

修士論文
ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊探索実験
AXEL のための
バリウムイオン検出に向けた研究

菅島文悟

京都大学大学院 理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻
物理学第二分野 高エネルギー物理学研究室
学籍番号 0530-31-9451

2021 年 2 月 26 日

概要

ニュートリノはその反応の頻度の低さから、今なお多くの謎が残る素粒子である。標準模型でのニュートリノは質量ゼロの粒子として扱われてきたが、ニュートリノ振動の発見により非常に小さいながら有限の質量の存在が明らかになった。しかしながらその質量も固有値は定まっておらず、他のフェルミオンと比較して異常なほど小さいことが疑問となっている。ニュートリノがマヨラナ粒子であれば、そうした問題の解決になる可能性がある。

ニュートリノのマヨラナ性の検証として、現在唯一と言われる手段が「ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊 ($0\nu\beta\beta$)」の観測である。この崩壊はニュートリノを生み出さずに起きる二重ベータ崩壊のことであり、ニュートリノがマヨラナ粒子である場合にのみ起こり得る。

AXEL は高圧ガスキセノンタイムプロジェクト用チェンバーを用いて ^{136}Xe の $0\nu\beta\beta$ の観測を目指す実験である。検出器で得られたエネルギースペクトルの中からこの非常に稀な $0\nu\beta\beta$ を区別するために、大質量の崩壊核、高いエネルギー分解能、そして効率の良いバックグラウンド除去が求められる。このうち、より効率の良いバックグラウンド除去のためにバリウムイオン検出手法が注目され始めている。バリウムイオン検出とは、 ^{136}Xe が $0\nu\beta\beta$ によって崩壊した際に生じる娘核である ^{136}Ba の検出を指し、これが成功すればニュートリノを伴う通常の二重ベータ崩壊以外のバックグラウンドをすべて除去することができる。我々は AXEL 検出器内において固体キセノン生成し、その中にバリウムを拘束させることで分光によるバリウムの検出が可能になると期待している。

本研究ではバリウムイオン検出に向けた研究として、ガスキセノンで満たされた環境でバリウムイオン源から供給したバリウムを固体キセノン中に誘導し、分光によりそのスペクトルを観測するテストセットアップの製作に着手した。

ガラスで囲われた銅電極をフィードスルーを通して冷却することで、キセノンガス中の特定箇所だけに固体キセノンが生成されることを確認した。また一般には真空中で運用されるバリウムイオン源がキセノンガス中で安全に加熱できることを確認し、バリウムによるものかは不明ながらイオン源の温度および、荷電粒子を収集する電圧に依存する電流が検出されることを確認した。ガスキセノン中で生成された固体および液体キセノンの深さをレーザーの反射によって確認するセットアップで実験を行い、問題点を確認した。

目次

1	序論	5
1.1	ニュートリノ	5
1.2	ニュートリノ振動とニュートリノの質量	5
1.3	マヨラナ質量とシーソー機構	6
1.4	ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊	8
2	AXEL 実験	11
2.1	AXEL 実験の概要	11
2.2	TPC (Time Projection Chamber)	12
2.3	キセノンガスの性質	12
2.4	ELCC	13
2.5	飛跡識別によるバックグラウンド除去	15
3	バリウムイオンタギング	16
3.1	バリウムイオンタギングの概要	16
3.2	バリウムイオンタギングの先行研究	17
3.3	AXEL での計画	17
3.4	テストセットアップによる実証	20
4	固体キセノンの生成	22
4.1	固体キセノン生成確認のためのセットアップ	22
4.2	液体窒素による冷却	23
5	バリウムイオン源	26
5.1	イオン源の動作原理	26
5.2	予想されるイオンの収量	27
5.3	テストチェンバーの設計	30
5.4	ファラデーカップによるイオン量測定法の検証	32
5.5	真空中でのイオン源の加熱	34
5.6	ファラデーカップを変更した測定	40
5.7	ガスキセノン中での運転	42
5.8	まとめ	45
6	バリウムイオンタギング実証チェンバーの製作	46
6.1	概要	46

6.2	反射によるキセノンの深さの計測への試み	47
7	まとめと今後の展望	52
7.1	まとめ	52
7.2	今後の展望	52

1 序論

1.1 ニュートリノ

原子核のベータ崩壊で生じた電子のエネルギーが単一ではなく連続のスペクトルを持つことを説明するため 1930 年 W. Pauli が電氣的に中性で非常に軽い粒子の存在を予言したことを受け、E. Fermi がこの仮説のもとベータ崩壊のエネルギースペクトルを計算し、実験的に計測されていたものと一致する結果を得た [1]。この粒子はニュートリノと呼ばれるようになった。その後の 1956 年、C. Cowan Jr. らによって原子炉由来の反電子ニュートリノが引き起こす原子核の逆ベータ崩壊が実験的に観測された [2]。

ニュートリノは宇宙において光子に次ぐ存在個数を誇りごくありふれた粒子だと考えられるが、弱い相互作用以外では反応しないことから非常に透過性が高く、検出に困難を極めるためその性質は今も多くの謎に包まれている。

1.2 ニュートリノ振動とニュートリノの質量

ニュートリノの質量は素粒子の標準模型において長らくゼロであるとされてきたが、1998 年に Super-Kamiokande 実験によって大気ニュートリノのニュートリノ振動が観測された [3] ことにより、非常に軽いながら有限の質量の存在が明らかとなった。ニュートリノ振動とはあるフレーバー (e, μ, τ) のニュートリノが伝搬中に別のフレーバーのニュートリノに変化する現象で、レプトン数が世代ごとに保存されるとする標準模型では説明できないものであった。理論的には 1962 年に牧ら [4] が提唱していた。この理論はニュートリノに質量が存在し、フレーバー固有状態と質量固有状態が異なる場合に成立する理論である。簡単のため 2 世代のみのニュートリノで以下のようなモデルを考える。

$$\begin{pmatrix} |\nu_a\rangle \\ |\nu_b\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & +\sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

ただし ν_a, ν_b はそれぞれフレーバー固有状態、 ν_1, ν_2 は質量固有状態であり、 $\hat{m}|\nu_i\rangle = m_i|\nu_i\rangle$ ($i = 1, 2$) とする。ニュートリノが十分軽く運動量 p が質量 m に対して十分に大きいとき、エネルギー E は近似的に $E \simeq p + \frac{m^2}{2p}$ と表せる。

このときフレーバー固有状態の ν_a が時間 T 後に距離 L 離れた場所で ν_b として観測される確率は、

$$\begin{aligned} P_{a \rightarrow b} &= \left| \langle \nu_b | \exp \left[ipL - i \left(p + \frac{\hat{m}^2}{2p} \right) T \right] | \nu_a \rangle \right|^2 \\ &\simeq \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\Delta m^2}{4E} L \end{aligned} \quad (1.2)$$

となる。ただし $\Delta m^2 = |m_1^2 - m_2^2|$ で、ニュートリノが光速に近いとき自然単位系で $T \simeq L$,

$p \simeq E$ とみなせることを使っている。

この式が示すとおりニュートリノ振動によって測定できるのは各質量固有値の 2 乗の差のみであり、質量そのものではない。

現在ではニュートリノ振動は 3 種のフレーバーすべての中で起こることが確認されており [5]、質量固有状態も 3 種存在する。3 種の質量固有値は伝統的に m_1, m_2, m_3 の名がつけられ、ニュートリノ振動によりその 2 乗差が計測されてきた。しかしこの方法では 2 つ分の自由度しか計測できない。現行の結果から判断すると、ニュートリノの質量固有値同士の大小関係には 2 つの可能性がある。

順階層 $m_1 < m_2 < m_3$

逆階層 $m_3 < m_1 < m_2$

ニュートリノの質量およびその階層性を明らかにするには、質量に関してさらなる 1 つの自由度を計測する必要がある。

1.3 マヨラナ質量とシーソー機構

ニュートリノの質量にはさらなる謎がある。その大きさがあまりに小さいことである。2018 年 Planck 衛星の観測により $\sum m_\nu < 0.12$ eV (90% C.L.) の上限が引かれている [6]。標準模型に登場するフェルミオン 12 種の内、ニュートリノのみが 6 桁以上離れて軽い質量を持っていることになる。すべての質量が同じ機構 (ヒッグス機構) によって生み出されているならばこれは不自然である。この不自然さを解消する候補の一つがシーソー機構である。文献 [7] を参考に説明する。

マヨラナ質量

ニュートリノ以外のフェルミオンは荷電粒子であるため、電磁相互作用の U(1) 対称性を満たす必要がある。この制限のもと、質量 m の荷電フェルミオンのラグランジアンは運動項と質量項はディラック (Dirac) スピノル Ψ で以下のように表される。

$$\mathcal{L} = i\bar{\Psi}\gamma^\mu\partial_\mu\Psi - m\bar{\Psi}\Psi \quad (1.3)$$

ただし $\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} = -2g^{\mu\nu}$, $\bar{\Psi} = \Psi^\dagger\gamma^0$ 。このラグランジアンは U(1) 変換: $\Psi \rightarrow e^{i\theta}\Psi$ (同時に $\bar{\Psi} \rightarrow e^{-i\theta}\bar{\Psi}$) に対して不変である。

このディラックスピノル Ψ はカイラル表示では 2 つの左巻きワイル (Weyl) スピノル χ, ξ を用いて、 $\Psi = \begin{pmatrix} \chi \\ \xi^\dagger \end{pmatrix}$ で表すことができる。 χ がカイラリティ左巻き、 ξ^\dagger が右巻きに相当する。このとき式 (1.3) は

$$\mathcal{L} = i\chi^\dagger\bar{\sigma}^\mu\partial_\mu\chi + i\xi^\dagger\bar{\sigma}^\mu\partial_\mu\xi - m\chi\xi - m\xi^\dagger\chi^\dagger \quad (1.4)$$

と表される。ただし $\bar{\sigma}^\mu = (I, -\vec{\sigma})$, $\vec{\sigma}$ はパウリ行列、 I は 2×2 単位行列。もとの U(1) 変換は

$\chi \rightarrow e^{+i\theta}\chi$, $\xi \rightarrow e^{-i\theta}\xi$ で確かに実現されている。このような粒子をディラック粒子と呼ぶ。

これに対してニュートリノは電氣的に中性であるため、式 (1.4) の代わりに、1つの左巻きワイルスピノル ψ のみを用いて次のようなラグランジアンが許される。

$$\mathcal{L} = \frac{i}{2}\psi^\dagger \bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \psi - \frac{m}{2}\psi\psi - \frac{m}{2}\psi^\dagger\psi^\dagger \quad (1.5)$$

このラグランジアンはマヨラナ (Majorana) スピノル $\Psi = \begin{pmatrix} \psi \\ \psi^\dagger \end{pmatrix}$ を用いて表すことができ、

$$\mathcal{L} = \frac{i}{2}\Psi^T C \gamma^\mu \partial_\mu \Psi - \frac{m}{2}\Psi^T C \Psi \quad (1.6)$$

となる。このような粒子をマヨラナ粒子と呼ぶ。ただし C はディラックスピノル $\Psi_{Dir} = \begin{pmatrix} \chi \\ \xi^\dagger \end{pmatrix}$ に対して

$$\Psi_{Dir}^C \equiv C \bar{\Psi}_{Dir}^T = \begin{pmatrix} \xi \\ \chi^\dagger \end{pmatrix}$$

を満たす行列とする。なおマヨラナ粒子においては $\bar{\Psi}_{Maj} = \Psi_{Maj}^T C$ が成立する。マヨラナ粒子は $U(1)$ 対称性を持たず、したがって必ずしも粒子数を保存しない。

ワイルスピノルを用いた表記からわかるとおり、式 (1.4) のようなディラック粒子は左巻き、右巻き成分の混交によって質量を獲得しており、このような質量をディラック質量と呼ぶ。対して式 (1.5) のようなマヨラナ粒子は左巻きまたは右巻き成分単体で質量を持つことができ、このような質量をマヨラナ質量と呼ぶ。

シーソー機構

前項のマヨラナ質量を用いてニュートリノの質量の小ささを説明する仮説がシーソー機構である。この理論では標準模型の左巻きニュートリノに加えて右巻きのニュートリノが存在すると仮定し、右巻きニュートリノが非常に大きなマヨラナ質量を持っている場合を考える。このときヒッグス機構によって左巻き、右巻きニュートリノの混合によるディラック質量項の存在が許されるため、質量項は以下のようなものになり得る。

$$\mathcal{L}_{mass} = -(\bar{\nu}_L, \bar{\nu}_R) \begin{pmatrix} 0 & m_D \\ m_D & M_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_L \\ \nu_R \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

m_D はディラック質量、 M_R は右巻きニュートリノのマヨラナ質量。ここで左巻きニュートリノのマヨラナ質量は、弱い相互作用の観点からゼロであるものとする。

実際に観測されるニュートリノの質量はこの質量の行列の固有値となる。 $m_D \ll M_R$ と仮定して近似的に固有値を求めると、 $-\frac{m_D^2}{M_R}$, M_R の2つが求められる。負符号は場の再定義で解決でき、軽いニュートリノの質量は $\frac{m_D^2}{M_R}$ となる。

仮にニュートリノのディラック質量 m_D が電子と同程度 (~ 100 keV) としても、右巻きのマヨラナ質量 M_R が大きければニュートリノの際立って小さな質量が説明できる。ニュートリノのみ

が持ち得る特殊な機構によって質量の小さい理由を説明するため、レプトンの質量が同一のヒッグス機構のみによるものであるとする従来の理論よりいくらか自然な説明だとして注目されている。

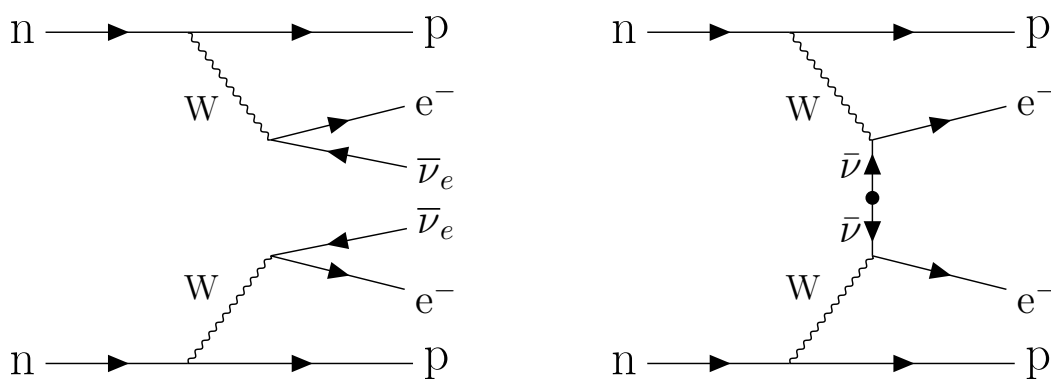
1.4 ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊

ニュートリノのマヨラナ性の有無を実験的に確かめるために注目されているのがニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊と呼ばれる現象である。

二重ベータ崩壊というのは原子核内で2回のベータ崩壊が同時に起きる現象を指す。通常のベータ崩壊で生成される娘核の方がもとの原子核よりエネルギー的に高くなってしまう場合、その原子核はベータ崩壊を起こすことができない。しかしそういった原子核の内いくつかの種では、二重ベータ崩壊によって生成される娘核はもとの原子核よりエネルギー的に低くなり、崩壊が許されることが1935年に M. Goepfert-Mayer によって予言された [8]。結果として二重ベータ崩壊では原子核が2つの電子と2つの反電子ニュートリノを放出して原子番号が2だけ大きな原子核に崩壊する (図 1.1 (a))。このような二重ベータ崩壊は $2\nu\beta\beta$ と呼ばれる。1987年に S. Elliot らが ^{82}Se の $2\nu\beta\beta$ を実験的に観測している [9]。その後も現在までに10種類以上の原子核で確認されている [10]。

この性質に加えニュートリノがマヨラナ粒子である場合、2つの反電子ニュートリノが仮想的に対消滅して2つの電子のみが放出される二重ベータ崩壊が許される (図 1.1 (b))。このニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊は $0\nu\beta\beta$ と呼ばれ、現在まで観測されていない。

$2\nu\beta\beta$ は標準模型で説明される現象であるが、弱い相互作用の2次の現象であるため非常に長い半減期を持っている。 $0\nu\beta\beta$ は $2\nu\beta\beta$ に加えて、仮想的な反ニュートリノの対消滅を必要とし、さらに長い半減期を要する。



(a) $2\nu\beta\beta$ のファインマンダイアグラム。原子核が電子と反電子ニュートリノを2つずつ放出して原子番号の2大きい原子核に変化する。
 (b) $0\nu\beta\beta$ のファインマンダイアグラム。原子核が2つの電子のみを放出して原子番号の2大きい原子核に変化する。

図 1.1 $2\nu\beta\beta$ と $0\nu\beta\beta$ のダイアグラム

$0\nu\beta\beta$ の半減期 $(T_{1/2}^{0\nu})^{-1}$ は次の式で表される [11]。

$$(T_{1/2}^{0\nu})^{-1} = G^{0\nu} |M^{0\nu}|^2 \langle m_{\beta\beta} \rangle^2 \quad (1.8)$$

ここで $G^{0\nu}$ は位相空間因子、 $M^{0\nu}$ は核行列要素である。核行列要素は原子核の構造で決まる。 $\langle m_{\beta\beta} \rangle$ はニュートリノの有効質量であり、ニュートリノの混合行列 U_{ai} ($a = e, \mu, \tau, i = 1, 2, 3$) を用いて次の式で表される。

$$\langle m_{\beta\beta} \rangle = \left| \sum_{i=1}^3 U_{ei}^2 m_i \right| \quad (1.9)$$

$0\nu\beta\beta$ が観測されれば、その半減期を用いてこの式から電子ニュートリノの有効質量を計算することが可能となる。ニュートリノ振動の測定と合わせて、ニュートリノの3種の質量固有値の絶対値が確定する可能性がある。

ニュートリノ物理としての $0\nu\beta\beta$ 探索の問題として、原子核理論における核行列要素はモデルごとの違いが大きく、仮にある崩壊核で $0\nu\beta\beta$ が観測されてその半減期が正確に判明しても、計算されるニュートリノ質量に大きな不定性が現れるという問題がある。したがって、いくつかの核種で観測することが重要である。

$0\nu\beta\beta$ の識別は、エネルギースペクトルの測定によって行うことができる。 $2\nu\beta\beta$ では崩壊で開放される全エネルギー (以下「Q 値」) を電子と反電子ニュートリノとに分配するため2つの電子のみのエネルギー和は連続スペクトルとなる。対して $0\nu\beta\beta$ ではほぼすべてのエネルギーを電子が持ち去るため、2つの電子のエネルギー和が Q 値付近で一定となる (図 1.4)。このような新たなピークが観測されれば $0\nu\beta\beta$ の証拠となる。

$0\nu\beta\beta$ は未だ観測されておらず、半減期の下限 (有効質量の上限) をつけるにとどまっている。このリミットを予想される有効質量と比較したグラフが図 1.3 である。現在の半減期の下限として、KamLAND-Zen 実験が ^{136}Xe の $0\nu\beta\beta$ の半減期に $(T_{1/2}^{0\nu})^{-1} > 1.07 \times 10^{26}$ 年 (90% C.L.)、ニュートリノ有効質量にして $\langle m_{\beta\beta} \rangle < 61 - 165$ meV のリミットを引いている [12]。ニュートリノ質量が逆階層 (IH, Inverted Hierarchy, $m_3 < m_1 < m_2$) の場合は有効質量が 20 meV 以上と予想され、近いうちの観測が期待される。一方で m_1 が最も軽くなる順階層 (NH, Normal Hierarchy, $m_1 < m_2 < m_3$) の場合は電子ニュートリノに許される有効質量がさらに小さくなり 1 meV 程度まで考えられ、 $0\nu\beta\beta$ の半減期も長くなる。順階層の主要な領域を探索し尽くすには半減期にしておよそ3桁の改善が必要となる。

$0\nu\beta\beta$ の探索では、 $2\nu\beta\beta$ のスペクトルの高いエネルギーの成分およびその他のバックグラウンドの除去のために、高いエネルギー分解能が要求される。

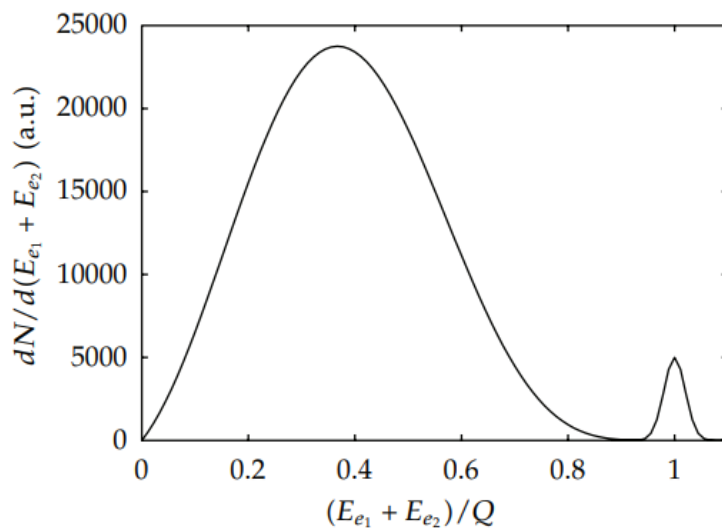


図 1.2 $2\nu\beta\beta$ と $0\nu\beta\beta$ を含む二重ベータ崩壊のエネルギースペクトル [13]。検出器のエネルギー分解能を考慮したもの。 $2\nu\beta\beta$ はエネルギー 0 から Q 値まで連続のスペクトルとなるが、 $0\nu\beta\beta$ は Q 値付近にピークを作る。この図は $0\nu\beta\beta$ のスペクトルを大きく誇張して描かれている。

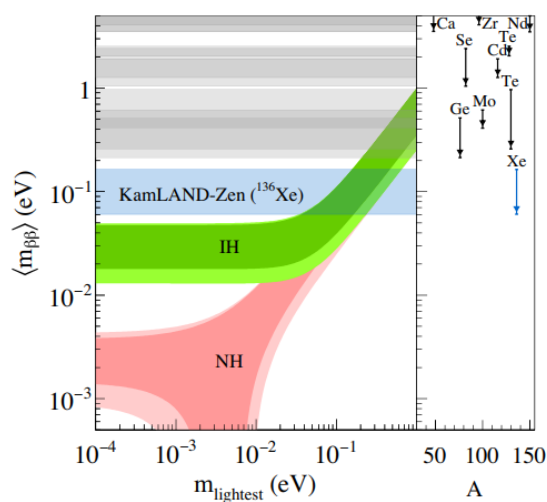


図 1.3 KamLAND-Zen で除外された範囲と順階層 (NH)、逆階層 (IH) で予想される範囲 [12]。縦軸は電子ニュートリノの有効質量 ($\langle m_{\beta\beta} \rangle$)、横軸は最も軽い質量固有値。右欄の各核種の中には現在ではより更新されたものもある。

2 AXEL 実験

2.1 AXEL 実験の概要

AXEL(A Xenon ElectroLuminescence) 実験は高圧ガスキセノン TPC(2.2 節および 2.3 節) を用いた $0\nu\beta\beta$ 探索実験である。 ^{136}Xe は二重ベータ崩壊によって ^{136}Ba に崩壊することがわかっており、キセノンガスを検出媒体としても崩壊核としても用いることができる。崩壊核量、エネルギー分解能、バックグラウンド除去の向上によって $0\nu\beta\beta$ 観測への感度を高めることを目標としている。

AXEL 検出器の構造は図 2.1 のように表される。放射線の入射または内部での原子核崩壊などで有感領域を荷電粒子が通ると、TPC の検出原理に従ってそのエネルギーと飛跡を再構成することができる。

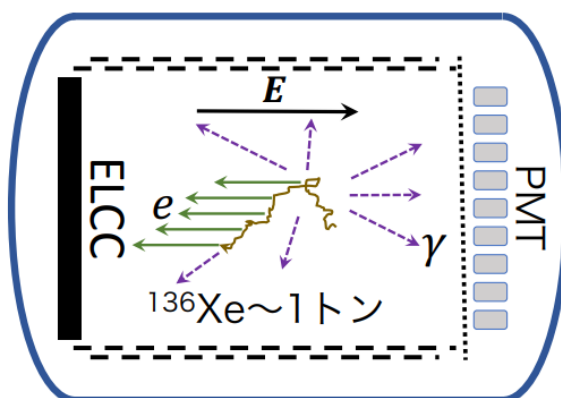


図 2.1 AXEL 検出器全体の概念図。

AXEL の特徴はアノード側での信号読み出しに、ELCC と命名した独自の機構を備えていることである。これはエネルギー分解能向上・大型化に優れた構造になっており、 $0\nu\beta\beta$ 探索に有利である (2.4 節で詳述)。

また後述のように 3 次元的な飛跡の再構成が可能であり、2 本のベータ線からなる二重ベータ崩壊特有の飛跡を識別することによってバックグラウンド事象の除去を行うことができる (2.5 節で詳述)。

このように AXEL は高エネルギー分解能・大質量・優れたバックグラウンド除去による $0\nu\beta\beta$ の観測を目的としており、最終目標の 1 ton スケール検出器で FWHM0.5% のエネルギー分解能を目指して現在大型化・高精度化を進めている。

現在はガスキセノン 180L の試作機が動作している。3.8 bar のキセノンガスで 662 keV までのエネルギーを観測しており、Q 値換算で 0.80 - 0.84% の分解能を達成している [15]。

2.2 TPC (Time Projection Chamber)

Time Projection Chamber (TPC) は D. Nygren [16] が考案したガス検出器である。検出原理は以下の 3 段階になっている。

1. ガス領域内を荷電粒子が通過すると、その飛跡に沿ってガスがイオンと電子とに電離されて分布する。
2. ガス領域内に一様なドリフト電場をかけておくと、電離電子が同一の方向へ一定の速度でドリフトされる。
3. ドリフト電場に垂直な面上に並べられた検出器でドリフトされてきた電子を読み出す。

ガス領域内で電離される電子の個数は通過した荷電粒子が落としたエネルギーに比例し、したがって検出された電子の数を計測することでエネルギーを計測することができる。電子はガス中で電場の方向にドリフトされるため、電子検出器が面上で位置分解能を持つならば荷電粒子の飛跡の情報を 2 次元的に得ることができる。さらに電子のドリフト速度はガスの種類ごとに既知であるため、荷電粒子の通過した時刻と検出器に電子が到達した時刻の差からドリフト方向の位置も決定することができる。このようにしてガス内の荷電粒子の飛跡を 3 次元的的に再構成することができる。

2.3 キセノンガスの性質

TPC に用いるガスとして、貴ガスは優れた性質を持っている。単原子分子であるために荷電粒子の落としたエネルギーから効率よく電子を電離させる性質があり、信号量の増加に加えて統計的なゆらぎを小さくする効果がある。また自らもシンチレーション光を発するため、この光をトリガーまたはイベントタイミングの特定に用いることができる。

キセノンの性質として、励起された Xe^* は単純に脱励起光を放つのではなく、3 つの原子が関与する次のような反応でシンチレーション光を発することが知られている [17]。



キセノンのこのようなシンチレーション光は波長 175 nm 程度で真空紫外光と呼ばれる非常に透過性の低い光であるが、キセノンガスはこの波長に対して透明であるため、有感領域外の光検出器でこの光を検出することができる。また Xe 原子の励起からシンチレーション光の放出までに費やされる時間は電離電子のドリフト時間より十分に短いため、TPC としてイベントタイミングの特定に有効である。

TPC のエネルギー分解能の原理的な限界は、ガス中で電離される電子の個数の統計的なゆらぎ

の大きさである。電離電子数 N_i の分散 σ は、

$$\sigma = \sqrt{FN_i} \quad (2.3)$$

で表される。ただし F はファノ因子と呼ばれ、 $0 \leq F \leq 1$ を満たす係数である。この因子は実際の統計ゆらぎが単純なポアソン分布から予想されるものよりも小さくなる効果を表すために導入されており、これは放射線によって引き起こされる電子-イオン対の電離が全エネルギー損失と独立であるわけではないことに起因している [17]。キセノンガスに対しては、 $F = 0.13$ となることが知られており [17]、他の貴ガスと比較して小さな量となっている。

実際のガスキセノン TPC で ^{136}Xe の $0\nu\beta\beta$ のエネルギー $Q = 2458$ keV を計測した場合の分解能を見積もる。放射線によってキセノン原子 1 つを電離するために必要なエネルギーの平均は $W_i = 22.1$ eV [17] となることが知られており、 $W_i = Q/N_i$ を満たす。このとき、半値全幅 FWHM は、

$$\begin{aligned} \text{FWHM} &= 2.355 \times \frac{W_i \sqrt{FN_i}}{Q} \\ &= 0.25\% \end{aligned} \quad (2.4)$$

と計算される。このようにキセノンガスを用いた TPC は原理的な限界のみを考えるならば、半導体検出器にも迫るほど高いエネルギー分解能を実現することが可能である。

2.4 ELCC

Electroluminescence Light Collection Cell (ELCC) は AXEL で独自に開発している電子読み出し機構の名称である。キセノンの EL 光と呼ばれる発光を検出することで電子数を電気信号に変換する。

EL 過程

キセノンガス中で電場下にある電子は電場から得たエネルギーをキセノン原子との衝突で常に奪われながら運動するため、電場に沿って移動することとなる。この電場が十分に強いならば電子は、キセノン原子の励起に必要な量を超えるエネルギーを 1 衝突の間に電場から得ることができるようになる。電子によって励起されたキセノン原子は 2.3 節で説明した過程を経てシンチレーション光を放出する。全体を平均すると、電子が一定距離進むごとにフォトン を 1 つ放出する過程となり、線形増幅に用いることができる。この過程を Electroluminescence (EL) 過程と呼ぶ。このようにして発生する EL 光は、結果として初期電子の個数とドリフト電子の移動距離とに比例する光量となる。

EL 増幅率 Y [photons/(electron cm)] は、次のように表されることが実験的に知られている [18]。

$$Y = 140E - 116p \quad (2.5)$$

ただし E は電場強度 [V/cm]、 p は圧力 [bar] とする。

EL 過程の適正電場よりさらに強い電場のもとでは、電離電子は 1 衝突の間に Xe 原子を電離するのに十分なエネルギーを得る。もとの電子と新たに電離された電子とがそれぞれ電場によって加速され Xe 原子の電離を繰り返すため、この状況下では初期電子の個数に比例し、電子のドリフト距離に指数関数的に依存する個数の電子が発生する。これを雪崩増幅という。

雪崩増幅のほうがより大きな増幅率を持つため、多くの実験では雪崩増幅を利用して読み出しをするのが普通である。反面、指数関数的な増幅である雪崩増幅は初期の統計ゆらぎも大きく増幅されてしまい、エネルギー分解能が悪くなる。線形増幅である EL 過程の利用は高いエネルギー分解能を求める実験において有効である。

ELCC の構造

ELCC は図 2.2 のように一定間隔で穴の空いた PTFE のボディを持っており、その両面に電極を持つ。これによって穴の中に EL 電場を作り出す。引き込まれた電子は図 2.3 のように穴の中で EL 過程によって光を放出するため、この EL 光を各穴に配置された MPPC (MultiPixel Photon Counter) によって計測する。MPPC は浜松ホトニクスが開発した SiPM (Silicon PhotoMultiplier) の一種であり、光子数を電気信号に変えることができる。

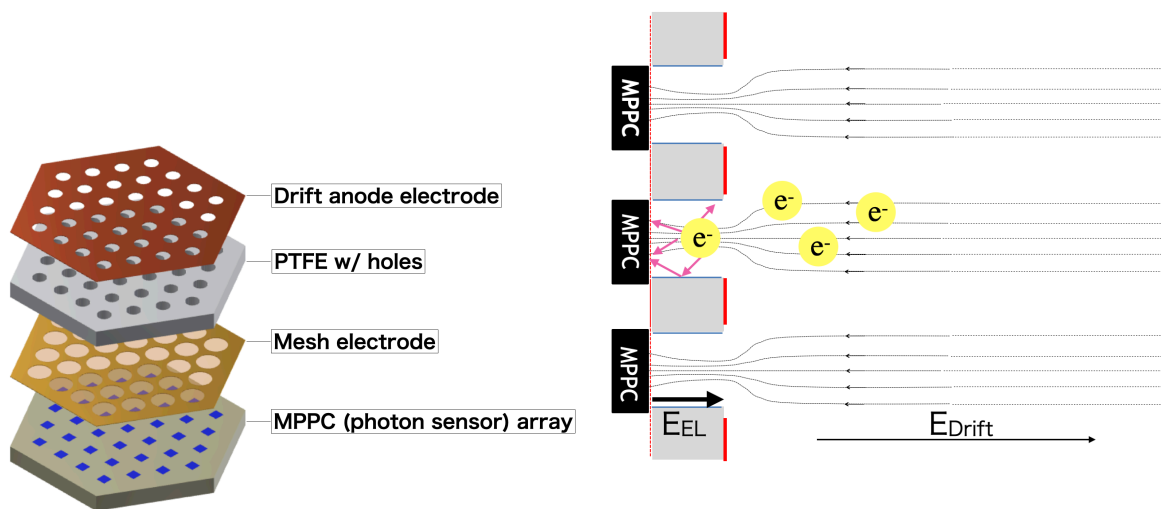


図 2.2 ELCC 内部の概念図 [19]

図 2.3 ELCC に電子が引き込まれた際 [19]。PTFE ボディの両面の電極によって電場が形成され、EL 機構によって光子が発せられる。PTFE が反射材となって効率よく光子が MPPC に届き、各セルごとの初期電子数を計測することができる。

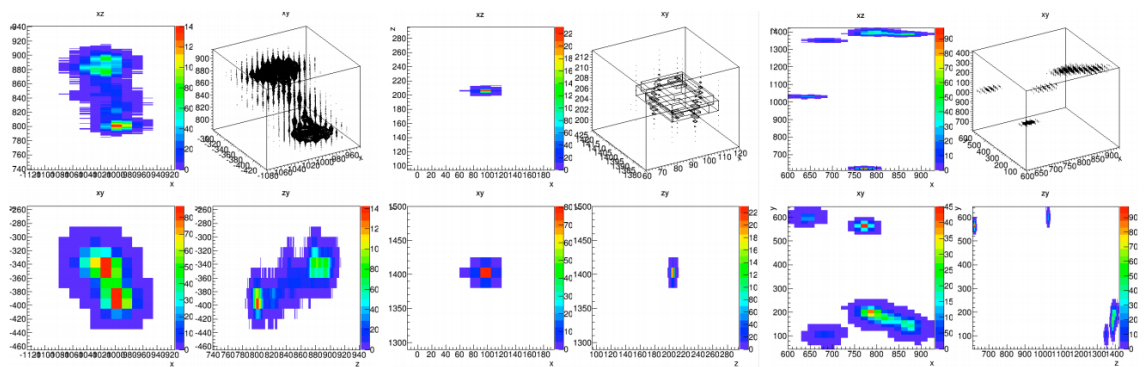
ELCC は MPPC の各チャンネルから位置情報が得られ、それぞれが光量を計測するため全エネルギーも同時に計測することができる。PTFE の硬い構造からなっているため大型化の困難が比較的少ないことに加え、セル化されているためエネルギー分解能の検出器内での位置依存性が生じにくい。

2.5 飛跡識別によるバックグラウンド除去

AXEL はもともと高いエネルギー分解能を持ち、エネルギーカットによってほとんどのバックグラウンドが除去される。しかし TPC のエネルギー分解能で除去できない背景事象として、 ^{214}Bi からのガンマ線が挙げられる。この同位体は 2447 keV のガンマ線を放つことが知られており、これは ^{136}Xe の $0\nu\beta\beta$ の Q 値 2458 keV とわずか 0.4% の違いである。AXEL の最終目標である 1 ton スケール検出器ではエネルギーカット後も ~ 100 events/年ほどシグナルに混入すると見積もられている [20]。

この解決として、飛跡による識別を用いる。AXEL は TPC であるため、各事象の荷電粒子の飛跡を 3 次元的に再構成することができる。例として、シミュレーションで得られた二重ベータ崩壊、アルファ線、ガンマ線の典型的な飛跡を図 2.4 に示す。二重ベータ崩壊特有の飛跡を識別することによってバックグラウンド事象を除去することができる。機械学習によって飛跡の形を識別することで ^{214}Bi 由来の背景事象の混入を 1 event/年以内に抑えられることが示されている。このレートでは、1 ton スケールの検出器を用いて 5~10 年程度で逆階層の領域、ニュートリノの有効質量にして ~ 20 meV 以上の領域を探索することができると見積もられている [15]。

しかしニュートリノ質量が順階層、つまり有効質量最低 ~ 1 meV の場合、バックグラウンドをさらに 2 桁削減する必要があり、新しい技術の開発が必要となる。



(a) 崩壊によるベータ線

(b) アルファ線

(c) ガンマ線

図 2.4 シミュレーションで見られる飛跡の例。二重ベータ崩壊は 2 本のベータ線により 2 つの塊が見られる。アルファ線は飛跡が短い。この例のガンマ線はコンプトン散乱を起こし複数ヶ所でヒットしている。[20]

3 バリウムイオンタギング

3.1 バリウムイオンタギングの概要

非常に稀な現象である $0\nu\beta\beta$ の探索には極めて低バックグラウンドな観測が要求され、すでに多くの実験においてバックグラウンドが探索限界を決める支配的な原因となっている。そこで近年 ^{136}Xe の $0\nu\beta\beta$ 探索実験で注目されているのがバリウムイオンタギングと呼ばれる手法である。

このバリウムイオンタギングは ^{136}Xe の二重ベータ崩壊過程によって生じた単一の $^{136}\text{Ba}^{2+}$ を検出する試みである。自然界にバリウムを含む汚染が少ないことから、これが成功すれば ^{136}Xe の $0\nu\beta\beta$ 探索実験ではニュートリノを伴う $2\nu\beta\beta$ の他にバックグラウンドの要因となるものなくなり、最高のバックグラウンド除去になると目されている。M. Moe [21] によって初めて提案された。特にニュートリノ質量の順階層性が示唆されている現在、ニュートリノのマヨラナ有効質量 ~ 1 meV の領域に感度を持つ $0\nu\beta\beta$ 探索が求められ始めており、 ^{136}Xe を用いた実験においてこれに耐え得るバックグラウンド除去法として提案されている現実的な手法はバリウムイオンタギングのみである。

バリウムイオンタギングとして提案されている方法はバリウムに光を照射して励起し、散乱光のスペクトルを観測する分光法である。しかし、 Ba^{2+} は閉殻構造を持っており安定で、高い励起エネルギーのために励起光が紫外線に相当するため分光観測が難しい。このため、生じた Ba^{2+} を1価の Ba^+ または中性の Ba に変化させ可視光の分光観測を行う必要がある。 Ba と Ba^+ の励起準位は図 3.1 に示すとおりで、これらは多種の可視光を発生し得る。

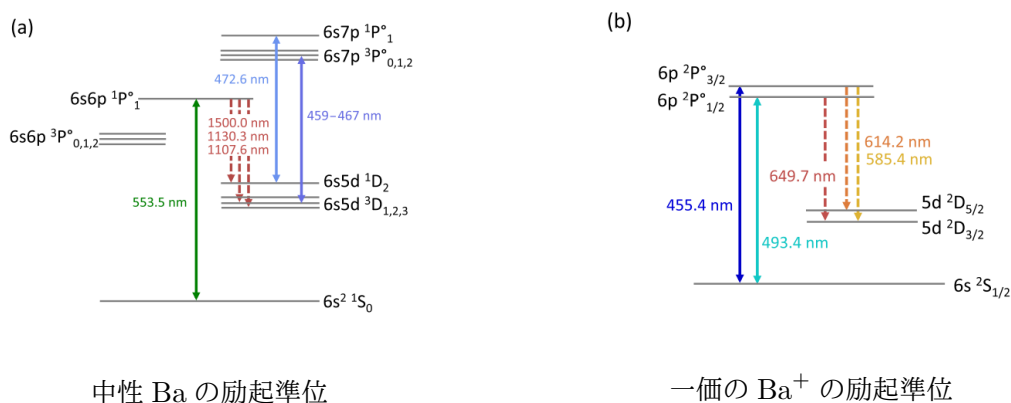


図 3.1 Ba と Ba^+ の励起準位 [24]。多種の可視光をスペクトルに持つ。

可視光を用いた分光観測による単一 Ba^+ の検出は Moe [21] の言及の通り W. Neuhauser ら [22] によってすでに成功していた。液体キセノン中では、二重ベータ崩壊によって生成された Ba^{2+} は即座に Ba^+ の状態を取ると予想される [21] ため、液体キセノンを崩壊源として用いる $0\nu\beta\beta$ 探索実験においては崩壊点に直接レーザーを照射し Ba^+ の発光を観測する試みがなされている (例と

して K. Hall [23])。気体キセノン中での Ba イオンは Ba^{2+} の状態を好むと考えられ、このような崩壊点での Ba^+ の直接観測は AXEL を含む気体キセノン TPC では望めない。

対して、 ^{136}Xe の $0\nu\beta\beta$ 探索実験の多くが TPC を用いていることから、電場を用いて Ba イオンを誘導しカソード側で Ba を検出する試みもなされている。この手法は現在複数の実験グループによって研究が進められており、いくつかのグループが単一の Ba を補足することに成功している。しかし $0\nu\beta\beta$ 検出器内とは異なる環境においての観測であり、実際の導入には依然として課題が残されている。次項でそうした研究の例を紹介する。

3.2 バリウムイオンタギングの先行研究

固体キセノン中でのレーザー分光

液体キセノン TPC 実験である nEXO グループは固体キセノン結晶中の単一の Ba 原子を検出することに成功している [25]。この実験では、真空中で 10 K に冷却したサファイアガラス板にキセノンガスを吹き付けることで薄い固体キセノンの層を生成し、そこにイオン銃を用いてバリウムを打ち込むことで結晶中に拘束させている。固体キセノン結晶中の Ba 原子はいくつかのピークを持つ特徴的な発光を見せるが、彼ら自身の先行研究 [24] で示されたとおり 572 nm 波長のレーザー励起に対して photo-bleaching 現象を示しにくい 619 nm 波長の散乱光を以て観測している。Ba と Ba^+ を打ち込んで両者に対して同様の分光実験を行った結果同じピークを持つ発光が観測されており、 Ba^+ は固体キセノン中で中性化したと考えられている。この測定では ~ 数十 μm 離れた 2 つの Ba 原子を個々に検出する高精度な測定に成功しているが、真空中での観測にとどまっているため液体 TPC に応用可能であるかが課題として残されている。

キレート中でのレーザー分光

気体キセノン TPC 実験である NEXT グループはキレート中に拘束された単一の Ba イオンを検出することに成功している [26]。この研究では真空のチェンバー中で図 3.2 のような分子を含む溶剤を塗装した結晶にイオン銃を用いてバリウムイオンを打ち込み、レーザー分光を用いて観測している。その後の研究 [27] において複数のキレート配位子に対して観測を行うことによって Ba イオンと他の金属イオンとの弁別性をさらに向上させている。今後は実際の気体キセノン TPC 中で実現される、電場・高圧ガス環境での運用が課題となる。

3.3 AXEL での計画

AXEL 実験では上記の nEXO 実験での研究 [24, 25] を参考にし、固体キセノン中に Ba^{2+} イオンを誘導して中性化し、レーザー照射に対するその発光を捉えることにより Ba イオンを検出することを計画している。AXEL は TPC であるため、図 3.4 のようにカソード側にバリウムイオン検出の機構を備えることで Ba^{2+} を集めることが可能である。

カソード側では図 3.5 のように電極の導体を冷却することで局所的に液体/固体キセノンを生成

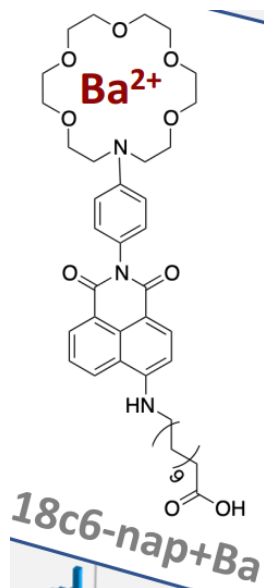


図 3.2 キレート錯体の構造 [26]。図の分子のような配位子は分子の複数ヶ所が負に帯電しており、金属イオンを強固に拘束する。

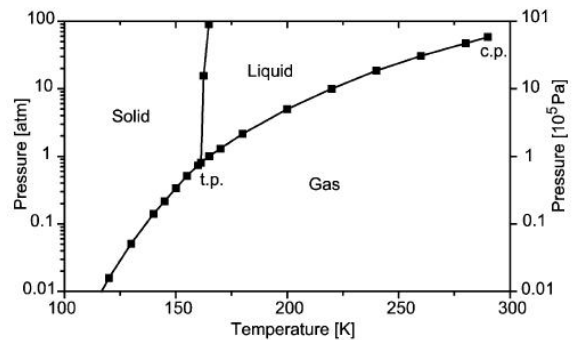


図 3.3 キセノンの相図 [28]。三重点 (t.p.) は 161.3 K, 81.6 kPa。臨界点 (c.p.) は 289.7 K, 5.88 MPa。

し、電場によって Ba^{2+} を液体キセノンを通して固体キセノン中に誘導する。キセノンの相図を図 3.3 に示すとおり、融点は三重点以上の圧力ではほぼ一定で ~ 160 K であり、沸点は高圧になるほど上昇する。

図 3.4 のように、バリウムを拘束した固体キセノンにレーザーを照射することで Ba に特有の散乱光を観測する。この方法が成功すれば特定の薬品などキセノンガスの汚染源となりうるものを用いることなくバリウムイオンを検出することが可能で、AXEL 本来のエネルギー分解能や 3 次元軌跡再構成能力の低下が避けられる。またカソード電極の温度を変化させて固体キセノンを入れ替えることで、分光のバックグラウンドとなる不純物による汚染を防ぐことができる。

この計画は AXEL で行うことによって先行研究に対していくつかのメリットをもっている。第一に AXEL が気体キセノン TPC であることが重要な点である。気体キセノン TPC では nEXO のような液体 TPC と比較して電場によるバリウムイオンの輸送が容易であることが利点として挙げられる。また気体キセノンを通してレーザー照射・散乱光観測を行うことができる点で有利であり、検出器中で Ba の観測を行うことができると期待される。

同じ気体キセノン TPC である NEXT 実験への優位性としては、カソード側の役割が挙げられる。NEXT 実験ではカソード側の PMT が総エネルギーの測定の機能を担っており、これを移動させることでエネルギー分解能の位置依存性が高くなる恐れがある。AXEL 実験では現在カソード側に取り付けられている PMT は単に発光タイミングの特定に用いられるのみであり、この位置に大きな制約はない。カソード側に新たな構造を導入することは AXEL 実験においてより容易なことである。

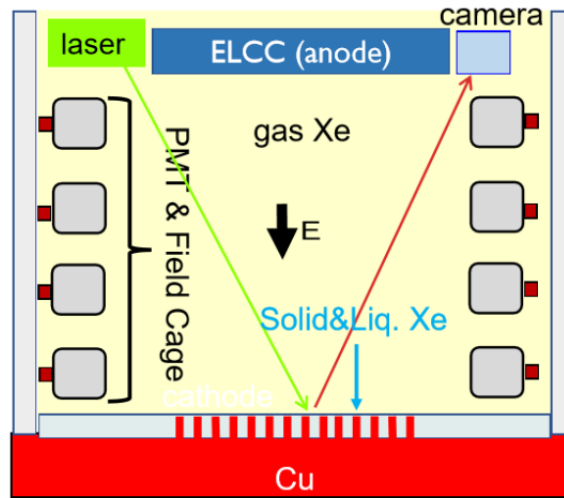


図 3.4 バリウムイオンタギングを導入した際の AXEL の全体像。カソード側にバリウムイオンタギングの機構を導入する。

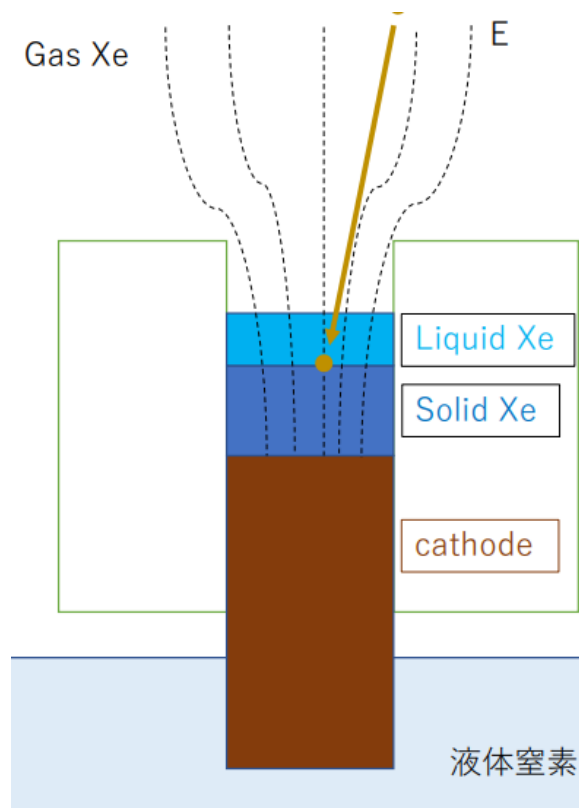


図 3.5 電極付近の構造。ガラスに差し込んだ導体電極を冷却して穴の中のみ固体・液体キセノンを生成する。

反面、AXEL 固有の課題も大きく分けて 2 つ存在する。1 つは気体・固体層の間に液体層が生成されることである。高圧ガスキセノン TPC である AXEL では液体の生成を防ぐことができないため、 Ba^{2+} の誘導、励起レーザーの照射、散乱光の観測を液体層を通して行う必要がある。他方の問題は Ba^{2+} が誘導される、温度 160K 付近・固液境界の環境でのバリウムの発光が未知であることである。先行研究によりキセノン凝固時の温度が 10 K の際と 40 K の際とでバリウムの発光スペクトルが大きく異なることが報告されており [24]、我々の目指す環境でのバリウムの発光を観測した実験は前例がない。

こうした課題をふまえ本研究では、バリウムイオン源によって供給したバリウムを気体キセノン環境中に生成した固体キセノンの結晶に拘束し、その環境下での Ba イオンまたは Ba 原子の発光スペクトルを特定することが第一の目標となる。

3.4 テストセットアップによる実証

前節の目標を達成するため、以下の 3 つの課題に取り組む。

- 気体キセノン環境中で局所的な低温領域を作り出し固体キセノンを生成する
- 生成した固体キセノン中に多量のバリウムイオンを誘導して拘束する
- 特定波長の入射光に対して、固体キセノン結晶中のバリウムイオンの発光スペクトルを特定する

このため図 3.6 のようなテストセットアップを作成してバリウムの発光を観測することを試みる。キセノンガス中で 4 章に示すカソード電極を冷却して局所的に固体キセノンを生成すると同時に、アノード側でイオン源からバリウムイオンを供給する。高温のイオン源と低温のカソード電極は一定以上離さなければならないため、チェンバー上部のイオン源付近から下向きの電場を形成してチェンバー下部のカソードにバリウムイオンを誘導する。バリウムを拘束した電極先端の固体キセノンに図 3.6 に示した窓から励起光を照射し、波長のシフトした脱励起光の有無を確認する。

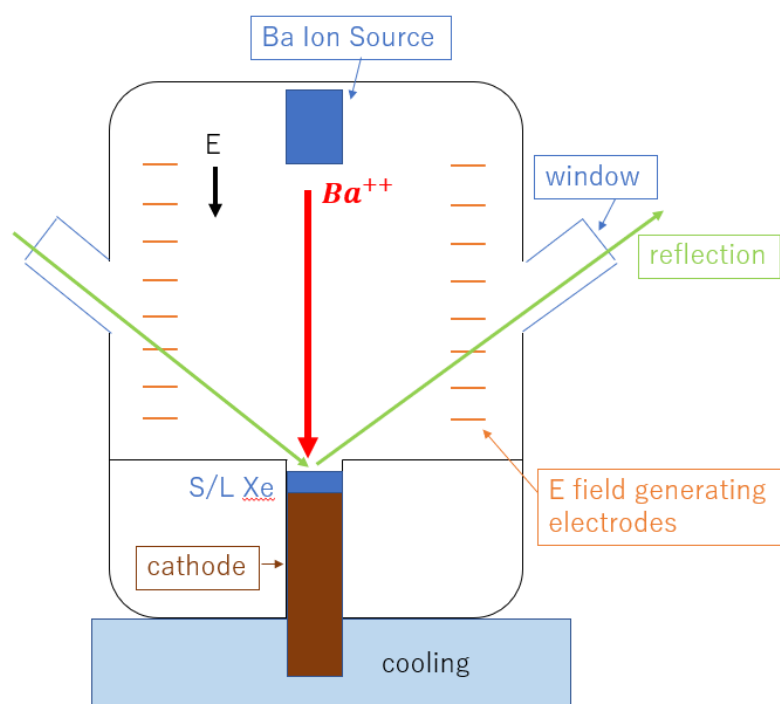


図 3.6 バリウムイオンタギングテストチェンバーの概略図

4 固体キセノンの生成

この章では、キセノンガス中で電極を冷却して局所的に固体キセノンを生成する方法について述べる。バリウムイオンタギング時にはこの電極先端にバリウムイオンを誘導して固体キセノン中に拘束する。電極の先端が ~ 160 K 以下になりここに固体キセノンが生成される必要がある。同時に、分光時に励起光をバリウムに照射する必要がある、可能な限り固体層、液体層が薄いことが望ましい。

4.1 固体キセノン生成確認のためのセットアップ

固体および液体になるキセノンが最小限になるよう、カソード面では図 3.5 に示したように電極の周囲は熱伝導の悪い絶縁物で囲むものとする。この際、分光において散乱光を観測するのが容易となるよう、電極の周りを囲む物質をガラスとする。本研究ではホウケイ酸ガラスを用いる。

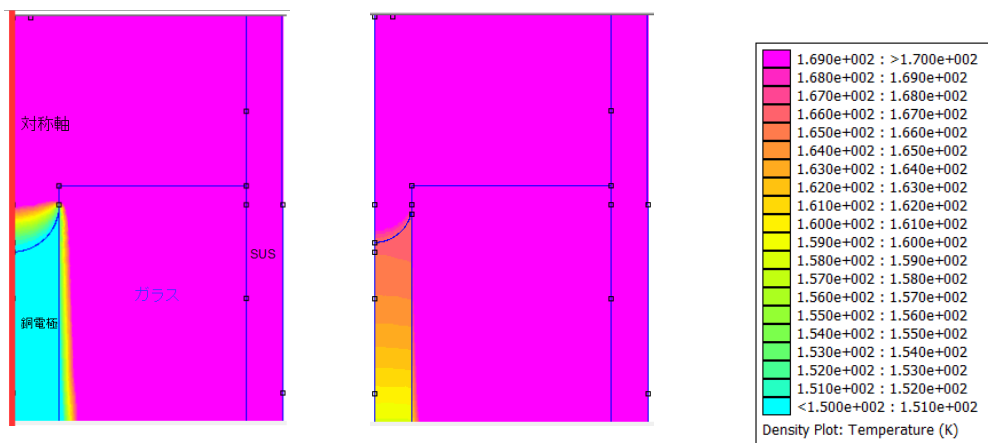
NW40 規格の配管をチェンバーとして利用する。NW40 の外径は 42.7 mm、内径は 37.1 mm である。カソード電極には熱伝導の良い銅を用い、チェンバー下面から外部へ伸ばす。気密性を保つため、銅電極はチェンバーの底面にロウ付けする。

銅電極とチェンバー底面を液体窒素につけて冷却する。チェンバーの外壁は SUS304 とし、底から 3 cm 以上の部分はヒーターで常に室温 293 K に保つ。チェンバーの上面には、内部が目視できるように NW のビューポートを取り付ける。

NW40 を用いる理由は主に 3 つあり、第一に着脱が容易であるため構造の修正が容易であることである。第二には上記のとおり軸対称形で設計でき、シミュレーション等が容易になることが挙げられる。最後に NW 系は、金属、ガラス、アルミナセラミック製などの部品で、それぞれが十字や T 字など様々な形で既製品として販売されており、チェンバーが複雑化したときにも比較的短時間で対応できる点が利点である。ただし難点として、NW 規格は内部が正圧になるとガスのリークを起こすため、チェンバーで実現できる絶対圧が最大 1 atm となる。

ヒーターの熱がガラスに伝わる必要があり、ガラスの高さは 4 cm 確保したい。4 cm の高さまでキセノンの融点である ~ 160 K に冷却するために必要な銅電極の直径を調べるため、2次元有限要素法計算ソフト FEMM 4.2 [35] による温度シミュレーションを行った。直径を 1 mm ずつ変えて温度シミュレーションを行った結果 $\phi 5$ mm 必要であることがわかった。 $\phi 4$ mm、及び $\phi 5$ mm のシミュレーションの結果を図 4.1 に示す。ただしガラスブロックの上面の高さは電極頂上より 1 mm 高い位置としている。電極の先端を窪ませているのは、固体または液体キセノンの目視が難しかった場合に備えて、レーザーの反射の違いで固体・液体層の有無が確認できる可能性を考えたためである。

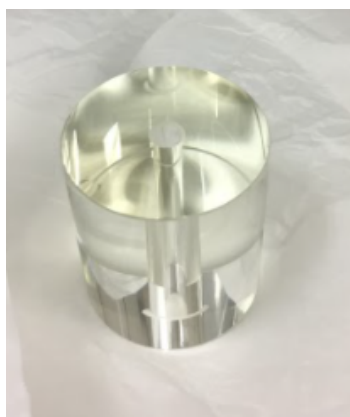
実際の電極とガラスの写真を図 4.2、全体の写真を図 4.3 に示す。



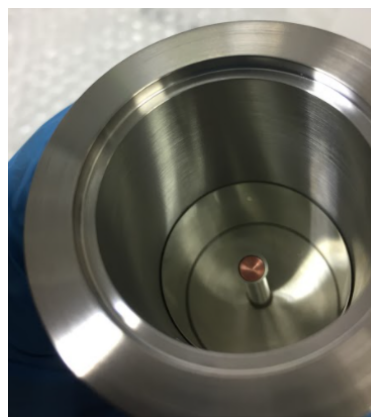
φ 5 mm の電極で冷却

φ 4 mm の電極で冷却

図 4.1 電極付近の温度計算。150 K から 170 K までを色分け。左端が対称軸、右向きに R 方向。電極の長さは 40 mm、ガラスパーツ上端の高さは 41 mm としている。キセノンの融点 ~160 K を下回するには φ 5 cm 必要。



(a) 電極周りのガラス部品



(b) 電極周りにガラスを装着した

図 4.2 冷却する銅電極とその周りのガラスパーツ

4.2 液体窒素による冷却

図 4.4 のようにチェンバー外壁底から 3 cm の地点に温度計 (K 型熱電対) を貼り付け、その上からチェンバーをアルミ箔で覆ってコードヒーター (出力 60W) を巻きつけ、再度全体をアルミ箔で覆った。熱電対は温度調節機に繋がっている。この温度が設定温度を下回るとコードヒーターに AC 100 V の電源が接続され、上回るとその接続が切れることによりチェンバー外壁の温度が設定温度前後に保たれる。アルミ箔は、ステンレスに比べアルミの熱伝導が良いことからヒーターの熱を全体に行き渡らせるために設置している。

チェンバー内にキセノン ~0.9 atm を導入し、冷却を行う。ヒーターの設定温度を 20°C と 5°C

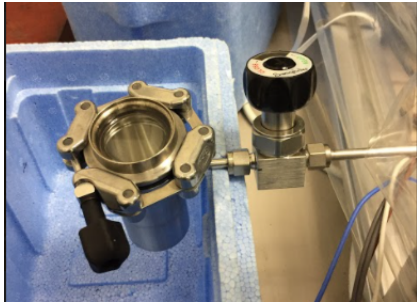


図 4.3 銅電極のみを導入したチェンバーの外観。ガラス窓から電極の先が目視できるようになっている。

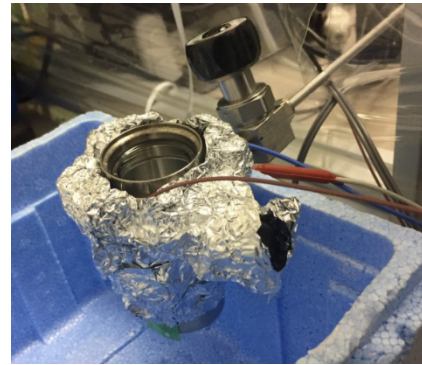


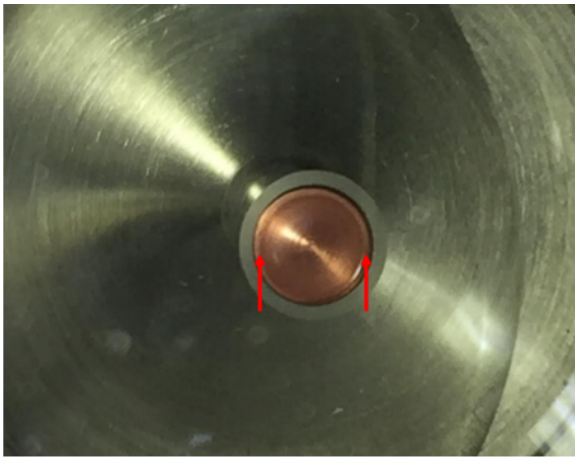
図 4.4 熱電対、アルミ箔、ヒーターを設置した際のチェンバーの外観。

とし、チェンバーの底がびたりとつくまで液体窒素を注いだ際、銅電極先端に固体キセノンが生成されたことが目視で確認できた。写真を図 4.6 に示す。外壁の温度 (ヒーターの設定温度) の差によりガラス上面の温度に差が生じていることがわかる。比較として常温状態での電極の写真を図 4.5 に示す。

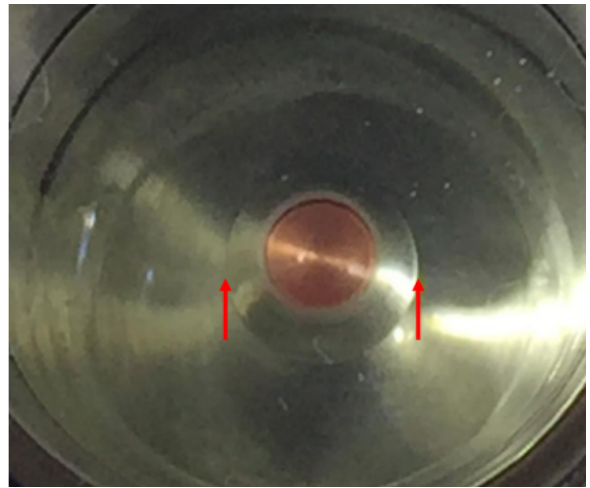
ただしこのとき、チェンバー内のキセノンが凝固したことで体積が減少して内圧が下がっており、固体生成後のチェンバー内の圧力は ~ 0.5 atm となっていた。キセノンの 3 重点 ~ 0.8 atm より低圧のため液体層は生成されていないと考えられる。チェンバーの外壁に取り付けた温度計の表示は設定温度 $\pm 3^{\circ}\text{C}$ の範囲で上下していた。



図 4.5 常温での銅電極の先端の写真



(a) チェンバー外壁を 20°C に保ったときの固体キセノン。電極の先端にのみ生成されている。



(b) チェンバー外壁を 5°C に保ったときの固体キセノン。ガラス上面に固体キセノンが生成されている。

図 4.6 固体キセノンの生成

5 バリウムイオン源

本研究では前章のようにして生成した固体キセノンにバリウムを拘束させ、分光を行う必要がある。まずはイオン源から人工的に供給したバリウムの観測が大きな目標となる。本章では、イオン源を加熱するチェンバーの作成、およびイオンの収量をモニターする試みについて論じる。

5.1 イオン源の動作原理

イオン源には固体表面電離式、ガス放電式、真空アーク放電式などいくつかの方法がある [29]。通常イオン源は真空中で動作するものであり、キセノンガス中に導入するにはイオンビーム輸送系とキセノン系を隔てるピンホールを通して行うなどの手段が必要である。

しかし我々の用途ではイオンビームのエミッタンスや強度への要求が少ないため、固体を加熱してイオンを取り出す表面電離式のイオン源を直接キセノンガス中で運転して、バリウムイオンをキセノンガス中に供給する方法を試すことにした。本研究では Heat Wave Labs. Inc. 社製バリウムイオン源 101139-07([30]) を使用する。

このイオン源の本体はアルミノケイ酸塩結晶からなっている。アルミノケイ酸塩はガラスの一種であるが、アルカリ土類金属を含むものではその組成は $\text{RO-Al}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2$ (R はアルカリ土類金属) と表される [31,32]。SiO₂ 結晶を構成する Si 原子の一部が Al 原子に置き換わることによって生まれた負電荷に金属陽イオンが拘束される構造になっている。アルミノケイ酸が高温状態になることで熱運動によってイオン化エネルギー以上のエネルギーを得た金属イオンが放出されるため、この性質をイオン源として利用することができる。Ba の第一イオン化エネルギーならば 5.2 eV である。

製品は図 5.1 のような構造をしている。アルミノケイ酸塩ガラス本体をモリブデンの外壁で保護し、3本の足で支える。本体中にヒーターが導入されており、これに電流を流すことで加熱することができる。

ただしこのイオン源は真空、 $\sim 1 \times 10^{-6}$ Torr 以下の圧力で運用することを前提に製造されている。イオン源の周りに分子、特に水分が多い環境で加熱してしまうと、熱によって水酸化物や炭化物が生成されイオン源の表面に付着することで、蓋のようにイオンの放出を遮ってしまう恐れがある。また最悪の場合、そのような汚れがアルミノケイ酸塩結晶の表面に物理的にヒビを作ることもあるとされる [30]。

本研究ではイオン源をキセノンガス中で運用することが前提となっており、キセノン中で安全に加熱できること、およびその際にイオンが放出されていることを確認する必要がある。幸いにして本研究で用いる気体は不活性ガスであるキセノンであるため一般に化合物を作ることはなく、上のような危険は少ないと見られる。製造社にも不活性ガス中で加熱したというデータはなく、加熱して確認する価値は十分にある。イオンが放出されたことを確認する方法については 5.2 節、5.4 節、および 5.6 節で詳述する。

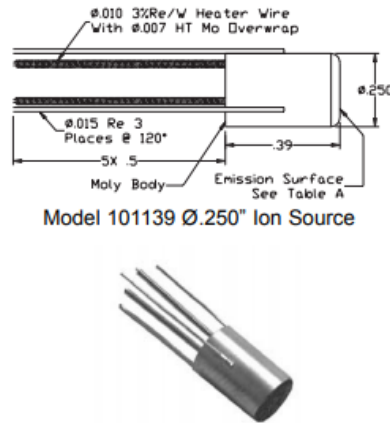


図 5.1 イオン源の模式図 (上) と実際の写真 (下) [30]。寸法は inch-size。右手側の面からアルミニウム酸ガラスが露出しており、加熱されると拘束されていたイオンが放出される。

5.2 予想されるイオンの収量

イオン量の温度依存性

イオンの熱運動の分布をボルツマン分布であると仮定すると、あるエネルギー E に存在する粒子の個数 $f(E)dE$ は、

$$f(E)dE \propto E \times \exp(-\beta E) dE \quad (5.1)$$

と考えられる。ただし $\beta = 1/k_B T$, T は絶対温度、 k_B はボルツマン定数。このうちイオン化エネルギー E_0 を上回ったものがイオン源から放出されるとすると、イオン全体に占めるその割合は、

$$\begin{aligned} \frac{\int_{E_0}^{\infty} f(E)dE}{\int_0^{\infty} f(E)dE} &= \frac{\frac{1}{\beta} \left(E_0 + \frac{1}{\beta} \right) \exp(-\beta E_0)}{\frac{1}{\beta^2}} \\ &= (1 + \beta E_0) \exp(-\beta E_0) \end{aligned} \quad (5.2)$$

と計算される。例として E_0 を Ba の第一イオン化エネルギーである 5.2 eV としてこれを摂氏温度でグラフ化すると、図 5.2 のように表される。イオン源内のイオンが十分多く放出による総数の減少が無視できること、温度以外でイオン源表面の状態を変化させる汚れなどの要因がないこと、放出されるイオンが単一の種類であることなどの条件を満たした時、放出されるイオン数はイオン源の温度上昇に伴って式 (5.2) にしたがって増加すると考えられる。

キセノン中のイオンの移動

イオン源から固体キセノンを生成するカソード銅電極までの距離をおよそ 10 cm とし、その間におよそ 10 V/cm の電場が形成されているとする。(5.4 節)

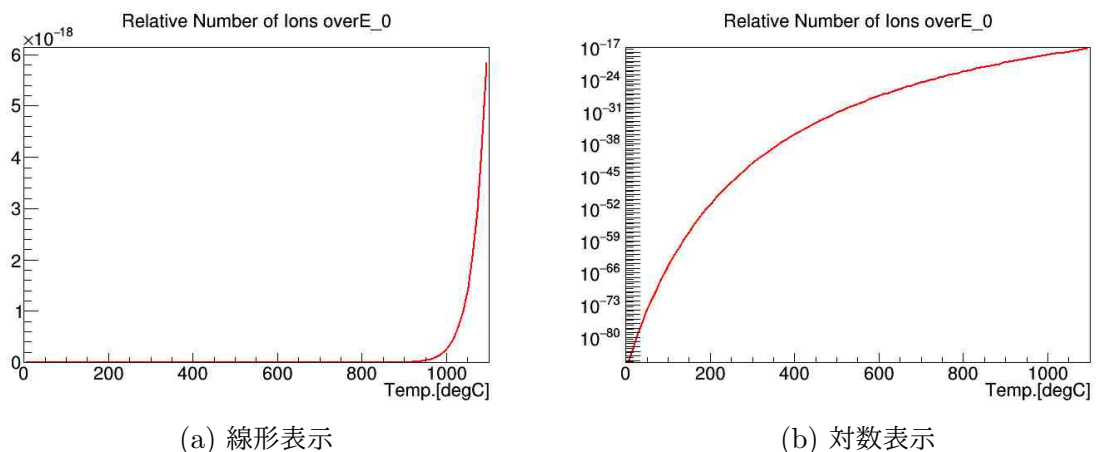


図 5.2 放出されるイオン量の温度依存性。横軸は温度 [°C]、縦軸は全イオンに対する割合。

イオン源からのイオン放出は、イオン源とその近傍において行われるためイオン源温度 ~1300 K における熱平衡が成り立つと仮定する。対して、5.3 節で示すとおり、イオン源の周囲のキセノンガスは対流により熱を持って上昇してゆき、イオン源から少しでも下方に向かって離れるとほぼ常温 ~300 K とみなしても差し支えない。そのためイオン源から放出されたイオンは 300 K のキセノンガス中を移動していくと予想される。

バリウムの原子量はほぼキセノンに等しいため、キセノンガス中での電場によるバリウムイオンのドリフト速度は大まかにはキセノンイオンのドリフト速度に等しいと仮定して計算する。電場による Xe^+ のドリフト速度は、密度 $2.69 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$ のキセノンガス中で $0.6 \times 10^{-4} \text{ m}^2\text{s}^{-1}\text{V}^{-1}$ と計測されている [17]。1 atm @ 300 K のキセノンガス環境、10 V/cm の電場中での速度は ~6 cm/sec である。

バリウムイオンがチャンバー下部に到達するまでの水平方向の拡散を考える。厳密な計算は難しく、概算である。

希ガスであるキセノンガスを理想気体として扱い、 $Xe-Ba^{2+}$ 間の衝突断面積は $Xe-Xe$ 間と同じであるとする。一般に、気体分子の平均自由行程 λ は、

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2} s n} \quad (5.3)$$

と表される [34]。ただし s は分子-分子間の衝突の断面積、 n は個数密度。Xe のファンデルワールス半径は 216 pm とされる [33]。これを代入して 1 atm, 300 K では $\lambda = 4.50 \times 10^{-8} \text{ m}$ となる。

また、理想気体の分子の平均速度 \bar{v} は、

$$\begin{aligned} \bar{v} &= \sqrt{\frac{3k_B T}{m}} \\ &= 7.55 \text{ m/sec @ 300 K} \end{aligned} \quad (5.4)$$

で与えられる。ただし k_B はボルツマン定数。キセノンの原子量を 131 としている。鉛直方向を z 軸として、水平の x 方向の平均速度はここから $\bar{v}_x = \bar{v}/\sqrt{3} = 4.36 \text{ m/s}$ 。

λ と \bar{v} より、バリウムイオンは平均 1.68×10^8 Hz でキセノン原子と衝突する。上記の計算によると ~ 2 sec でカソードに到達するので、 3.36×10^8 回衝突を繰り返すこととなる。

ここでイオンの x 方向の運動に注目する。簡単なモデルを導入するなら、イオンはカソードに到達するまでに回数 $N = 3.36 \times 10^8$ 回、正負どちらかの方向に $\bar{v}_x = 4.36$ m/s で運動する。よって x 方向の標準偏差 σ_x は、

$$\begin{aligned}\sigma_x &\simeq \bar{v}_x \times 2[\text{sec}] \times \frac{\sqrt{N}}{N} \\ &= 4.75 \times 10^{-4} \text{ m}\end{aligned}\quad (5.5)$$

実際には y 方向にも拡散があり、拡散 σ は

$$\begin{aligned}\sigma &= \sqrt{\sigma_x^2 + \sigma_y^2} \\ &= 0.67 \text{ mm } (\sigma_x = \sigma_y)\end{aligned}\quad (5.6)$$

と計算される。

放出されるイオン量

イオン源は仕様上、イオン源付近で $\sim 1 \times 10^{-6}$ Torr 程度のイオン供給量で運用するのが理想的だとされている [30]。適切な温度ではイオン源の表面でこの圧力になるまでイオンが放出されるとする。

$$\begin{aligned}1 \times 10^{-6} \text{ Torr} &\simeq 1.3 \times 10^{-4} \text{ Pa} \\ &\simeq 7.2 \times 10^{15} \text{ ions/m}^3 @ 1300 \text{ K}\end{aligned}\quad (5.7)$$

イオン源の放出面が直径 6.35 mm の円であり、面積 $S = 3.17 \times 10^{-5} \text{ m}^2$ である。300 K, 1 atm のキセノン中のドリフト速度 (0.06 m/sec) を考えると、イオンの量 N は、

$$\begin{aligned}N &= S \times 0.06 \text{ (m/sec)} \times 7.2 \times 10^{15} \text{ (ions/m}^3\text{)} \\ &= 1.3 \times 10^{10} \text{ ions/sec}\end{aligned}\quad (5.8)$$

と見積られる。チェンバー下部には $\sim 2 \times 10^{10}$ ケ/sec、電流にして $\sim 4 \times 10^{-9}$ A のイオンが到達すると予想される。

5.3 テストチャンバーの設計

3.4 節で述べたテストセットアップを具体的に設計する。

電場形成には隣同士が 10 M Ω の抵抗で繋がれた電極列で構成されたフィールドケージを用いる。等抵抗で繋がれているため両端の電極に電圧を印加することによって各電極が等電位差に保たれ、中心には一様の電場が形成される。今回のチャンバーでは単に円形にした金属線を電極として用い、各電極間をオーム抵抗でつなぐ。

バリウムイオンは 5.1 節でのべたイオン源から供給する。このイオン源は $\sim 1000^{\circ}\text{C}$ に加熱することでイオンを放つものである。この場合に問題となるのが、非常に大きな温度差である。固体キセノンを生成するカソード銅電極の上端を局所的に 160 K に冷却すること、イオン源を $1000^{\circ}\text{C} - 1100^{\circ}\text{C}$ に加熱することの 2 つの条件をキセノンガス中で同時に満たす構造でなければならない。

気体中のイオンは常に気体分子と衝突して拡散されつづける。イオンがカソード電極に到達するまでの時間で拡散することを防ぐためには、イオン源-カソード電極間の距離を可能な限り短くする必要がある。

気体キセノン中でイオン源を 1000°C 以上に加熱しても耐えられるチャンバーを設計する必要がある。気体の対流による熱伝達が予想され、高温の気体キセノンが流れ込む位置は熱に強い構造を作らなければならない。

このような条件を満たす設計を行うため、有限要素法による計算ソフト Elmer FEM [36] によって対流を含む熱伝達の計算を行った。

イオン源は本来 3 本の足で吊り下げる構造だが、図 5.3 のように単純化することで軸対称座標で計算する。温度の境界条件はイオン源本体が 1300 K、チャンバー外壁で外気に当たる面が 293 K に保たれるとする。キセノンは希ガスであるため、(特に今回問題になる高温領域では) その密度は理想気体のように圧力に比例、温度に反比例するとみなす。その他、キセノンの必要な物理的性質は文献 [37-40] による値を用いた。対流計算の時間単位は 0.1 s である。時間単位ごとに 2 次の後退微分法 (Backward Differential Formula, BDF2) を用いて解を求めている。

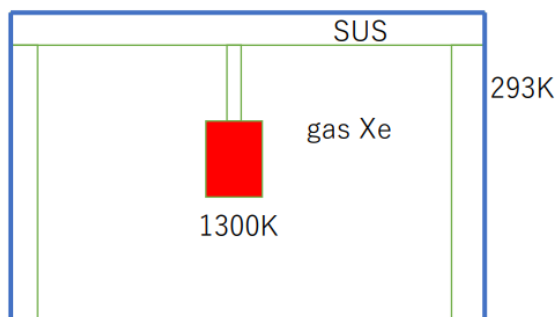


図 5.3 イオン源のジオメトリの単純化

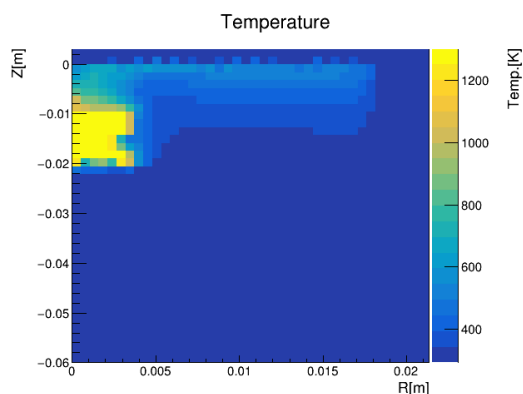


図 5.4 天井に直接イオン源を吊り下げた際の温度場。左端が対称軸で右に向かって R 方向。 $Z - 0.02 < Z < -0.01$, $R < 0.003$ の範囲がイオン源。 $Z > 0$ の範囲と $R > 0.0185$ の範囲が SUS のチェンバー外壁。

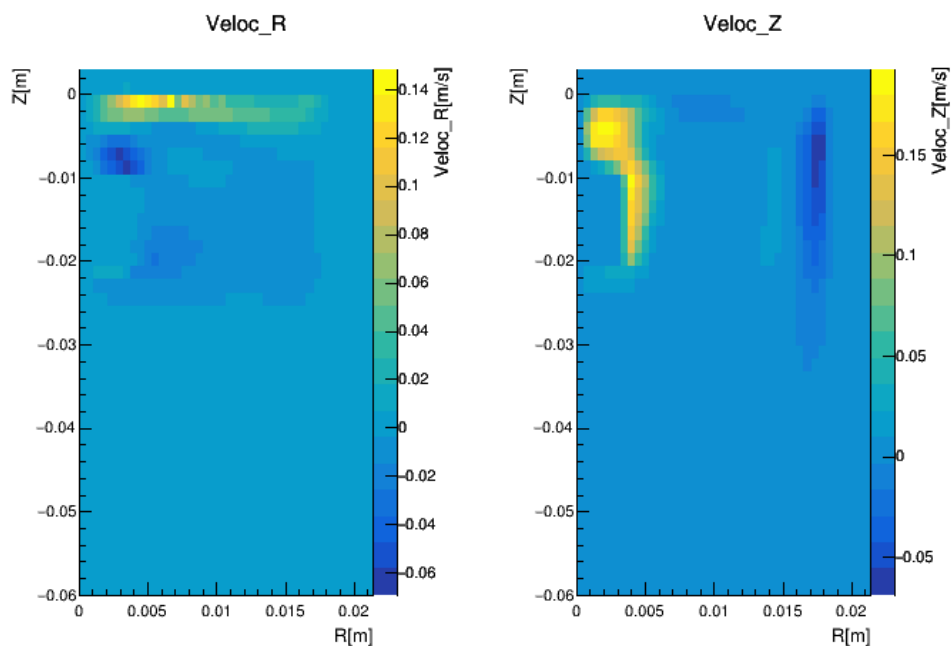


図 5.5 天井に直接イオン源を吊り下げた際の速度場の動径成分 (左図) と鉛直成分 (右図)。セットアップは図 5.4 と同じ。

1000°C の温度差によって非常に速い対流が起こるが、ナビエ・ストークス方程式の移流項は速度場の 2 次式であるため、速度が大きい場合容易に計算が発散する。この問題の回避として、最初の 0.1 sec 間のみ対流なしの熱伝導計算を行い、その温度場を初期値として対流計算を行った。

NW40 のプランクフランジを天井としてイオン源を直接吊り下げた場合の対流計算開始後 160 s の温度場を図 5.4、速度場を図 5.5 に示す。(縦軸と横軸の比が正確でないことに注意)

NW 継ぎ手付近の温度がおよそ 450 K であり、継ぎ目のバイトン [41] 製センターリングは耐えられない可能性が高い。また最高 ~800 K のガスキセノンの風がステンレスの天井に吹き付ける構造であり危険である。この対策として、図 5.6 のように変更する。

NW の平たいblankフランジの代わりにカップ状の構造を作り、ステンレスの支えとセラミックのブロックを介してイオン源を固定する。セラミックブロックはイオン源からの上昇流が直接チェンバーの外壁へ吹き付けることを避けるためである。カップ状の空間は熱せられた風がNW 継ぎ手に吹き付けないようにするためである。

このジオメトリで計算を行った結果を図 5.7(温度場) と図 5.8(速度場) に示す。

センターリング付近は常温 ~300 K に保たれている。セラミックブロックが何らかの原因で想定外に加熱された場合にも上部の空間があるため NW 継ぎ手は加熱されにくい。この計算に基づいて図 5.9 のような設計に決定した。イオン源の運転の安全性の確保のため、まずは中が視認できるガラス製の NW 配管を用いてこのチェンバーを作成する。

5.4 ファラデーカップによるイオン量測定法の検証

イオン源の供給するイオンの量は圧力にして 1×10^{-6} Torr 程度であり、イオン源を大気圧程度のキセノンガス中で用いるなら圧力によるイオン量の測定は不可能である。そこでカソードをファラデーカップとして用い、電荷流出を計測することでイオン量を見積もることを試みる。5.2 節で述べたとおり、カソードからは $O(1)$ nA の電流が流れ出すと予想される。したがって $O(0.1)$ nA の分解能で電流が計測できる測定系を構築する必要がある。

系の等価回路を図 5.10 に示す。キセノンガス中からカソードにイオンが到達した際に電圧源に流れる電流を測定する。用いる電流計は 0.1 nA の分解能を持つ、YOKOGAWA 社製ソースメジャーユニット GS610 ([42]) で、定電圧をかけながら電流を計測することができる。

このユニットの電極間の最大電圧は 110 V で、これが今回の測定でイオン源(グラウンド側)とカソード(負電圧側)との間かけられる最大電圧である。約 1300 K のイオン源と約 160 K のカソードの共存を考えると、10 cm 程度離す必要があるため、イオン誘導電場は約 10 V/cm となる。

ソースメジャーユニット GS610 を用いて、実際に近いセットアップで 0.1 nA の電流を測定することができるかを見るために、カソードに見立てた金属塊(NW 配管)に -110 V の電位を印加し、実験室内においてカソードとグラウンドの間に流れる電流を測定した(図 5.11)。結果が図 5.12 である。10 nA 以上の電流の変化が幾度も現れる。このカソードをブラックシートで覆って測定した結果が図 5.13 であり、非常に安定した。この計測は 2 Hz で行われており、標準偏差は 0.245 nA であった。したがって数秒の測定により、電流計の安定性については要求される分解能を満たすことが確かめられた。

ブラックシートは厚さ数 mm の樹脂の膜であり、外部の電磁波を遮断する能力には乏しい。またブラックシートを用いない計測の際の電流に、常に流れるのではなく散発的に電流が流れては回復するという特徴が見られることも重要である。散発的な電流は電磁波によるノイズのようなすばやい電流ではなく、数百秒以上に渡って流れ続けている。ブラックシートによって改善が見られ

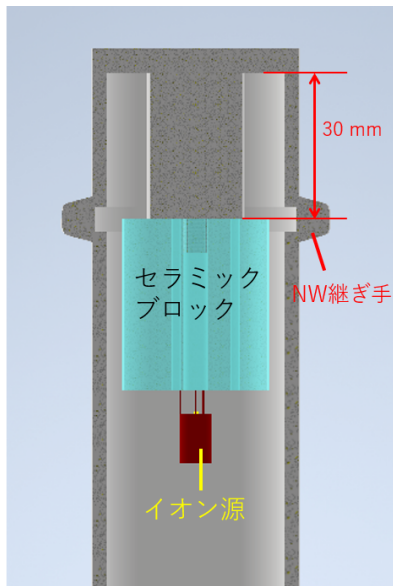


図 5.6 新しいイオン源吊り下げ構造。φ 30 mm, L 35 mm のセラミックブロックから吊り下げることで天井付近にキセノンの上昇流が直接流れ込むことを防ぐ。

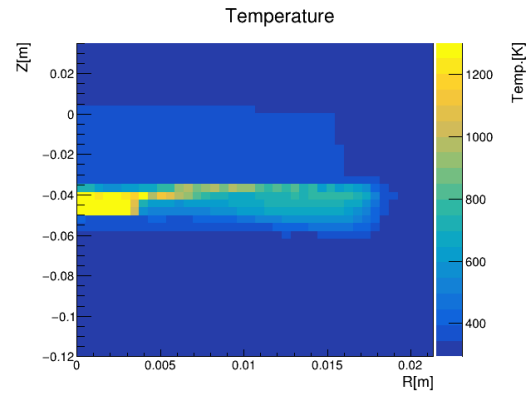


図 5.7 セラミックブロックを置いた際の温度場。左端が対称軸で右に向かって R 方向。 $-0.05 < Z < -0.04$, $R < 0.003$ の範囲がイオン源、 $-0.0035 < Z < 0$, $R < 0.015$ の範囲がセラミックブロック。 $Z > +0.03$ の範囲と $R > 0.0185$ の範囲が SUS のチェンバー外壁。

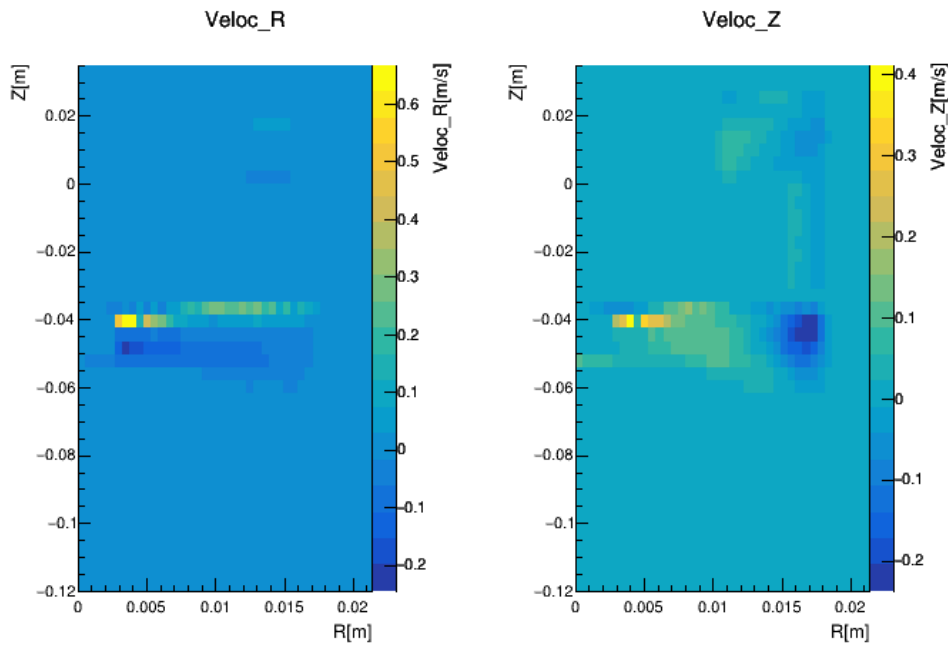


図 5.8 セラミックブロックを置いた際の速度場の動径成分 (左図) と鉛直成分 (右図)。セットアップは図 5.7 と同じ。

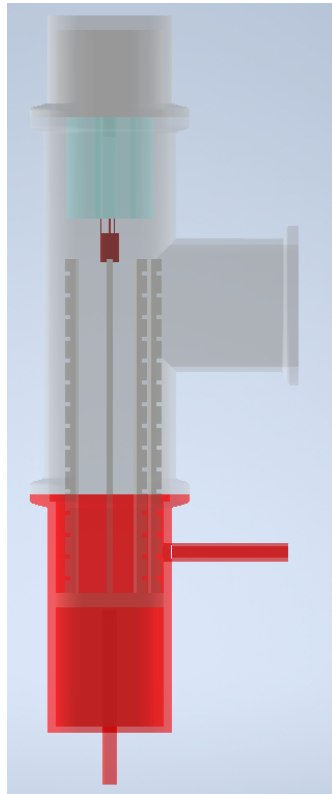


図 5.9 チェンバー設計の決定案の全体像。水色:セラミックブロック, 濃赤:イオン源, 薄赤:カソード電極付フィードスルー (4.2 節)。同電極先端とイオン源イオン放出面の距離は ~120 mm。チェンバー内部に見える柱がフィールドケージ。このフィールドケージはどう電極周りのガラスパーツの上に置かれている。チェンバー本体を T 字配管とすることで横からイオン源ヒーター電源、フィールドケージ電源、熱電対を導入する。

たこと、同時に以上のような電流の特徴から、図 5.12 の電流は外気中の物質、例として水分がカソード表面に付着したために、大気との荷電粒子の交換が活発になったためではないかと推測している。以降ファデーカップ電流の計測は、外気との接触が十分に少ない環境で行う。

5.5 真空中でのイオン源の加熱

チェンバーにイオン源を導入してその動作を確認する。以下の 2 点を目的としてイオン源を加熱する。

- イオン源が安全に加熱できることを確認する
- ファラデーカップからの電荷流出を観測し、電流のイオン源温度への依存性を確認する

キセノンガス中でイオン源の運用を行うには 5.1 節で述べたような危険が伴うため、まず真空のチェンバー中において上記 2 つの確認を行う必要がある。図 5.14 のセットアップでイオン源をお

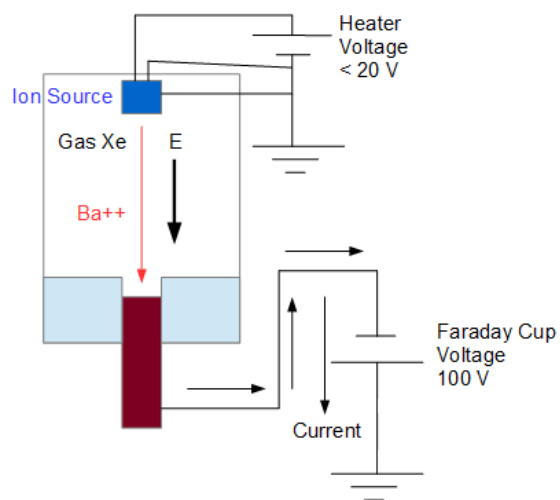
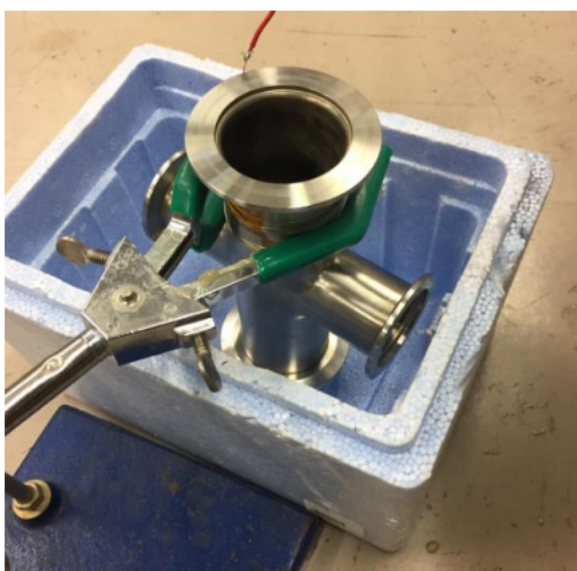
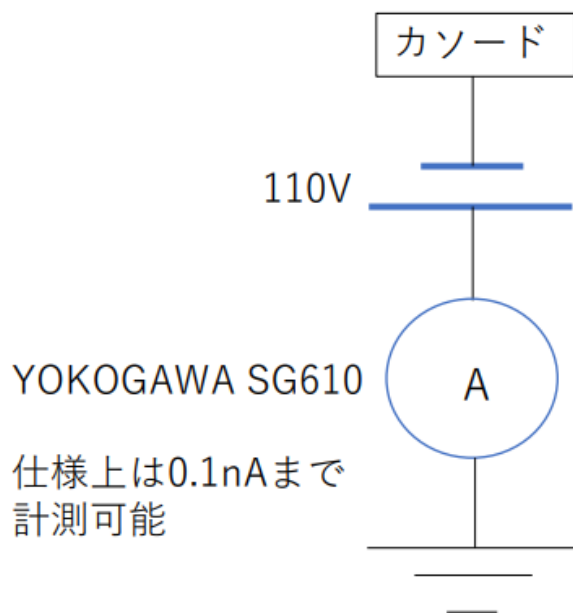


図 5.10 ファラデーカップ回路の概念図。電圧源に流れる電流が到達したイオンの量に対応する。イオン源のヒーターにはグラウンドと正電位を接続し、少しでもイオンを遠ざけやすくする。またイオン源のモリブデンのカバーにもグラウンドを接続する。



(a) カソードに見立てた金属塊。- 110 V を加える。



(b) 回路の概略図。

図 5.11 電流計の性能評価用回路

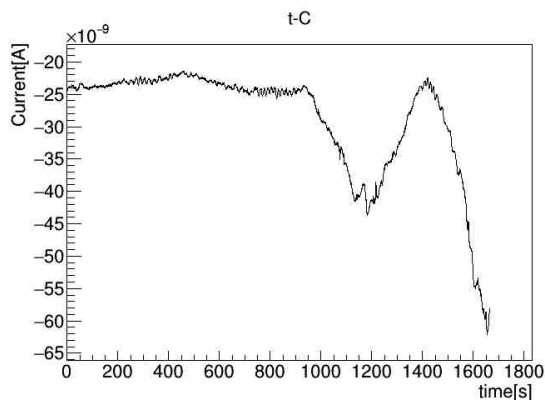


図 5.12 室内にカソードをただ置いた際の電流値。横軸は時間 (sec)、縦軸は電流 (A)

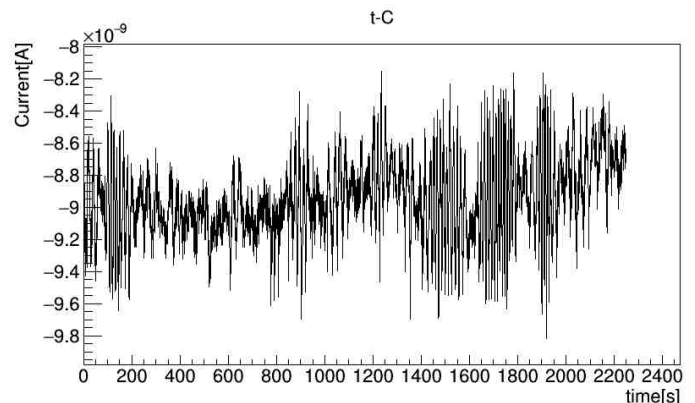


図 5.13 カソードをブラックシートで覆った際の電流値。横軸は時間 (sec)、縦軸は電流 (A)

よそ 1000 °C まで加熱する。安全確認を第一目標としているため、今回は分光や液体/固体キセノンの厚さを計測するセットアップを導入せず、チェンバー内を肉眼で見ることができるガラス製の NW 配管を外壁として利用している。ガラス T 字配管上部の NW 継ぎ手のそばに内側から熱電対を貼り付けており、この表示が 50°C に達すると加熱を停止するようにインターロックを導入した。

銅線を用いたセットアップ

イオン源の温度はイオン源に銅線にくくりつけた熱電対によってモニターし、イオン源に内蔵されたヒーターに流す電流の制御により管理する。イオン源周りの各部位の説明が図 5.15 である。実際に加熱したところ、熱電対の表示温度が 900°C を超えたのちに温度が急激に上昇しやすくなる現象が見られ、チェンバー内に付着物のようなものが見られた。低温に戻した後のイオン源を図 5.16 に示す。銅線が溶け出し、イオン源を含む周辺箇所全体に銅が蒸着されている。温度が上昇しやすくなった理由として、溶け出した銅によりイオン源と熱電対の熱伝導がよくなったためと考えられる。この仮説に従えばイオン源の温度は表示温度より高かった可能性がある。また銅が溶け出した後、NW 継ぎ手付近の温度が容易に上がるようになり、すぐに 50°C となりインターロックが作動した。銅の蒸着により熱伝導が良くなったためと考えられる。

他金属を用いたセットアップ

銅の融点は大気圧下で 1085°C であり、真空中ではよりより低くなる。イオン源に直接接触させるには不適切であった。この問題への対策として、融点が 1400°C 以上であるステンレス線に変えて再び加熱した。結果ステンレス線が溶け出すことは避けられたが、表示温度が 1000°C ほどになった時点でヒーター電流を減少させていないにもかかわらず、およそ 850°C まで表示温度が低下し、その後 850°C から 900°C までの範囲で不規則に上下する挙動が見られた。金属線による熱電対のくくりつけではイオン源と熱電対の間の熱電導が確保できていないと見られる。図 5.17 に

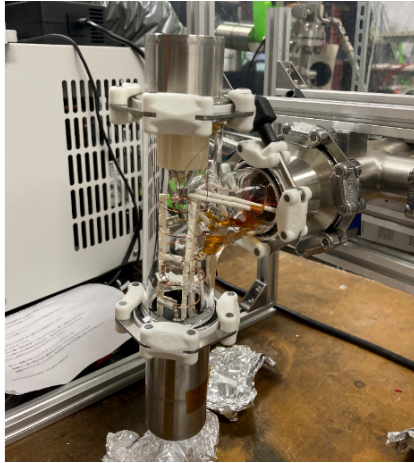


図 5.14 イオン源を導入したチェンバー。銅線を用いてイオン源に熱電対をくくりつけている。フィールドケージは銅線の輪をセラミックの柱で支えることで電極として用いている。

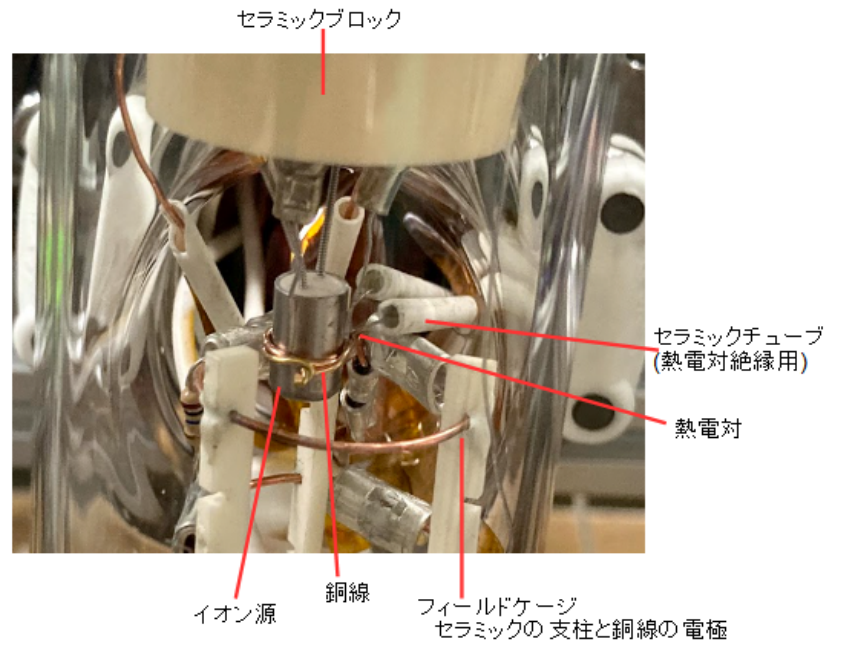


図 5.15 加熱前のイオン源周りを拡大したもの

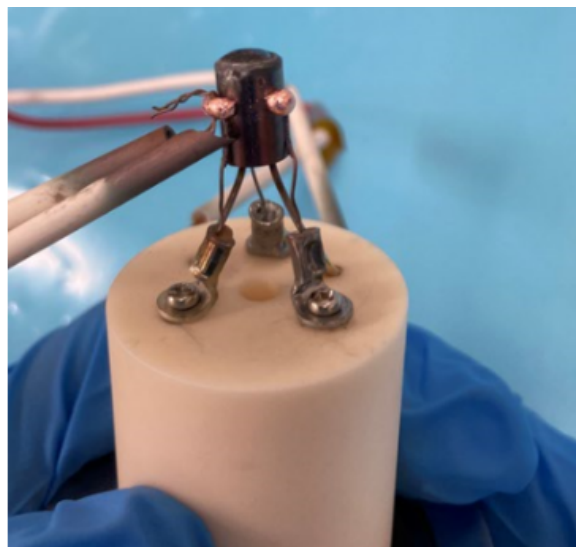


図 5.16 イオン源に熱電対をくくりつけていた銅線が溶け出し、周りに蒸着されている。



図 5.17 ステンレス線を用いてイオン源に熱電対をくくりつけ、イオン源を真空中で加熱した。イオン源は黒体輻射で赤い光を放出しているがステンレス線が影に見えている。この時点での熱電対の表示は約 900°C。



図 5.18 中央左にイオン源。イオン源右側に熱電対が溶接されている。フィールドケージの電極がステンレス線で構成されている。

示すとおり、イオン源は加熱された際に黒体輻射によって赤い光を発するが、ステンレス線からは発光があまり見られず、影になって見える。

ステンレスの熱伝導率低さによるものであるかを確認するため、融点が 1400°C 以上で熱伝導率がステンレスの数倍高い純度 99.98% のニッケル線を用いて同様に加熱を行ったが、800°C を超えたところでおよそ 650°C まで低下する現象が見られ、解決に至らなかった。

熱電対の固定に溶接を用いたセットアップ

これをふまえて熱電対をイオン源にスポット溶接した。またフィールドケージの電極を銅線からステンレス線に変更した。イオン源周辺の写真を図 5.18 に示す。

結果として安定して 1200°C 程度まで温度を上昇させることができ、イオン源ヒーターと温度の関係を記録することができた。しかし、フィールドケージに-94 V、ファラデーカップに-100 V を印加しているが、有意な信号を見ることができなかった。

イオンがファラデーカップに到達していない可能性を考え、図 5.19 に示すようにフィールドケージの電極をファラデーカップの代わりに用いてみた。フィールドケージの両端の電極に共に-100 V の電位を付加することによって全電極を同電位にすることができる。イオン源とフィールドケージ電極の距離が近いため、電極に容易にイオンが誘導されることが期待される。イオンがフィールドケージ以外へ流れ込むことを防ぐため、本来のファラデーカップとチェンバー最上部の金属部分にはイオン源と同じ 0 V の電位を付与した。フィールドケージからグラウンドへ流れる電流を観測する。このとき最大 0.2 mA 以上の電流が観測された。ただし、同じ温度で数分放置すると電流値が落ちることがあるなど安定せず、これがバリウムイオンによる電流であったとは断定できない。ファラデーカップ信号に対するさらなる対策は 5.6 節で詳述する。

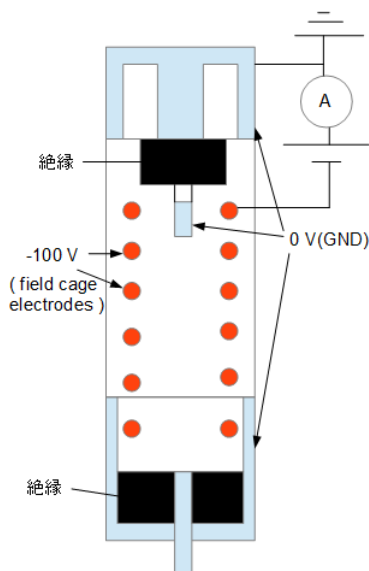


図 5.19 フィールドケージをファラデーカップとして用いた際に付与した電位の概略図。

イオン源の温度とヒーター抵抗の関係

この測定において、イオン源のヒーターに印加していた電流と電圧から算出したヒーターの抵抗値と、その際の熱電対の表示温度を表したものが図 5.20 である。一般の抵抗と同じように、温度が上がるに連れて抵抗値が増大していることがわかる。

イオン源に熱電対を溶接する際に非常に失敗しやすく、脆い接続となってしまうことが多かったため、表示温度が必ずしもイオン源の温度を表さない場合がある。一方で、イオン源に流す電流とその際の電圧は安定して計測できていたため、以降イオン源の温度はこのグラフの抵抗値から算出したものを用いることとする。

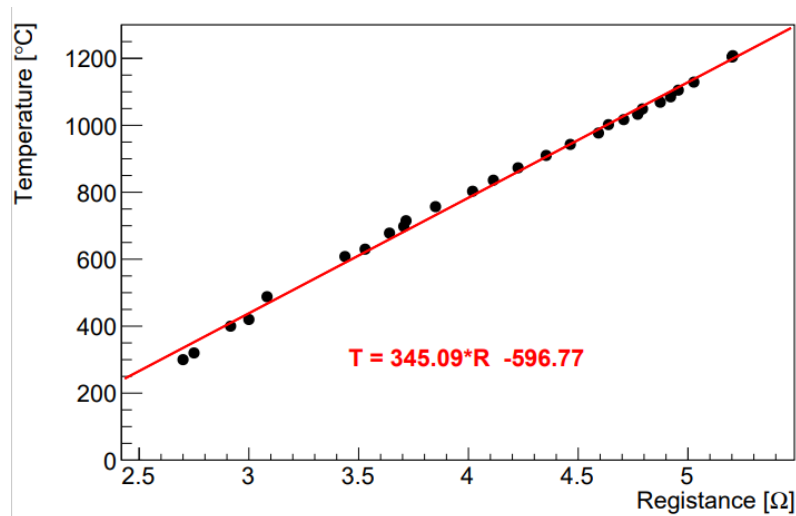


図 5.20 今回計測されたイオン源の温度とヒーター抵抗値の関係

5.6 ファラデーカップを変更した測定

ファラデーカップからの電流が観測できない理由として、次の要因が考えられる。

1. フィールドケージによるイオン誘導の失敗
2. ファラデーカップによる電荷検出の動作不良
3. イオン源からイオンが放出されていない

このうち 1. の問題は、複数の原因が考えられる。

第一に、真空中とキセノン中の電子の運動の違いによるものである可能性がある。キセノンガス中では電場を受けて加速された荷電粒子は常に Xe 原子と衝突しエネルギーを失い続けるため、電場の方向に沿って運動する。対して真空中の荷電粒子は抵抗なく電場方向に加速されるのみであるため、運動方向が電場方向に一致しない。フィールドケージはキセノン中のイオンを誘導する前提で設計しているため、電場をカソードに引き込む形になっており、必ずしも真空中でイオンを収集する電場構造にはなっていない。フィールドケージ電極をファラデーカップとして用いた際に電流が観測されたが、このときフィールドケージの電極として用いていたのは ϕ 1.2 mm のステンレス線であり、その表面積は小さい。ステンレス線まわりに強い電場を形成することはできたと推測されるが、イオンの運動が電場に沿わない状況であればほとんどのイオンが電極に衝突せずに通過し、ガラスチャンバーの壁などに衝突して堆積していたなどの可能性が考えられる。観測された電流がイオンによるものかどうかには疑問が残る。

1. の問題である場合の他の原因として、もともとのセットアップにおけるフィールドケージの歪みが考えられる。フィールドケージ電極はイオン源より低い電位を持っており、イオン源の位置がフィールドケージの正確な中心でなければ、距離の近い方へ強力な電場が形成されてしまう恐れが

ある。このためフィールドケージの電極がイオンを引き込んでしまい、カソードにイオンが到達できなかつた可能性がある。

1. とその他 2 つの問題の分離のために、図 5.21 のようなセットアップを用いて真空中で測定を行うことによってファラデーカップからの電流が検出されるかどうかを調べた。イオン源の直上、およそ 5 mm の地点にファラデーカップとして用いる金属板を設置し、-100 V の電圧を印加して電流の流れ出しを検出する。非常に近い距離にあるイオン源とファラデーカップとの間に 100 V の電圧を印加することによって前回より強い電場が形成されること、またイオン源がファラデーカップを見込む立体角が大きいことによって、イオンがファラデーカップに到達することが可能になると期待する。



図 5.21 イオン源の直上およそ 5 mm の位置にファラデーカップを設置したセットアップ。イオン源-ファラデーカップ間の電場が前回より強力となる。真空中での運用時には気体の対流の危険がないため取扱の容易性から上下逆にしている。

イオン源を 1100°C まで加熱して行く過程でファラデーカップからの電流を温度ごとに計測した。結果を図 5.22 に示す。500°C から 900°C の範囲において一度電流の上昇を経て下降した後、再び上昇している。このような挙動は、表面に付着していた複数種のイオンが放出され、その後に枯渇した可能性がある。今回はこのデータしか取得していないため、中温領域を無視し、結果を式 (5.2) でフィットした。ただし電流計のオフセットが乗っているため、式 (5.2) に定数項 0.006 μA を加えている。結果を図 5.23 に示す。

フィッティングの結果から、高温領域で観測されたイオンは理論通りならおよそ 1.9 eV のイオン化エネルギーを持つと推測される。しかしこの解析では中温領域で観測されたイオンの影響を取り除くことができず、イオン化エネルギーを実際より低く見積もっていると考えられる。

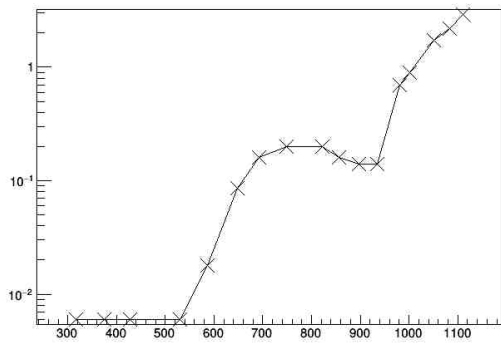


図 5.22 真空中でイオン源を加熱した際のファラデーカップ電流。中温領域で一度上昇してから加工し、再び上昇している。

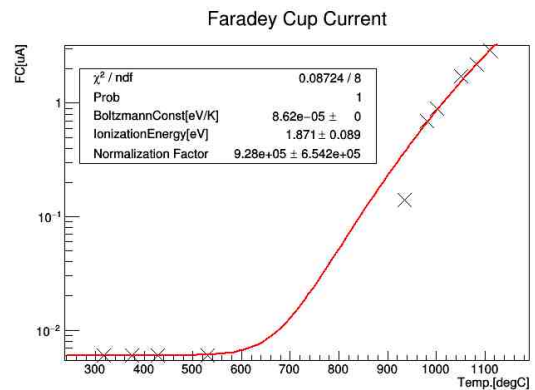


図 5.23 中温領域を無視して式 5.2 でフィットしたもの。イオン化エネルギーはおおよそ 1.9 eV と計算される。

5.7 ガスキセノン中での運転

温度を上げて行った際の測定結果

真空中でファラデーカップからの信号を検出することには成功したため、上記のチェンバーにキセノンガス ~ 1 atm を導入して加熱した。抵抗値による温度換算で 1074°C まで安定して加熱することができ、ファラデーカップからの電流を測定した。温度を上昇させていきながら測定した電流値をオフセット込みの式 (5.2) でフィッティングしたものが図 5.24 である。今回見えたもののイオン化エネルギーは 5.7 ± 0.2 eV と見積もられる。これは Ba のイオン化エネルギー 5.2 eV とは異なる結果であるが、電流の不定性の大きいこの実験では、直ちにイオンの種類を断定することはできない。今後は再測定に加え、四重極ガス分析系を用いてイオン種の同定を行う。

温度を下げて行った際の測定結果

キセノン中での加熱を終え、温度を下げて行く間、加熱時より多くの電流が観測された。これを図 5.25 に示す。温度を下げてゆく間、イオン源ヒーターに流す電流値を下げた瞬間に数十分に渡って大きな電流が流れ、突然収まる現象がしばしば見られた。この例を図 5.26 に示す。加熱時より電流値が高かったのは、この現象が収まっていなかったためであると思われる。この原因は不明であるが、温度変化の大きいときに大きな電流が見られることが多いため、キセノンの対流が関与しているのではないかと推測している。

1. イオン源やその周囲に堆積していた物質が対流の変化によってはがされた。
2. ファラデーカップ表面に対流によって運ばれた物質が付着したことでガスキセノンとファラデーカップの間で電荷の交換が活発になった。(5.4 節)

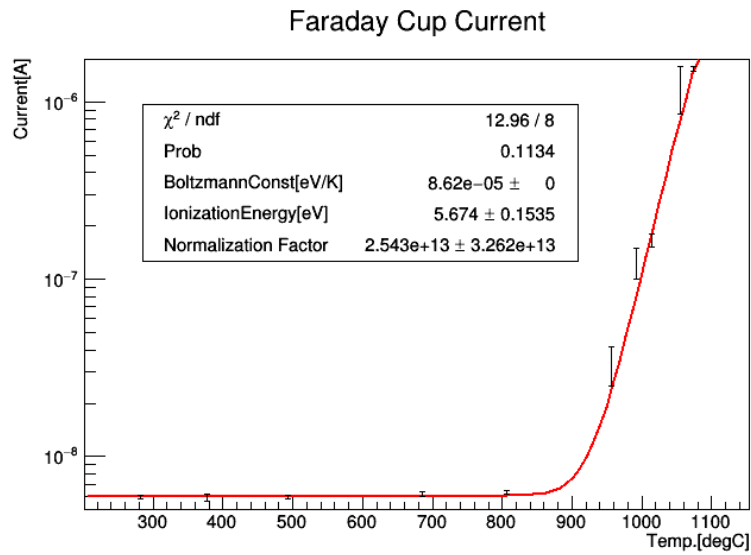


図 5.24 温度を上昇させていく際のファラデーカップからの電流値を式 (5.2) でフィットしたもの。見えたイオンのイオン化エネルギー (もしくは自由化エネルギー) は 5.7 ± 0.2 eV と見積もられる。

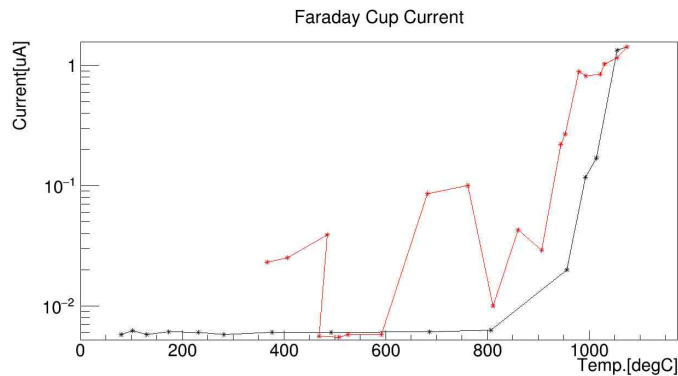


図 5.25 イオン源の温度を上げる間の電流 (黒) と下げる間の電流 (赤)

これらを切り分けることは現状できないが、2. の場合にはファラデーカップをより遠くに配置することで、物質がファラデーカップまで運ばれることがなくなりこうした電流が見られなくなる可能性がある。

電場に対する依存性

キセノンを導入してイオン源を 1043°C に加熱し、ファラデーカップに印加する電圧を -100 V から $+40$ V まで 10 V ずつ変化させ、それぞれの場合の電流を計測する実験も行った。結果を図 5.27 に示す。ただしここではファラデーカップから正電荷が流れ出す向きを負としている。

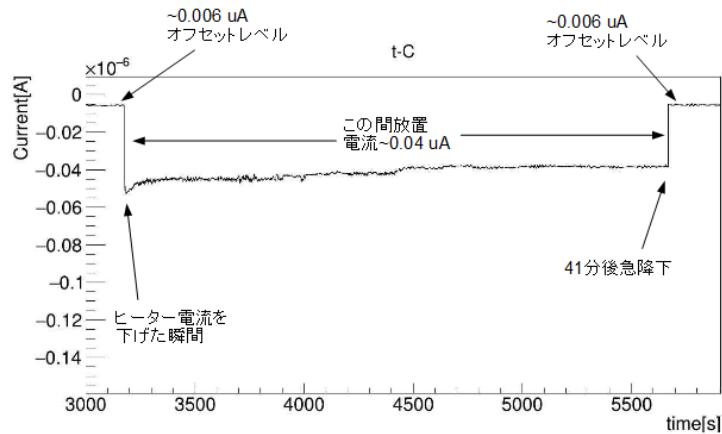


図 5.26 イオン源ヒーターの電流を下げた瞬間に電流が増加し、数十分後に突然オフセットレベルに降下する例。ただし、ファラデーカップから正電荷が流れ出す方向を負の電流としている。

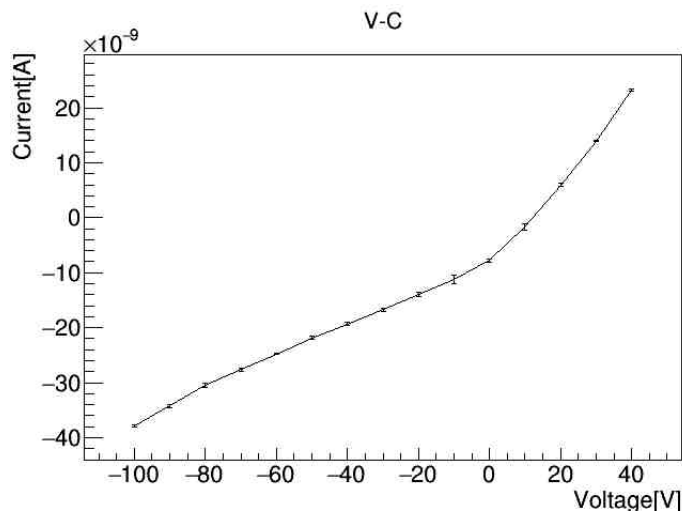


図 5.27 横軸はファラデーカップに印加した電圧 [V]、縦軸はその時の電流 [A]。ファラデーカップから正電荷が流れ出す向きを負としている。

-100 V から -10 V までのデータを直線でフィットすると

$$I[\text{A}] = (3.05 \pm 0.03) \times 10^{-10} * V[\text{V}] + (-6.9 \pm 0.2) \times 10^{-9}$$

であり、+10 V から +40 V までは

$$I[\text{A}] = (8.6 \pm 0.1) \times 10^{-10} * V[\text{V}] + (-1.17 \pm 0.05) \times 10^{-8}$$

の関係が成り立つ。

負電圧側の信号はイオンを捉えたものと見られ、直線となっているのはドリフト速度が電場強度

に比例するためと見られる。正電圧で観測された電流はファラデーカップから負電荷が流れ出す向きであり、熱電子を捉えたものと見られる。イオンと比較してドリフト速度と総放出量が異なるために傾斜が異なっていると推測する。このように電圧の正負で異なる振る舞いを見せるのは、単純な導通では考えにくい。

5.8 まとめ

本研究ではイオン源をキセノンガス中で安全に加熱することができるチェンバーを製作することができた。またイオン源の温度に依存してファラデーカップから電流が観測されることを確認することができた。しかしその電荷の正体を特定することができていない。今後、本研究で観測された電荷が Ba イオンなのか、その他の荷電粒子なのかの区別の方法を確立する必要がある。今回はイオン源の近くに配置したファラデーカップで電荷の検出を行ったが、より精度の良いフルドケージを作成してイオン源からより遠くに配置したファラデーカップによる検出を行うことで対流の影響が減り、制御不能な電流が見られなくなる可能性がある。イオン源から出るイオンは四重極ガス分析器によって元素組成を確認する予定である。

イオン源から多種多様なイオンが同時に放出されている場合などにはこの方法は不可能となり、この時はイオンビームからの電磁フィルターを用いたバリウムの分離など、他の技術を用いる必要が出てくる。

6 バリウムイオンタギング実証チェンバーの製作

6.1 概要

前章においてキセノン中でイオン源を安全に加熱することが可能になった。ここまではガラス製の配管をチェンバーとして利用し、内部の安全管理を優先していたが、イオン源の加熱と同時にバリウムの分光やキセノンの厚さの測定を同時に行うチェンバーが必要となる。この条件を満たすチェンバーとして、図 6.1 のようなチェンバーを製作する。

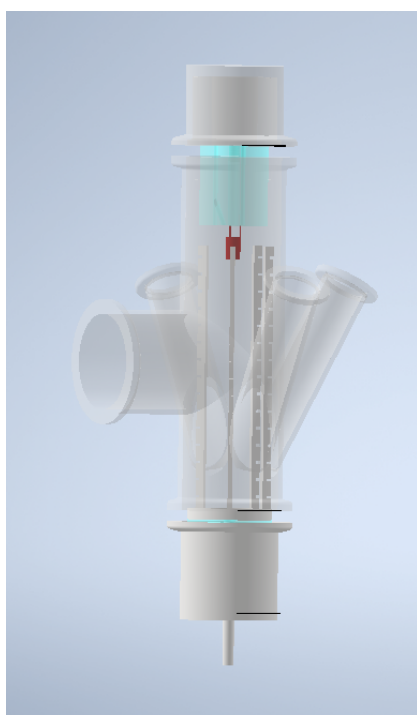


図 6.1 Ba タギング実証のためのチェンバー。分光、反射を確認するための窓を銅電極の先端に向けて設置する。

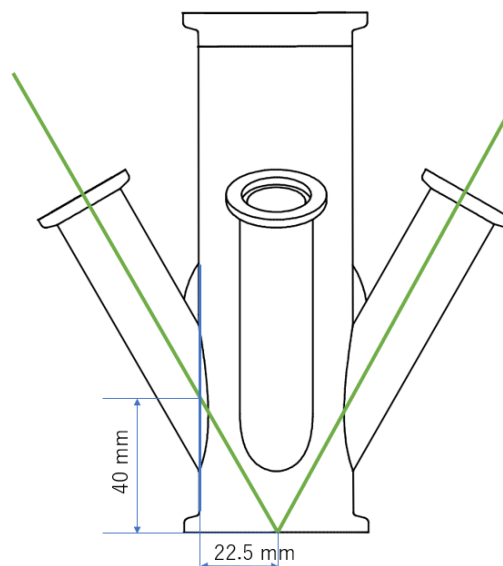


図 6.2 NW 規格の T 字配管に 3 本の窓を溶接した構造。図の底面に銅電極の先端が来る設計になっており、窓は先端を向いている。

図 6.2 に示す寸法で 3 本の細い配管が銅電極の先端を向く方向に溶接されている。このうち対向する向きにある 2 本はキセノンによる光の反射を用いた固体・液体キセノン生成の確認のためのものであり、この先にガラス製のブランクフランジを設置することで電極先端に向けてのレーザーの照射、およびその反射光の取り出しを可能にする。このチェンバーで実際のキセノンを用いた反射観測のデモンストレーション実験を 6.2 節において詳述する。

90° の向きに設置された 1 本は光ファイバーを取り入れるフィードスルーを設置するためのものであり、この光ファイバーを通して分光観測を行う。

銅電極を貫通させたフィードスルーは 4 章の深さ 80 mm のものから、40 mm のものに変更し

ている。これは上記の3本の細い配管の関係でNW継ぎ手が空間的に干渉することを防ぐためである。

6.2 反射によるキセノンの深さの計測への試み

分光観測を行う際に、固体・液体のキセノンがどれほどの厚さで生成されているかを計測する機構が重要となる。本研究では、固体・液体キセノンによる光の反射を用いてこれを計測する機構の開発を試みる。今回はその開発に向けていくつかのデモンストレーション実験を行った。

エタノールとガラスを用いたデモンストレーション

計測の原理は図6.3のようなものである。気体キセノンを導入したチェンバー内で電極表面に固体・液体キセノン層が形成されたとき、電極にレーザーのような絞られた光を斜めに入射させると、気体-液体間、液体-固体間、固体-電極間でそれぞれ反射が起こり、異なる位置で反射光が観測できるはずである。その幅から液体・固体キセノンの厚さを計測することができるかを検証する。

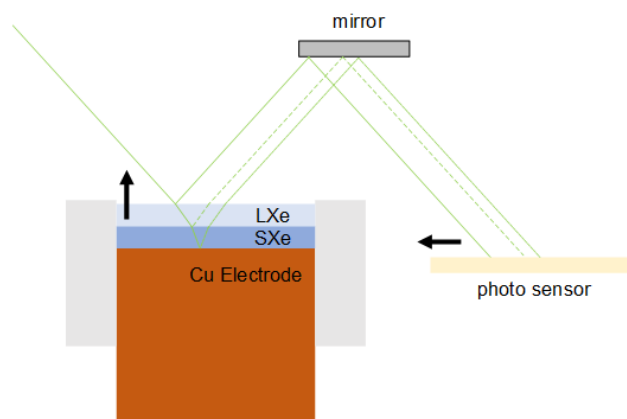


図 6.3 光の反射を用いた固体・液体キセノンの厚さ計測の概念図

第一段階として、電極に見立てた銅板、固体キセノンに見立てたガラス、液体キセノンに見立てたエタノールを用いた簡易なセットアップで反射光の観測を行った。セットアップを図6.4に示す。このときチェンバー内部であることを再現するため、反射体を図6.5に示すチェンバーの底面に設置し、レーザーの入射光、反射光がその窓を通るように配置する。光源は市販の532 nm波長、直径~3 mmのレーザーであり、僅かな厚みを計測するために直径 $100 \pm 1 \mu\text{m}$ のピンホールを通して細くしている。

反射光は図6.6のように観測された。定性的には、1 mm以下の液体層上部での反射がはっきりと分離できている。しかし、このセットアップではガラス・銅面の水平性が正確でなかったことから液体面の反射光が光軸からずれてしまうなどの問題があり、定量的に液体の深さを計測するには至らなかった。

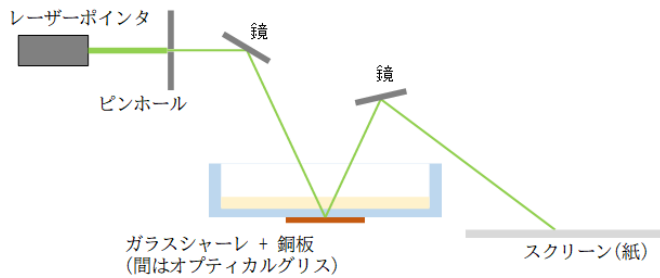
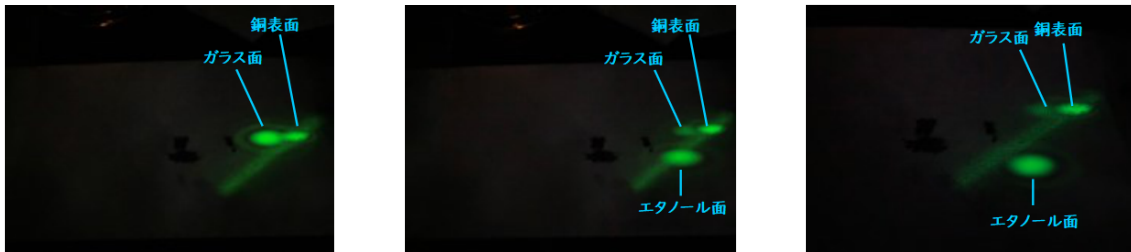


図 6.4 ガラスとエタノールを用いたデモンストレーションの概念図



図 6.5 実際の配管の写真。入射光、反射光はこの配管側面の窓を通す。



(a) エタノールを注ぐ前の反射光 (b) エタノールを 1 mm 未満注いだときの反射光 (c) エタノールを ~1 mm 注いだときの反射光

図 6.6 エタノールを徐々に注いで取った際の写真。液面の反射が現れガラス面・銅面の反射位置から離れていく様子が確認できる。

反射率の計算

固体および液体キセノンでの反射率を見積もる。反射率はフレネルの式で計算できる。並行成分のエネルギー反射率 R_p と垂直成分のエネルギー反射率 R_s に対して

$$R_p = \frac{\tan^2(\theta - \phi)}{\tan^2(\theta + \phi)} \quad (6.1)$$

$$R_s = \frac{\sin^2(\theta - \phi)}{\sin^2(\theta + \phi)} \quad (6.2)$$

と表される。ここで θ は入射角、 ϕ は屈折角である。屈折角は入射角と屈折率から計算できる。

窓の中心を通した場合最初の入射角は $\arctan(22.5/40)$ となるように設計されている。これは NW 継ぎ手の空間的干渉を避けるための設計である。液体キセノンの屈折率は 1.39、固体キセノンは 1.45 ([43]) である。これから、並行成分と垂直成分が半々である場合を計算すると気体-液体

境界の反射率 R_{LXe} 、液体-固体境界の反射率 R_{SXe} は、

$$R_{LXe} \simeq 0.025 \quad (6.3)$$

$$R_{SXe} \simeq 0.00042 \quad (6.4)$$

同様にエタノールの屈折率 1.36 [44] とガラスの屈折率 1.52 [45] を用いて、空気-エタノール-ガラスで行った簡易実験の反射率を計算すると、

$$R_{eth} \simeq 0.021 \quad (6.5)$$

$$R_{glass} \simeq 0.0029 \quad (6.6)$$

ただし空気と気体キセノンの屈折率はほぼ 1 に等しいものとしている。

液体-固体キセノン境界の反射率がエタノール-ガラス境界の反射率の 1/7 程度となり、液体-固体キセノン境界の反射を捉えるには明るさの変化に対してより高い感度が必要となる。この銅電極の先端は今回は平坦とし、表面を研磨せずに反射光をぼやけさせるようにしている。

シミュレーション上、外壁の温度が正確に 20°C ならば固体・液体層はそれぞれ 0.4 mm 程度であり、気体-液体、液体-固体、固体-銅の反射はそれぞれ 0.2 - 0.3 mm 程度離れるはずである。100 μm のピンホールが正確に作用すれば 3 本の反射光の分離は不可能ではない。

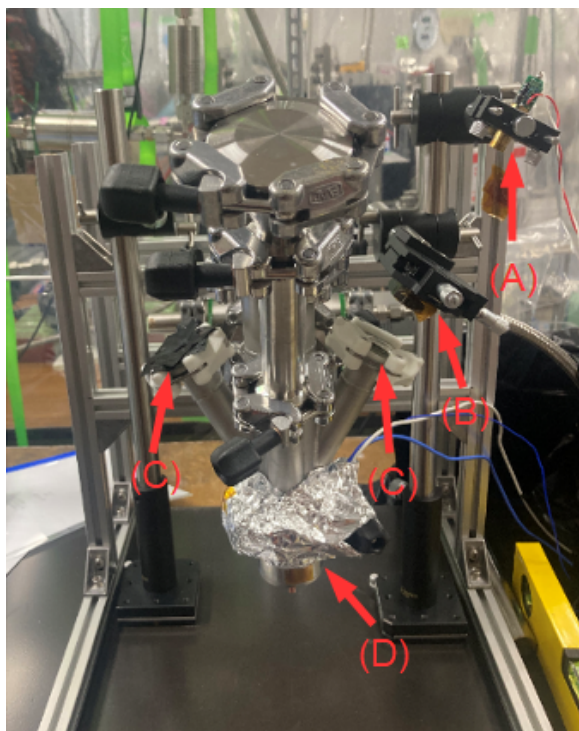
キセノンを用いた実験

実際の固体・液体キセノンを用いた反射光の検出を試みた。図 6.7 のセットアップを用いて反射光の目視実験を行った。常温でのこのチェンバーの内部と反射光の写真を図 6.8 に示す。

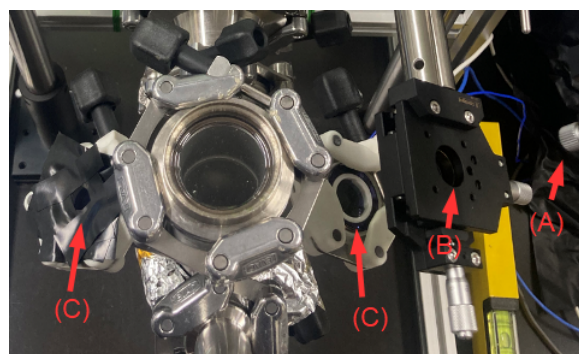
液体窒素による銅電極の冷却を行った結果が図 6.9 である。4.2 節のセットアップと比較してチェンバーの体積が増えたため、冷却時にも内部の圧力は 0.9 atm を下回ることなく、固体・液体両層が形成されていると見られる。反射光としては銅電極からの反射でぼやけて見える成分に、液面からの反射と見られる明るい像が加わっており、キセノンが少なくとも液体か固体かになっていることはわかった。一方で図 6.9 (b) のように液体または固体の成分が穴の外に形成されるなど、温度管理を安定させることが難しかった。また液体-固体境界面の反射を捉えることはできなかった。

温度管理が困難になった要因として、単純な固体形成実験の際には高さ 80 mm のフィードスルーを用いていたのに対して、今回は窓の設置に際して配管同士の空間的干渉を避けるため高さ 40 mm のものを用いていることが大きいと見られる。直上に NW 継ぎ手があり、ヒーターで継ぎ手の上下をまたいで温めている。またこの低さに合わせて液体窒素を底の浅い容器に入れなければならなくなったため、外壁の温度を保つのが難しくなった。これまで一箇所のみ温度を測定して指定の温度より低いときにヒーターに AC 100 V の電源を接続し、高いときに接続を切るのみの操作で調節を行っていたが、今後は電流値の制御などによって、より正確な温度管理を目指す。

液体-固体面での反射が見えなかった要因として、ピンホールを通ったレーザー光がフラウンホーファー回折のためか広がってしまう現象が見られ、1 mm に満たないと予想される液体層を分離することができなかったこと、また銅電極先端の乱反射に隠れてしまったことなどが原因として考えられる。

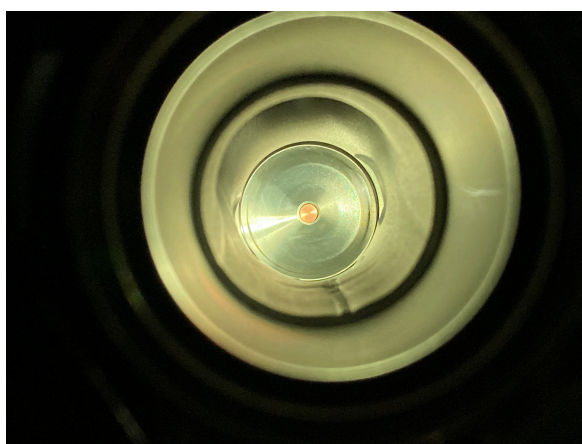


(a) セットアップを横から見た写真

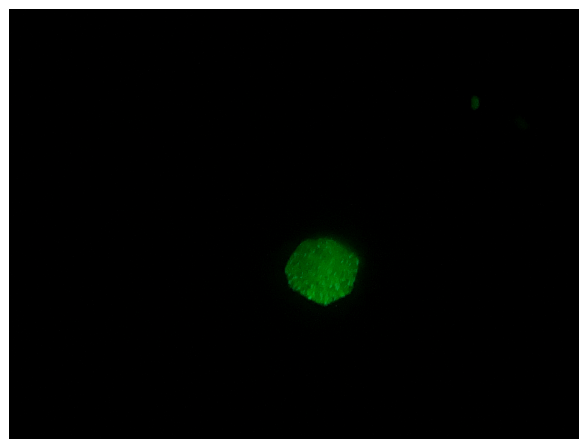


(b) セットアップを上から見た写真

図 6.7 (A) 532 nm 波長レーザー (ϕ 3 mm 程度) (B) 直径 $100 \pm 1 \mu\text{m}$ のピンホール (C) 入射光・反射光を通すガラス製ブランクフランジ。反射防止コーティングを施したもの。 (D) 銅電極を備えたフィードスルー。NW 継ぎ手部の上下にはヒーターを設置している。



(a) チェンバー内の写真



(b) 反射光。銅電極からの反射のみで、ぼやけている。

図 6.8 キセノン導入後、常温状態の様子



(a) チェンバー内の写真。液体・固体層が穴の外にも形成された。
(b) このときの反射光。銅電極からの反射でぼやけた成分に液面からの反射が乗っている。

図 6.9 キセノン導入後、液体窒素で冷却した際の様子

銅電極フィードスルーの高さは NW 継ぎ手各所の空間的干渉を避けるために設定されており変更は困難であるため、次のセットアップでは銅電極を低くし、先端部の穴を深くする計画を立てている。これにより穴の外に固体・液体が生成されない温度管理が容易になり、また電極先端がより冷却されるためその直上のキセノンで温度勾配が大きくなり、液体層が深く形成されると予測される。

また今後は目視だけでなく、高い空間分解能を持ち明度に対しても高感度のカメラを用いて反射光の画像を取得し、微妙な液体-固体境界の反射光を検出する必要がある。

7 まとめと今後の展望

7.1 まとめ

ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊探索の障害となるバックグラウンドをより良く除去するために、バリウムイオンの検出に取り組んでいる。我々が行う手法は、固体キセノン中に拘束したバリウムに対する分光である。

本研究の第一の目標として、まずはイオン源から人工的に供給したバリウムイオンを固体キセノン中に拘束し、分光を行うことを目指す。その目的を満たすチェンバーの製作に着手した。

本来真空中で用いる設計で作られている表面電離型イオン源を、大気圧とほぼ同圧のキセノンガス中で安全に加熱することができるセットアップを確立した。またイオン源のすぐ近くに、イオン源より 100 V 低い電位に置いた金属板をファラデーカップとして用いる方法でイオン源の温度に依存する電流が検出されることを確認し、イオン源内のイオンの運動がボルツマン分布に従うとするモデルにおける計算ではイオン化エネルギー約 5.7 ± 0.2 eV に相当する曲線を描いていることを確認した。イオン源温度一定の条件下でファラデーカップに印加する電圧を変化させた場合には、ファラデーカップからの電流は電圧にほぼ比例し、電圧の符号が逆転した際にはその傾斜が異なることを確認した。イオンと電子がそれぞれの符号で観測されたものと見られる。一方でキセノンガスの対流に原因があると見られる制御不能の電流がファラデーカップから流れ続けることがあり、主として急激にイオン源の温度を引き下げた場合に顕著だった。また今回検出されたイオンがバリウムであるかは特定に至らなかった。

ガラスに囲われた銅電極を冷却する構造によって、銅電極の先端部のみに固体および液体キセノンが生成されることを確認した。また定性的には、チェンバー外から入射させたレーザー光の反射を観測することにより、固体または液体キセノンの生成が検出できることを確認した。一方、チェンバーの構造によっては温度管理が難しく、範囲外にも固体または液体のキセノンが生成されてしまう場合があった。さらにレーザー反射によって固体および液体キセノン各層の厚さを定量的に計測するには精度が足りず、今後の改善が必要になる。

7.2 今後の展望

イオン源から放出されるイオンの検出については、今後フィールドケージをより精密に組んでイオン源から離れたファラデーカップによる電荷検出を可能にすることで、対流の影響が少なくなると期待している。より信頼できる精度でファラデーカップからの電流を検出すると同時に、四重極ガス分析計を用いた元素分析によってこのイオンがバリウムであるかを特定する方針である。

固体および液体キセノンの厚さ計測においては、複数点の温度の監視と電流制御によるヒーター温度の管理を行って電極の温度をより正確に管理する必要がある。また、銅電極を短くしてガラスパーツの深くに先端を置くことにより、範囲外のキセノンの凝固を抑制すると同時に固体および液体層を深くすることが可能なため、検出が可能になると期待している。

検出されたイオンがバリウムと特定でき、固体・液体キセノンの厚さが計測できた場合には、イオンを固体中に誘導しての分光観測に移行する。我々の環境でバリウムのスペクトルが検出可能であるのかを明らかにしてゆく。イオン源からバリウム以外のイオンが多く検出された場合は、イオンビームから電磁フィルターを用いてバリウムを選択して取り出すなど新しい技術の利用が必要となる。

謝辞

とても早く感じられた修士課程2年間、多くの方々のお世話になりました。

市川温子准教授には特に多くのことを学ばせていただいたと思います。この修士論文の題目であるバリウムイオン検出のことも含め、様々なアイデアを次々に出される様は尊敬の一言につきま。研究への興味と熱意をもって真摯に向き合うその姿勢を見習ってゆきたいと常々思います。

中家剛教授には実験の助言を頂いた回数などは少ないものの、申請書の書き方の面でなど、短くも芯をついたアドバイスをいただくことが多く、毎度息を呑む思いです。

中村輝石さんには気さくに話しかけて頂いたのを覚えています。実験に詰まったときもミーティングなどでよく意見を出してくださり、新しい視点から道が見えることがありました。

小原脩平さんには、何に関してもいつもの確でわかりやすいアドバイスをいただきました。この修士論文も申請書も執筆中最速でコメントをいただいていたのを覚えています。

潘晟さんには実験から何までお世話になりました。研究室に入りたての頃にも研究室のことも実験のことも教えていただきましたが特にここ数ヶ月、チェンバーの組み立てもその他作業もお世話になり続け、おかげさまでこうして修士論文を執筆できています。

中村和広さんには実験しているといろいろなアイデアをいただき、実験をすすめることができた経験が何度もあります。柔軟に物事を考えアイデアが出せる様、見習ってゆきたいです。

吉田将さんには研究に限らず助言いただきました。実験のためにも2年間いつも助けていただき、この数カ月は時間のかかる作業にも嫌な顔せず付き合っただけなのがいい思い出です。

檜野幸将君には作業など手伝ってもらい、こうして修論が執筆できています。頼りない先輩だったと思いますがこれからまたよろしくお願いします。

その他学生生活を助けていただいた皆さまや学生を続けることを許してくれた家族のおかげで今日まで過ごすことができました。世話の焼けることだったと思いますが、この場で感謝を言わせていただきます。

参考文献

- [1] E. Fermi, An attempt of a theory of beta radiation. 1., Z. Phys. 88 161177
- [2] C.L. Cowan Jr., F. Reines, F.B. Harrison, H.W. Kruse, A.D. McGuire, Detection of the Free Neutrino: a Confirmation, Science 124 103104
- [3] Y. Fukuda, et al., Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos, Phys. Rev. Lett. 81 15621567
- [4] Z. Maki, M. Nakagawa, S. Sakata, Remarks on the Unified Model of Elementary Particles, Prog. Theor. Phys. 28 870880 ,1962
- [5] G. Bellini, L. Ludhova, G. Ranucci, F.L. Villante, Neutrino oscillations, DOI: 10.1155/2014/191960
- [6] N. Aghanim et al. Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters. 2018.
- [7] Mark Srednicki, Quantum Field Theory.
- [8] M. Goepfert-Mayer, Double beta-disintegration, Physical Review, vol. 48, no. 6, pp. 512516, 1935
- [9] S. R. Elliott, A. A. Hahn, and M. K. Moe, Direct evidence for two-neutrino double-beta decay in ^{82}Se , Physical Review Letters, vol. 59, no. 18, pp. 20202023, 1987
- [10] J. Beringer, et al. Review of Particle Physics. Phys. Rev. D, Vol. 86, p. 010001, Jul 2012
- [11] J.J. Gómez-Cadenas and J. Martín-Albo, Phenomenology of Neutrinoless Double Beta Decay, PoS GSSI14 004 (2015)
- [12] A. Gando, et al. Search for Majorana Neutrinos Near the Inverted Mass Hierarchy Region with KamLAND-Zen. Phys. Rev. Lett., Vol. 117, p. 082503, Aug 2016
- [13] A. Giuliani and A. Poves, Neutrinoless Double-Beta Decay, Hindawi Publishing Corporation Advances in High Energy Physics Volume 2012, Article ID 857016, doi:10.1155/2012/857016
- [14] J. Martín-Albo, et al., Sensitivity of NEXT-100 to Neutrinoless Double Beta Decay, JHEP 05 (2016) 159. arXiv:1511.09246, doi:10.1007/JHEP05(2016)159.
- [15] AXEL private communication.
- [16] D.R. Nygren, The Time Projection Chamber: A New 4π Detector for Charged Particles, eConf C740805 58, 1974
- [17] E. Aprile, A.E. Bolotnikov, A.I. Bolozdynya, T. Doke, Noble Gas Detectors, Wiley-VCH (2006)
- [18] C.M.B. Monteiro, et al. Electroluminescence yield in xenon gas detectors. REVISTA DO DETUA, Vol. 4, 2007
- [19] Sei Ban, private communication.
- [20] Kiseki Nakamura, private communication.

- [21] M.K. Moe, New approach to the detection of neutrinoless double-beta decay, *Phys. Rev. C* 44, R931(R) (1991)
- [22] W. Neuhauser, M. Hohenstatt, and P.E. Toschek, Localized visible Ba⁺ mono-ion oscillator., *Phys. Rev. A* 22, 1137
- [23] K. Hall, In-situ Laser Tagging of Barium Ions in Liquid Xenon for the EXO Experiment, Ph.D. thesis, Colorado State University, 2012.
- [24] B. Mong, et al. Spectroscopy of Ba and Ba⁺ deposits in solid xenon for barium tagging in nEXO, DOI:10.1103/PhysRevA.91.022505
- [25] nEXO Collaboration., C. Chambers, T. Walton, et al. Imaging individual barium atoms in solid xenon for barium tagging in nEXO. *Nature* 569, 203207 (2019).
- [26] N.K. Byrnes, et al. Barium Tagging with Selective, Dry-Functional, Single Molecule Sensitive On-Off Fluorophores for the NEXT Experiment, the 2019 Meeting of the Division of Particles and Fields of the American Physical Society, July 29 to August 2, 2019, Northeastern University, Boston.
- [27] P. Thapa, et al. Barium Selective Chemosensing by Diazacrown Ether Naphthalimide Turn-on Fluorophores for Single Ion Barium Tagging, DOI:10.26434/chemrxiv.12479837
- [28] Andrea Cherubini, Angelo Bifone, Hyperpolarised xenon in biology, DOI: 10.1016/S0079-6565(02)00052-3, 2003
- [29] 長谷川純, 小特集 重イオン慣性核融合のためのエネルギードライバー開発の進展, *J. Plasma Fusion Res.* Vol.89, No.2 (2013)96-101
- [30] HeatWave Labs, Inc., Complete specifications(# 101139), <https://www.cathode.com/>
- [31] J. Chem, Structure and properties of sodium aluminosilicate glasses from molecular dynamics simulations, *Phys.* 139, 044507 (2013)
- [32] A.R. Allu, Structure and Crystallization of Alkaline-Earth Aluminosilicate Glasses: Prevention of the Alumina-Avoidance Principle, *J. Phys. Chem. B* 2018, 122, 4737-4747
- [33] A. Bondi, van der Waals Volumes and Radii, *J. Phys. Chem.* 1964, 68, 441
- [34] 山勝義, 衝突頻度と平均自由行程, 漁火書店 1987
- [35] Finite Element Method Magnetics:HomePage, <https://www.femm.info/wiki/HomePage>
- [36] Elmer FEM homepage, <http://www.elmerfem.org/blog/>
- [37] E.F. May, R.F. Berg, and M.R. Moldover, Reference viscosities of H₂, CH₄, Ar, and Xe at low Densities, *Int. J. Thermophys.*, 28, 1085, 2007.
- [38] E. Vogel The Viscosities of Dilute Kr, Xe, and CO₂ Revisited: New Experimental Reference Data at Temperatures from 295 K to 690 K, *Int. J. Thermophys.*, 37, 63, 2016.
- [39] R. Hellmann, B. Jäger, and E. Bich, State-of-the-art ab initio potential energy curve for the xenon atom pair and related spectroscopic and thermodynamic properties, *J. Chem. Phys.*, 147, 034304, 2017
- [40] G.S. Springer, E.W. Wingeier, Thermal conductivity of neon, argon, and xenon at high

- temperatures, THE JOURNAL OF CHEMICAL PHYSICS VOL 59, NUM 5, 1973
- [41] デュポンエラストマー株式会社,http://www.dupontelastomers.com/Japanese/Products/viton/VitonGeneralInfo_05-Jul.pdf
- [42] YOKOGAWA,<https://tmi.yokogawa.com/jp/solutions/products/generators-sources/source-measure-units/g610-source-measure-unit/>
- [43] A. Hitachi, et al., New approach to the calculation of the refractive index of liquid and solid xenon, J. Chem. Phys. 123, 234508 (2005)
- [44] 「化学便覧」(改定5版) 基礎編、日本化学会編、丸善 (2004)
- [45] J. Luo, Complex refractive index of silica, silicate, borosilicate, and boroaluminosilicate glasses Analysis of glass network vibration modes with specular-reflection IR spectroscopy, Journal of Non-Crystalline Solids Volume 494, 15 August 2018, Pages 94-103