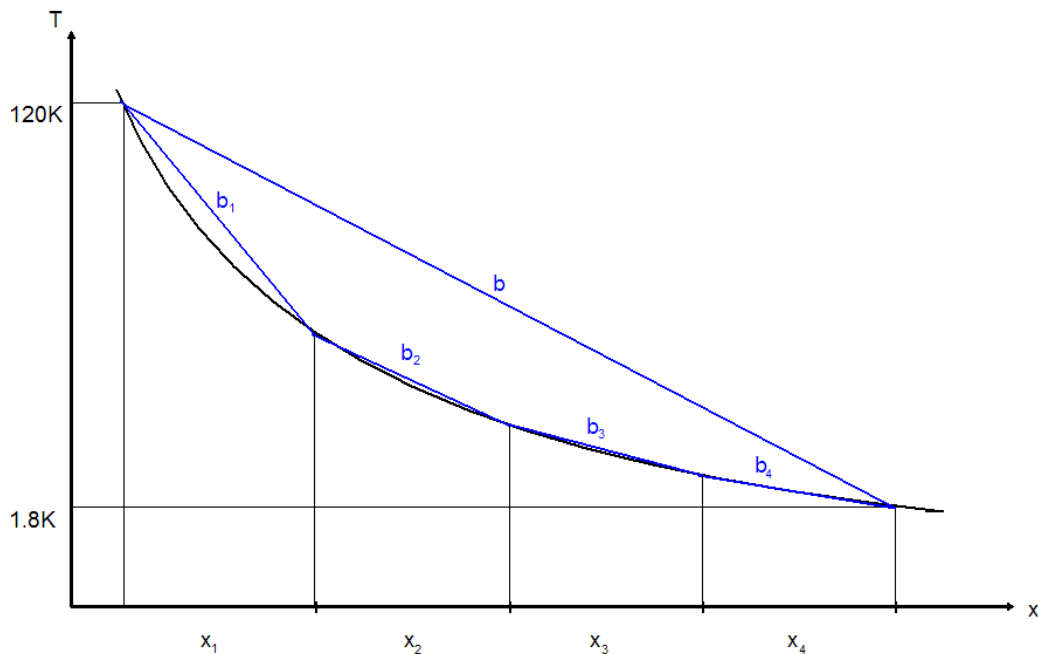


Abbildung 3.3: Approximation einer nichtlinearen Temperaturfunktion durch 4 Geraden. Die Steigungen von dreien dieser Geraden sind kleiner, als die Steigung b der linearen Temperaturfunktion.

von zirka 3 mm. Auch dieses Modell liefert Werte in den gleichen Größenordnungen. Um die Genauigkeit abzuschätzen kann Ansatz 2 verwendet werden. Wie Abbildung 3.2 links zeigt, nimmt die Steigung von Δy mit steigendem a immer mehr ab. Wenn man nun eine beliebige, monotone Temperaturverteilung mit den Randbedingungen 120K an den äußeren Windows und 1.8K im Inneren der Röhre annimmt, so kann man die Temperaturfunktion $T(x)$ approximieren durch mehrere lineare Funktionen f_i auf gleich große Intervallen x_i (siehe Abbildung 3.3).

Wenn die Temperaturverteilung dann keine lineare Funktion ist, existieren mehr Funktionen f_i , deren Steigung b_i geringer ist, als die Steigung b der linearen Temperaturfunktion, als Funktionen f_i , deren Steigung b_i größer ist. Die Gesamtablenkung ergibt sich als Summe der y_i . Man hat also mehr y_i , die kleiner sind als bei der linearen Funktion, als y_i , die größer sind. Zudem sieht man in Abbildung 3.2 links, dass bei den kleineren y_i $\frac{dy_i}{db_i}$ größer ist, als bei den größeren y_i . Das heißt: Die größeren y_i wachsen bezüglich der linearen Funktion schwächer an, als die kleineren abfallen. Zudem gibt es noch mehr kleinere y_i , als größere. Daher stellt die Ablenkung bei der linearen Temperaturfunktion den maximal möglichen Wert für sämtliche monotonen Temperaturverläufe mit den gleichen Randbedingungen dar.

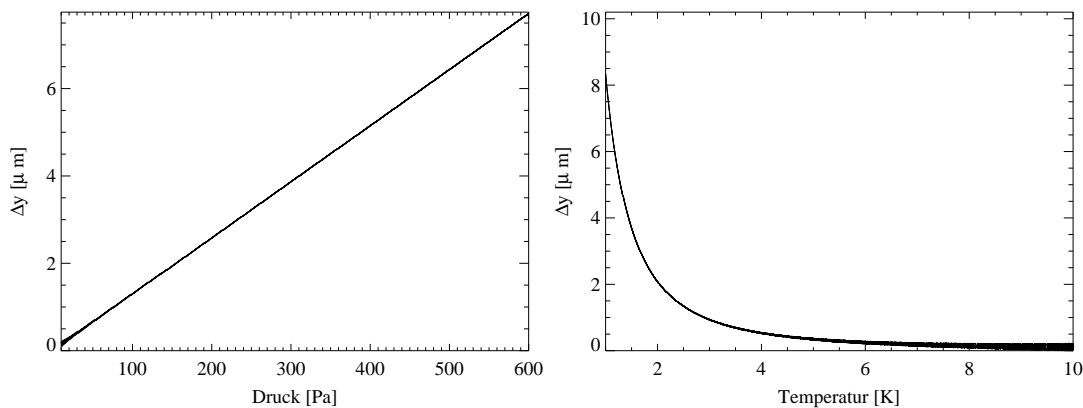


Abbildung 3.4: Links: Δy als Funktion des Drucks. Es ist $\Theta_0 = 10^{-3}$, $T = 1.8$ K. Rechts: Δy als Funktion der Temperatur bei $p = 2$ mbar

3.1.4 Ansatz 4 - Vertikaler Druckunterschied

Dieser Ansatz unterscheidet sich von den vorherigen, da nun eine vertikale Änderung des Brechungsindex simuliert wird. Eine physikalische Erklärung für die Ausbildung eines solchen Gradienten kann durch eine Kompression des Heliumfüllgases durch den Gravitationsdruck der höher liegenden Gasmoleküle geliefert werden. Die Beschreibung erfolgt durch die barometrische Höhenformel, die aber in sehr guter Näherung durch eine lineare Druckverteilung in vertikaler Richtung approximiert wird. Die Änderung der Ablenkung mit dem Druck, der Temperatur und dem Eintrittswinkel ist in Abbildung 3.4 und 3.5 dargestellt. Die durch die Gravitation verursachten Druckänderungen würden bei 2 mbar in der Mitte zirka $\pm 10^{-4}$ mbar an den unteren und oberen Rändern der Röhre betragen. Das bedeutet eine relative Differenz von ungefähr $0.5 \cdot 10^{-4}$ und wären nicht messbar. Dieser Ansatz liefert jedoch ebenfalls Ablenkungen, die viel zu klein sind. Die Ablenkung ist nun zwar ein Größenordnung über den Ergebnissen der vorherigen Ansätze, aber immer noch um drei Größenordnungen zu klein. Um Werte in der beobachteten Größe zu erhalten, benötigt man Winkel von etwa 5 Grad.

3.2 Ausblick

Die durchgeführten Simulationen zeigen, dass die Effekte, die der Temperaturgradient auf den Laserstrahl hat, sehr gering sind. Bei $\Theta = 0.001$ sind sie vier Größenordnungen kleiner, als die Effekte durch den Druckgradienten. Auch die Effekte durch einen vertikalen Druckgradienten können nicht als Erklärung dienen. Die erwartete Ablenkung durch den Druckgradienten ist zwar größer, aber bei Weitem nicht ausreichend, die beobachtete Ablenkung zu erklären. Um die Ablenkung genauer untersuchen zu können sind für den Oktober 2006 weitere Messungen geplant. Während das CAST Experiment keine Daten aufnimmt, soll der Druck im Konversionsvolumen verändert

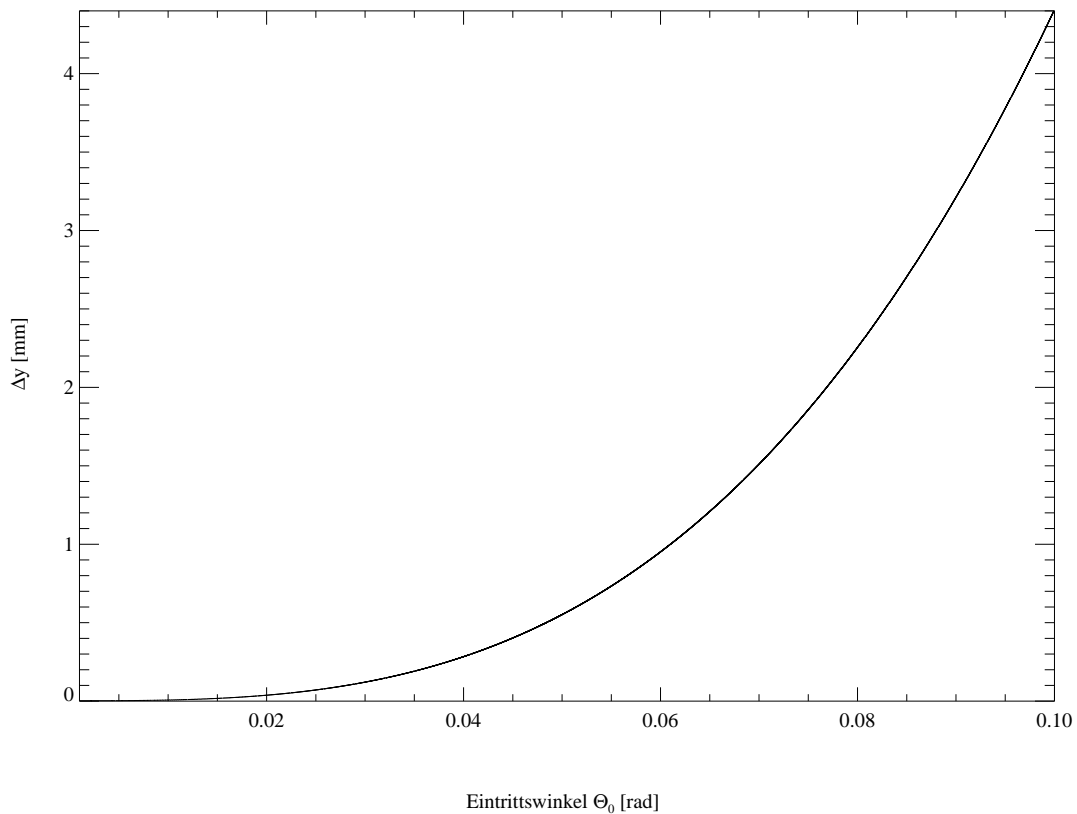


Abbildung 3.5: Strahlablenkung Δy als Funktion des Eintrittswinkels bei $p = 2$ mbar und $T = 1.8$ K.

und der Effekt auf den Laserstrahl studiert werden. Zudem ist geplant, den Strahl unter verschiedenen Winkeln in das Gas eintreten zu lassen. Dies wird erstmals eine Reihe von Messpunkten liefern, mit der die Ablenkung des Strahls unter verschiedenen Winkeln und Drücken besser analysiert werden kann. Weitere Erklärungsansätze sind derzeit eine Biegung des Magneten und somit der Gasschichten im Konversionsvolumen. Dadurch könnten größere Winkel entstehen, unter denen der Strahl auf die Gasschichten unterschiedlicher Dichte trifft. Simulationen in dieser Richtung erfordern aber genauere Vermessungen. Weiterhin ist die Temperatur im Magnet in radialer Richtung vermutlich nicht konstant. Dies ist nicht messbar, da die Temperaturfühler sich an den Rändern der Röhre befinden. Es existieren aber Simulationen des Temperaturverlaufs in radialer Richtung, die als Grundlage für weitere Berechnungen dienen können.

Kapitel 4

Zusammenfassung

Bei der Überprüfung der Position des CCD Detektors mithilfe eines Laserstrahls vor Phase II des CAST Experiments wurde festgestellt, dass der Strahl abgelenkt wird. Durch externe Messungen wurde als Ursache das Heliumfüllgas ausgemacht. Als Ursache kommen Brechungsindexgradienten im Inneren des Gases in Frage. Diese Brechungsindexgradienten können sich durch charakteristische Temperatur- und Druckverteilungen im Inneren des Konversionsvolumen ausbilden. Zwischen dem Magnet und den Windows variiert die Temperatur um etwa 120 K. Zudem bildet sich durch die Gravitation ein Dichte- und Druckgradient in vertikaler Richtung aus.

Mithilfe des Brechungsgesetzes wurde die Strahlablenkung in einem Gasvolumen simuliert. Die dabei auftretenden Parameter sind Druck, Temperatur, Eintrittswinkel des Strahls sowie der Druck-, Temperatur- oder Brechungsindexgradient.

Die Ablenkung durch die Temperaturverteilung in horizontaler Richtung wurde zunächst unter der Annahme eines konstanten Brechungsindexgradienten berechnet. Desweiteren wurde die Ablenkung bei einem konstanten Temperaturgradienten simuliert. In einer weiteren Verfeinerung wurde die Ablenkung mithilfe von Temperaturmesswerten aus dem Gasvolumen des CAST Experiments berechnet. Die Ablenkungen des Strahls, die nach diesen Simulationen für die Parameter des CAST Experiments erwartet werden, sind alle deutlich zu klein. Zwischen den beobachteten Werten und den Simulationen liegen etwa vier Größenordnungen. Daher kann die Änderung der Temperatur zwischen dem Magnet und den Windows nicht als Erklärung für die Ablenkung herangezogen werden.

Durch die Gravitation wird ein Druckgradient in vertikaler Richtung erzeugt. Der Druck an der Oberseite des Gasvolumens ist niedriger als der Druck an der Unterseite. Diese Druckdifferenz ist so gering, dass sie derzeit am CAST Experiment nicht gemessen werden kann. Die Simulation der Ablenkung eines Laserstrahls durch die dadurch entstehende Änderung des Brechungsindex ergibt ebenfalls keine Werte, die die Beobachtungen erklären können. Die berechneten Ablenkungen liegen eine Größenordnung über den Ergebnissen aus der Simulation der Ablenkung durch die Temperaturänderung, sind aber immernoch um den Faktor Tausend zu klein.

Der dominante Parameter in allen Modellen ist der Eintrittswinkel. Um die beob-

achteten Effekte zu erhalten, müsste er mindestens einige Grad groß sein. Dies würde bedeuten, dass die Gasschichten gleichen Drucks und gleicher Temperatur stark gekippt bezüglich der Achse des Magneten wären. Derart große Winkel sind aber nicht zu erwarten. Diese Modell sind also nicht in der Lage, die gemessenen Ablenkungen zu erklären

Um den Effekt besser zu verstehen, werden zunächst genauere Messungen der Ablenkung bei verschiedenen Drücken und Eintrittswinkel durchgeführt werden. Zudem müssen weitere Möglichkeiten wie eine Biegung des Magneten und damit der Gasschichten oder ein Temperaturgradient in radialer Richtung in der Gasröhre in Betracht gezogen werden.

Literaturverzeichnis

- Giomataris, Y., P. Rebourgeard, J.P. Robert and G. Charpak. 1996. “MICROMEAS: A high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments.” *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* 376:29.
- Kuster, M., H. Bräuninger, B. U. Dogan, J. N. Joux, R. Kotthaus and A. Lipptisch. 2005. CAST Scientific and Technical Report CSTR-05-002: Alignment for Phase II of CAST. Technical report CERN/CAST.
- Kuster, M., H. Bräuninger, J. Englhauser, J. Franz, P. Friedrich, R. Hartmann, D. Kang, R. Kotthaus, G. Lutz, W. Serber and L. Strüder. 2004. The X-ray Mirror Telescope and the pn-CCD Detector of CAST. In *Gravitational Wave and Particle Astrophysics Detectors*, ed. James Hough and Gary. H. Sanders. Number 5500 in “Proceedings of SPIE” Bellingham, WA: SPIE.
- Peccei, R. D. and H. R. Quinn. 1977. “CP conservation in the presence of pseudoparticles.” *Phys. Rev. Lett.* 38:1440–1443.
- Primakoff, H. 1951. “Photo-Production of Neutral Mesons in Nuclear Electric Fields and the Mean Life of the Neutral Meson.” *Physical Review* 81:899–899.
- S., Andriamonje, S. Aune, T. Dafni, E. Delegas, G.K. Fanourakis, E. Ferrer Ribas, T. Geralis, Y. Giomataris, K. Kousouris, T. Papaevangelou and K. Zachariadou. 2004. “A low background Micromegas detector for axion searches.” *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* 535:309–313.
- Sikivie, P. 1983. “Experimental tests of the ‘invisible’ axion.” *Phys. Rev. Lett.* 51:695.
- Strüder, L., U. Briel, K. Dennerl, R. Hartmann, E. Kendziorra, N. Meidinger, E. Pfeffermann, C. Reppin, B. Aschenbach, W. Bornemann, H. Bräuninger, W. Burkert, M. Elender, M. Freyberg, F. Haberl, G. Hartner, F. Heuschmann, H. Hippmann, E. Kastelic, S. Kemmer, G. Kettenring, W. Kink, N. Krause, S. Müller, A. Oppitz, W. Pietsch, M. Popp, P. Predehl, A. Read, K.Ĥ. Stephan, D. Stötter, J. Trümper, P. Holl, J. Kemmer, H. Soltau, R. Stötter, U. Weber, U. Weichert, C. von Zanthier, D. Carathanassis, G. Lutz, R.Ĥ. Richter, P. Solc, H. Böttcher, M. Kuster, R. Staubert, A. Abbey, A. Holland, M. Turner, M. Balasini, G.Ĥ. Bignami, N. La Palombara, G. Villa, W. Buttler, F. Gianini, R. Lainé, D. Lumb and P. Dhez. 2001. “The European

- Photon Imaging Camera on XMM-Newton: The pn-CCD camera.” *Astron. Astrophys.* 365:L18–L26.
- van Bibber, K., P. M. McIntyre, D. E. Morris and G. G. Raffelt. 1989. “Design for a practical laboratory detector for solar axions.” *Phys. Rev. D* 39:2089–2099.
- Weinberg, S. 1978. “A new light boson ?” *Phys. Rev. Lett.* 40:223–226.
- Wilczek, F. 1978. “Problem of Strong P and T Invariance in the Presence of Instantons.” *Phys. Rev. Lett.* 40:279–282.
- Zioutas, K., C. E. Aalseth, D. Abriola, F. T. Avignone III, R. L. Brodzinski, J. I. Collar, R. Creswick, D. E. D. Gregorio, H. Farach, A.O. Gattone, C. K. Guérard, F. Hasenbalg, M. Hasinoff, H. Huck, A. Liolios, H. S. Miley, A. Morales, J. Morales, D. Nikas, S. Nussinov, A. Ortiz, E. Savvidis, S. Scopel, P. Sievers, J. A. Villar and L. Walckiers. 1999. “A decommissioned LHC model magnet as an axion telescope.” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 425:480–487.
- Zioutas, K., S. Andriamonje, V. Arosov, S. Aune, F. T. Aune, D. Autiero, F. Avignone, K. Barth, A. Belov, B. Beltran, H. Bräuninger, J. M. Carmona, S. Cebrian, E. Chesi, J. Collar, R. Creswick, T. Dafni, M. Davenport, L. DiLella, C. Eleftheriadis, J. Engelhauser, G. Fanourakis, H. Farach, E. Ferrer, H. Fischer, F. Formenti, J. Franz, T. Gerasis, I. Giomataris, S. Gninenko, N. Golubev, M. Hasinoff, F.-H. Heinsius, D. H. H. Hoffmann, I. Irastorza, J. Jacoby, D. Kang, K. Königsmann, R. Kotthaus, M. Krcmar, K. Kousouris, M. Kuster, B. Lakic, C. Lasseur, A. Liolios, A. Ljubicic, G. Lutz, G. Luzon, D. W. Miller, A. Morales, J. Morales, M. Mutterer, A. Nikolaidis, A. Ortiz, T. Papaevangelou, A. Placci, G. Raffelt, J. Ruz, H. Riege, M. Sarsa, I. Savvidis, W. Serber, Y. Semertzidis, L. Stewart, J. Vieira, J. Villar, L. Walckiers and K. Zachariadou. 2005. “First results from the CERN Axion Solar Telescope (CAST).” *Phys. Rev. Lett.* 94:121301.