修士論文

大強度電子ビームによるΛハイパー核分光 – 標的の熱的要請に基づく高分解能K中間子スペクトロメータの研究–

東北大学大学院理学研究科
物理学専攻

内田 大介

平成16年

概要

(e,e'K$^+$) 反応を用いた Λ ハイパー核分光実験は、ハイパー核の分光実験において新しい手法である。2000 年に米国 Jefferson 研究所で行なわれた世界で最初の (e,e'K$^+$) 反応を用いた Λ ハイパー核の分光実験 (E89-009) では、900 keV(FWHM) という高分解能で $^{12}_{\Lambda}$B の励起スペクトルを得て、(e,e'K$^+$) 反応の有効性を示している。

一方で、(e,e'K$^+$) 反応は、前方方向にピークを持つ e', K$^+$ の同時測定、小さい反応断面積など、実験上困難な面も持っている。また、E89-009 実験では、制動放射による散乱電子側の background が beam current・target 厚に制約を与えた。

これらの点を踏まえ、現在準備を進めている新しい実験 (E01-011, 2005.6, 米国 Jefferson 研究所) では、大立体角・高分解能 K 中間子スペクトロメータを導入し、散乱電子側のスペクトロメータの設置法を最適化することで、大強度ビーム・厚い標的の使用を可能にする。これらの工夫を用いて E01-011 実験では、E89-009 実験の S/N 比を大幅に改善しつつ、60 倍のハイパー核 yield で、倍以上 (400 keV(FWHM) 以下) の高精度分光実験を実現する。

E01-011 実験では、30 μA, 100 μmϕ の電子ビームを実験標的に照射する。その際、厚さ 100 mg/cm^2 の標的中に約 5 W の熱量を与えるため、標的に熱による大きな負担が掛かる。この様なビーム条件のもとに標的が耐え得るかどうか、標的の熱に対する耐性を議論するため、標的の温度計算を行ない、各標的 (C, Si, Li, B, V, Y, High Density Plyethylene (組成：CH2)) の温度特性を調べた。

標的温度計算は、3 次元有限要素法を用いて行なった。E01-011 実験での標的温度の計算に先立ち、標的の温度計算に必要な条件に関して現実に即した情報を得るため、東北大学サイクロトロン・ラジオアイソトープセンターで、ビームを用いて標的を加熱し、温度測定を行なった。実験結果と計算との比較から、計算精度や、計算ジオメトリ等の計算条件が標的温度に及ぼす影響を調べると共に、標的と target holder 間の熱伝導等の条件について最適化を行なった。

標的加熱実験で最適化した計算条件を使用し、E01-011 実験での標的温度を計算した結果、全ての標的に対し融点以下の定常温度を得た。更に、接触した物体間の熱伝導や標的の熱伝導率といった条件に対する標的温度の変化を調べた。そして、これ等の変化を考慮しても、定常温度は融点以下であるという結果を得た。また、beam current や beam spot size の変化に対する標的温度の依存性も調べ、特に C, Si, Li に対しては、100 μA の beam current でも標的温度は融点を越えないという結果が示された。

一方、E01-011 実験で、スペクトロメータ系のエネルギー較正用に、簡易な陽子標的として用いられる High Density Polyethylene(HDPE)(組成:CH2) に対しては、beam spot size が 100 μmϕ の場合、beam current を 0.4 μA まで減らしたとしても、標的温度は融点を越えるという計算結果が示された。そのため、beam spot size の拡大や、標的からの熱量の移動を促進させるという工夫を行なって再計算した結果、2.0 mmϕ 程度まで beam spot size を拡大すれば、beam current を 10 μA まで強くしても融点を越えないという結果を得ることが出来た。

目 次

第 1 章 序論 **1**
- 1.1 ハイパー核 . . . 1
- 1.2 ハイパー核実験の歴史 . . . 1
- 1.3 電磁相互作用を用いた Λ ハイパー核の実験 . . . 1
- 1.4 本研究の目的 . . . 2
- 1.5 本稿の内容 . . . 2

第 2 章 (e,e'K^+) 反応による Λ ハイパー核分光実験 **3**
- 2.1 Λ ハイパー核の運動学 . . . 3
- 2.2 E89-009 実験とその問題点 . . . 4
- 2.3 E01-011 実験概要 . . . 5
  - 2.3.1 Experimental Set-up . . . 5
  - 2.3.2 target . . . 6
  - 2.3.3 Experimental Condition . . . 8
  - 2.3.4 電子ビームによる標的の energy deposit . . . 10

第 3 章 標的加熱実験 **13**
- 3.1 熱量を与えられた標的の温度変化 . . . 13
  - 3.1.1 物体内での伝熱 . . . 13
  - 3.1.2 伝熱計算 . . . 15
- 3.2 標的加熱実験 . . . 17
  - 3.2.1 Experimental set up . . . 17
  - 3.2.2 温度測定 . . . 18
- 3.3 測定と計算との比較 . . . 20
  - 3.3.1 標的に与えられる熱量 . . . 20
  - 3.3.2 ビーム強度及び beam spot の位置 . . . 21
  - 3.3.3 SUS plate の加熱実験 . . . 21
  - 3.3.4 Cabon, Silicon の加熱実験 . . . 26
  - 3.3.5 まとめ . . . 28

第 4 章 E01-011 実験における標的の温度変化とその特性 **31**
- 4.1 E01-011 実験の標的温度 . . . 31
  - 4.1.1 計算条件 . . . 31
  - 4.1.2 E01-011 実験における標的温度 . . . 35
  - 4.1.3 接触した物体間の熱伝導に対する温度依存性 . . . 36
  - 4.1.4 標的の熱伝導率に対する温度依存性 . . . 37
  - 4.1.5 境界条件に対する温度依存性 . . . 37
  - 4.1.6 beam current study . . . 39
- 4.2 HDPE 標的の温度変化 . . . 41

4.2.1 Rastering 41
4.2.2 Heat Conducting Cover 44
4.3 E01-011 実験での標的温度の考察 46

第5章 まとめ 49

付 録A 熱電対の Calibration 51

付 録B 熱伝導率及び熱容量の温度依存性 53

付 録C 二段階焼結法 55

図 目 次

2.1 p(γ,K$^+$)Λ 生成断面積の E_γ 依存性 4
2.2 ${}^{12}_{\Lambda}$B の励起スペクトル 5
2.3 E01-011 実験のセットアップ 6
2.4 散乱電子の角度分布図 7
2.5 CEBAF view 8

3.1 一連の計算手順 15
3.2 Experimental set-up at CYRIC 17
3.3 target ladder at CYRIC 18
3.4 target ladder at CYRIC 18
3.5 Thermocouple Geometry 19
3.6 Calibration result 19
3.7 CYRIC SUS Plate target 22
3.8 CYRIC Calc SUS Plate result 22
3.9 CYRIC: the geometry w/ ladder 23
3.10 CYRIC: the effection of ladder 24
3.11 CYRIC Calc geometry 24
3.12 CYRIC: the effection of thermal conductance between material 25
3.13 CYRIC: the effection of thermal conductance 26
3.14 CYRIC: 接触した物体間の熱伝導条件の定義 27
3.15 CYRIC Caron,Silicon 加熱実験での熱電対の位置 27
3.16 CYRIC : Thermal gradient of carbon 28
3.17 CYRIC : Temperature gap between measurmenat and calc 29

4.1 E01-011 実験 target ladder 1 32
4.2 E01-011 実験 target ladder 2 33
4.3 ANSYS Geometry 33
4.4 E01-011:接触した物体間の熱伝導 33
4.5 Heat Deposit distribution 34
4.6 Thermal Conductivity dependence of target temperature 38
4.7 beam current dependence of target temperature 40
4.8 Rastering view 42
4.9 Heat Deposit distribution in Rastering 43
4.10 HDPE:rastering size dependence of target temperature 43
4.11 HDPE:rastering size dependence of beam current 44
4.12 HDPE:Thermal gradient 45
4.13 HDPE:Geomerty of Cover study 45
4.14 HDPE:Cover study result 46

A.1 Thermocouple calibration view 51

B.1 thermal dependence of thermal conductivity 54
B.2 thermal dependence of specific heat 54

C.1 Boron 製作での型 55

表目次

2.1 E89-009 実験：target,beam 4
2.2 E01-011 実験におけるスペクトロメータ系の実験条件 7
2.3 Performace of CEBAF 8
2.4 E89-009 実験・E01-001 実験での散乱電子側の background 9
2.5 E01-01 実験での HKS 側の singles rate 9
2.6 E01-01 実験でのハイパー核 yield 10
2.7 E01-011 実験系全体でのエネルギー分解能 10
2.8 variables of Beer-Seltzer equation 11
2.9 energy & heat deposit 12

3.1 Beam Parameter at Cyric 17
3.2 target properties at CYRIC 18
3.3 Energy & Heat Deposit at Cyric 21
3.4 target properties at Cyric 21

4.1 target property 32
4.2 ANSYS による温度計算の境界及び熱量条件 34
4.3 E01-011 実験に対する標的温度計算の熱量条件 35
4.4 target temperature at E01-011 35
4.5 物体間の熱伝導:result 36
4.6 Thermal Conductivity study results 37
4.7 Boundary condition study results 37
4.8 beam current study condition 39
4.9 beam current study results 41
4.10 HDPE:rastering size dependence of beam current 42
4.11 HDPE:Cover study condition 44
4.12 E01-011 target temp estimation 46
4.13 HDPE study summary 47

5.1 target temperature at E01-011 49

B.1 Target property 53

C.1 第一段階の焼結での温度変化 56

第1章　序論

1.1　ハイパー核

ハイパー核とは、通常の核を構成するu,d-quarkで構成される核子に加え、s-quarkを持つハドロン (ハイペロン) を含む原子核をさす。ハイペロンは、陽子・中性子には無い'strangeness' という自由度を持っているために、原子核中でパウリ効果を受けず、深い束縛状態になることも出来る。よって、ハイペロンをプローブとして用いることで原子核深部の構造の情報を得ると共に、u, d-quarkだけでなくs-quarkを含んだ原子核構造の研究をすることが可能になる。

1.2　ハイパー核実験の歴史

ハイペロンのなかで最も軽いΛ粒子を含む核をΛハイパー核という。Λハイパー核は1952年emulsion法による実験で初めて確認された。その後1970年代になり、欧州合同原子核研究所 (CERN)、米国ブルックヘブン研究所 (BNL) で加速器を用いた (stopped K^-,π^-) 反応のカウンター実験が行なわれ、1980年代になると高エネルギー加速器研究機構 (KEK) やBNLを中心として (in-flight K^-,π^-)、(π^+,K^+) 反応を利用した分光実験が行なわれてきた。その結果、${}^{6}_{\Lambda}$Liから${}^{40}_{\Lambda}$Caに至るまでの様々なΛハイパー核の励起スペクトルが調べられた。更に、高分解能 ($\delta p/p \simeq 10^{-3}$)、大立体角 (~100 msr) を実現した超伝導K^+中間子スペクトロメーターの登場により、KEK-PSにおいて (π^+,K^+) 反応による${}^{7}_{\Lambda}$Liから${}^{208}_{\Lambda}$Pbまでの幅広い質量領域でのΛハイパー核の励起スペクトルが得られた。また、近年米国Jefferson研究所 (JLab) において、新しく (e,e'K^+) 反応を用いた実験が行なわれ (E89-009)、約900 keV(FWHM) の高い分解能で${}^{12}_{\Lambda}$Bの励起スペクトルが得られた [1]。

1.3　電磁相互作用を用いたΛハイパー核の実験

(e,e'K^+) 反応は電磁相互作用による反応であり、その特徴として以下のことがあげられる。

- $e + p \rightarrow e' + \Lambda + K^+$ で生成されるΛ粒子の反跳運動量 (運動量移行) が大きい (~400 MeV/c) ため原子核深部まで調べることが出来る。
- (K^-,π^-) 反応や (π^+,K^+) 反応と異なり原子核中の陽子をΛ粒子に変換するため、これらの反応から生成されたハイパー核の荷電対称核を生成することが出来る。また軽い核に対しては、中性子過剰なハイパー核を生成することが出来る。
- 電磁相互作用ではスピン反転生成率・非反転生成率が同程度あるため、ハイパー核の生成断面積が大きい前方角度で測定してもスピン反転状態が励起されるため、スピンに依存したハイパー核の構造を研究しやすい。

更に、(e,e'K^+) 反応を用いた実験では、高品質な一次電子ビームを用いることが出来るため、beam emittanceが小さい。そのため高い精度の実験を行なうことが出来る。以上の様に、(e,e'K^+) 反応を用いた実験はΛハイパー核の研究にとって有効な手段である。

一方で、(e,e'K$^+$) 反応を用いた実験には困難な点もある。まず、ハイパー核の生成に関与した e',K$^+$ 中間子ともに前方方向にピークを持つため、両者を前方方向で同時測定しなければいけない。また、(e,e'K$^+$) 反応の反応断面積は、他の中間子ビームを用いた反応と比べると 2 桁以上小さい。統計的な問題を解決するために、大強度のビームを厚い標的にあてる必要がある。

2000 年に JLab Hall C で行なわれた E89-009 実験では、900 keV(FWHM) という高い精度で実験を行なうことが出来たものの、散乱電子検出側の検出器に対する制動放射 (Bremsstrahlung) による background が 200MHz (beam current:0.6 μA,target 厚: 22 mg/cm^2) と多量であったため検出器の計数限界が生じ、beam current・target 厚を制限しなければいけなかった。

1.4　本研究の目的

現在、2005 年 6 月の実験開始を目指して、(e,e'K$^+$) 反応を用いた新しい実験 (E01-011) を、米国 Jefferson 研究所 (JLab) において準備している。

E01-011 実験では、散乱電子側のスペクトロメータの設置法を最適化し、background を減少させる。更に大立体角・高分解能な K$^+$ 中間子スペクトロメータを導入することで、S/N 比が大幅に改善され、大強度ビーム・厚い標的の使用が可能になる。以上の工夫で、ハイパー核 yield を E89-009 の 60 倍、分解能を倍以上 (400 keV 以下) 向上させて、E01-011 実験を行なう。

E01-011 実験では、E89-009 実験と比較し、beam current を 50 倍の 30 μA、target 厚を約 4.5 倍の 100 mg/cm^2 にすることが出来る。このため、luminosity は E89-009 実験の約 225 倍となる。しかし、luminosity が上がったために、標的の局所的な温度上昇など、標的にかかる熱負荷は大きい。E01-011 実験の成否にとって標的の熱に対する耐性が重要となるため、本研究では、ビームを用いた標的加熱実験・3 次元有限要素法による標的温度の計算を通して標的の熱的特性を調べ、標的の熱に対する耐性を議論する。

1.5　本稿の内容

本稿では、以下の流れで標的の熱的耐性を議論する。

第 2 章では、E01-011 実験の概要説明として、Λ ハイパー核の運動学や E89-009 実験で明らかになった問題とその対策を説明した後、E01-011 実験のセットアップ・標的に与えられる熱量について説明する。

第 3 章では伝熱計算に必要な条件を確認し、計算条件の現実的な情報を得るために行なった東北大学サイクロトロン・ラジオアイソトープセンター (CYRIC) における標的加熱実験について、実験の概要説明、温度測定結果を報告する。そして、測定結果と計算との比較を行い、温度計算の条件の変化が標的温度に与える影響を議論する。

第 4 章では、第 3 章で得られた計算条件を用いて、E01-011 実験の条件での標的温度を計算し、各条件の変化が標的温度に与える影響も考慮し、E01-011 実験での標的温度を見積もる。また、beam current,beam spot size 等のビームパラメータに対する標的温度の依存性も調べる。

第 5 章では本稿のまとめを行なう。

第2章　(e,e'K^+) 反応によるΛハイパー核分光実験

第2章では E01-011 実験のセットアップについて述べる。Λ ハイパー核の運動学よりビームに要請される性能について述べた後、2000 年に行なわれた E89-009 実験の概要と明らかになった問題点をあげる。更に E01-011 実験の概要を述べた後、標的に与えられる熱量を見積もる。

2.1　Λハイパー核の運動学

(e,e'K$^+$) 反応による Λ ハイパー核生成の素過程は、

$$e + p \longrightarrow e' + \Lambda + K^+ \tag{2.1}$$

で与えられ、その electro-production の三階微分断面積は、

$$\frac{d^3\sigma}{dE_{e'}d\Omega_{e'}d\Omega_K} = \Gamma\Big[\frac{d\sigma_T}{d\Omega_K} + \epsilon\frac{d\sigma_L}{d\Omega_K} + \epsilon_L\frac{d\sigma_P}{d\Omega_K}\mathrm{cos}2\phi_K + \sqrt{2\epsilon_L(1+\epsilon)}\frac{d\sigma_I}{d\Omega_K}\mathrm{cos}\phi_K\Big], \tag{2.2}$$

で与えられる [2]。$\Omega_{e'}$、Ω_{K^+} は、それぞれ散乱電子、生成 K$^+$ 中間子の立体角であり、Γ は virtual photon flux である。ϵ、ϵ_L は virtual photon の横、縦偏極を表わし、σ_T、σ_L、σ_P、σ_I はそれぞれ、横波、縦波、偏極そして干渉の各断面積を表わす。また、ϕ_K は入射電子・散乱電子が形成する平面と、Λ 粒子及び K$^+$ 中間子から形成される平面の間の角度である。

式 2.2 において

$$\Gamma = \frac{\alpha}{2\pi^2 Q^2}\frac{E_\gamma}{1-\epsilon}\frac{E_{e'}}{E_e}, \tag{2.3}$$

$$\epsilon = \Big[1 + \frac{2|\mathbf{q}|^2}{Q^2}\tan^2(\frac{\theta_e}{2})\Big]^{-1}, \tag{2.4}$$

$$\epsilon_L = \frac{Q^2}{\omega^2}\epsilon, \tag{2.5}$$

$$E_\gamma = \omega + \frac{q^2}{2m_p}, \tag{2.6}$$

$$\begin{array}{ll} \mathbf{q} = \mathbf{p_e} - \mathbf{p_{e'}} & \omega = E_e - E_{e'} \\ q = (\mathbf{q}, \omega) & Q^2 = -q^2 > 0, \end{array} \tag{2.7}$$

2.3 式における E_γ は proton-photon 系での virtual photon のエネルギーである。virtual photon による Λ 生成の E_γ 依存性を見てみると E_γ が約 1.1 GeV から 1.5 GeV において最大値かつほぼ一定である (図 2.1)[3]。そのため、E_γ が約 1.5 GeV になるビームエネルギーが必要であり、散乱電子側のエネルギーを凡そ 0.3 GeV とすれば約 1.8 GeV のビームエネルギーが必要になる。

また実験では 1 回の (e,e'K$^+$) 反応に関与した散乱電子と K$^+$ 中間子を同時に測定しなければいけないため、高い duty factor を持つビームが必要になる。

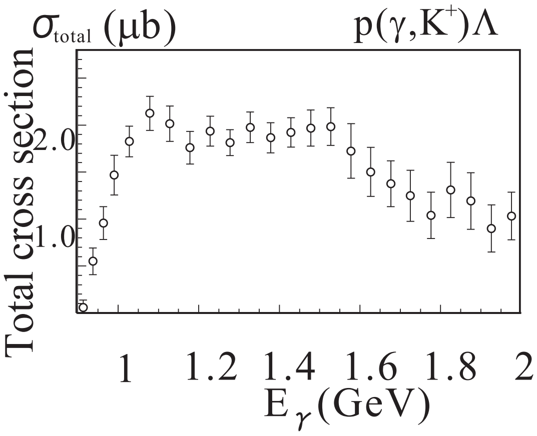


図 2.1: p(γ,K^+)Λ,Σ 生成断面積の E_γ 依存性の図。 横軸：入射 γ 線のエネルギー、縦軸：全断面積

2.2 E89-009 実験とその問題点

2000 年、世界初の (e,e'K$^+$) 反応を用いた Λ ハイパー核の分光実験 (E89-009) が米国 Jefferson 研究所 (JLab) Hall C で行なわれた。

E89-009 実験では、Λ ハイパー核生成に関与した K$^+$ 中間子を JLab Hall C 既設の Short Orbit Spectrometer (SOS) で、散乱電子を Enge Split-Pole Spectrometer を用いて測定した。Λ ハイパー核生成に関与した K$^+$ 中間子と散乱電子は共に 0 度方向にピークのある分布を持つ。そのため実験では target 直後の splitter magnet で正負粒子を分け、それぞれスペクトロメータに導くという方法を取った。ハイパー核の yield が最大となるよう、二つのスペクトロメータは 0 度の検出角を含むように設置された。

この実験で ^{12}C (e,e'K$^+$) $^{12}_{\Lambda}$B によるスペクトルが得られ、ハイパー核分光実験として世界最高の約 900 keV(FWHM) のエネルギー分解能という結果を達成し、世界初の (e,e'K$^+$) 反応によるハイパー核分光実験は成功となった (図 2.2)[1]。しかし、この実験により以下にあげる問題点もまた明らかになった。

- SOS スペクトロメータによる K$^+$ 中間子の運動量分解能が全体の分解能を決めていた。また立体角が小さく (6.5 msr) 検出効率が悪かった。
- 散乱電子側の background により、散乱電子側の検出器の計数限界が生じ、beam current・target 厚を制限していた (表 2.1)。

表 2.1: E89-009 実験での標的、ビームの条件

beam Energy	1.865 GeV
beam current	0.6 μA
target thickness	22 mg/cm^2

次に予定している実験では、SOS による分解能・検出効率の制限という問題に対し、高分解能 (2×10^{-4})・大立体角 (16 msr) を持つ新しいスペクトロメータを導入し、分解能・検出効率共に向上させる。また、散乱電子側の background による検出器の計数限界という問題に対しては、E89-009

実験で使用していた散乱電子側の Enge スペクトロメータの設置法を background に対し最適化することで background を減らす方法をとる。

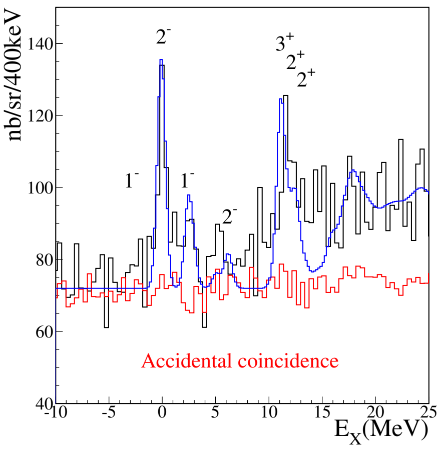


図 2.2: $^{12}_{\Lambda}$B の励起スペクトル [1]

2.3 E01-011 実験概要

2005 年 6 月に JLab で予定している実験 (E01-011) では、新しい大立体角・高分解能 K^+ 中間子スペクトロメータ (HKS) を導入し、更に既設の Enge スペクトロメータを signal/background ratio に対し最適化するように設置することで、これまでにない高い分解能と、大きなハイパー核 yield が見込まれている。

2.3.1 Experimental Set-up

E01-011 実験のセットアップを図 2.3 に示す。E01-011 実験では、高品質の一次電子ビームを用い、K^+ 中間子測定側には新しく製作した高分解能 K^+ 中間子スペクトロメータ (HKS)、散乱電子側には E89-009 実験と同様 Enge スペクトロメータを用いる。但し、Enge スペクトロメータは S/N 比に対し最適化されて設置される。表 2.2 にスペクトロメータ系の実験条件をまとめた。

virtual photon 起因の電子、及び Λ ハイパー核生成に関与した K^+ 中間子は共に前方方向にピークを持って放出される。両者を同時同定するため、target 直後に splitter magnet を設置し正負粒子を分別する。

散乱電子は Enge スペクトロメータ側に導かれる。magnet 下流に設置された honeycomb drift chamber により位置・角度が検出され、更に下流に設置された hodoscope により飛行時間が測定される。一方、HKS 側に導かれた K^+ 中間子は、HKS 後に設置された位置検出用の drift chamber、粒子識別用の Cherenkov detector、飛行時間測定用の scintillation counter で測定される。

以下、E01-011 実験において、新たに製作したスペクトロメータと、既設の Enge スペクトロメータの設置法について個々に説明する。

- 高分解能 K^+ 中間子スペクトロメータ (HKS)

  2 つの四重極 (Q1,Q2)、1 つの双極 (D) 常伝導磁石から構成される新しいスペクトロメータ、High-resolution Kaon Spectrometer (HKS) である。HKS は K^+ 中間子の寿命が短い事を考

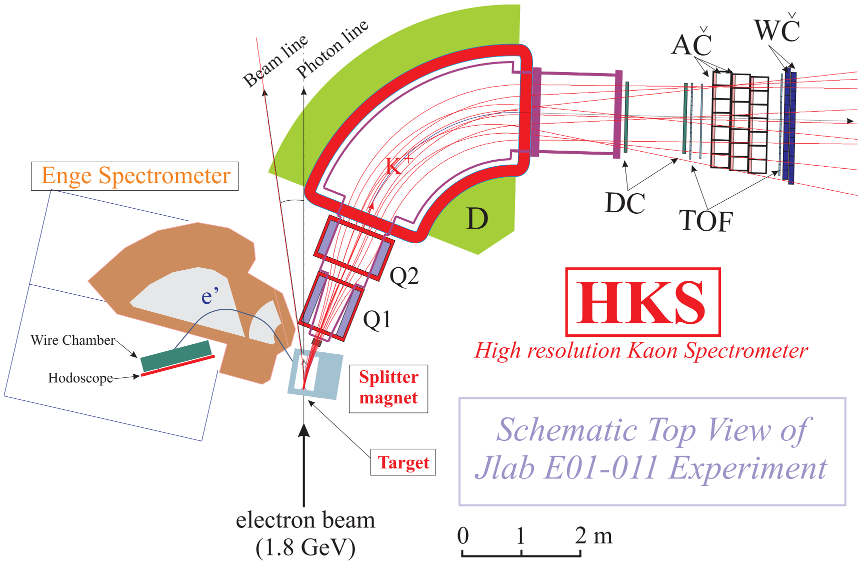

Beam line
Photon line
AČ
WČ
Enge Spectrometer
K+
D
DC
TOF
Q2
Q1
e'
Wire Chamber
Hodoscope
HKS
High resolution Kaon Spectrometer
Splitter magnet
Target
Schematic Top View of Jlab E01-011 Experiment
electron beam (1.8 GeV)
0
1
2 m

図 2.3: E01-011 実験のセットアップ：下方から入射した electron による散乱電子と $K+$ 中間子は、splitter magnet で分けられ、それぞれ Enge スペクトロメータ、HKS スペクトロメータへと進む

慮し、焦点面までの距離を短くとっている。またハイパー核の yield をかせぐために、30 msr (w/o splitter magnet) の大立体角を持つ、(e,e'K$^+$) 反応に特化したスペクトロメータである。更に 2×10^{-4}(FWHM) という高分解能を持つよう設計されている。

- Tilt Method

  E89-009 実験における、散乱電子側の background は主に Bremsstrahlung に起因する電子であった。超前方方向にピークを持つ制動放射起因の電子、及び 3 度方向にピークを持つ (図 2.4)[4]Møller 散乱起因の電子を避けるため、Enge スペクトロメータを鉛直方向に shift させ傾ける (Tilt Method)。shift させることで、同じく前方方向にピークを持つ Λ ハイパー核生成に関与した電子の検出効率も落ちるが、検出率の低下は Bremsstrahlung と比較すれば少い。更に background の低下により S/N 比が良くなり beam current、target 厚を上げることが出来るため、結果的にはハイパー核の yield は上がる。

2.3.2 target

E01-011 実験で使用する予定の標的は以下の通りである。

1. High Density Polyetylene(HDPE)(組成：CH2) target

   素過程 p(e,e'K$^+$)Λ,Σ の測定を行なう。良く知られた Λ,Σ の質量を用いることにより、スペクトロメータ系のエネルギー絶対値の較正をおこなう。素過程でのエネルギー較正は、(π^+,K$^+$) 反応では中性子 target が無いため出来なかった。

2. Carbon target

   ^{12}C(e,e'K$^+$)$^{12}_{\Lambda}$B の測定を行なう。この反応は E89-009 実験でも測定されたため、今回の結果と比較することによりスペクトロメータ系全体の性能評価に用いる。

   また、(π^+,K$^+$) 反応を用いて調べられてきた $^{12}_{\Lambda}$C をこの実験で得られる $^{12}_{\Lambda}$B と比較することで、ハイパー核の荷電対称性を議論する。さらに芯核 ^{11}B が励起した状態の励起エネルギー、

表 2.2: E01-011 実験におけるスペクトロメータ系の実験条件

全体配置	Splitter + HKS + Enge spectrometer
K^+ 中間子スペクトロメータ	
構成	Q1,Q2,D
運動量 acceptance	1.2 GeV/c±12.5 %
運動量分解能	2×10^{-4}(FWHM) for 0.1mmϕbeam spot size
立体角	30 msr(w/o splitter) 16 msr(w/ splitter)
K^+ 中間子検出角	horizontal:7 degrees
Enge スペクトロメータ	
運動量 acceptane	0.3 GeV/c±30 %
運動量分解能	4×10^{-4}(FWHM)
立体角	30 msr(w/o splitter)
電子検出角	horizontal:0 degrees vertical:4.5 degrees

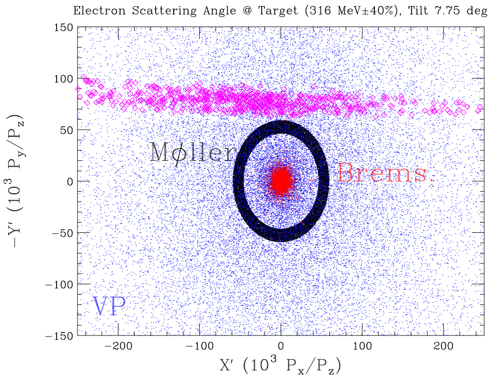


図 2.4: 散乱電子の角度分布図。target での散乱電子の水平方向 (横軸)、鉛直方向 (縦軸) に対する角度分布図である。図中の青い点は virtual photon 起因、赤い点は Bremsstrahlung 起因、黒い点は Møller 散乱起因の電子を表わし、全ての電子の運動量は Enge スペクトロメータの acceptance 内の 0.3 GeV/c±0.09 GeV/c である。紫の点は Enge を傾ける角度が 7.75 度であった場合の Enge の acceptance に入る電子を表わしている。

微分断面積を精密に測定することで、その構造を明らかにする。

3. Silicon target

   $^{28}\mathrm{Si}(\mathrm{e},\mathrm{e'K}^+)^{28}_{\Lambda}\mathrm{Al}$ の測定を行なう。$^{28}\mathrm{Si}(\pi^+,\mathrm{K}^+)^{28}_{\Lambda}\mathrm{Si}$ 反応により研究されている $^{28}_{\Lambda}\mathrm{Si}$ との比較を行なう。また、中重ハイパー核の研究の第一歩として、ΛN 間のスピン軌道相互作用に関する情報を得る。

以上に加え、将来的には ^{6}Li, ^{7}Li, ^{10}B, ^{11}B のような軽い核から、^{51}V,^{59}Y といった中重核まで幅広い質量領域での測定を予定している。

2.3.3 Experimental Condition

(e,e'K^+) 反応を用いた分光実験では、virtual photon 起因の電子、及び Λ ハイパー核生成に関与した K^+ 中間子を同時測定しなければならないため、高い duty factor を持つビームが要求される。更に、今回の実験では、素過程 $p(\gamma,K^+)\Lambda,\Sigma$ の生成断面積が最大にするため virtual photon energy E_γ が約 1.5 GeV となるようにする。散乱電子検出側のスペクトロメータの acceptance の中心運動量が約 0.3 GeV とすると、1.8 GeV の高エネルギーのビーム必要になる。現在、JLab にある連続電子線加速器 (Continuous Electronbeam Accelerator Facility : CEBAF) が、それらの要求を満たすことが出来る。

- CEBAF

  CEBAF は injector から打ち出される電子を南北の超伝導線形加速器 (図 2.5) で各々440 MeV ずつ加速し、最大約 6 GeV、100 μA の電子ビームを供給することが出来る。電子ビームは 1,497 MHz の短い周波数を持つ。一次ビームであるために、エミッタンスが 2×10^{-9} m・rad と非常に小さく、エネルギー幅が 10^{-4} 以下と非常に高品質のビームである。CEBAF の性能を表 2.3 にまとめる。

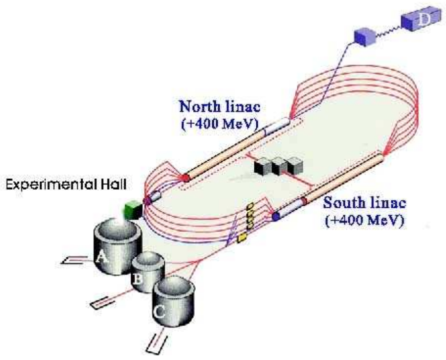


図 2.5: CEBAF 概観:北と南の超伝導 linac で電子を加速をそれぞれ 440 MeV ずつ加速する。将来的には 1100 MeV ずつ加速し、最大約 12 GeV の電子線が得られる予定である。加速器からの電子線は Experimental Hall 手前で三つに分けられ、それぞれ 490MHz の周波数を持つ。

表 2.3: Performace of CEBAF

duty factor	100 %
beam Energy	$\leq$6 GeV
beam current	$\leq$100 μA
energy spread	10^{-4}
beam emittance	2×10^{-9} m・rad

また CEBAF では、ビーム上流の magnet にかかる電流を操作することで、ビームの入射位置を振動させることが可能である (Rastering)。

今回の実験では、素過程 $p(\gamma,K^+)\Lambda,\Sigma$ の生成断面積が最大にするため virtual photon energy E_γ が約 1.5 GeV となるようにする。散乱電子検出側の Enge スペクトロメータの acceptance の中心運動量が約 0.3 GeV であるため、CEBAF のビームエネルギーを 1.8 GeV とする。

- beam current, target 厚

  2.2 節で述べた通り、E89-009 実験では散乱電子検出側の background による検出器の計数限界のため beam current, target 厚を制限することになり、その結果、E89-009 実験では厚さ 22 mg/cm^2 の Carbon の標的に対し、0.6 μA の電子ビームを照射した。Tilt Method の採用により、E01-011 実験では target 厚・beam current を改善することが出来る。Tilt Method の条件の最適化と、それにより散乱電子側の background がどの程度減少するかを見積もった [4]。

  表 2.4: E89-009 実験・E01-001 実験での散乱電子側の background

Experiment	Physical Process	singles rate(kHz)
E89-009		200×10^3
E01-011	Bremmstralung	290
	Møller	220

  結果を表 2.4 に示す。Enge スペクトロメータを垂直方向に 7.75 度 (散乱角で 80mr に相当) 傾け、鉛直方向上方に 6 cm shift させた時、background の減少率と virtual photon の検出率の比が良いことが分かった。また、最適化された Tilt Method を用いた場合、Bremsstrablung・Møller 散乱に起因する電子の計数率合計が 500 kHz 程度になることが分かり、これは E89-009 実験の 200 MHz と比較すれば数百分の 1 である。以上の計算から target 厚が約 4.5 倍の 100 mg/cm^2、beam current が約 50 倍の 30 μA になっても深刻な background にはならないことが分かった。

  また同時に、target 厚が 100 mg/cm^2,beam current が 30 μA の時の HKS 側での singles rate の見積もりも行なった [6]。E01-011 実験では HKS スペクトロメータを、標的から 0 度方向の positron を避けるよう設置するため、HKS 側の主な background は π^+ や p といった hadron になる。見積もられた singles rate を表 2.5 に示す。

  表 2.5: E01-01 実験での HKS 側の singles rate

	singles rate(kHz)			
target	e$^+$	π^+	K$^+$	p
^{12}C	< 100	420	0.34	150
^{28}Si	< 100	420	0.29	130
^{51}V	< 100	410	0.24	120

  K$^+$ に比べて π^+ や p の rate が非常に高くなるが、2 種類の閾値型の Cherenkov detector を用いることで、trigger level で粒子を識別することが出来る。

  target 厚を 100 mg/cm^2,beam current を 30 μA にすることで E89-009 実験と比較し luminosity は約 250 倍になる。結果として E89-009 実験の約 50 倍の yield が見込まれる (表 2.6)[5]。

- Resolution

  高品質のビーム (beam spot size:100 μmϕ, エネルギー幅:) と高分解能 (2×10^{-4}) のスペクトロメータを用いることで、400 keV(FWHM) 以下のエネルギー分解能で測定することを目標としている。見積もられた実験装置全体でのエネルギー分解能を表 2.7 に示す [7]。

表 2.6: E01-01 実験でのハイパー核 yield

Item	E89-009	E01-011	Gain factor
1 電子毎の virtual photon flux($\times 10^{-4}$)	4	0.2	0.05
target 厚 (mg/cm^2)	22	100	4.5
beam current (μA)	0.6	30	50
散乱電子運動量 acceptance	120	200	1.7
K$^+$ survival rate	0.4	0.35	0.9
K$^+$ arm 立体角 (msr)	5	16	3.2
Estimeated yield ($^{12}_{\Lambda}B_{gr}$(counts/h))	0.9	45	50

表 2.7: E01-011 実験系全体でのエネルギー分解能

Item	分解能への寄与 (keV,FWHM)			
target	^{12}C	^{28}Si	^{51}V	^{89}Y
HKS 運動量分解能	230			
Enge 運動量分解能	130			
beam 運動量	$\leq$180			
K$^+$ 放出角	132	56	32	18
target(100 mg/cm^2) での運動量損失	$\leq$180	$\leq$171	$\leq$148	$\leq$138
Overall	$\leq$390	$\leq$360	$\leq$350	$\leq$345

2.3.4 電子ビームによる標的の energy deposit

Tilt Method の採用・HKS の導入により、S/N 比が大幅に改善され、大強度ビーム・厚い標的の使用が可能になった。しかし、大強度ビームの使用によって、標的に大きな熱量が与えられる。

- energy deposit

  電子ビームにより標的に与えられる熱量を見積もった。計算は Monte Carlo simulation GEANT4 を用いて行なった [9]。1.8GeV の電子は標的中では止まることなく突き抜ける。high-energy electron による物質への energy deposit は、主として電子の物質中における Ionaization による energy loss に起因する。

  電子の energy loss は Berger-Seltzer の式

$$\frac{dE}{dx}\Big]_{T<T_{cut}} = 2\pi r_e^2 m_e c^2 n_{el}\Big[ln\frac{2(\gamma+1)}{(I/m_e c^2)^2} + F^{\pm}(\tau,\tau_{up}) - \delta\Big]. \tag{2.8}$$

  で与えられる [9]。ここで、r_e は $e^2/4\pi\epsilon_0 mc^2$ で与えられる古典的な電子半径、I は物質中での mean excitation energy である。n_{el} は物質中での電子密度であり、

$$n_{el} = Z\frac{N_{av}\rho}{A}. \tag{2.9}$$

  となる。他の値の定義を表??に示す。

  また、関数 $F^{\pm}$ は以下の様になる。

表 2.8: 式 2.8 における各変数

τ	γ-1
T_{cut}	minimun energy cut for δ-ray production
τ_e	T_{cut}/mc^2
τ_{max}	maximum energy transfer:$\tau/2$ for e^-
τ_{up}	min(τ,τ_{max})
δ	density effect function

$$F^+(\tau,\tau_{up}) = ln(\tau\tau_{up}) - \frac{\tau_{up}}{\tau}\Big[\tau + 2\tau_{up} - \frac{3\tau_{up}^2 y}{2} - \Big(\tau_{up} - \frac{\tau_{up}^3}{3}\Big)y^2 - \Big(\frac{\tau_{up}^2}{2} - \tau\frac{\tau_{up}^3}{3} + \frac{\tau_{up}^4}{4}\Big)y^3\Big], \quad (2.10)$$

$$F^-(\tau,\tau_{up}) = -1 - \beta^2 + ln[(\tau - \tau_{up})\tau_{up}] + \frac{\tau}{\tau - \tau_{up}} + \frac{1}{\gamma^2}\Big[\frac{\tau_{up}^2}{2} + (2\tau + 1)ln\Big(1 - \frac{\tau_{up}}{\tau}\Big)\Big], \quad (2.11)$$

ここで y =1/(γ+1) である。density effect funtion δ(x) は、x = $log_{10}(\gamma\beta)$ として

$$\begin{array}{lll} \text{for} & x < x_0 : & \delta(x) = 0 \\ \text{for} & x \in [x_0, x_1] : & \delta(x) = 4.606x - C + a(x_1 - x)^m \\ \text{for} & x > x_1 : & \delta(x) = 4.606x - C, \end{array} \quad (2.12)$$

で与えられる。ここで、物質に依存する定数は以下の様に計算される。

$$\begin{array}{lll} C & = & 1 + 2ln(I/h\nu_p) \\ h\nu_p & = & \sqrt{4\pi n_{el} r_e^3} mc^2/\alpha \\ a & = & 4.606(x_a - x_0)/(x_1 - x_0)^m \\ x_a & = & C/4.606 \\ m & = & 3 \\ , & & \end{array} \quad (2.13)$$

$$\begin{array}{lllll} I < 100\text{eV} & \text{for} & C \leq 3.681 & x_0 = 0.2 & x_1 = 2 \\ & \text{for} & C > 3.681 & x_0 = 0.326C - 1.0 & x_1 = 2. \\ I \geq 100\text{eV} & \text{for} & C \leq 5.215 & x_0 = 0.2 & x_1 = 3 \\ & \text{for} & C > 5.215 & x_0 = 0.326C - 1.5 & x_1 = 3. \end{array} \quad (2.14)$$

以上で表わされる電子の energy loss を標的の energy deposit と等しいとする。

- E01-011 実験に対する計算

E01-011 実験で用いる 1.8 GeV の電子に対して計算を行なった。

各標的に対して、energy deposit × target 厚で電子から与えられるエネルギーが求まる。 標的に与えられる熱量 (heat deposit) は、

$$\begin{aligned}\mathrm{heatdeposit[W]} &= \mathrm{energy\ deposit}\ \ [\mathrm{MeV/(g/cm^2)}] \times \mathrm{target\ thickness}\ \ [\mathrm{g/cm^2}] \\ &\quad \times \mathrm{N_electron}\ \ [\mu\mathrm{A}], \qquad (2.15)\end{aligned}$$

で表わすことが出来る。beam current 30 μA,target 厚 100 mg/cm^2 の条件に対し、各標的の heat deposit を計算した (表 2.9)。示されている energy deposit の値は、計算で得られた energy loss の mean である。

表 2.9: エネルギー 1.8 GeV の電子による各標的への energy deposit、及び beam current:30 μA,target 厚:100 mg/cm^2 の条件での heat deposit

標的	energy deposit (MeV/(g/cm^2))	heat deposit (W)
C	1.54	4.63
Si	1.44	4.31
Li	1.42	4.26
B	1.44	4.31
V	1.44	4.31
Y	1.33	4.00
HDPE	1.83	5.48

第3章　標的加熱実験

E01-011 実験では、Tilt Method の採用、HKS の導入により大強度ビームの使用が可能になった。30 μA の電子ビームを用いることにより、厚さ 100 mg/cm^2 の標的には、約 5 W の熱量が与えられることになる。更に電子ビームは一次ビームであり、beam spot size は 100 μmϕ と極めて小さい。そのため局所的な温度上昇が起こり、標的には熱による大きな負担がかかる。 標的の熱に対する耐性を議論するため、3 次元有限要素法を用いて、熱量が与えられた時の標的の温度変化を計算する。

標的から target ladder を経て常温部へ伝わる熱の計算には、標的と target ladder 間の様な、接触した物体の間の熱伝導などを考慮しなければいけない。これらの条件は実験毎に異なるが、現実に即した情報を得るため、実際にビームを用いて標的を加熱し温度測定を行なった。測定結果と計算の比較を行ない、両者間の差を最小にする条件を調べることで、標的と target holder の様な接触した物体間の熱伝導条件の最適化を行なった。

3.1　熱量を与えられた標的の温度変化

標的の伝熱計算には 3 次元有限要素法を用いる。有限要素法は、微分方程式を近似的に解く方法の一つである。計算する領域をを有限数の要素に分割し、要素毎に方程式を解き、その重ね合わせで全体の解を導く。計算は有限要素法計算のソフト「ANSYS」(ANSYS, Inc.) を用いて行なった。

3.1.1　物体内での伝熱

有限要素法を用いて計算を行なう場合は、一つの要素での微分方程式を作る必要がある。伝熱問題に関し、まず単位体積あたりの熱平衡状態を考える [8]。ある体積内での熱エネルギーの保存が成立する時、平衡状態は

$$\rho \mathrm{C}\left(\frac{\partial \mathrm{T}}{\partial \mathrm{t}} + \{\mathrm{v}\}^{\mathrm{T}}\{\mathrm{L}\}\mathrm{T}\right) = \{\mathrm{L}\}^{\mathrm{T}}([\mathrm{D}]\{\mathrm{L}\}\mathrm{T}) + \ddot{\mathrm{q}}. \tag{3.1}$$

で表わすことが出来る。ここで、T:温度, t:時間, ρ:密度, C: 熱容量である。{L},{v}[D] は

$$\{L\} = \begin{Bmatrix} \frac{\partial}{\partial \mathrm{x}} \\ \frac{\partial}{\partial \mathrm{y}} \\ \frac{\partial}{\partial \mathrm{z}} \end{Bmatrix}, \quad \{v\} = \begin{Bmatrix} \mathrm{v_x} \\ \mathrm{v_y} \\ \mathrm{v_z} \end{Bmatrix}, \quad [\mathrm{D}] = \begin{bmatrix} \mathrm{K_{xx}} & 0 & 0 \\ 0 & \mathrm{K_{yy}} & 0 \\ 0 & 0 & \mathrm{K_{zz}} \end{bmatrix}. \tag{3.2}$$

で与えられる vector operator, 伝熱速度, 熱伝導率 matrix である。また、$\ddot{q}$ は単位体積での発熱率を表わす。

次に、伝熱の微分方程式を解く境界条件として、要素の表面に対し以下の 3 つを考える。

1. 表面 $\mathrm{S_1}$ の温度 ： $\mathrm{T=T^*}$ ($\mathrm{T^*}$ specified temperature)
2. 表面 $\mathrm{S_2}$ からの熱流束 ： $\{\mathrm{q}\}^T\{\eta\}$=-q^*　($\{\eta\}$ 外向きの法線ベクトル,q^* specified heat flow)
3. 表面 $\mathrm{S_3}$ からの自然対流の効果 ： $\{\mathrm{q}\}\{\eta\}^T = \mathrm{h}_f(\mathrm{T}_S$-$\mathrm{T}_B)$　($\{\mathrm{q}\}$ = heat flux vector,h_f = $(\mathrm{T}_B+\mathrm{T}_S)/2$　T_B:周囲の温度,T_S:モデルの温度)

ここで$\{ \mathrm{q} \} = -[\mathrm{D}]\{\mathrm{L}\}\mathrm{T}$を用い、volを要素の体積、$\delta\mathrm{T}$を仮想温度変化とすると、式3.1の体積積分は、

$$\begin{aligned}\int_{\mathrm{vol}}\left(\rho C\delta\mathrm{T}\left(\frac{\partial\mathrm{T}}{\partial\mathrm{t}}+\{\mathrm{v}\}^{\mathrm{T}}\{\mathrm{L}\}\mathrm{T}\right)+\{\mathrm{L}\}^{\mathrm{T}}(\delta\mathrm{T})([\mathrm{D}]\{\mathrm{L}\}\mathrm{T})\right)\mathrm{d}(\mathrm{vol}) \\ =\int_{\mathrm{S}_2}\delta\mathrm{T}\mathrm{q}^*\mathrm{d}(\mathrm{S}_2)+\int_{\mathrm{S}_3}\delta\mathrm{T}\mathrm{h}_\mathrm{f}(\mathrm{T}_\mathrm{B}-\mathrm{T})\mathrm{d}(\mathrm{S}_3)+\int_{vol}\delta\mathrm{T}\ddot{\mathrm{q}}\mathrm{d}(\mathrm{vol}).\end{aligned}\tag{3.3}$$

となる。更に温度Tを空間及び時間の関数と考え$\mathrm{T}=\{\mathrm{N}\}^T\{\mathrm{T}_e\}$とする($\{\mathrm{N}\}$:$\{\mathrm{N}(\mathrm{x,y,z,t})\}$要素関数,$\{\mathrm{T}_e\}$:$\{\mathrm{T}_e(\mathrm{t})\}$温度の時間成分)。温度を時間で微分すると

$$\dot{\mathrm{T}}=\frac{\partial\mathrm{T}}{\partial\mathrm{t}}=\{\mathrm{N}\}^{\mathrm{T}}\{\mathrm{T}_\mathrm{e}\},\tag{3.4}$$

となる。また$\delta\mathrm{T}$は

$$\delta T=\{\delta\mathrm{T}_\mathrm{e}\}^{\mathrm{T}}\{\mathrm{N}\},\tag{3.5}$$

で表わすことが出来る。さらに$[\mathrm{B}]=\{\mathrm{L}\}\{\mathrm{N}\}\mathrm{T}$とすれば

$$\{\mathrm{L}\}\mathrm{T}=[\mathrm{B}]\{\mathrm{T}_\mathrm{e}\},\tag{3.6}$$

と表わせる。式3.2, 3.6及び$\mathrm{T}=\{\mathrm{N}\}^T\{\mathrm{T}_e\}$より、

$$\begin{aligned}\int_{\mathrm{vol}}\rho\mathrm{C}\{\delta\mathrm{T}_\mathrm{e}\}^{\mathrm{T}}\{\mathrm{N}\}\{\mathrm{N}\}^{\mathrm{T}}\{\dot{\mathrm{T}}_\mathrm{e}\}\mathrm{d}(\mathrm{vol})+\int_{\mathrm{vol}}\rho\mathrm{C}\{\delta\mathrm{T}_\mathrm{e}\}^{\mathrm{T}}\{\mathrm{N}\}\{\mathrm{v}\}^{\mathrm{T}}[\mathrm{B}]\{\mathrm{T}_\mathrm{e}\}\mathrm{d}(\mathrm{vol}) \\ +\int_{\mathrm{vol}}\{\delta\mathrm{T}_\mathrm{e}\}^{\mathrm{T}}[\mathrm{N}]^{\mathrm{T}}[\mathrm{D}][\mathrm{B}]\{\mathrm{T}_\mathrm{e}\}\mathrm{d}(\mathrm{vol})=\int_{\mathrm{S}_2}\{\delta\mathrm{T}_\mathrm{e}\}^{\mathrm{T}}\{\{\mathrm{N}\}\}\mathrm{q}^*\mathrm{d}(\mathrm{S}_2) \\ +\int_{\mathrm{S}_3}\{\delta\mathrm{T}_\mathrm{e}\}^{\mathrm{T}}\{\mathrm{N}\}\mathrm{h}_\mathrm{f}(\mathrm{T}_\mathrm{B}-\{\mathrm{N}\}^{\mathrm{T}}\{\mathrm{T}_\mathrm{e}\})\mathrm{d}(\mathrm{S}_3)+\int_{\mathrm{vol}}\{\delta\mathrm{T}_\mathrm{e}\}^{\mathrm{T}}\{\mathrm{N}\}\ddot{\mathrm{q}}\mathrm{d}(\mathrm{vol}).\end{aligned}\tag{3.7}$$

を得ることが出来る。式3.7において、ρは定数と考える。また、$\{\mathrm{T}_e\}$,$\{\dot{\mathrm{T}}_\mathrm{e}\}$,$\{\delta\ \mathrm{T}_\mathrm{e}\}$は体積に依らないため積分の外に出せる。すると式3.7は以下の様に表わすことが出来る。

$$\begin{aligned}\rho\int_{\mathrm{vol}}\mathrm{C}\{\mathrm{N}\}\{\mathrm{N}\}^{\mathrm{T}}\mathrm{d}(\mathrm{vol})\{\dot{\mathrm{T}}_\mathrm{e}\}+\rho\int_{\mathrm{vol}}\mathrm{C}\{\mathrm{N}\}\{\mathrm{v}\}^{\mathrm{T}}[\mathrm{B}]\mathrm{d}(\mathrm{vol})\{\mathrm{T}_\mathrm{e}\}+ \\ \rho\int_{\mathrm{vol}}[\mathrm{B}]^{\mathrm{T}}[\mathrm{D}][\mathrm{B}]\mathrm{d}(\mathrm{vol})\{\mathrm{T}_\mathrm{e}\}=\int_{\mathrm{S}_2}\{\mathrm{N}\}\mathrm{q}^*\mathrm{d}(\mathrm{S}_2)+ \\ \int_{\mathrm{S}_3}\mathrm{T}_\mathrm{B}\mathrm{h}_\mathrm{f}\{\mathrm{N}\}\mathrm{d}(\mathrm{S}_3)-\int_{\mathrm{S}_3}\mathrm{h}_\mathrm{f}\{\mathrm{N}\}\{\mathrm{N}\}^{\mathrm{T}}\{\mathrm{T}_\mathrm{e}\}\mathrm{d}(\mathrm{S}_3)+\int_{\mathrm{vol}}\ddot{\mathrm{q}}\{\mathrm{N}\}\mathrm{d}(\mathrm{vol}).\end{aligned}\tag{3.8}$$

計算では、式3.8を各要素における伝熱を表わす式として用いる。

一方、計算領域の表面からの熱輻射は、各要素での伝熱とは別に計算する。

物体表面からの放射光によるエネルギーの流れは物質表面の種類によって異なる。物体の輻射率をεとすると、物体の単位面積から単位時間あたりに放出されるエネルギーIは、

$$\mathrm{I}=\frac{1}{4}\varepsilon\mathrm{uc},$$

で表わされる。uは絶対温度Tでのエネルギー密度であり

$$u(T) = \frac{8\pi^5 k^4}{15c^3h^3}T^4,$$

で与えられる。よって I は

$$I = \varepsilon\sigma T^4. \tag{3.9}$$

$$\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2h^3} = 5.6704 \times 10^{-12}[\mathrm{W/cm^2K^4}]$$

となる。

計算では、領域表面の面積を A、表面の温度を T_{suface}、物体周辺の温度 (雰囲気温度) を T_{around} とすると、輻射による表面での Energy loss は

$$Q = \varepsilon\sigma A(T^4_{\mathrm{surface}} - T^4_{\mathrm{around}}). \tag{3.10}$$

である。

3.1.2 伝熱計算

標的の温度計算を行なうためには、以下の条件を考慮しなければならない。

- 標的・target ladder 等の計算を行なう領域のモデル
- 標的に与える熱量及びその分布
- 熱伝導率・熱容量・密度
- 境界条件 (常温部の位置・熱流速・対流・熱輻射)
- 標的と target holder 等との熱伝導

標的温度計算は図 3.1 に示す流れに沿って行なった。

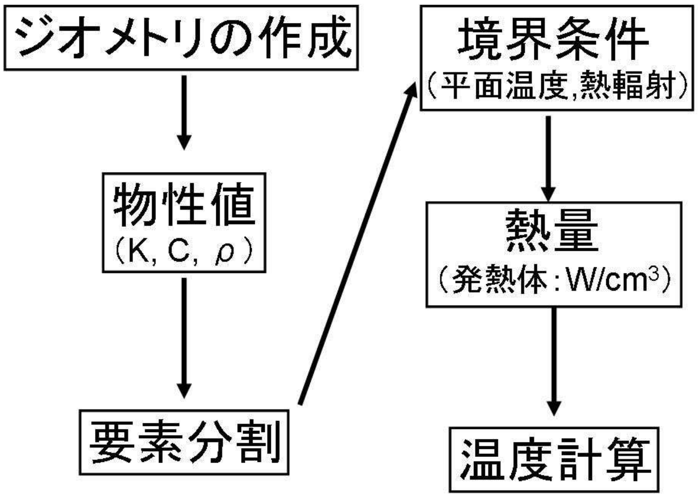


図 3.1: 一連の計算手順

以下に、計算手順の詳細を述べる。

- ジオメトリ

  計算ジオメトリは、形状・サイズ共に実物に即したモデル化を行なう。

- 物質の物性値

  温度計算に用いる物性値は熱伝導率, 熱容量, 密度である。物性値の値は化学便覧で紹介されている値を用いることにする [10]。また、これら 3 つの値のうち熱伝導率・熱容量に対しては、それらの温度依存性を考慮する。熱伝導率・熱容量の温度依存性は B に示す。密度については一定とする。

- 要素分割

  計算ジオメトリは、六面体を用いて要素分割を行なう。計算ジオメトリにおける長さの単位が cm であった場合、要素の一辺の最小値は数十 μm であり、局所的に熱量を与える条件でも要素分割は可能である。

- 境界条件

  温度計算で考慮すべき境界条件には、1). 常温部の位置, 2). 熱流束による表面効果, 3). 対流による表面効果, 4). 表面からの熱輻射, が挙げられる。

- 標的に与える熱量

  標的には、内部に発熱体を置き、ビームから標的に与えられる熱量に相当する発熱を与える。

- 物体間の熱伝導

  標的から target holder を経て常温部へと至る伝熱の問題では、標的と target holder の様な接触した物体の間の熱伝導を考慮しなければいけない。

3.2　標的加熱実験

ビームを用いて標的を加熱し、温度測定を行なった。標的加熱実験は、東北大学サイクロトロン・ラジオアイソトープセンター (CYRIC) で行なった。実験には、50 MeV の陽子ビーム及び 65 MeV の α 粒子ビームを用いた。これのビームは、E01-011 実験の電子ビームと同様標的中で停止せず突き抜ける。また E01-011 実験で予想される熱量 (5 W) と同程度の熱量を標的に与える (3.3.1 節参照)。

3.2.1　Experimental set up

CYRIC における実験の全体セットアップを、図 3.2 に示す。標的にあたったビームは、bending magnet で曲げられ beam bump にあたる。標的を固定した target ladder(銅) は外部の駆動装置と繋がっているため、標的の位置を移動させることが可能である。

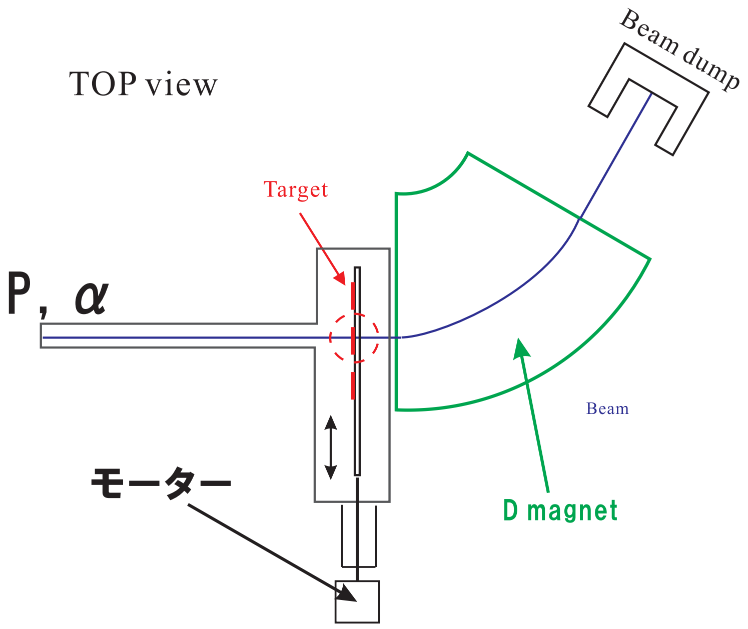


図 3.2: CYRIC での標的加熱実験におけるセットアップ：左方向から入射した陽子・α 粒子は、標的中で停止せず突き抜け、bending magnet で beam dump 方向へ曲げられる。

- ビーム

  今回使用したのは、50 MeV 陽子ビームと 65 MeVα ビームである。この二つの粒子は、E01-011 実験における電子ビームと同様に、標的中で止まることなく突き抜ける。beam spot size は約 3 mmϕ である。表 3.1 にビームパラメータをまとめる。

  表 3.1: Cyric 実験におけるビーム条件

Item	proton beam	α beam
beam energy	50 MeV	65 MeV
beam spot size	~ 3 mmϕ	

- 標的

50 MeV 陽子ビームを用いた実験の標的には SUS を用いた。SUS plate のみのシンプルな標的を使用して、計算精度の確認と共に、計算で考慮すべきジオメトリの範囲や、SUS plate と、それを target ladder に固定しているネジとの間の熱伝導を調べる (図 3.3)。

65 MeVα ビームを用いた実験では、Carbon, Silicon を target holder で挟んだ標的を用いた (図 3.4)。target holder には、E01-011 実験で使用する target ladder と同じ材質の Al6061 を用いた。これらの標的に対して、標的と target holder 間の熱伝導条件を調べる。

表 3.2 に標的の条件をまとめる。

表 3.2: CYRIC 実験で使用した標的

beam	target
50 MeV 陽子ビーム	SUS304 plate
65 MeVα ビーム	Carbon, Silicon w/ Al6061 target holder

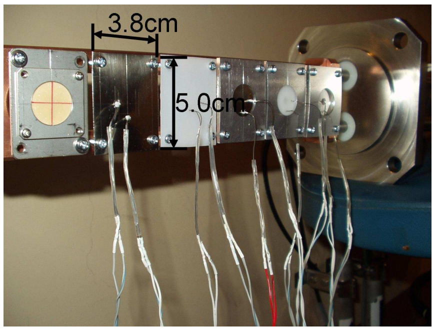


図 3.3: 50 MeV 陽子ビームでの標的加熱実験で使用した標的及び target ladder : 銅で作られた枠状の target ladder に上下 4 つのネジで標的を固定している。

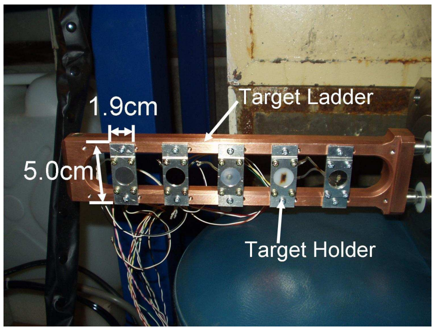


図 3.4: α ビームによる標的加熱実験で使用した標的 : target holder は target ladder に上下 2 つのネジ (SUS304) で固定する。標的には 19 mm×19 mm の Carbon (厚さ 0.2 mm), Silicon (厚さ 0.5 mm) を使用し、Al6061 (厚さ 2 mm) による target holder で挟んだ。

3.2.2 温度測定

温度測定にはアルメル- クロメル熱電対を使用し、標的にセラミック接着剤を用いて固定した。

熱電対の長さは、約 10 cm で、その後はリード線 (銅線) へ繋がる。リード線は、真空チェンバー内部から真空フランジに取り付けたコネクタを介して、外部へと導かれる。外部に設置した Digital Multimeter で熱起電力を測定した (図 3.5)。

実験に先立ち、熱源を用いて Al plate を加熱し、温度と熱電対の起電力の相関を調べた。熱電対の Calibration の詳細は、付録 A に記す。作成した熱電対の温度と熱起電力の相関を、化学便覧から得た相関と比較した [10] (図 3.6)。個々の熱電対に対し、温度測定では、Calibration から得た相関を使用した。

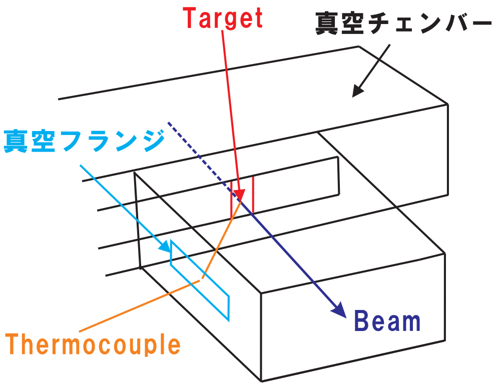

Target
真空チェンバー
真空フランジ
Beam
Thermocouple

図 3.5: 熱電対の導き方：熱電対は、セラミック接着剤で固定する。熱電対の長さは約 10 cm であり、真空チェンバー内部でリード線に繋がる。真空フランジに取り付けたコネクタを介し、外部に信号を送る。

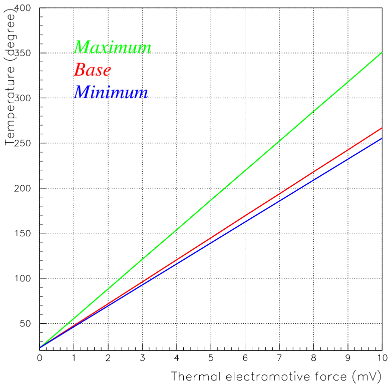


図 3.6: 熱起電力と温度の相関図：x 軸が温度 (K)、y 軸が熱起電力 (mV) を表わす。赤のラインは化学便覧で紹介されている値での相関、緑と青のラインはそれぞれ Calibration をした熱電対の中で、起電力に対する温度の勾配が、最大のものと最小のものを示す。

3.3 測定と計算との比較

標的の温度上昇を計算するとき、以下の条件を考慮する必要がある。

- ビームから与えられる熱量, ビームの強度分布, beam spot の位置
- 標的の熱伝導率 (K), 熱容量 (C), 密度 (ρ)
- モデルの形状, 常温部の位置, 熱輻射等の表面効果
- 標的と target holder の間の熱伝導

以上の条件のうち、標的に与える熱量, ビーム強度分布, beam spot の位置に関しては一定としつつ、その他の条件に対して、それぞれの変化が標的温度に与える影響を調べ、現実に即した計算条件値を調べる。

3.3.1 標的に与えられる熱量

陽子や α 粒子の様な荷電粒子は、物質内で主に Ionization によってエネルギーを失う。両粒子の energy loss は Bethe-Bloch の式、

$$-\frac{dE}{dx} = K\frac{Z}{A}\frac{z^2}{\beta^2}\left[\frac{1}{2}ln\frac{2m_e v^2\gamma^2 W_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} - \frac{C}{Z}\right]. \tag{3.11}$$

で与えられる [12]。但し、

$$K = 4\pi N_a r_e^2 m_e c^2 = 0.307075 \quad [\mathrm{MeV/(g/cm^2)}]$$

r_e	古典電子半径 = 2.817×10^{-13} cm
m_e	電子質量
I	mean excitation energy
z	粒子の電荷
δ	density correction
C	shell correction
W_{max}	maximum energy transfer

衝突における運動量移行の最大値 W_{max} は、以下のように与えられる。

$$W_{max} = \frac{2m_e c^2\eta^2}{1 + 2s\sqrt{1+\eta^2} + s^2}. \tag{3.12}$$

ここで、M は陽子 α 粒子が衝突した粒子の質量、$s = m_e/M$, η=$\beta\gamma$ であり、$M \gg m_e$ のとき、

$$W_{max} \simeq 2m_e c^2\eta^2,$$

mean excitaion energy I は測定値から近似的に与えられる。

$$\begin{array}{ll} \frac{I}{Z} = 12 + \frac{7}{Z}eV & Z < 13 \\ \frac{I}{Z} = 9.76 + 58.8Z^{-1.19}eV & Z \geq 13 \end{array} \tag{3.13}$$

今回、陽子と α 粒子のエネルギーが低いため、density correction δ と shell correction C は無視する。

式 3.11 で与えられる粒子の energy loss を、標的の energy deposit と考えると、今回使用した標的の energy deposit 及び heat deposit は、

表 3.3: 50 MeV proton,65 MeVα による各標的への energy deposit。及び表 3.1, 表 3.4 のビームパラメータ, 標的パラメータの時の heat deposit。

標的	energy deposit (MeV/(g/cm^2))	heat deposit (W)
SUS304 (by 65 MeV proton)	8.89	0.6 ~ 3
C (by 50 MeV α)	100.4	5 ~ 10
Si (by 50 MeV α)	48.6	4 ~ 8

3.3.2 ビーム強度及び beam spot の位置

計算では、ビームの強度分布を 3 mm(FWHM) の Gaussian と仮定し、beam spot は標的の中心に一致しているとする。

3.3.3 SUS plate の加熱実験

SUS plate の温度計算を以下に示す条件で行なった。

- ジオメトリ

  計算ジオメトリは、標的・target holder・ネジまでを考慮し、形状・サイズ共に実物に即したモデル化を行なった。target ladder, 接着剤・熱電対は考慮しない (図 3.9 参照)。

- 物質の物性値

  物性値は基準値として、化学便覧で紹介されている値を用いる [10][11](表 3.4)。

表 3.4: CYRIC 実験における標的条件：示されているのは常温における物性値である。

標的	厚さ (g/cm^2)	融点 (K)	密度 (g/cm^3)	熱伝導率 (W/cmK)	熱容量 (J/gK)
SUS304	2.37×10^{-1}	~ 1680	7.90	1.68×10^{-1}	0.5
Carbon	4.52×10^{-2}	3650	2.26	1.04	0.71
Silicon	1.17×10^{-1}	1700	2.33	1.48	0.71
Al6061	5.40×10^{-1}	860 ~ 930	2.70	1.67	0.90

- 境界条件

  熱流束・対流については、標的・target holder の周囲が真空状態であるため考慮しない。領域表面からの熱輻射は黒体輻射として考慮する。常温部に関しては、今回の実験では target holder を熱伝導性の良い銅製の target ladder に固定しており、target ladder が標的・target holder に対し十分に大きいことを考えて、ladder の温度変化は無視できるとする。よって、holder を ladder に固定するネジの底部を常温部として、その表面温度を測定時の室温に固定した。

- 標的に与える熱量、分布及び位置

  標的には、内部に 3 mmϕ の発熱体を置き、表 3.3 の heat deposit と、標的面方向には、ビーム強度分布の Gaussian を考慮した発熱分布を与え、標的深さ方向には一様とする。発熱体の厚さは標的と等しくする。また、発熱体の物性値は標的と等しくする。

- 接触した物体間の熱伝導

  SUS Plate の温度計算では、標的とネジの間の熱伝導を考慮する必要がある。今回の計算では熱伝導は理想的に良いとする。

beam current 1.5 μA での標的温度に対し、図 3.8 に、計算結果及び測定した温度を示す。x 軸が V 方向, H 方向での位置 (図 3.7 参照)、y 軸は温度で標的中での温度を表わしている。標的中心部の温度約 600 K の時の温度に対し、標的中心から 5 mm の位置での、測定結果と計算は、約 30 K の温度差を持っており、温度の約 8 %という温度差で測定結果と計算は一致していると見ることができる。

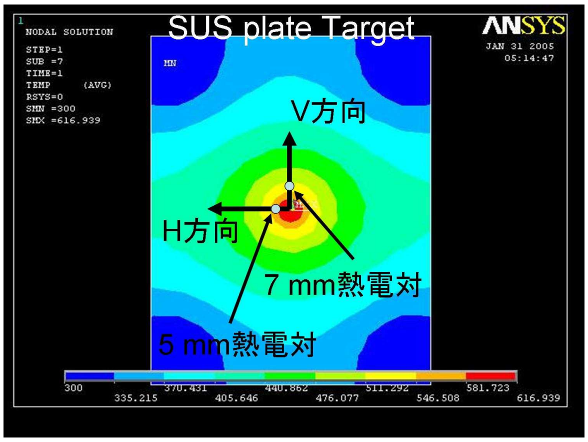

SUS plate Target
ANSYS
1
NODAL SOLUTION
STEP=1
SUB =7
TIME=1
TEMP (AVG)
RSYS=0
SMN =300
SMX =616.939
JAN 31 2005
05:14:47
MN
MX
V方向
H方向
7 mm熱電対
5 mm熱電対
300
335.215
370.431
405.646
440.862
476.077
511.292
546.508
581.723
616.939

図 3.7: SUS plate target 及び熱電対の固定位置

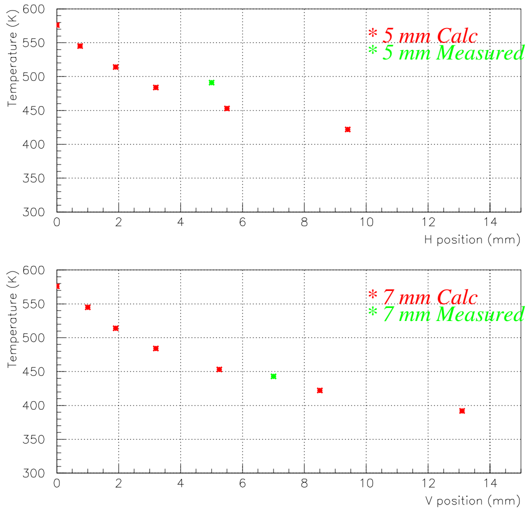


図 3.8: 標的中での温度 (beam current : 1.5 μA) : x 軸が標的中心からの距離、y 軸が温度である。V, H はそれぞれ図 3.7 の方向に対応している。赤が計算で得られた温度、緑が測定結果を表わす。

図 3.8 の計算では、標的と target holder の間の熱伝導は理想的と考えている。更に、ネジの底部を常温部とし、標的の熱伝導率も化学便覧等で紹介された一般的な値を用いているため、実際の標的のそれとは異なる可能性がある。

これらの仮定された条件をそれぞれ変化させ、標的の温度に与える影響を調べる。E01-011 実験における標的温度の計算のために、最適と思われる条件を、測定温度と計算との温度差から調べる。

1. 計算ジオメトリ・常温部の位置の変化

   標的の温度計算で考慮すべき領域は、標的の熱伝導率・大きさによって異なる。SUS plate 標的に対し、標的・target holder のみを考慮してネジの底部を常温部とした計算と、target ladder を考慮した計算の結果を比較し、計算ジオメトリを原因とする温度差を見積もる。図 3.9 に、ladder を考慮した、計算ジオメトリを示す。

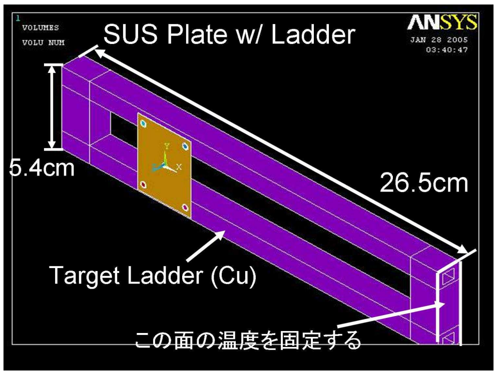


図 3.9: 計算のジオメトリに ladder まで考慮した。ladder は銅製であり、水冷を行なうことができる。温度を固定したのは、ladder の端の面。実験ではこの面より、二本の円筒で外部と繋がっている。

   図 3.10 に、ジオメトリに ladder を含む前後の計算結果及び測定温度を示す。ladder を含むジオメトリで計算した方が精度が良い。5 mm での測定結果との誤差は温度の 4 %程度になり、7 mm での測定結果との差は 1 K 以下になる。結果、target ladder を考慮していないジオメトリと比較して倍の精度が得られた。

   計算領域の拡大による計算精度の向上が示されたが、計算領域の拡大は条件の複雑化に繋がり、逆に計算精度を下げる原因にもなる。以降の計算は、target ladder のみを加えて行なう。

2. 標的とネジの間の熱伝導

   標的と target hoder の様な接触した物体間の熱伝導は、理想的ではなく抵抗を持っている。この抵抗が熱量の移動を妨げ標的温度が上昇する原因の一つになる。E01-011 実験の条件での計算に向けて、接触した物体間の熱伝導条件の数値化を行なった。

   計算ジオメトリに target ladder を考慮して残る温度差が、全て SUS plate とネジとの間の熱伝導によるものだと仮定し、標的とネジとの間の熱伝導を変化させて測定結果との一致を試みる。

   標的のネジ穴にあたる領域の熱伝導率を変化させることで、標的 (SUS) とネジ (SUS) の間の熱伝導を考慮する (図 3.11)。ネジ穴の熱伝導率を、標的 (SUS) の 100 %, 90 %,... 20 %,10 %と減少させていって標的温度に与える影響を調べた。

   図 3.12 は、ネジ穴の熱伝導率を、標的 (SUS304) の 100 %, 80 %, 20 %と変化させていったときの、標的の温度の変化を表わしている。熱伝導率の変化に対する温度・温度の変化は極め

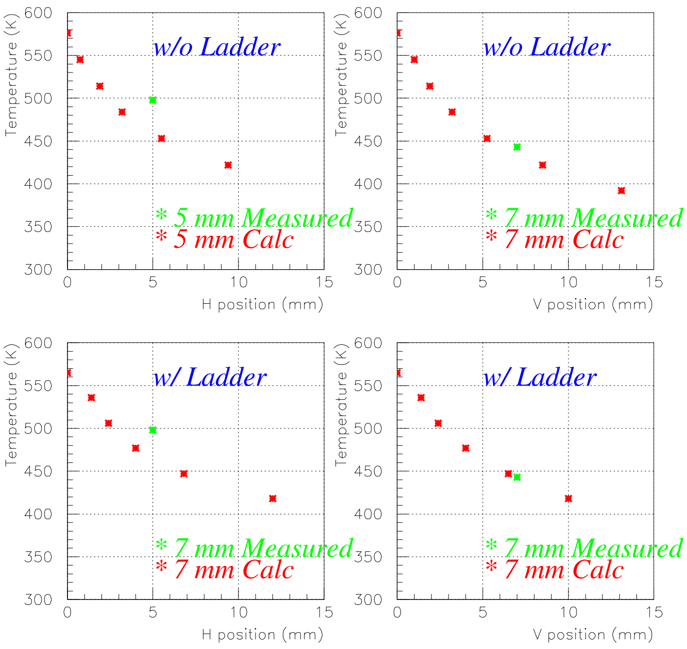
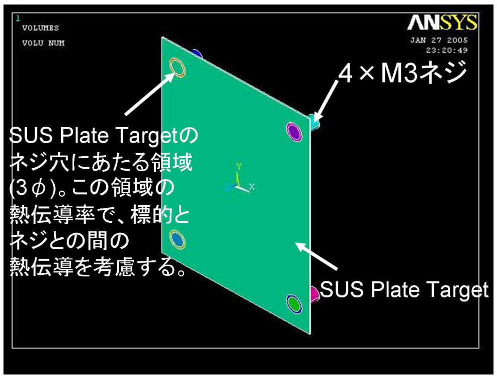


図 3.10: ladder を考慮する前後の計算結果と測定結果を示す。x 軸は標的中心からの距離、y 軸は温度を表わす。

て小さいが、熱伝導が 20 %の時、測定結果との間で極めて良い一致を示す。このことから、標的 (SUS) とネジの間の熱伝導を数値化するとき、ネジ穴の熱伝導率は、SUS の熱伝導率の 20 %前後だと考える。


1
VOLUMES
VOLU NUM
ANSYS
JAN 27 2005
23:20:49
4×M3ネジ
SUS Plate Target

SUS Plate Targetのネジ穴にあたる領域(3φ)。この領域の熱伝導率で、標的とネジとの間の熱伝導を考慮する。

図 3.11: SUS plate とネジとの間の熱伝導：標的のネジ穴にあたる領域の熱伝導率で両者間の熱伝導を考慮する。

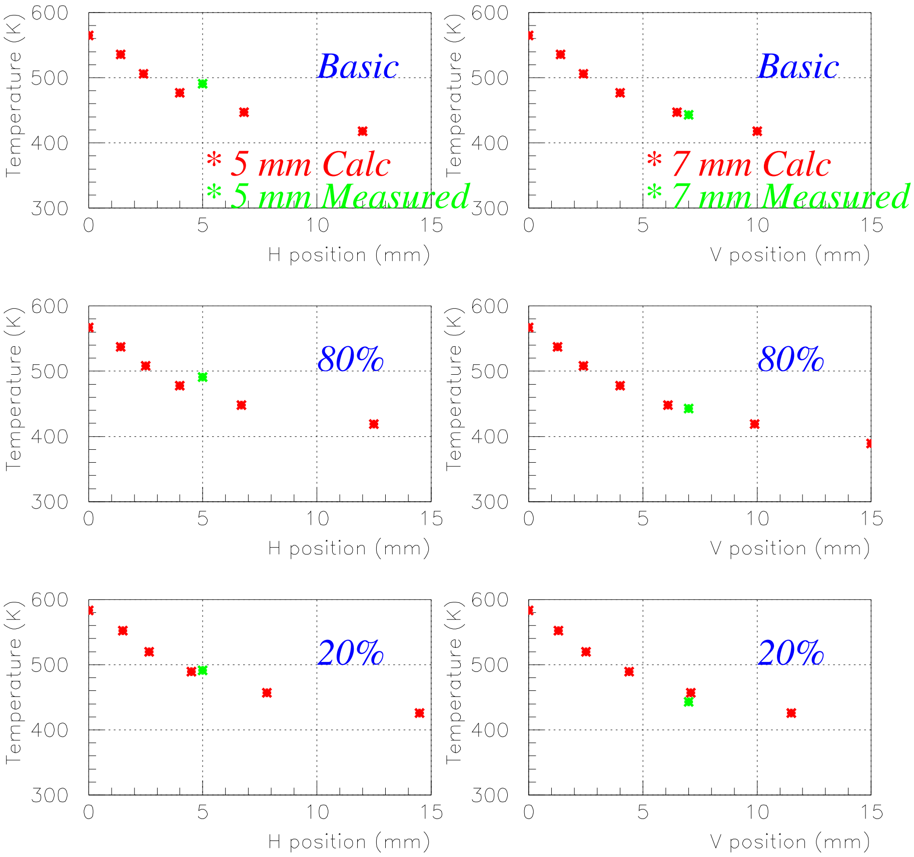


図 3.12: 標的とネジの間の熱伝導ごとの標的温度：ネジ穴の熱伝導率を、標的 (SUS) の 100 %, 80 %, 20 %と低下させていった時の温度の変化を示す。軸は標的中心からの距離,y 軸は温度を表わす。

3. 標的の熱伝導率

化学便覧等から得た標的の物性値は、一般的な値であり、実際に使用した標的の物性値とは異なる可能性がある。特に、標的の熱伝導率が異なれば温度・温度勾配に直接影響を与える。

接触した物体間の熱伝導条件は考慮にいれず、標的の熱伝導率の変化のみによる標的温度への影響を調べた。計算結果を図 3.13 に示す。図は標的 (SUS) の熱伝導率を、化学便覧の値を基準値として、10 %もしくは 15 %低下させたときの温度を表わす。10 %, 15 %で温度と測定結果との差が最も小さくなる。

計算ジオメトリ、ネジと標的の間の熱伝導条件を考慮した計算の精度は温度の約 2 %と十分高いものであり、SUS plate の熱伝導率に対しては、化学便覧等から得た値と、実際の値の差は小さいと考えることが出来る。

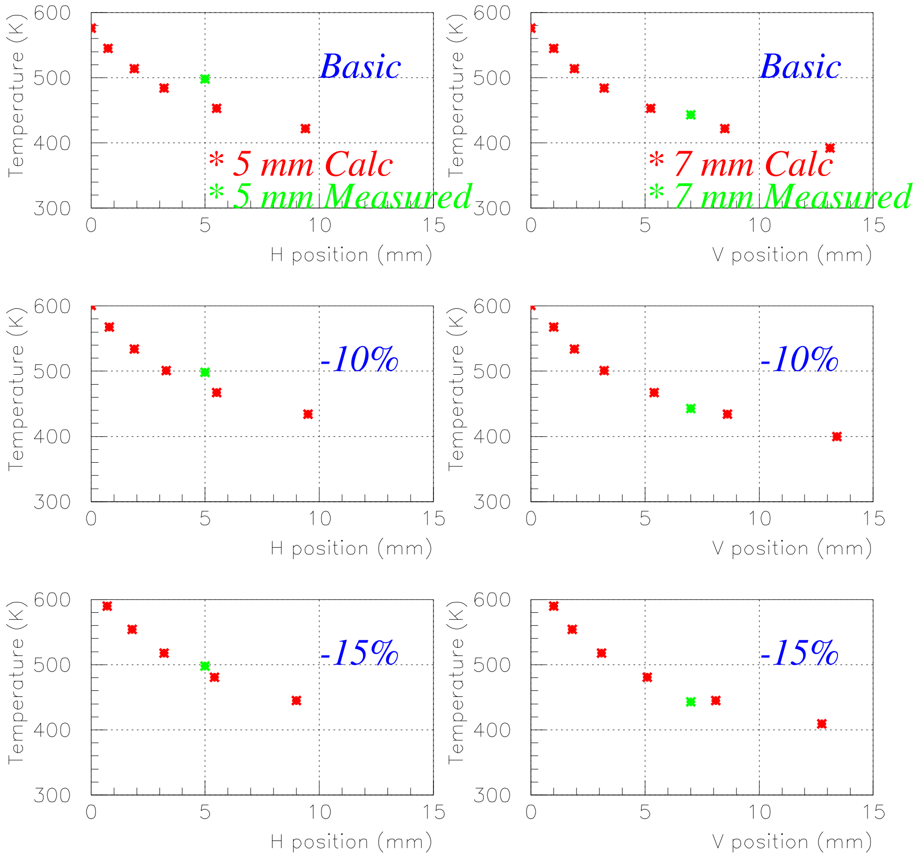


図 3.13: 標的の熱伝導率を、基準値の 100 %, 90 %, 85 %としたときの温度： x 軸は標的中心からの距離, y 軸は温度を表わす。

3.3.4 Cabon, Silicon の加熱実験

SUS 標的の加熱実験では、測定結果と計算を比較し、計算ジオメトリの考察、標的とネジ間の熱伝導等の条件の数値化等を行なった。Carbon, Silicon の加熱実験では、実際に E01-011 実験で使用される標的と、Al6061 で作られた target holder 間の熱伝導条件の数値化を行なう。

- ジオメトリ

  標的, target holder, target ladder までを考慮し、形状・サイズ共に実物に即したモデル化を行なった。

- 物性値

  物性値は SUS plate の加熱実験の計算と同じく、化学便覧で紹介されている値を用いる (表 3.3 参照)。また、熱伝導率に関しては、その変化の標的温度に対する影響を調べる。

- 境界条件

  SUS plate の計算と同様、表面の効果に関しては熱輻射のみ考慮する。また、常温部は、SUS plate と同じ target ladder 端の面とする。

- 標的に与える熱量・熱量分布及びその位置

  標的には、表 3.3 で与えられた heat deposit を、標的中心部に 3 mmϕ の発熱体を置くことによって与える。熱量分布は、標的面方向に対し 3 mm (FWHM) の Gaussian であり、標的深さ方向には一様とする。

- 接触した物体間の熱伝導

  今回のジオメトリでは、target holder, ladder とネジとの間の熱伝導、更に、標的と target holder との間の熱伝導を考慮する必要がある。ネジと target holder, ladder 間の熱伝導条件は、SUS plate の加熱実験の比較結果より、ネジ穴の熱伝導率を Al6061 の 20 %として考える。また、標的と target holder との間の熱伝導条件の数値化に対しては、条件を以下の様に定義する。

  - 標的領域を二つに分け、外枠を Outer Target、内部を Inner Target とする。Outer Target は target ladder と接触する。Outer Target 領域の熱伝導率で、標的と target holder 間の熱伝導条件を考慮する。熱伝導の定義を図 3.14 に示す。

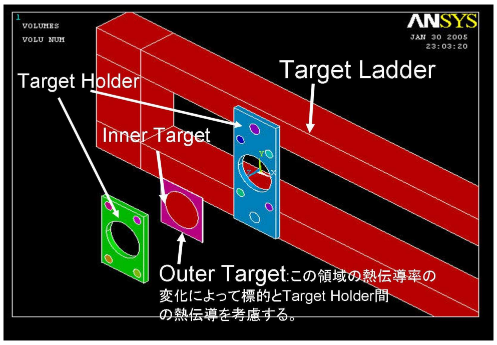

1
VOLUMES
VOLU NUM
ANSYS
JAN 30 2005
23:03:20
Target Ladder
Target Holder
Inner Target
Y
Z
X
Outer Target:この領域の熱伝導率の
変化によって標的とTarget Holder間
の熱伝導を考慮する。

図 3.14: 標的と target holder 間の熱伝導条件：標的領域を二つに分ける。外枠を Outer Target、内部を Inner Target とする。Outer Target は target holder と接触する。Outer Target 領域の熱伝導率で標的と target holder 間の熱伝導条件を定義する。

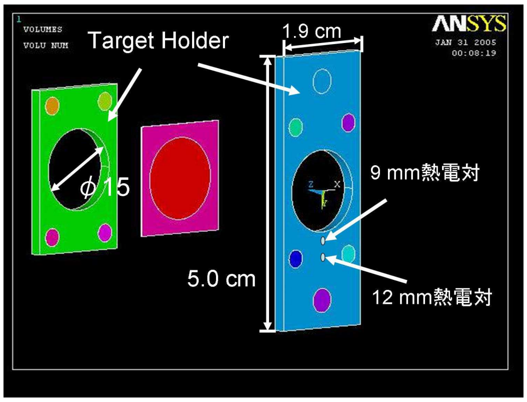

1
VOLUMES
VOLU NUM
Target Holder
1.9 cm
ANSYS
JAN 31 2005
00:08:19
ϕ15
Z
X
9 mm熱電対
5.0 cm
12 mm熱電対

図 3.15: Carbon, Silicon 標的に固定した熱電対の位置 ： 熱電対は、target holder の標的中心から下方 9 mm, 12 mm の位置にセラミック接着剤で固定した。

実験では、target holder に熱電対を取り付けて温度測定を行なった (図 3.15)。

Carbon と Al6061 間の熱伝導条件の数値化を行なう。図 3.16 に、Carbon に、4 μ の α ビームをあてた時の測定結果と Carbon と target holder 間の熱伝導条件毎 (Outer Target の熱伝導率が Carbon の 100 %, 80 %, 60 %, 20 %) とした時の計算から得た温度を示す。

SUS plate 実験と比較して、測定結果と計算との誤差が大きい。これは、target holder の温度を測定したために、計算では一様と考えている標的と target holder との熱伝導が、実際には場所に依っていること等、計算ジオメトリ自体が複雑になったことの影響が出ていると考えられる。また、どの熱伝導条件でも、target holder 領域の温度変化は小さいことが分かる。

標的と target holder 間の熱伝導条件を調べるため、それぞれの熱伝導条件で、測定結果と計算との温度差を計算した。標的と target holder 間の熱伝導条件と、測定結果と計算との温度差の相関を調べ、最も温度差の低い条件を、求める熱伝導条件とすることにした。

Carbon では熱伝導条件が 80 %の時、Silicon では 60 %のとき、測定結果と計算との温度差が最小となる (図 3.17)。よって、熱伝導率条件は Carbon 80 %, Silicon 60 % (Outer Target の熱伝導率が標的の 80 %, 60 %) が求める標的と target holder 間の熱伝導条件ということになる。

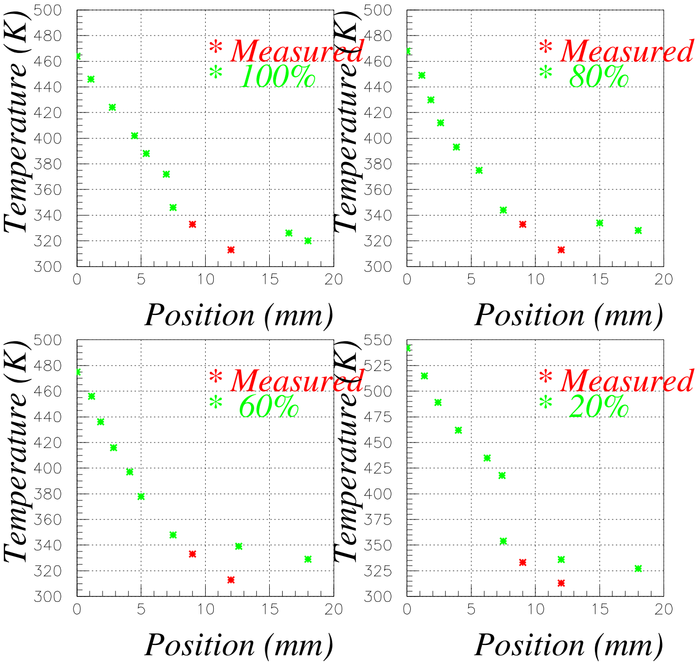


図 3.16: 標的と target holder 間の熱伝導条件毎の Carbon 中の温度と測定値の比較、x 軸が標的中心からの距離、y 軸が温度を表わす。

3.3.5　まとめ

標的の温度計算を行なうには以下の条件を考慮する必要がある。

- 標的に与える熱量、熱量分布及びその位置
- モデルの形状, 常温部の位置, 熱輻射等の表面効果
- 標的と target holder の間の熱伝導
- 標的の熱伝導率, 熱容量, 密度

E01-011 実験の条件での標的温度の計算に先立ち、計算精度の確認と、上記の条件の情報を得るために、東北大学サイクロトロン・ラジオアイソトープセンター (CYRIC) において、実際にビームを用いて標的に熱量を与え温度測定を行なった。

50 MeV 陽子ビームをあてた SUS plate に対し、モデルの形状、標的とネジ間の熱伝導、標的の熱伝導率等にそれぞれ条件を仮定して (3.3.3 節参照) 計算を行なった結果、温度差は標的温度の約 8 %であった。更に、上記の条件をそれぞれ変化させ、測定温度と計算とを比較して条件の最適化を行なった結果、標的とネジとの熱伝導を考慮するネジ穴の熱伝導率が SUS の 20 %のとき、測定結果と計算との温度差が最も小さいことが示された。

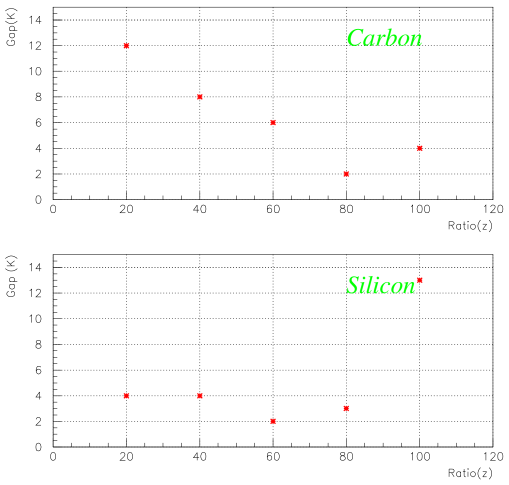


図 3.17: 標的と target holder 間の熱伝導条件と、測定温度と計算との温度差の相関図： x 軸は、熱伝導条件を表わし、y 軸は温度差を表わす。

また、65 MeVα 粒子をあてた Carbon, Silicon に対しても、測定結果と計算とを比較し、両者の温度差が最小となる時の、標的と target holder 間の熱伝導条件を調べた。結果、Carbon では熱伝導が 80 %、Silicon では 60 %の時に、温度差が最小になるという結果が得られた (表??。

第 4 章では、以上の得られた条件を基準として、E01-011 実験のもとでの標的温度を計算する。

第4章　E01-011実験における標的の温度変化とその特性

この章では、E01-011 実験の条件での標的温度を計算する。更に、標的の温度計算を行なう際に考慮すべき条件、1). 標的と target ladder, holder との間の熱伝導, 2). 標的の熱伝導率, 3). 熱輻射・常温部の位置等の境界条件, の変化の標的温度に対する影響を調べ、それらの条件による標的温度の変化を考慮した温度評価を行なう。また、標的に与える熱量 (beam current) に対する依存性を調べる。

一方、E01-011 実験で、簡易な陽子標的として素過程 p(e,e'K^+)Λ,Σ のエネルギー較正に用いられる High Density Polyethylene (HDPE)(組成：CH2) に対し、beam spot size や標的からの熱量の移動に関する条件を変化させて、標的温度に対する影響を調べる。

4.1　E01-011 実験の標的温度

4.1.1　計算条件

以下に E01-011 実験ので標的温度を計算する際の条件を示す。

- Geometry

  計算では、標的と target ladder 全体を考慮したジオメトリを作った。E01-011 実験で使用する target ladder には 12 mm ~ 14 mm 四方の標的を一度に複数個装填することが出来る。target ladder の絵を図 4.1 に示す。target ladder は底部の円盤部分で駆動装置と繋がる。モデル化はサイズ・形状等実物に即して行なった (図 4.2, 図 4.3)。実験では駆動装置で位置を移動させながら順次標的にビームをあてていく。また、target ladder 周囲は真空状態となる。

- 物性値

  標的の物性値は化学便覧で紹介されている値を用いた [10](表 4.1)。物性値は等方性として考え、熱伝導率・熱容量に関しては温度依存性を考慮する (B 参照)。target ladder, holder に用いられている Al6061 は常温での値 [11] を基に、温度による変化は化学便覧での Aluminium の変化と等しいとして補正を行なった。

- 境界条件

  駆動装置と繋がる target ladder 底部の円盤部分 (図 4.1 参照) を常温部と考え、温度を 300 K で固定する。標的及び target ladder,holder 周辺は真空状態になるため、物質表面の効果は熱輻射のみ考慮する。物質の輻射率は温度によって異なるが、今回は黒体輻射として考慮する。

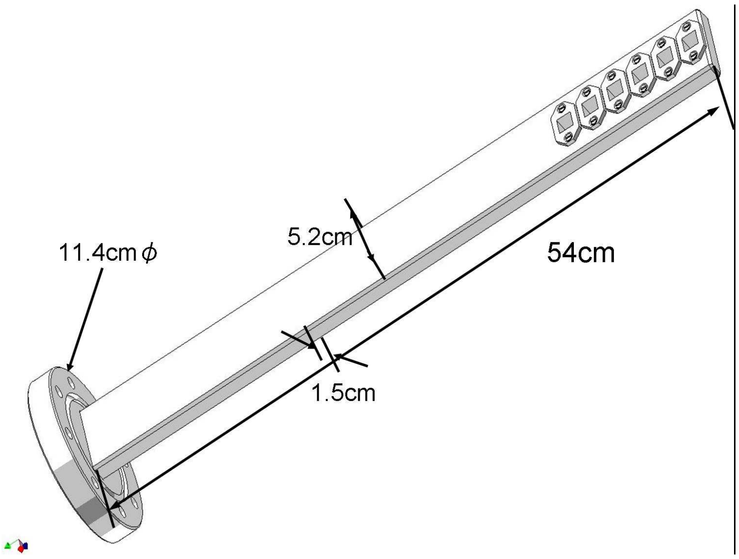


図 4.1: E01-011 実験の target ladder:材質は Al6061 で出来ており熱伝導が良い。また一度に複数個の標的がセット出来るようになっている。target ladder、下部の円盤部分が駆動システムと繋がり、位置の移動が出来るようになっている。

表 4.1: 各標的及び Al6061 の物性値：示されている値は常温のものである。Al6061 は E01-011 実験において target ladder,holder に用いる物質である。

Material	融点 (K)	密度 (g/cm^3)	熱伝導率 (W/cmK)	熱容量 (J/gK)
Carbon	3650	2.26	1.04	0.71
Silicon	1700	2.33	1.48	0.71
Lithium	460	0.534	0.768	3.87
Boron	2350	2.17	0.28	1.03
Vanadium	2200	5.55	0.31	0.49
Yttrium	1800	4.47	0.16	0.30
HDPE	406	0.95	4.8×10^{-3}	1.9
Al6061	860 ~ 930	2.70	1.67	0.90

- 物体間の熱伝導

  E01-011 実験の標的温度計算では、標的と target ladder, holder の間・ネジと target ladder holder の間の熱伝導を考慮する必要がある。

  今回の計算では、3.3.1 節の方法に習い、物体間の熱伝導を以下のようにして考慮する。

  - 標的領域を二つに分け、外枠を Outer Target、内部を Inner Target とする。Outer Target は target ladder, holder と接触する。Outer Target 領域、また target ladder, holder でネジ穴にあたる領域の熱伝導率で物体間の熱伝導を考慮する。第 3 章の結果を受け、今回の計算では、初期条件として、Outer Target 部の熱伝導率を標的の 80 %、ネジ穴領域の熱伝導率を target ladder 部 (Al6061) の 20 %に下げた。熱伝導の定義を図 4.4 に示す。

- heat deposit

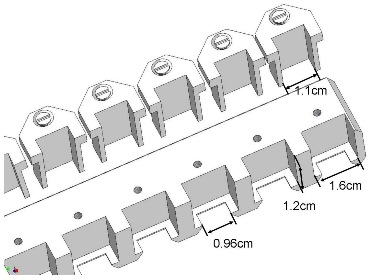

1.1cm
1.6cm
1.2cm
0.96cm

図 4.2: 標的装着部の拡大図: target ladder,holder の対称性を仮定した水平方向の断面図である。標的は target ladder につけられた「ざぐり」に置かれる。ladder と共に標的を挟む holder はネジで ladder にとめる。

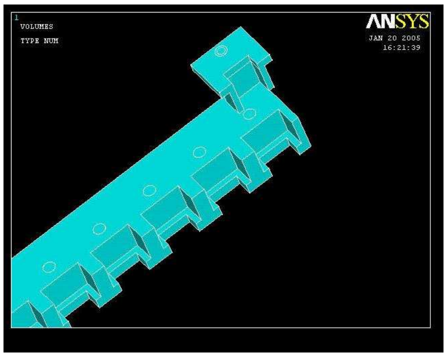

1
VOLUMES
TYPE NUM
ANSYS
JAN 20 2005
16:21:39

図 4.3: ANSYS 計算でのジオメトリ

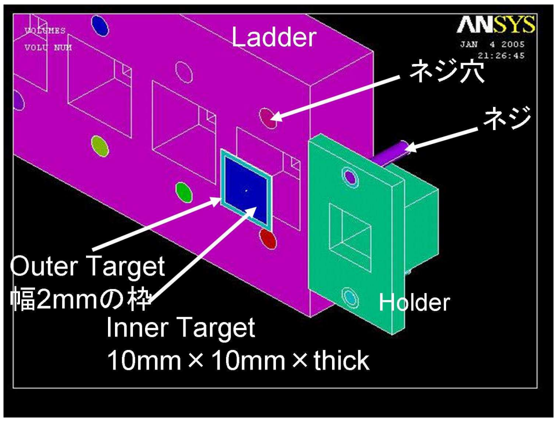

VOLUMES
VOLU NUM
Ladder
ANSYS
JAN 4 2005
21:26:45
ネジ穴
ネジ
Outer Target
幅2mmの枠
Inner Target
10mm×10mm×thick
Holder

図 4.4: 接触した物体間の熱伝導を考慮するジオメトリ：標的領域を二つに分ける。外枠を Outer Target、内部を Inner target とする。Outer Target は target ladder,holder と接触する。更に target ladder,holder でネジ穴にあたる領域を独立した領域にする。Outer Target の部分、また target ladder でネジ穴にあたる部分の熱伝導率で物体間の熱伝導を考慮する。計算では Outer Target 部の熱伝導率を標的の 80 %、ネジ穴領域を target ladder 部 (Al6061) の 20 %に下げた。

energy deposit,heat deposit は 2.3.4 節で計算した値を用いる。計算では標的の中心部に発熱体を置いて標的に熱を与える。発熱体は 100 μmϕ の径を持ち、厚さは各標的の厚さ (cm) と等しい。発熱は標的の深さ方向には一様とし、面方向には CEBAF のビーム強度分布が Gaussian であることを考慮して与える (図 4.5)。

計算条件を表 4.2 にまとめる。

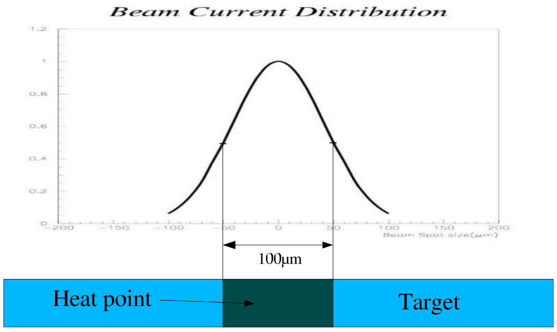


図 4.5: 標的に与える熱量の分布:標的に与える熱量は、標的面方向には 100 μm(FWHM) の Gaussin、深さ方向には一様として与えられる。

表 4.2: ANSYS による温度計算の境界及び熱量条件

境界条件	常温部 (300 K): target ladder 底部の円盤部 表面効果は熱輻射のみ黒体輻射で考慮
物質間の熱伝導	標的と target ladder, holder 間は標的の 80 % (図 4.4 参照)、ネジ穴領域では 20 %
Heat Deposit	標的中心部に発熱体、厚さ:各標的に等しい 発熱分布：標的面方向 Gaussian、深さ方向 一様

4.1.2 E01-011 実験における標的温度

E01-01 実験の条件での標的温度を調べた。target 厚は 100 mg/cm^2、但し HDPE に関しては target 厚を 475 mg/cm^2(約 5 mm) としている。

標的には、30 μA の電子ビームに相当する熱量 (表 2.9 参照) を与える。

表 4.3 に計算の熱量条件を示す。

表 4.3: E01-011 実験に対する標的温度計算の熱量条件

target 厚	100 mg/cm^2 (only HDPE 475 mg/cm^2)
beam current	30 μA (only HDPE 0.2μA)

標的に電子ビームをあてた後の定常状態における標的中心部の温度を計算した。標的中心部に熱量を与えているため、そこでの値が計算ジオメトリ内での最高温度となる。計算の結果を表 4.4 に示す。HDPE 以外の標的に対し、定常状態での温度が、融点を越える標的はないという結果が得られた。熱伝導率が小さく (4.8×10^{-3} W/cmK)、融点の低い (約 400 K)HDPE に対しては 0.2 μA ~ 0.3 μA の beam current で標的温度が融点を越えるという結果が示された。

また、target ladder,holder 部の Al6061 の融点は約 850 K であるが、どの標的に対しても融点を越えてはいない。

HDPE に対しては、ビームタイムの短縮という観点から、beam spot size や、標的からの熱量の移動を促進させるという工夫を行なった上で、使用できる beam current を調べる。詳しくは 4.2 節で述べる。

表 4.4: E01-011 実験での標的温度：示されている温度は標的にビームをあてた後の定常状態における標的中心部の温度である。beam current:30 μA (HDPE に対しては 0.2 μA),target 厚 100 mg/cm^2 (HDPE は 475 mg/cm^2)

標的	融点 (K)	標的温度 (K)
Carbon	3650	406
Silicon	1700	421
Lithium	460	335
Boron	2200	1463
Vanadium	2350	1004
Yttrium	1800	1169
HDPE	406	374

4.1.3 接触した物体間の熱伝導に対する温度依存性

標的と target ladder, holder 間の熱伝導条件を変化させて標的の温度変化を調べる。標的と target ladder, holder 間の熱伝導を考慮する際の条件は、4.1 節で述べたものと同じとし、以下にまとめる。

- :物体間熱伝導の定義 : 標的領域を二つに分け、外枠を Outer Target、内部を Inner Target とする。Outer Target は target ladder,holder と接触する。Outer Target 領域の熱伝導率の変化で標的と target ladder,holder 間の熱伝導を考慮する (図 4.4 参照)。

第 3 章より、標的と target holder 間の熱伝導条件の基準値は、標的に対する Outer Target の熱伝導率が 80 %ないし 60 %であった。熱伝導条件の変化による標的温度への影響を調べるため、Outer Target の熱伝導率を標的の 60 %まで落とした時の標的の温度を計算する。標的に与える熱量・境界条件等は E01-011 実験の条件と同じである。

Outer Target 領域の熱伝導率が、標的のそれの 80 %と 60 %の時の標的温度の差を表 4.5 に示す。60 %までの熱伝導率の低下で、数 K ~ 数十 K 程度であり、標的温度とそれぞれの融点との差を考えれば、標的温度・標的の温度変化に対して、標的と target ladder, holder 間の熱伝導条件が持つ影響は小さいと言える。

表 4.5: 物体間の熱伝導を変化させた時の定常状態における標的温度: Outer Target の熱伝導率を 80 %,60 %にした時の計算結果及びその差を示す。

標的	80 % (K)	60 % (K)	温度差 (K)
Carbon	406	410	4
Silicon	421	423	3
Lithium	335	336	1
Boron	1463	1468	5
Vanadium	1004	1005	1
Yttrium	1169	1170	1
HDPE	374	375	1

4.1.4　標的の熱伝導率に対する温度依存性

計算で使用した化学便覧に紹介されている物性値と (付録 B)、実際のの物性値が異なった場合の、標的温度の変化を考える。また、励起スペクトルを調べる分光実験では、使用する標的に enriched taregt を用いる。現在 ^{28}Si の製作が真空蒸着法で製作が試みられており、更に、^{10}B, ^{11}B target に対しては二段階焼結法による製作が行なわれた (付録 C)。これらの標的の物性値は一般的な値とは著しく異なっている。標的の熱伝導率の変化が標的温度に及ぼす影響を知る必要がある。

標的の熱伝導率を、基準値 (化学便覧の値) から ±5 %, ±10 %, ±20 %ずつ増減させて標的温度の変化を計算した。標的に与える熱量は、E01-011 実験と同じとする (表 4.3 参照)。

標的の熱伝導率の変化と、標的温度の変化との相関を示す (図 4.6)。x 軸は標的熱伝導率の変化率、y 軸は熱伝導率を変化させる前と後での定常状態における標的温度の差を表わしている。また表 4.6 に ±20 %の範囲で標的の熱伝導率を変化させた時の温度差を示した。

enriced target を用いる Boron の温度変化が大きいことが分かる。Boron の融点は約 2200 K であり、Boron の熱伝導率を 30 %低下させると、融点を越えてしまうという結果が示された。Boron に対しては、その熱伝導率を測定する予定であり、結果を考慮した標的温度の再計算を行なう。

標的	中心温度 (K)	＋ 20 % (K)	－ 20 % (K)	温度差 (K)
Carbon	406	392	427	35
Silicon	421	402	451	49
Lithium	335	333	338	5
Boron	1463	1177	1894	717
Vanadium	1004	900	1157	257
Yttrium	877	1052	1336	284
HDPE	376	362	392	30

表 4.6: 標的の熱伝導率の変化に対する定常状態での標的温度の変化：標的の熱伝導率が一般的な値、及びそれの ±20 %での結果を示している。また温度差は、＋ 20 %, － 20 %の計算温度の差を示す。

4.1.5　境界条件に対する温度依存性

境界条件として、計算ジオメトリでの常温部の位置、及び計算領域表面からの熱輻射の条件の二つを考えている。常温部の位置及び輻射率の標的温度に対する影響を調べた。

4.1.2 節の計算では、target ladder の底部の円盤部分を、常温部として温度を固定した。常温部の位置の妥当性を調べるため、熱伝導率の高い Carbon と、低い Boron に対し、常温部までの距離 (target ladder の長さ) を 2 倍と 1/2 倍に変更して標的温度を計算した。結果を表 4.7 に示す。

Material	中心温度 (K)	2 倍 (K)	1/2 (K)
Carbon	406	403	386
Boron	1463	1461	1460

表 4.7: 標的から常温部までの距離を変化させたときの標的中心部の温度変化を表わす。中心温度は、元の ladder の長さでの計算、2 倍, 1/2 はそれぞれ ladder の長さを、2 倍, 1/2 に変化させたときの定常状態での標的中心部の温度である。

表 4.7 に示されている通り、target ladder の長さを倍にしても温度変化は数 K 程度であり、E01-

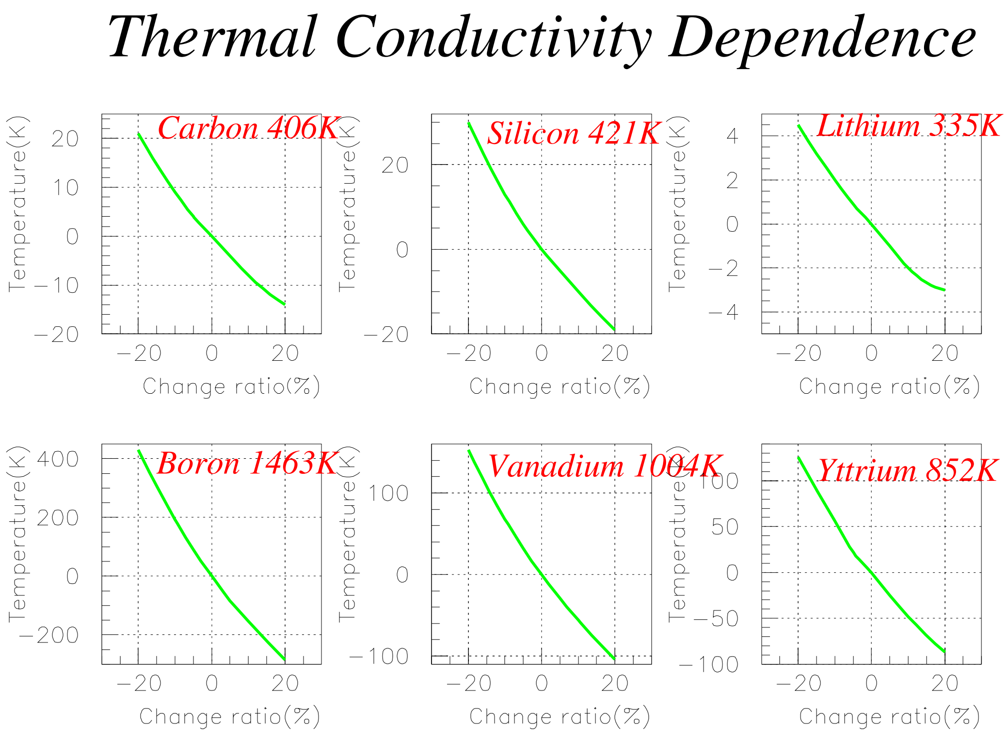


図4.6: 標的の熱伝導率の変化幅と標的温度との相関図：x軸は一般的な値を基準とした熱伝導率の振れ幅(%)、y軸は一般的な値での計算結果との差(K)を表わす。物質名横の値は、4.1.2で得られた標的中心部の温度を示している。

011実験の条件での標的温度計算では、target ladder全体まで考慮すれば、温度は十分に常温まで落ちており、計算条件の単純化という点から見ても、常温部の位置は妥当であると考えられる。

また、表面温度が数百Kの温度の時、単位面積あたりで放出される熱量は、式3.10より10^{-3}程度のオーダーとなる。この熱量が温度に与える影響を調べた。4.1.2節の計算で最も高い温度を示したBoronに対し、輻射率を0, 1と変化させて計算を行なった。結果、定常状態における標的温度の変化は2K以内にとどまり、輻射率による標的温度への影響は極めて小さいという結果が示された。

4.1.6 beam current study

与える熱量の大きさに対する標的温度の変化を調べる。beam current を 10 μA から 100 μA まで変化させ標的温度の変化を計算した。

標的に与える熱量の条件は、beam current 以外は??節と同じであり、標的中心部に、100 μmϕ 厚さが標的と等しい発熱体を置いた。熱量分布は、100 μm(FWHM) の Gaussian である。

計算におけるビーム及び熱量の条件を表 4.8 に示す。

表 4.8: beam current study でのビーム及び熱量条件

beam current	10 μA ~ 100 μA

結果

計算の結果を図 4.7 にまとめる。示されている温度は、熱量を与えられた後の、定常状態における標的中心部の温度である。温度の変化率は標的の熱伝導率の変化に左右されるため、温度変化に対して熱伝導率が大きく増減する物質ほど beam current の増減による変化も大きい。

それぞれの標的に対して、融点からある程度の safety margin を引いた上限温度を考える。標的中心部の温度に対し、safety margin を「0.2 × (融点 (K) - 300(K))」とすれば、上限温度は以下のように与えられる。

$$\begin{aligned} \text{上限温度} &= \text{融点 - safty margin} \\ &= 0.8\times \text{融点} +60 \text{ [K]} \end{aligned}$$

それぞれの標的に対し、温度が上限温度に達する beam current を調べた (表??)。

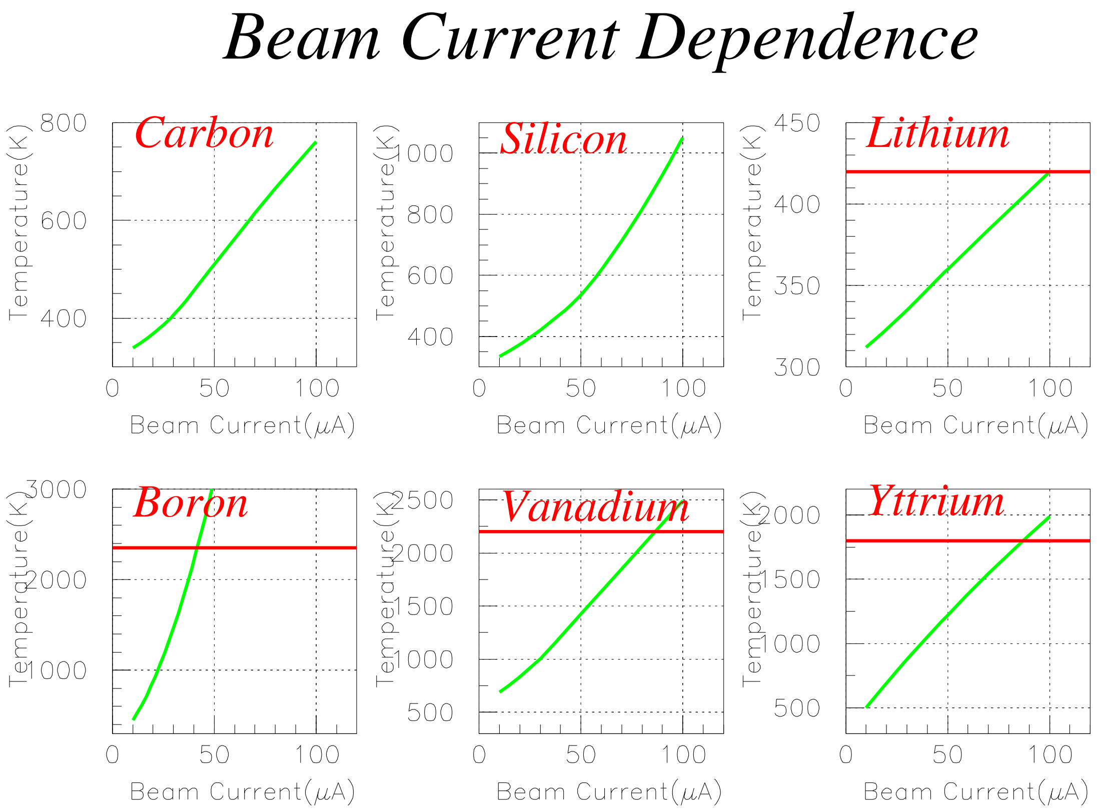


図 4.7: beam current と標的温度との相関図：x 軸は beam current (μA)、y 軸は温度 (K) を表わす。図中に示されている温度は標的に熱を与えた後の定常状態における標的中心部の温度であり、この値が計算ジオメトリ内での最高温度となる。図中の赤ラインはそれぞれの物質の融点

表 4.9: safety margin を考慮した場合の各標的の上限温度、及び最大 beam current

標的	融点 (K)	上限温度 (K)	上限 beam current (μA)
Carbon	3650	2980	> 100
Silicon	1700	1420	> 100
Lithium	460	420	100
Boron	2350	1940	35
Vanadium	2200	1820	74
Yttrium	1800	1500	68

4.2 HDPE 標的の温度変化

HDPE (組成：CH2) は、素過程 $p(e,e'K^+)\Lambda,\Sigma$ を用いたエネルギーの絶対値較正を行なうための簡易陽子標的として用いられる。HDPE は熱伝導率が低く (4.8 $\times 10^{-3}$ W/cmK)、融点も約 400 K と低いため、100 μmϕ の beam spot size では、beam current を 0.3 μA 程度の beam current で融点を越えてしまった (4.2 参照)。そこで、beam spot size の拡大や、標的と target holder との熱伝導率を向上させる等の工夫を行なった場合、標的の温度変化を調べた。

4.2.1 Rastering

E01-011 実験で使用する CEBAF は、beam line 上流の magnet にかかる電流を操作することで、beam spot を水平方向・鉛直方向に振動させることが出来る。一定領域内で振動させ続けることで、実効的な beam spot size を拡大することが出来る (Rastering)(図 4.8)。beam spot size が拡大することで、標的に単位時間・単位面積あたりに与えられる熱量を減らすことが出来る。しかし、beam spot size の拡大によって $(e,e'K^+)$ 反応の reaction point に幅が生まれエネルギー分解能が悪化するという影響もある。従って rastering size は小さい程良い。rastering size と標的温度の関係を調べ、rastering size 毎に使用可能な最大 beam current を調べた。

以下に計算の条件をあげる。

- 標的

  target 厚は 5 mm (約 475 mg/cm^2)

- 熱量分布

  本来は、beam spot の位置が振動により時間毎に変化しているため標的に与える熱量の位置はこれを考慮しなければならない。しかし、Rastering による位置の変化の速度は約 25 kHz(4 $\times$ 10^{-5} sec) であるのに対し、温度計算は 10^{-1} sec のオーダーの時間幅で計算を行なっている。この時間変化幅は、E01-011 実験の条件での温度の変化率と、それに伴う物性値の変化率を考慮し決めている。Rastering の時間スケールと計算の時間スケールとの間に大きな差があることから、今回は、beam spot の位置の移動を考えず、Rastering を擬似的に beam spot size が拡大した状態と考える。

  計算では、今までと同様標的中心部に発熱体を置き、標的に熱量を与える。この study での発熱体は、円柱形ではなく四角柱を用いる。標的の表面方向に対し、一辺の長さが rastering size + 0.05 mm とし、深さ方向は標的と等しくする。0.05 mm は熱量分布のすそにあたる。CEBAF のビーム強度分布が 100 μm(FWHM) の Gaussian であるため、beam spot が rastering area の端にきた時のすそを考慮にいれた (図 4.9)。

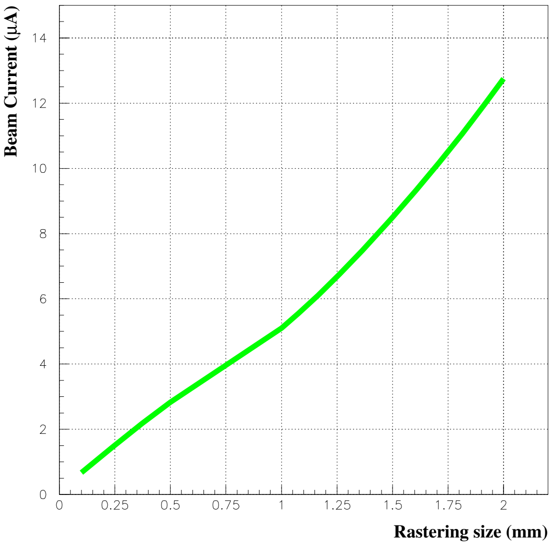


図 4.8: Rastering の概念図：ビームライン上流の magnet の電流を変化させることで beam spot を縦約 5 mm, 横約 5 mm の領域で移動させることが出来る。beam spot 振動数は、水平方向・鉛直方向共に約 25 kHz である。

- Rastering size

  CEBAF のビームラインでは約 5 mm×5 mm 四方の領域まで rastering size を大きくすることが出来る。一辺の長さ 0.1 mm, 0.5 mm, 1 mm, 1.5 mm, 2 mm 四方の Rastering size に対して計算を行なった。

HDPE に対し、0.3 μA の電子ビームに相当する熱量を与えた時の計算結果を図 4.10 に示す。標的と target ladder, holder 間の熱伝導等の条件は 4.1.2 節と同じである。また、beam current study と同様 safety margin を考慮した上限 beam current を調べた (図 4.11, 表 4.10)。

上限温度 (K)	385				
rastering size (mm)	0.1	0.5	1.0	1.5	2.0
上限 beam current (μA)	0.67	2.83	5.1	8.5	12.75

表 4.10: rastering size 毎の上限 beam current:標柱の rastering size は rastering area の一辺の長さを示す。

Rastering を行なうことで温度上昇は大幅に抑えることが出来る。標的と target ladder, holder 間の熱伝導及び標的の熱伝導率の変化を考えずに、使用可能な beam current を計算すると、rastering size を約 2 mm×2 mm 四方にすることで、beam current を 10 μA まで上げることが出来る、という結果が示された。

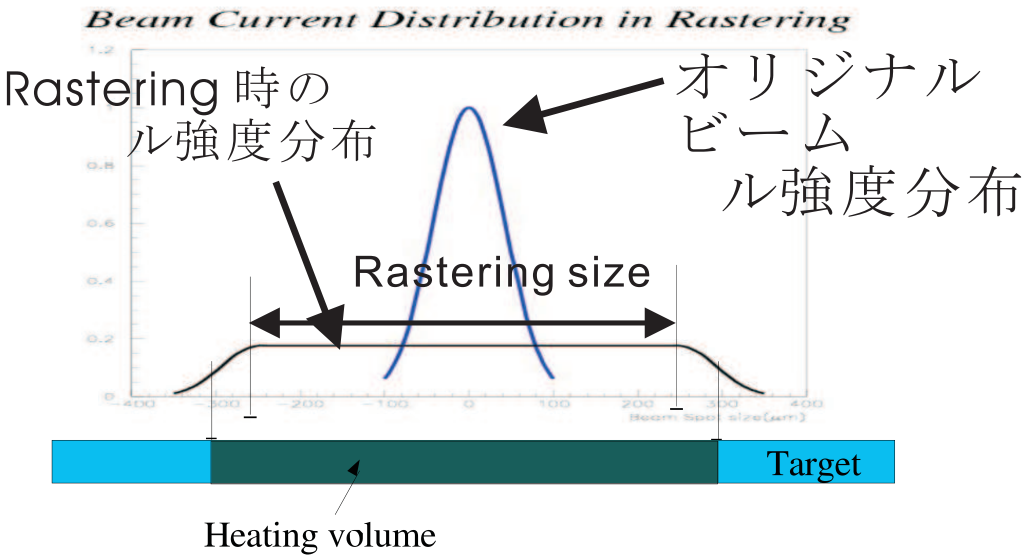

Beam Current Distribution in Rastering
Rastering 時の
ル強度分布
オリジナル
ビーム
ル強度分布
Rastering size
1.2
0.8
0.6
0.4
0.2
0
−400
−300
−200
−100
0
100
200
300
400
Beam Spot size(μm)
Target
Heating volume

図 4.9: Rastering study での熱量分布の概念図：rastering area の端にはビーム強度の Gaussian を考慮して、100 μm (FWHM) の Gaussian の分布の半分を加える。

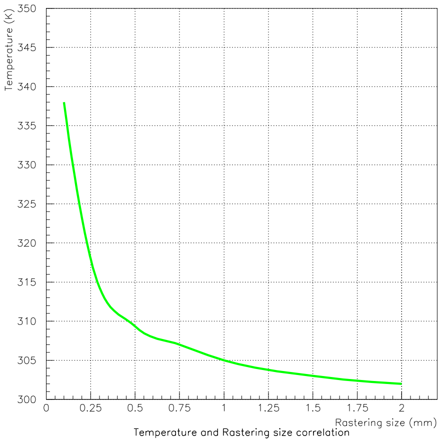


図 4.10: rastering size と標的温度との相関図：x 軸は rastering size (mm)、y 軸は定常状態での標的温度 (K) を示す。

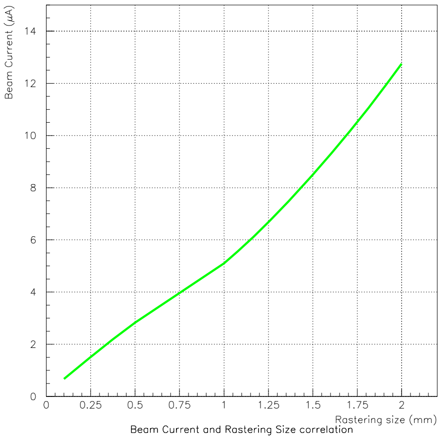


図 4.11: rastering size と beam current との相関図：x 軸は rastering size (mm)、y 軸は上限温度を 385 K とした時の、使用可能な beam current (μA) を示している。

4.2.2 Heat Conducting Cover

Rastering により使用できる beam current は大幅に上昇するが、reaction point が幅を持つためにエネルギー分解能が下がるという欠点もある。そこで、beam spot size はそのままで、標的からの熱の移動を大きくする方法を考えた。

熱伝導率の低い物質は、温度勾配が大きく、標的から target ladder, holder へと移動する熱量が少い (図 4.12)。標的中心部に近い位置から標的と接触する板を、標的と target holder の間に挟む (図 4.13) ことで、標的から外部への熱量の移動が多くなることが期待できる。板の材質は target ladder, holder と同じ Al6061 を用いた。板のサイズは標的と等しく、厚さは 2 mm、中央にビーム用の 3 mm×3 mm 四方の穴を開けた。

標的に、Rastering study と同じく 0.3 μA の電子ビームに相当する熱量を、標的中心部 100 μmϕ の領域に与えた。標的と標的に与える熱量に関する条件を、表 4.11 にまとめる。

表 4.11: Cover study での計算条件

target thickness	5 mm
heat deposit	標的中心に 100 μmϕ の発熱体
	1 μA 電子ビーム相当の発熱量
	100 μm(FWHM)Gaussian の発熱分布

計算の結果を図 4.14 に示す。標的と target holder の間に挟んだ Al plate によって target holder に熱が流れ、plate と接触している面の方の温度が低くなっているのが分かる。Al plate を挟んだことで、HDPE に対し 0.3 μA の beam current で温度上昇値は約 7 K となり、safety margin を考えた上限温度 385 K まで温度が上昇するのに、約 3.6 μA まで beam current を上げることが出来るという結果を得た。この結果については、標的と target ladder, holder 間の熱伝導、標的の熱伝導率の変化の影響は考慮していない。

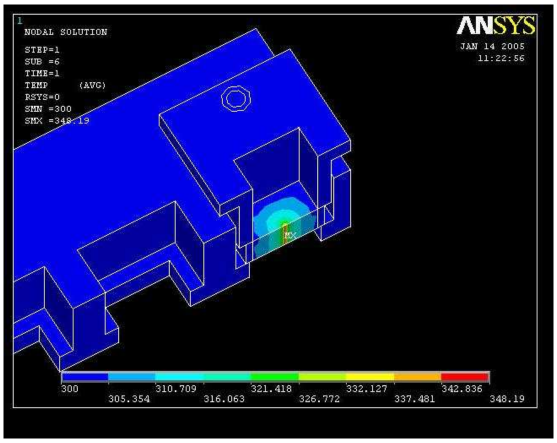

1
NODAL SOLUTION
STEP=1
SUB =6
TIME=1
TEMP (AVG)
RSYS=0
SMN =300
SMX =348.19
ANSYS
JAN 14 2005
11:22:56
MX
300
305.354
310.709
316.063
321.418
326.772
332.127
337.481
342.836
348.19

図 4.12: ANSYS による計算結果の絵：計算ジオメトリを二分した絵を示す。target 厚 5 mm の HDPE に対し、1 μA 相当の熱量を与えた時の結果である。温度勾配が標的内で収まり、target ladder, holder まで伝わる熱が少いことが分かる。

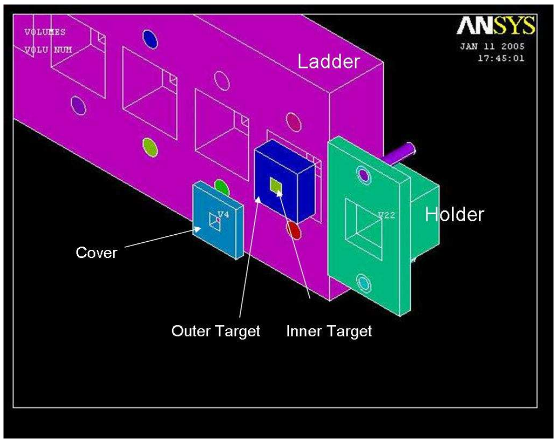

VOLUMES
VOLU NUM
ANSYS
JAN 11 2005
17:45:01
Ladder
V4
V22
Holder
Cover
Outer Target
Inner Target

図 4.13: Cover study でのジオメトリ：標的と target holder 間に Aluminium の板を挟む。板の大きさは 12 mm×12 mm×t2 であり、中央にビーム用の 3 mm×3 mm 四方の穴が開いている。標的と target holder・cover 間の熱伝導については図中の Outer Target の領域の熱伝導率を HDPE の値の 80 %に下げることで考慮した。Cover と target holder の間については、熱伝導は理想的であるとしている。

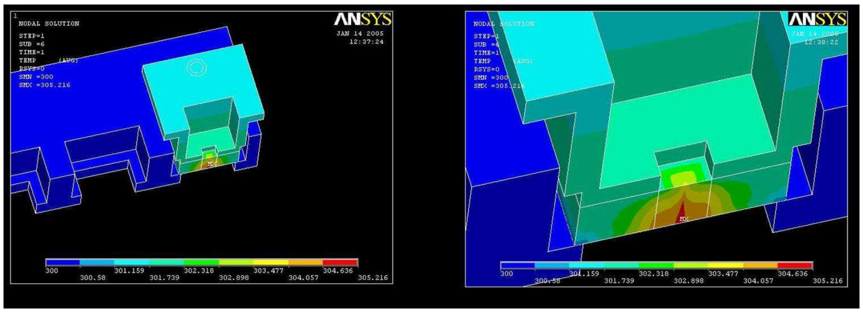

ANSYS
NODAL SOLUTION
STEP=1
SUB =6
TIME=1
TEMP (AVG)
RSYS=0
SMN =300
SMX =305.216
JAN 14 2005
12:37:24
12:38:22
MX
300
300.58
301.159
301.739
302.318
302.898
303.477
304.057
304.636
305.216

図 4.14: Cover study の計算結果：5 mm の HDPE に 0.3 μA 相当の熱量を与えた時の結果である。左図と右図で、Al plate を挟む前後を表わしている。左図の挟む前の温度分布と比較して、右図の挟んだ後は、target holder に熱が伝わり、標的のそちら側の面の温度が下がっている様子を見ることが出来る。

4.3 E01-011 実験での標的温度の考察

E01-011 実験の条件における標的温度を計算した結果、全ての標的において温度が融点を越えないという結果を得た (表 4.9)。更に、標的の温度に影響を与える計算条件を変化させて標的温度に与える影響を調べた。考慮した条件は以下の通り。

1. 標的と target ladder, holder 間の熱伝導,
2. 標的の熱伝導率
3. 熱輻射、常温部の位置等の境界条件

それぞれの条件の変化による標的温度への影響を調べ、それらを足し合わせることで、E01-011 実験における標的温度を見積もった。表 4.12 に E01-011 実験で予想される標的温度を示す。4.1.2 節で求めた温度 (中心温度) に、各条件の変化による温度の増減を考慮した予想温度を表わす。各条件の変化範囲は、それぞれの study における変化範囲と等しい (4.1.3 節, 4.1.4 節, 4.1.5 節参照)。

表 4.12: E01-011 実験で予想される標的温度： 中心温度は、各条件の変化を考慮する前の温度、beam current : 30 μA, target 厚 : 100 mg/cm^2。予想温度範囲は各条件のを変化させたときの標的温度の増減を考慮した温度範囲。

標的	融点 (K)	中心温度 (K)	予想温度範囲 (K)
Carbon	3650	406	390 ~ 432
Silicon	1700	421	401 ~ 482
Lithium	460	335	332 ~ 352
Boron	2200	1463	1175 ~ 1945
Vanadium	2350	1004	900 ~ 1164
Yttrium	1800	1169	1052 ~ 1337
HDPE	400	376	363 ~ 391

表 4.12 に示す通り、標的と target ladder, holder 間の熱伝導等の条件の変化による標的温度への影響を考慮しても、E01-011 実験の条件において、Carbon, Silicon, Lithium, Boron, Vanadium, Yttrium に対し温度が融点を下回るという結果が示された。また、それぞれの標的に対し、safety margin を考慮した上限温度を定め最大 beam current を調べた結果、Carbon, Silicon, Lithium に対しては、100 μA 以上の beam current を使用することが可能という結果が示された。

一方、E01-011 実験において陽子標的として用いられる HDPE に対しては、HDPE の熱伝導率が小さい・融点が低い等の性質のため、E01-011 実験の条件では、0.3 μA の beam current が限度であった。しかし、beam spot size の拡大や、標的からの熱量の移動を向上させるという工夫を行なえば、使用できる beam current が大幅に上がるという結果が得られた。HDPE に関する条件と、上限 beam current を表 4.13 にまとめる。

表 4.13: HDPE study での条件変化と計算結果の一覧

Item					
上限温度 (融点 (K))	385(406)				
rastering size (mm)	0.1	0.5	1.0	1.5	2.0
上限 beam current (μA)	0.67	2.83	5.1	8.5	12.75
w/ cover	12 mm×12 mm×t2:Al6061				
上限 beam current (μA)	3.6 μA				

標的からの熱量の移動を向上させるという工夫は、方法的にシンプルな上に、beam post size も変更しないため、分解能に対する影響もない。Boron 等、他の標的に対し、温度上昇を抑える必要が生じた場合にも有効な手段となり得る。

第5章　まとめ

2006年6月に米国Jefferson研究所(JLab)で(e,e'K$^+$)反応を用いたΛハイパー核分光実験(E01-011)を行なう予定である。E01-011実験では、新しく高分解能K中間子スペクトロメータ(HKS)を導入し、散乱電子側のEngeスペクトロメータの設置法をbackgroundに対し最適化することで、大強度ビーム・厚い標的の使用を可能にし、E89-009実験と比較して、大きなハイパー核yieldで、400 keV (FWHM)の高精度分光実験を実現する。

HKSの導入、Engeの設置法の最適化により、E01-011実験では、beam current 30 μAの電子ビームを、厚さ100 mg/cm^{2}の標的に照射することが可能となる。またbeam spot sizeは100 μmϕであり、その結果、標的には約5 Wの熱量が与えられることになる。局所的な温度上昇など熱による大きな負荷がかかることになる。

標的の熱的耐性を議論するため、E01-011実験の条件における標的温度を3次元有限要素法を用いて計算した。E01-011実験の標的温度を計算する前に、温度計算に必要な条件に関し、現実に即した情報を得て条件の最適化を行なうために、東北大学サイクロトロン・ラジオアイソトープセンターにおいて、50 Mev陽子ビーム・65 MeVαビームを用いて標的の加熱し温度測定を行なった。

標的加熱実験から最適化した条件を用いて、E01-011実験での標的温度を計算した結果、全ての標的(C, Si, Li, B, V, Y)に関し、定常温度が融点を越えないという結果を得た(表5.1)。また、計算ジオメトリの拡大や、標的とtarget holder等の接触した物体間の熱伝導条件が変化した場合の標的温度への影響を考慮しても、定常温度は融点を越えないという結果が示された。また、ビーム条件が標的温度に及ぼす影響を調べた結果、特にC, Si, Liに対しては、E01-011実験のジオメトリで100 μAのbeam currentまで使用可能であるという結果が示された。

表5.1: E01-011実験での標的温度：示されている温度は標的にビームをあてた後の定常状態における標的中心部の温度である。beam current:30 μA (HDPEに対しては0.2 μA),target厚100 mg/cm^2 (HDPEは475 mg/cm^2)

標的	融点 (K)	標的温度 (K)
Carbon	3650	406
Silicon	1700	421
Lithium	460	335
Boron	2200	1463
Vanadium	2350	1004
Yttrium	1800	877
HDPE	406	374

一方、素過程p(e,e'K$^+$)Λ,Σを用いたエネルギーの絶対値較正を行なうための簡易陽子標的として用いられるHigh Density Polyetylene (HDPE)(組成：CH2)に関しては、HDPEの熱伝導率が小さく、融点が低いこともあり、使用できるbeam currentは0.2 μA程度である。beam spot sizeの拡大や標的からの熱量の移動の促進といった工夫を行なって再計算をした結果、2.0 mmϕ程度までbeam spot sizeを拡大すれば、beam currentを10 μAまで強くしても融点を越えないという結果を得ることが出来た。

謝辞

本研究を行なうにあたり、助言・指導を頂いた方々、本研究を助勢して頂いた方々に心から感謝致します。

指導教官である橋本治教授には、解析方針を決める際や本稿をまとめる際に、多くの助言を頂きました。また、大学院に入ればすぐに留学すると言った自分を、教授の研究室に迎え入れて頂いたことには本当に感謝しています。中村哲助教授には、本研究を始めた時から助言・指導を頂き、時には助勢して頂き有難う御座います。学部生の頃から指導して頂き、自分の研究方針に大きな影響を与えて頂きました。藤井優助手には、実験を始めとして解析方針に至るまで、本研究の細微にわたり、助言・助勢を頂きました。特にPCに対する豊富な知識には、大変助けて頂きました、有難う御座います。

また野中健一氏には、実験を行なうにあたり本当にお世話になりました。実験の準備段階から解析に至るまで、氏の正に不眠不休の活躍がなければ、実験を行なうことは出来なかったでしょう。自分の仕事に対するその姿勢には、大変助けて頂きました。更に実験の準備では、技官の千賀信幸氏にも大変お世話になりました。実験用器具のための作図からそれらの作製に至るまで、氏の指導・助勢に助けられたところは大変大きいものでした。

野村洋氏、松村彰彦氏には、友人として、些細な議論から作図の助勢等をして頂きました。彼らの助言・助勢には大変励まされました。小山田正学氏、山内大和氏を含め、彼らが友人であることに大変感謝しています。また、その他の研究員や学生の皆様にも、多くの助言・助勢を頂きました、本当に有難う御座います。

最後になりましたが、実験場所・器具の提供をして頂いた岡村弘之教授、研究に関し助言を頂いた菅井勲氏に感謝致します。

本研究から学生生活全般にわたり自分を支えて頂いた皆様に、心から感謝します。

付 録A　熱電対のCalibration

標的加熱実験において、温度測定に用いた熱電対に対し、それぞれ Calibration を行なった。以下に Calibration の方法を記す。

- 測定に用いる熱電対を target holder にセラミック接着剤で固定する。熱電対の先には導線が繋がり、実験のセットアップと同じくコネクタを介して Digital Multimeter で起電力を読む。
- 熱電対を固定した target holder を、それぞれアルミテープで Al plate へ固定する。また、target holder の熱電対付近へ温度センサーを取り付ける。
- 熱源を用いて Al plate を加熱し、温度センサーが 90 deg の値を示したところで、熱量を与えるのを止め、自然冷却させる。その間の温度センサーが読む温度と、熱電対が示す起電力との相関を調べた。

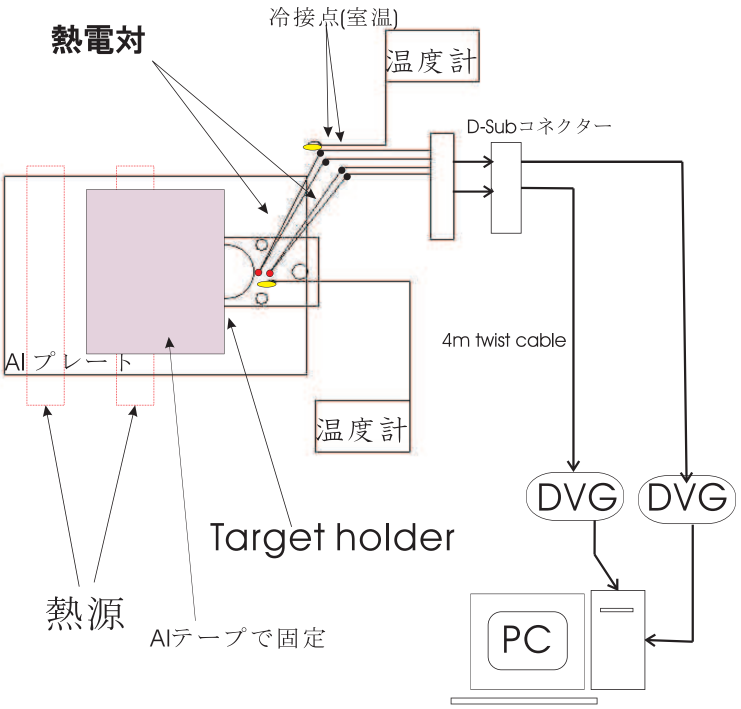

冷接点(室温)
熱電対
温度計
D-Subコネクター
4m twist cable
Alプレート
温度計
DVG
DVG
Target holder
熱源
Alテープで固定
PC

図 A.1: 熱電対の Calibration のセットアップ

Calibration の際には、図 A.1 内の冷接点での温度も測定したが、温度変化は約 2 K 程度であり、標的の温度上昇値から見れば小さい。

付 録B　熱伝導率及び熱容量の温度依存性

表 B.1 に温度計算で用いた物質の物性値を示す。示されている値は化学便覧 [10] で与えられているものであり、常温での値である。

Material	融点 (K)	密度 (g/cm^3)	熱伝導率 (W/cmK)	熱容量 (J/gK)
CH2(HDPE)	406	0.95	4.8×10^{-3}	1.9
Carbon	3650	2.26	1.04	0.71
Silicon	1700	2.33	1.48	0.71
Lithium	460	0.534	0.768	3.87
Boron	2350	2.17	0.28	1.03
Vanadium	2200	5.55	0.31	0.49
Yttrium	1800	4.47	0.16	0.30
Al6061	860 ~ 930	2.70	1.67	0.90

表 B.1: 標的及び Al6061 の物性値：示されている値は常温でのものである。

熱伝導率・熱容量は通常温度によって変化する。熱伝導率・熱容量の温度依存性を図 B.1, B.2 に示す。

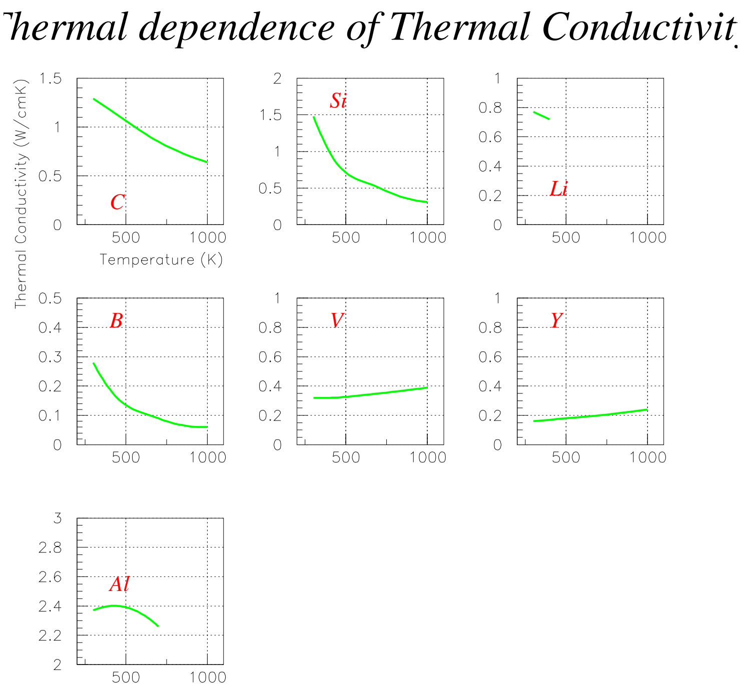


図 B.1: 物質の熱伝導率の温度依存性：最大 1000 K までの物質の熱伝導率の温度に対する変化を表わしている。x 軸：温度 (K),y 軸:熱伝導率 (W/cmK) である。

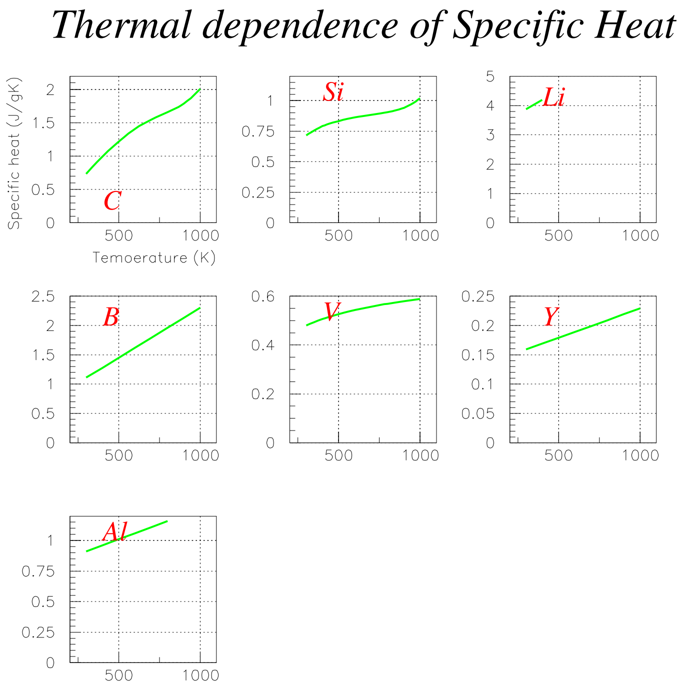


図 B.2: 物質の熱容量の温度依存性：最大 1000 K までの物質の熱容量の温度に対する変化を表わしている。x 軸：温度 (K),y 軸:熱容量 (J/gK) である。

付 録C　二段階焼結法

Boron Target は、東北大学金属材料研究所において二段階焼結法を用いて製作した。以下、製作方法について記す。

今回製作したのは、^{10}B、^{11}B の enriched Target である。径 10 mmϕ、厚さ 0.23 mm で Boron の一般的な密度:2.34 g/cm^3 に対して、約 50 mg/cm^2 となるようにした。

以下、製作の手順である。

1. 型

   Boron の粉末を円柱の型 (主成分 C) に入れる。この型は、中央に 10 mmϕ の穴がある。この時、型と Boron が接着しないようシート (主成分 C) を間に入れておく。Boron 粉末を、炭素棒をで挟み型内に固定する。

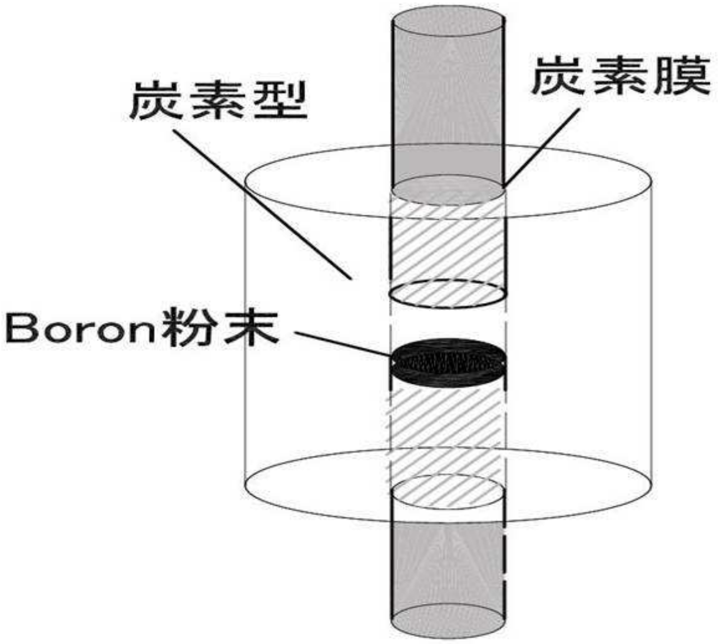


図 C.1: 中央に円柱形の穴の開いた型 (主成分 C) に対し、Boron 粉末を入れて、上下から炭素棒で挟む。その際、Boron 粉末・炭素棒と型との間には炭素シートを挟む

プレス機で簡単に圧力をかけて、底、蓋と Born の間に空間がないようにしておく。

2. 高温、高圧をかける (第一段階)

   先ほどの型に高温、高圧をかけていく。圧力は 30MPa で一定だが、温度は段階的に変化 (少しずつ上昇) させていく。これは、一気に上げると設定よりも温度が上がってしまうからである。温度変化は以下の通り。

表 C.1: 第一段階の焼結での温度変化

温度区間 (deg)	time (min)	温度変化率 (deg/min)
0 ~ 600	5	120
600 ~ 1300	7	100
1300 ~ 1380	4	20
1380 ~ 1400	4	10
1400	5	-

   この段階で Boron はの密度は、ρ=1.6 g/cm^3 程となり、一般的な密度 (約 2.34 g/cm^3) の 60 ~ 70 %になる。

3. 黒鉛シートの削り落とし

   第一段階終了後の Boron には黒鉛シートが付着している為、ダイヤモンドの研磨板でシートを削り落とす。

4. 高温、高圧をかける (第二段階)

   二回目の高温高圧。第二段階の焼結では、Boron の周囲を、ボロンナイトライド (BN：窒化ホウ素) 粉末で覆う。これにより Boron が周囲 (型等) の Carbon と反応するのを防ぐ。

   一回目と同じように、一定圧力のもとで段階的に温度を上げていく。第二段階では、40MPa の圧力をかける。

温度区間 (deg)	time (min)	温度変化率 (deg ／ min)
0 ~ 600	5	120
600 ~ 1400	8	100
1400 ~ 1820	4	105
1820 ~ 1900	4	20
1900 ~ 1920	4	5
1920	5	-

   この時製作した enriced Boron の密度は一般的な値 (2.34 g/cm^3) の 95 %程度なる。

5. スライス：厚さ補正

   製作した Boron は径：10 mmϕ、厚さ 1 ~ 2 mm である。それを再びダイヤモンド研磨板を使用し、厚さ 0.23 mm まで削る。この際、誤差が ±0.01 ~ 0.02 mm にはなるようだが、中央付近の実験においてビームを照射する領域の厚さは一定となる。

参考文献

[1] T.Miyoshi *et.al.*, Phys.Rev.Lett.90(2003)232502

[2] M.Sotona, S.Frullani, Prog.Theo.Phys.Suppl. No.117(1194)151

[3] M.Q.Tran *et.al.* Phys Letter 445(1998)20

[4] 松村 彰彦 修士論文:電子線を用いた高分解能 Λ ハイパー核分光用散乱電子スペクトロメータの研究, 2004

[5] O.Hashimoto, S.N.Nakamura, L.Tang, J.Reinhold *et.al.*,JLabE01-011 Second Readiness Review, 2003

[6] 野村 洋 修士論文 : (e,e'K^+) 反応による Λ ハイパー核分光用高分解能 K 中間子スペクトロメータの研究, 2004

[7] O.Hashimoto, L.Tang, J.Reinhold, S.N.Nakamura *et.al.*,
JLab PAC-19 proposal, December 14 2001

[8] ANSYS, Inc. Theory reference

[9] http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/geant4/G4UsersDocument/
UsersGuides/PhysicsReference/Manual/html/node1.html

[10] 化学便覧 基礎編 II 日本化学会編 改定 2 版

[11] http://www.matweb.com/

[12] Thechniques for Nuclear and Particle Physics Experiments 2nd Edition