修士論文

High resolution Kaon Spectrometer : HKS の磁場解析と性能評価

東北大学 大学院 理学研究科
物理学専攻 原子核物理

大谷 篤

平成16年

概 要

原子核を構成し Fermi 粒子である陽子と中性子は Pauli の排他律に従う為、核子を用いた実験では核構造の深部を探る事は困難であった。それに対し、核子と異なる量子数を持つハイペロンは核子から Pauli の排他律を受けない。このハイペロンを含む「ハイパー核」の構造を研究する事により原子核の深部や s クォークを含むハドロン多体系の物質形態を研究する事が可能となった。そして現在までに、様々な反応と数多の実験手法を用いてハイパー核の研究が行われて来た。その中で (e,e'K^+) 反応を用いた手法は、(1) 高品質の一次電子 beam を用いる事で高いエネルギー分解能が得られる、(2) 運動量移行が約 400 MeV/c と大きい為、Λ ハイパー核の基底状態 ~ 非束縛状態まで幅広く生成出来る、(3) 電磁相互作用を利用している為 (spin-flip,non-spin-flip) 状態が同程度生成出来、spin 依存の ΛN 相互作用の研究に適している、(4)proton を Λ に変えるので今まで生成が困難であった neutron rich な Λ ハイパー核等が生成出来る、といった多くの利点を持っている。一方で (1) 中間子 beam を使う反応に比べて、反応断面積が 3 桁以上小さい、(2) 散乱電子と K^+ を前方で同時に測定しなければならない、といった実験的に困難な点がある。

2000 年 3 月 Jefferson 研究所:JLab(Virginia,USA) で行なわれた世界初の (e,e'K^+) 反応を用いた Λ ハイパー核生成分光実験 (E89-009) は、ハイパー核の反応分光実験としては 900 keV(FWHM) という世界最高の分解能を達成し、この実験手法の有用性を示した。しかし、この実験で K^+ 測定に使用した Jlab に既存の spectrometer(Short Orbit Spectrometer:SOS) が実験全体の分解能を制限していた。そこで、2005 年 6 月から JLab で実施する実験 (E01-011) では、この問題を解決して更なる測定精度の向上と中重核までの実験の拡大の為に、K^+ arm 側に新たに (e,e'K^+) 反応に特化した高分解能大立体角 K 中間子 spectrometer(High resolution Kaon Spectrometer:HKS) を導入する。

この HKS は二つの四重極電磁石 (Q1,Q2) と一つの双極電磁石 (D) で構成され、16 msr(w/ Splitter magnet) という大立体角と、運動量分解能 2×10^{-4}(FWHM) が同時に達成出来る様に設計されている。この HKS の導入により実験全体のエネルギー分解能として 400 keV(FWHM) 以下を目標としている。この目標を達成する為には HKS の精密な磁場 map が必要である。そこで、simulation から磁場測定に必要な要求測定精度を見積もった。

その結果、HKS の磁場測定に要求される測定磁場精度は simulation から Q1,Q2 は 5×10^{-3}、D は 3×10^{-4}(RMS) となった。この要求精度を達成する為に、磁場三成分を同時に測定出来る 3 軸 Hall probe を開発し、それを KEK にある双極電磁石を用いて較正を行った。その probe を用いて 2002 年 10 月から 2003 年 8 月にかけて magnet を製作した三菱電機 (株)・神戸工場にて精密磁場測定を行った。磁場測定では、３つの常伝導電磁石それぞれの単体測定と、３つの電磁石を E01-011 と同じ gepmetry で測定する組合せ測定を行った。

単体測定の解析では厳密な probe の補正と測定位置・角度の補正を行った。そして、磁場 map 作成の為に Q1,Q2 では多項式補間と Bz の導出を、D では spline 補間と overlap area の平均化行った。次に、組合せ測定の結果と単体測定 map を比較して magnet 間の磁場の干渉の効果を検証し、それを考慮して３つの単体測定 map と Splitter magnet の計算磁場 map を重ね合わせる事で HKS 全体の磁場 map を作成した。また、div$B$ から D 単体測定 map の磁場精度を見積もった所、それは要求精度を十分に達成していた。

この作成した測定磁場 map を使って simulation をした結果、HKS の立体角として 16 msr、の運動量分解能として 104 keV/c(RMS) を達成した。これは製作目標とした立体角 16 msr と運動量分解能 2×10^{-4}(FWHM) を十分に満たしていた。また、この測定 map と 3 次元磁場計算ソフト (TOSCA) による計算磁場 map と比較した結果、測定 map の方が高分解能を達成し、且つ運動量分解能に対する磁場 map の寄与は多重散乱や Drift Chamber の位置分解能に比べて既にかなり小さい事が分かった。

現在、HKS magnet は既に JLab に輸送・搬入されて test lab にて組立・励磁テスト及び最終調整を終えている。そして、2005 年 2 月末から Hall C に install される予定である。

目 次

第 1 章 Introduction **1**

1.1 ハイパー核 . . . 1

1.2 Λ ハイパー核生成反応 . . . 1

1.2.1 (e,e'K^+) 反応 . . . 4

1.3 本稿の目的とその内容 . . . 5

第 2 章 (e,e'K^+) 反応による Λ ハイパー核生成分光実験 **6**

2.1 (e,e'K^+) 反応の運動学的条件 . . . 6

2.2 CEBAF . . . 8

2.3 E89-009 実験の結果と問題点 . . . 9

2.4 E01-011 実験 . . . 11

2.4.1 実験 setup . . . 11

2.4.2 Yield estimation . . . 13

2.4.3 Singles rate . . . 14

2.4.4 Target . . . 15

第 3 章 HKS magnet の磁場測定 **16**

3.1 High resolution Kaon Spectrometer：HKS . . . 16

3.1.1 Q1Q2 magnet status . . . 17

3.1.2 D magnet status . . . 18

3.2 磁場測定精度の見積もり . . . 19

3.3 磁場測定 . . . 20

3.3.1 Hall probe cube . . . 20

3.3.2 ３軸 Hall probe の calibration . . . 21

3.3.3 Planar Hall Effect . . . 22

3.3.4 Alignment と磁石の初期化 . . . 23

3.3.5 各 magnet の励磁テスト . . . 24

3.3.6 Q1,Q2 magnet の磁場測定 . . . 27

3.3.7 D magnet の磁場測定 . . . 28

3.3.8 組合せ測定 . . . 29

3.4 磁場測定のまとめ . . . 29

第 4 章 磁場解析と磁場 map の作成 **30**

4.1 Q1Q2 magnet の磁場解析 . . . 30

4.1.1 Q1Q2 の解析手順 . . . 30

4.1.2 Probe の回転角の補正 . . . 30

4.1.3 測定位置の補正 . . . 32

4.1.4 div$B$ からの補正評価 . . . 33

4.1.5 多項式補間と Q の対称性 . . . 34

4.1.6 Bz 成分の導出 . . . 36

4.2 D magnet の磁場解析 . . . 37
4.2.1 D の解析手順 . . . 37
4.2.2 3D splile 補間 . . . 37
4.2.3 ３軸 Hall probe の補正 . . . 38
4.2.4 測定領域毎の補正 . . . 39
4.2.5 磁場の対称性 . . . 40
4.2.6 Overlap area . . . 42
4.3 組合せ測定の解析 . . . 43
4.3.1 励磁パターンの検証 . . . 43
4.3.2 三連測定の検証 . . . 43
4.4 磁場解析のまとめ . . . 46

第 5 章 磁場 map の評価 47
5.1 測定磁場 map の位置付け . . . 47
5.2 Simulation . . . 48
5.2.1 目的 . . . 48
5.2.2 諸設定 . . . 48
5.2.3 Simulation 手順 . . . 49
5.3 測定精度の評価 . . . 50
5.4 Acceptance . . . 52
5.5 分解能 study . . . 53
5.5.1 D magnet の設置精度 . . . 55
5.6 磁場 map の評価と今後 . . . 57

第 6 章 まとめ 58

第 7 章 Appendices 59
Appendix A : ERIKA . . . 59
Appendix B : NMR, Hall probe の原理 . . . 60
Appendix C : D magnet 解析ルーチンの実装 . . . 61
Appendix D : T554 実験での AC Counter の Back ground Study . . . 62
Appendix E : 紫外線硬化樹脂 . . . 66
Appendix F : VME ボード PC による DAQ の構築 . . . 69

謝辞 72

図 目 次

1.1 (π^+,K^+) 反応を用いた ${}^{12}_{\Lambda}$C(E336 実験) と ${}^{89}_{\Lambda}$Y(E369 実験) のスペクトル . . . 2
1.2 Hyperball を用いて測定した ${}^{7}_{\Lambda}$Li の束縛状態の γ 線スペクトル [7] . . . 3
1.3 (e,e'K^+) 反応の模式図 . . . 4

2.1 (e,e'K^+) 反応の運動学の模式図 . . . 6
2.2 virtual photon 起因電子の散乱角分布 . . . 7
2.3 Λ ハイパー核生成断面積の K^+ 角度依存性 . . . 7
2.4 p(γ,K^+)Λ の断面積の E_γ 依存性 . . . 7
2.5 CEBAF の全体 (将来) 図 . . . 8
2.6 Hall C beam line の概観図 . . . 8
2.7 E89-009 実験の setup の top view . . . 9
2.8 ${}^{12}_{\Lambda}$B のスペクトル (E89-009)[15] . . . 9
2.9 散乱電子の角度分布 . . . 10
2.10 Tilt 法による Figure of Merit(FoM) . . . 10
2.11 E01-011 実験の setup の top view . . . 11
2.12 HKS 後方の detector packege の top view(左) とその鳥瞰図 (右) . . . 12
2.13 E89-009 実験と E01-011 実験の収益予想比較 (${}^{12}_{\Lambda}$B)[23] . . . 13

3.1 HKS を構成する 3 つの magnet の top view(左) と励磁テストの写真 (test lab@JLab(右) . . . 16
3.2 Q1 magnet (@Mitsubishi) . . . 17
3.3 Q2 magnet (@Mitsubishi) . . . 17
3.4 D magnet (@Mitsubishi) . . . 18
3.5 真上から見た Dipole magnet の設計図 (unit:mm) . . . 18
3.6 ３軸 Hall probe の写真 (左) と各 probe の中心座標 (右) . . . 20
3.7 双極電磁石:8D320 を使った角度測定の様子 (左) とその模式図 (右) . . . 21
3.8 planar Hall effect の概略図 (左) とその回転角 ϕ に対する磁場の変化 (右) . . . 22
3.9 Q1,Q2 magnet の alignment . . . 23
3.10 D magnet の alignment . . . 23
3.11 Q1 magnet の GI-curve(左)、Q2 magnet の GI-curve(右) . . . 24
3.12 D magnet の BI-curve . . . 25
3.13 大気温度と D magnet の温度の時間変化 . . . 25
3.14 D magnet(650 A) の励磁時間と磁場 . . . 26
3.15 東陽テクニカ製 STF99-0402:9000 シリーズの概略図 [32] . . . 27
3.16 三次元駆動装置を使った Q 測定時の様子 . . . 27
3.17 Q1(84 line:左) と Q2(92 line:右) の測定ライン . . . 27
3.18 三次元測定装置 (左) と測定領域の配置図 . . . 28

4.1 座標系に対する probe の角度 . . . 30
4.2 probe 回転角補正前後の Bx 比較 (Q1:585 A) . . . 31
4.3 Q1(585A) の測定位置の補正 (左) と z 方向の測定範囲 (右) . . . 32

4.4 補正前後での Q1:585 A の div$B$ 分布 . . . 33
4.5 Q1(585A), Q2(417A) の By の係数分布 . . . 34
4.6 多項式 fit における Q1 の残差分布 (左：Bx、右：By) . . . 35
4.7 磁場精度 5×10^{-3} の時の残差分布 (左：Q1 , 右 : Q2) . . . 35
4.8 １次元、２次元の test data を spline 補間した時の様子 . . . 37
4.9 補正前 (左) と補正後 (右) での By 成分の x 方向に対する連続性 . . . 39
4.10 By 成分の高さ方向の対称性 . . . 39
4.11 上・下流の測定磁場の対称性 . . . 40
4.12 上・下流の測定磁場の残差分布 . . . 41
4.13 各測定領域の重なり方とその残差分布 . . . 42
4.14 励磁パターンに対する Q1-Q2-D の磁場の残差分布 . . . 43
4.15 Combination test of Q1Q2D (Q1:526 A , Q2:326A , D:1026 A) . . . 44
4.16 三連測定 map と単体測定 map の残差分布 . . . 45

5.1 HKS 磁場の tuning の流れ . . . 47
5.2 GEANT4 simulation による HKS の分解能 study . . . 49
5.3 TOSCA map と測定 map の divergence の比較 . . . 50
5.4 div$B$ の見積もりの概念図 . . . 50
5.5 divB からの Q1Q2 測定精度の見積もり . . . 51
5.6 divB からの D 測定精度の見積もり . . . 51
5.7 測定 map を使った時の HKS の立体角分布 . . . 52
5.8 D map が測定 map(左) と TOSCA map(右) の時の運動量分解能 . . . 54
5.9 設置位置精度と角度精度に対する運動量分解能 . . . 55
5.10 設置角度精度に対する target 上での位置分解能 . . . 56
5.11 設置角度精度に対する target 上での角度精度 . . . 56

7.1 Hall probe の原理図 . . . 60
7.2 解析ルーチンの flow chart . . . 61
7.3 T554 実験の setup 図 (unit:mm) . . . 62
7.4 AC の概観図と荷電粒子の運動量に対する npe 曲線 (n=1.05) . . . 63
7.5 AC(Acryl:上段と段ボール:下段) の粒子に対する npe 分布 (左) と TDC 分布 (右) . . . 64
7.6 AC(Acryl) の各粒子の運動量に対する npe 分布と TDC 分布 . . . 65
7.7 Enge 側 Hodoscope の TOF 分布 . . . 66
7.8 パイレックスグラス (左) と石英グラス (右) の透過率測定 . . . 67
7.9 石英グラスを使った時の各試料の透過率 . . . 68
7.10 Optical Cement に対する UV の相対透過率 . . . 68

表 目 次

1.1 核子・Hyperon の Isospin と s quark の数 . . . 1
1.2 Λ Hypernuclear production 反応の特徴の比較 . . . 3

2.1 CEBAF の電子線の性能 . . . 8
2.2 E89-009 実験での分解能への寄与 . . . 9
2.3 E01-011 実験での各 Spectrometer の構成 . . . 12
2.4 E01-011 と E89-009 実験の Yield の見積り比較 [22] . . . 13
2.5 E89-009 での各 spectrometer の singles rate(実測) . . . 14
2.6 各 spectrometer の singles rate の見積り . . . 14
2.7 Energy resolution の見積り . . . 15

3.1 Q1,Q2 magmet の仕様一覧 . . . 17
3.2 D magnet の仕様一覧 . . . 18
3.3 Requested accuracy of each magnet . . . 19
3.4 ３軸 Hall probe の仕様 . . . 20
3.5 各 Hall probe の仕様 . . . 21
3.6 8D320 dipole magnet の仕様 . . . 21
3.7 Q1Q2 magnet の G-I 測定 . . . 24
3.8 D magnet の B-I 測定 . . . 24
3.9 QD 測定用駆動装置の仕様 . . . 26
3.10 QD 共通設置架台 . . . 26
3.11 レーザー変位計 (Keyence 製) の仕様 . . . 28
3.12 磁場測定のまとめ . . . 29

4.1 probe の角度補正 parameter . . . 31
4.2 z=0 での Q1Q2 の fit 係数 . . . 34

5.1 simulation で考慮した主な物質 . . . 48
5.2 TOSCA map と測定 map の分解能の差 (RMS) . . . 53
5.3 測定 map の時の各分解能 (RMS) . . . 53
5.4 TOSCA map の時の各分解能 (RMS) . . . 53
5.5 D map の mesh 間隔毎の運動量分解能への寄与 . . . 54
5.6 磁場 map の組合せによる各分解能の差 (RMS) . . . 54
5.7 磁場精度を考慮した時の運動量分解能 (RMS) . . . 55

7.1 List of tested counters @T554 experiment . . . 62
7.2 AC の npe 閾値に対する粒子の分離率 . . . 63
7.3 三種類の接着剤の比較 (当自比) . . . 68
7.4 CAMAC と VME の比較 . . . 69
7.5 主な VNE module PCDPC2OFNUXPC2TB-S(DYNATEM 社製) のスペック . . . 69

第1章　Introduction

1.1　ハイパー核

核子 (陽子と中性子) は u(アップ) と d(ダウン) の 2 種類の quark のみで成っているのに対して、「奇妙さ」(strangeness) という量子数を持つ s quark を含む Baryon を一括して Hyperon[1] と呼ぶ。これら Hyperon はその s quark の数と Isospin によって表 1.1の様に分類され、それぞれ Λ、Σ、Ξ、Ω と呼び、核子と共に Baryon 八重項を成す。

表 1.1: 核子・Hyperon の Isospin と s quark の数

	p	n	Λ	Σ	Ξ	Ω
Isospin I	1/2		0	1	1/2	0
s quark の数	0		1		2	3

ハイパー核というのはこの Hyperon を含む特殊な原子核の総称である。この Hyperon は核子と異なる量子数を持つので他の核子から Pauli の排他律を受けず、原子核中で様々な軌道を取る事が出来る。従って、ハイパー核は原子核深部の構造を研究する強力な手段となる。更に、ハイパー核の構造には YN(Hyperon・核子) 相互作用に関する情報が含まれている。その為ハイパー核の詳細な構造や崩壊過程の研究は、中性子星等のハドロン多体系の物質形態の研究に対しても重要な情報を与える。特に、Hyperon の中でも電荷が無く最も寿命の長い Λ を含む原子核 (Λ ハイパー核) の有用性は高く、これまで様々な手法を用いて研究されてきた。

1.2　Λ ハイパー核生成反応

Λ ハイパー核は、宇宙線に曝した emulsion 中で stop した粒子が π^- を放出して崩壊した event に対して、その π^- の運動量から崩壊前の粒子の質量を再構成する事で発見された [1]。その後、emulsion や bubble chamber を用いて stop K^- 法で作られた hyperfragment が弱崩壊する際の π^- を測定する実験を行い、主に軽い核を中心に Λ ハイパー核の基底状態の研究が進んだ。

加速器が発展してくると 1973 年に CERN にて target の内部に K^- を止める ($stopped$ K^-, π^-) 反応を用いた実験が始まった [2]。この ($stopped$ K^-, π^-) 反応は、反跳運動量が Fermi 運動量に近い値 (~ 250 MeV/c) をとる事や、K^- の核への吸収効率が良い為 Λ の生成断面積が大きい、という特徴を持つ。一方で、運動量移行 $|\mathbf{q}|$ が大きい (=原子核半径を R として $\Delta L \approx |\mathbf{q}|R/\hbar c$ が大きい) 為に原子核に Λ が束縛される確率が 10^{-3} と小さい (= Λ ハイパー核が少ない) 事と、二次粒子である中間子 beam を用いる為に background が膨大になるという問題があった。

($in\text{-}flight$ K^-, π^-) 反応は入射 K^- の運動量が $0.6 \sim 0.9$ GeV/c の際、運動量移行が Fermi 運動量と比べて小さい値 (~ 100 MeV/c) となる。この反応の特徴は、運動量移行が小さい散乱角が 0° 付近では、Λ の軌道が反応前の中性子の軌道と置換後も同じである ($\Delta L = 0$) 遷移に対して、Λ が核に束縛される確率が大きい為、Λ ハイパー核の生成断面積が大きくなる事である。もう一つは、1 GeV/c 以下の K^- beam に対して π^- が 0° 方向に放出される場合はスピン反転が起こらないので、substitutional state($\Delta L = 0, \Delta S = 0$) が強く励起される事である。

[1] 自然界では中性子星の内部にその存在が期待されている

しかし、この反応では K^- が核表面で吸収され易い事から最外殻の中性子を Λ に変換し易く、更に Λ の potential が核子のそれより小さい (約 2/3) 為、重たい核の場合ではその Λ は束縛されずに共鳴状態になる。また、内部の中性子を Λ に変換した場合は高い芯核励起状態となる為、重いハイパー核の深い束縛状態を調べるには不向きである。従って、この反応では ${}^{6}_{\Lambda}$Li から ${}^{40}_{\Lambda}$Ca までの軽いハイパー核について様々な励起スペクトルが 3 MeV(FWHM) 程度の分解能で測られた。

(π^+,K^+) 反応は $s\bar{s}$ 対を生成する必要があるので入射粒子が一定以上の運動量を必要とする。この反応の特徴は、運動量移行が Fermi 運動量と比べて大きい (~ 400 MeV/c) 為、最外殻の中性子を Λ に変換した場合でも基底状態から高励起状態 (非束縛状態) にわたる様々な状態を取る事が出来る事である。また、入射粒子の運動量が約 1.06 GeV/c で反応断面積が最大になる。更に、stretched state (parity を保存し且つハイパー核の最大軌道角運動量を持つ状態) が選択的に励起される為、中性子数が魔法数と重なっている原子核 (^{89}Y,^{208}Pb) では Λ の単一粒子軌道状態を見る事が出来る。

この反応と KEK(高エネルギー加速器研究機構) の 12GeV 陽子シンクロトロン実験室にある SKS(Superconducting Kaon Spectrometer) を用いた分光実験では、${}^{7}_{\Lambda}$Li から ${}^{208}_{\Lambda}$Pb までの様々な核の励起スペクトルが 2 MeV(FWHM) 程度の分解能で測定された [3]。その中でも図 1.1:左の ${}^{12}_{\Lambda}$C のスペクトルでは、コア核 ^{11}C が励起した状態に Λ の $0s$ が結合した芯核励起状態が初めて観測された。更に、${}^{89}_{\Lambda}$Y のスペクトルでは中性子最外殻軌道 ($g_{9/2}$) に hole を生成、Λ が s,p,d,f,g 軌道に入った単一粒子軌道が観測され、原子核深部における殻構造の存在を示した。(初めて示したのは [4])

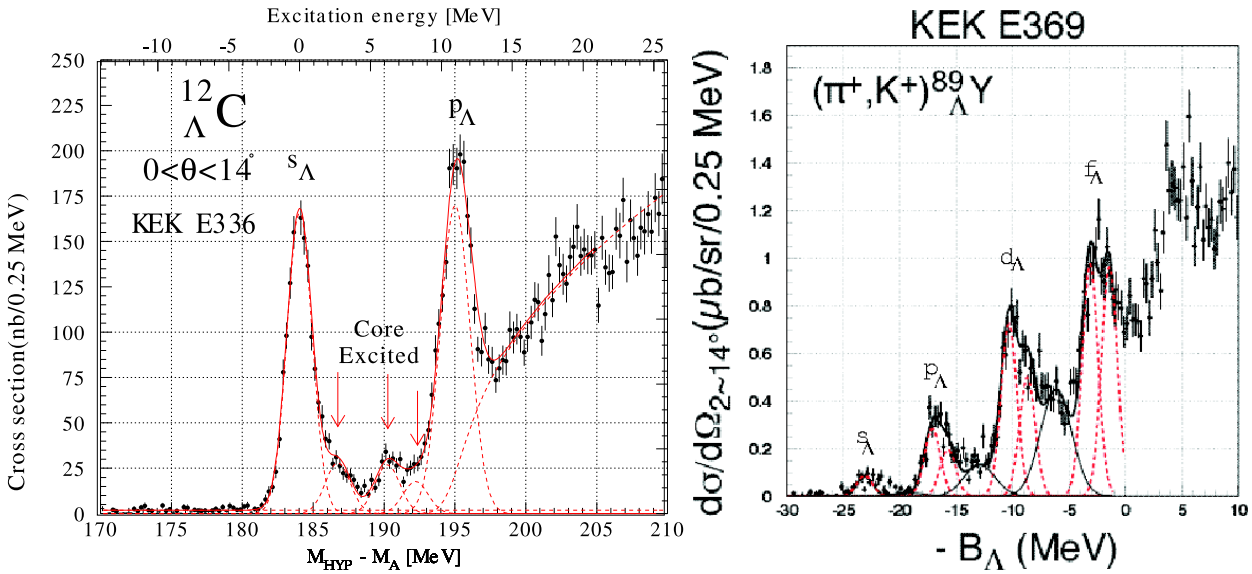

図 1.1: (π^+,K^+) 反応を用いた ${}^{12}_{\Lambda}$C(E336 実験) と ${}^{89}_{\Lambda}$Y(E369 実験) のスペクトル

(左図) 横軸は ${}^{12}_{\Lambda}$C の励起エネルギー、縦軸は断面積。この実験で芯核励起状態が初めて観測された。[5]
(右図) 横軸は Λ の束縛エネルギー、縦軸は断面積。Λ 単一粒子軌道は核深部の殻構造の存在を示した。

これらの反応は 2 次粒子である meson beam を用いる為、beam 自体のエネルギーやエミッタンスに有限の幅が存在する。従って、反応分光を行う際には beam の運動量や位置を測定する為の検出器を必要とする。その結果、測定位置精度や検出器のクーロン多重散乱の為にこれまでは中間子 beam を用いた反応で到達出来たエネルギー分解能は 1.5 MeV(FWHM) 程度に制限されてしまっていた。

近年の技術的な進歩から、Ge 検出器 14 台と Compton Suppresser(BGO) を用いたハイパー核 γ 線分光システム：Hyperball[6] を用いた実験において 3 桁も向上した 2 keV(FWHM) という高分解能を達成し、詳細なハイパー核のレベル構造が測定された。この γ 線分光は、主に励起したハイパー核が弱崩壊する際に放出する γ 線を測定するもので、その γ 線はエネルギーや角相関、偏光といった多くの情報を含んでいる。現在 ${}^{7}_{\Lambda}$Li(図 1.2参照) や ${}^{9}_{\Lambda}$Be などの p-shell ハイパー核がこの γ 線分光で測定され、その準位間エネルギーや遷移寿命測定から ΛN 有効相互作用の研究が飛躍的に進んでいる。

一方で、この γ 線分光では束縛されたエネルギー準位から放出される γ 線しか測定出来ないので束縛エネルギーは和からない。これに対して反応分光は、あらゆる準位での束縛エネルギーに関する情報を提供出来る。この様に γ 線分光と反応分光とは相補的な立場にある。

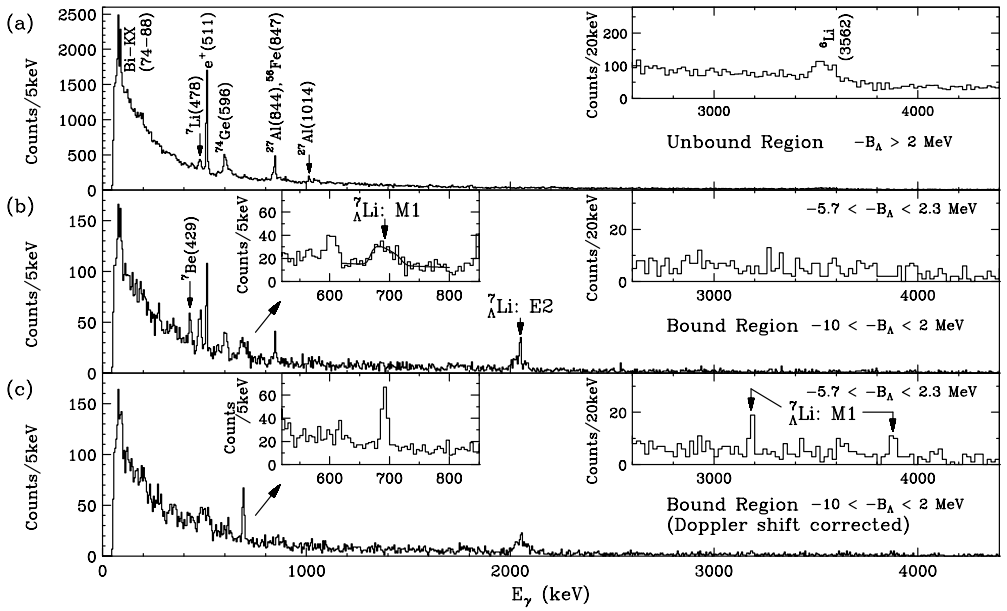

図 1.2: Hyperball を用いて測定した ${}^{7}_{\Lambda}$Li の束縛状態の γ 線スペクトル [7]

以上の様な中間子 beam を用いて strangeness を生成する過程はメソン交換模型によってかなり説明されている。それに対し、電磁相互作用を用いた strangeness 生成過程は十分には理解されておらず、多くの研究の余地がある。この電磁相互作用を用いた strangeness 生成反応としては、電子 beam を用いた (e,e'K^+) 反応や photon beam を用いた反応:(γ,K^0) 反応等がある。これらの反応の特徴は spin-flip した状態を生成し易い事である [8]。

表 1.2: Λ Hypernuclear production 反応の特徴の比較

Δ Z=0 n$\rightarrow\Lambda$	Δ Z=-1 p$\rightarrow\Lambda$	q [MeV/c]	$d\sigma/d\Omega$ [mb/sr]	comments
($stopped$ K^-,π^-)	($stopped$ K^-,π^0)	250	200	
($in\text{-}flight$ K^-,π^-)	($in\text{-}flight$ K^-,π^0)	<100	5	substitutional
(π^+,K^+)	(π^-,K^0)	>300	0.5	stretched,high spin
(e,e'K^0)	(e,e'K^+)	>300	0.005	spin-flip,unnatural parity
(γ,K^0)	(γ,K^+)			

1.2.1 (e,e'K^+) 反応

(e,e'K^+) 反応は反応式 (1.1) で表される。図 1.3にあるように、陽子が target 核内で入射電子から放出された仮想光子 (virtual photon) を吸収して Λ 粒子に変換され、virtual photon を放出した電子 e' と K^+ 中間子が放出される。この Λ 粒子が核に束縛されると Λ ハイパー核が生成される。

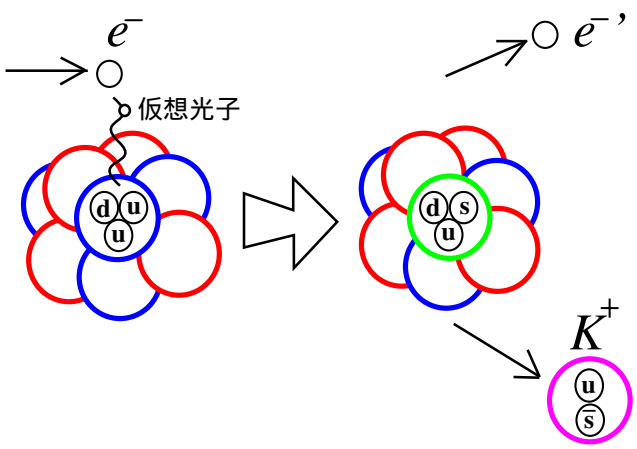

図 1.3: (e,e'K^+) 反応の模式図

この (e,e'K^+) 反応は (π^+,K^+) 反応と同じく運動量移行が大きいので、生成された Λ は基底状態から高い励起状態 (~ 非束縛状態) までの様々な軌道をとる事が出来る。また、前述の中間子 beam を用いた反応が non-spin-flip の励起状態を支配的に生成するのに対して、電磁相互作用を用いた反応では virtual photon がスピン 1 を持っているので spin-flip と non-spin-flip の励起状態が同程度に生成出来るという特徴がある。

具体的には、中間子 beam を用いて生成反応断面積の大きな前方角度で測定する限り spin 反転状態は励起されない。それに対して (e,e'K^+) 反応では、陽子の hole state(Λ の角運動量) が $j_> = l + 1/2$ の場合、最も高い spin states は $J_{\max} = j_> + j_>^+ = l_N + l_\Lambda + 1$ となり unnatural parity となる。また、陽子の hole state が $j_< = l - 1/2$ の場合は $J'_{\max} = j_< + j_>^+ = l_N + l_\Lambda$ となり natural parity となる。この性質は Λ ハイパー核の spin-dependent structure の研究に適している。

反応式 : $e^- + \text{“}p\text{“} \longrightarrow e^{-'} + K^+ + \text{“}\Lambda\text{“}$ (1.1)

また、陽子を Λ に変える反応であるので、中性子を Λ に変える反応で生成出来るハイパー核とは鏡像関係にあるハイパー核 (c.f. ${}^{12}_{\Lambda}$C と ${}^{12}_{\Lambda}$B) や中性子過剰のハイパー核の生成が可能である。更に表 1.2にある様に、中間子 beam を用いて陽子を Λ に変える反応では中性粒子を検出しなければならないという実験的な困難さがあるが、この (e,e'K^+) 反応は全て荷電粒子であり、しかも反応に寄与した粒子の電荷が逆という特性を持つ。

この様な (e,e'K^+) 反応の実験的に大きな利点は、精度の良い一次電子 beam を利用する事でハイパー核生成分光実験としては高いエネルギー分解能が得られる事である。一方で、(e,e'K^+) 反応の反応断面積は他の反応に比べて非常に小さい (表 1.2参照) ので、出来るだけ高い beam intensity と厚い target が必要である。これは高計数の実験になる事を意味する。従って、e' と K^+ の同時測定を必要とするこの実験において、検出器と DAQ(Data AcQuisition system) の dead time(不感時間) が反応に寄与した event を落としてしまう accidental kill や反応とは無関係の (複数の) 粒子が偶然 e' と K^+ の trigger を作ってしまう accidental coincidence を減らすには、瞬間的に大量の粒子が生成されるパルス状 beam より高い duty factor を持つ連続 beam の方が適している。
以上、ここまでの (e,e'K^+) 反応の利点をまとめると以下の様になる。
- 運動量移行が大きいので Λ ハイパー核の基底状態 ~ 非束縛状態まで幅広く生成出来る。
- 電磁相互作用を利用している為、natural と unnatural parity states が生成出来、spin 依存の研究が可能である。
- 精度の良い一次電子 beam を用いる事で、高いエネルギー分解能が得られる。
- proton を Λ に変えるので、今まで生成出来なかった鏡像ハイパー核や neutron rich な Λ ハイパー核が生成出来る。
- proton 標的を使う事で素過程を用いた質量絶対値の較正が可能になる。

一方、(e,e'K^+) 反応の欠点をまとめると以下の様になる。
- 中間子 beam を使う反応に比べて、反応断面積が 3 桁程小さい。
- 反応断面積の小ささを beam intensity で補おうとすると高計数になる。

今まではこれらの欠点が実験を難しいものとしてきたが、これらの欠点を克服する事で (e,e'K^+) 反応を用いた Λ ハイパー核分光実験を可能とした。

1.3　本稿の目的とその内容

目的

2000 年 3 月 Jefferson 研究所 : JLab(Virginia,USA) の電子線加速器 CEBAF(2.2章参照) を用いて行った世界初の (e,e'K^+) 反応による Λ ハイパー核分光実験 (E89-009) は、ハイパー核のエネルギー分解能としては世界最高の 900 keV (FWHM) を達成し、実験の有用性を証明した。しかし、同時にその時 K^+ 測定に使用した JLab に既存の spectrometer(Short Orbit Spectrometer:SOS) が全体の分解能を制限していた、等の課題も明らかになった。

そこで、2005 年 6 月から同研究所において行う E01−011 実験では、SOS の代わりに K^+ arm 側に新たに (e,e'K^+) 反応に特化した四重極電磁石 2 つと双極子電磁石 1 つ (QQD) 計 3 つの電磁石から構成される高分解能大立体角 K^+ 中間子 spectrometer(HKS) を導入する事で、エネルギー分解能として 400 keV(FWHM) を達成する事を目標としている。

この分解能を達成する為には HKS の磁場を精密に知る必要がある。そこで、まずは精密な磁場 map を作成する為に必要な測定精度を見積り、その要求を満たす様に精密磁場測定を行った。本稿はその磁場測定のデータを解析、磁場 map を作成し、作成した磁場 map を GEANT simulation を用いて評価する事を目的とする。

第二章

まず p(e,e'K^+)Λ 反応の運動学やその断面積などについての概要を述べ、その後世界初の (e,e'K^+) 反応を用いたハイパー核分光実験 (E89-009) の結果とその問題点について簡単に述べる。そして、2005 年 6 月から行う E01-011 実験について説明する。

第三章

まず K^+ 測定側の spectrometer として HKS を構成する 3 つの常伝導電磁石 (Q1,Q2,D magnet) の役割について述べる。その後、三菱電機 (株)・神戸工場で製作された QQD それぞれの仕様について触れ、更に同工場で行ったそれら HKS magnet の磁場測定について述べる。

第四章

磁場測定の結果の解析について、Q1,Q2,D の単体測定の詳細に述べる。そして解析結果を用いて先に見積もった磁場測定精度を満たしていたかどうかを簡単に評価をする。その後、単体磁場 map の作成を行い、組合せ測定の結果と比較して HKS 全体の磁場 map を作成する。

第五章

まず、E01-011 実験における測定磁場 map の位置付けとその意義について述べる。その後、GEANT を用いた HKS の性能を調べる simulation を行い、acceptance や運動量分解能を見る事で HKS の磁場測定 map の性能評価を行う。

第六章

本稿の内容を簡潔にまとめる。

第2章　(e,e'K^+) 反応による Λ ハイパー核生成分光実験

2.1章では理論計算からの (e,e'K^+) 反応におけるハイパー核生成の運動学とその反応断面積、及び実験の最適化について述べる。そして、そこから要請される電子線の精度を持つ加速器である CEBAF について 2.2章で述べ、2.3章では世界初の (e,e'K^+) 反応を用いた実験 (E89-009) について簡単にまとめる。そして 2.4章ではその問題を解決する様に改良した 2005 年春から行われる E01-011 実験の setup と実験の見積りについて触れる。

2.1　(e,e'K^+) 反応の運動学的条件

入射電子と核内の陽子が電磁相互作用に因り Λ を生成し、K^+ を放出する。入射電子の (運動量, エネルギー) を $(\vec{P}_e, E_e)$ とし、散乱電子、K 中間子も同様に $(\vec{P}_{e'}, E_{e'})$、$(\vec{P}_K, E_K)$ とする。この時 Λ の (運動量, エネルギー, 質量)=$(\vec{P}_\Lambda, E_\Lambda, M_\Lambda)$ は次の式で求められる。

$$\begin{cases} \vec{P}_\Lambda = \vec{P}_e - \vec{P}_{e'} - \vec{P}_K \\ E_\Lambda = E_e - E_{e'} - E_K \\ M_\Lambda = \sqrt{E_\Lambda^2 - P_\Lambda^2} \end{cases} \tag{2.1}$$

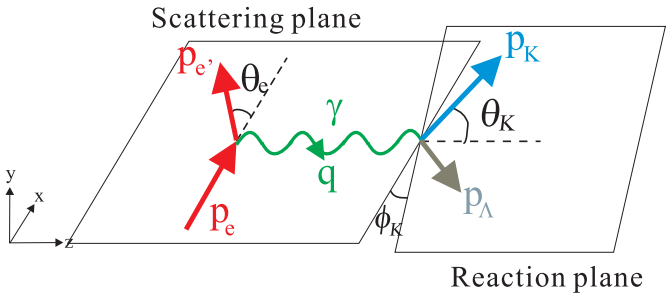

図 2.1: (e,e'K^+) 反応の運動学の模式図

今、入射電子の $(\vec{P}_e, E_e)$ は非常に良く分かっているので、散乱電子の $(\vec{P}_{e'}, E_{e'})$ と K 中間子の $(\vec{P}_K, E_K)$ を精密に測定する事で、生成された Λ ハイパー核の物理量 (質量) が分かり、それから束縛状態やポテンシャルの深さが分かる。そして、その情報から ΛN 有効相互作用の情報等を引き出すことが出来る。

また、(e,e'K^+) 反応によるハイパー核生成の 3 階微分断面積は virtual photon の縦波成分 (L)、横波成分 (T)、偏極成分 (P) と干渉成分 (I) を用いて式 (2.2) の様に書かれる [9]。

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

ただし、virtual photon flux Γ と virtual photon の偏極の横波成分 ϵ、縦波成分 ϵ_L は、virtual photon の 4 元運動量 Q=$(\omega, \boldsymbol{q})$ と微細構造定数 α を用いて

$$E_\gamma = \omega + \frac{q^2}{2m_p} \quad , \quad \Gamma = \frac{\alpha}{2\pi^2 Q^2}\frac{E_\gamma}{1-\epsilon}\frac{E_{e'}}{E_e}$$
$$\epsilon = \left[1 + \frac{2|\boldsymbol{q}|^2}{Q^2}\tan^2\left(\frac{\theta_e}{2}\right)\right]^{-1} \quad , \quad \epsilon_L = \frac{Q^2}{\omega^2}\epsilon$$

である。この、virtual photon flux Γ は

$$\theta_e(min) = \sin^{-1}\left(\frac{m_e\omega}{4E_eE_{e'}}\right) \tag{2.3}$$

で最大値を取る。この virtual photon flux の e' 散乱角依存性は入射電子ビームに対して超前方ピークを持つ (図 2.2参照。ここでは、beam のエネルギー Ee が 1.851 GeV,virtual photon のエネルギー ω が 1.58 GeV とした)。

同様に、Λ ハイパー核生成断面積の K^+ 生成角度依存性も virtual photon と同様に前方に peak を持つ (図 2.3参照。Λ の spin 状態毎に色分けしている)。従って、Λ ハイパー核生成断面積の大きな領域を広く覆うには、e',K^+ 双方共に出来るだけ前方で測定する必要がある。

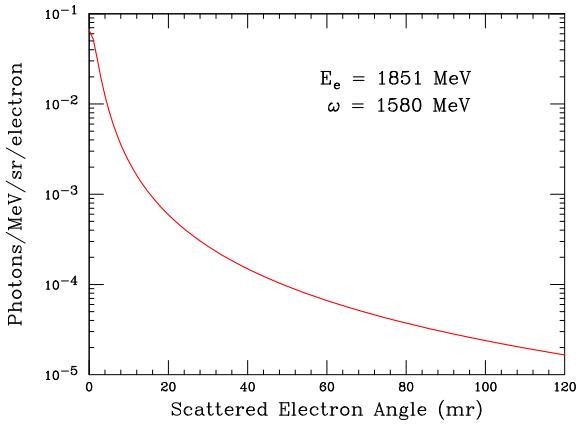

図 2.2: virtual photon 起因電子の散乱角分布

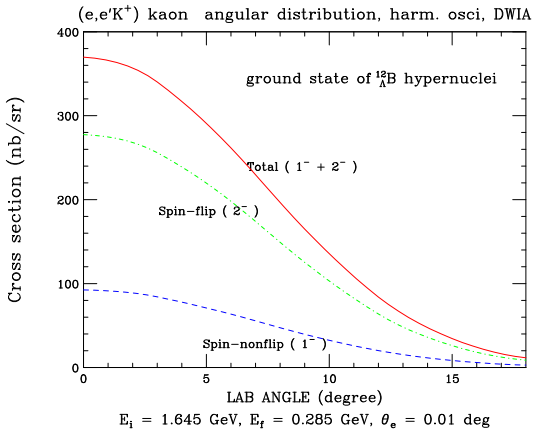

図 2.3: Λ ハイパー核生成断面積の K^+ 角度依存性

(左図) 縦軸は入射粒子あたりの virtual photon flux、横軸が e' の散乱角 [10]。
(右図) 縦軸は ${}^{12}_{\Lambda}$B 基底状態の微分断面積、横軸は ^{12}C(e,e'K$^+$)${}^{12}_{\Lambda}$B 反応における実験室系での K^+ の放出角度 [10]。

E_γ が大きい程運動量移行が小さい為、生成された Λ は原子核に捕まり易くなって Λ ハイパー核を生成し易い。従って、$p(\gamma, K^+)\Lambda$ 反応の断面積が最大となる E_γ=1.1 ~ 1.5 GeV の領域において (図 2.4参照)、E_γ = 1.5 GeV が最適となる。後述する E89-009 実験と E01-011 実験では他の strangness 生成 channel を開かない様になるべく生成閾値に近いエネルギーを選択し、且つ散乱電子測定側の要請と運動学から電子 beam energy:$E_e = E_\gamma + E_{e'}$ = 1.5+0.3 GeV とした。従って、電子 beam には 1.8 GeV 以上の高エネルギーが要求される。またこの時、K^+ の運動量は 1.2 GeV/c となる。

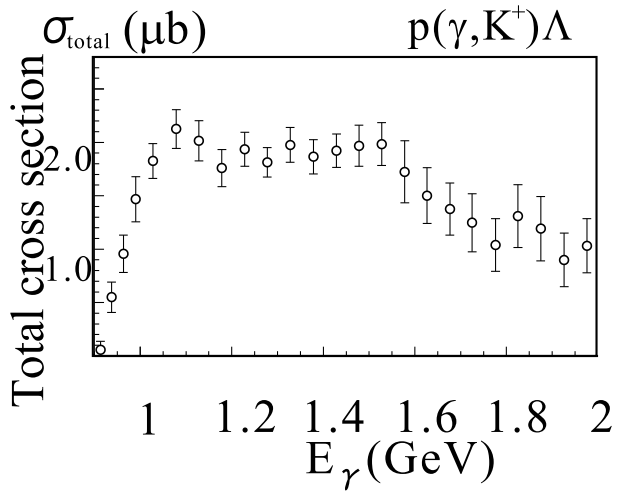

図 2.4: $p(\gamma,K^+)\Lambda$ の断面積の E_γ 依存性

横軸が入射 γ 線のエネルギー、縦軸が全断面積 [11]。

2.2 CEBAF

(e,e'K$^+$) 反応によるハイパー核分光実験を行うのに必要な 1.8 GeV 以上のエネルギーと高い duty factor を持つ電子線加速器は現在、Thomas Jeffeson National Accelerator Facillity : JLab(Virginia,USA) の連続電子線加速器 CEBAF(Continuous Electron Beam Accelerator Facility) のみである。この CEBAF の電子 beam の性能を表 2.1にまとめる。

表 2.1: CEBAF の電子線の性能

Duty factor	~ 100 [% CW beam]
Beam current	200 [μA]
Maximum energy	$<$ 6 [GeV]
Beam emittance	~ 2×10^{-9} [m·rad]
Energy stability	$< 5\times10^{-5}$

Injector で加速して入射した電子は二つの超伝導線形加速器 (Linac) で 0.6 GeV ずつ、最大 5 周する事で 6 GeV まで加速出来る。この加速された電子線は 3 つある実験 Hall に 499 MHz(全体では 1497 MHz) のバンチ構造を持って各実験 Hall(A,B,C) に供給される。現在、CEBAF は upgrade する計画が進行しており、図 2.5左にある様に Hall D 等が建設中である。将来的には 1 GeV ずつ 5 周半加速し、最大 12 GeV の電子線を得る計画である。

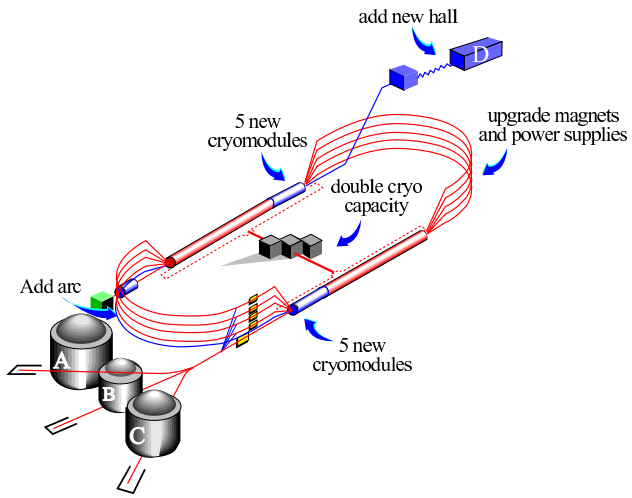

図 2.5: CEBAF の全体 (将来) 図

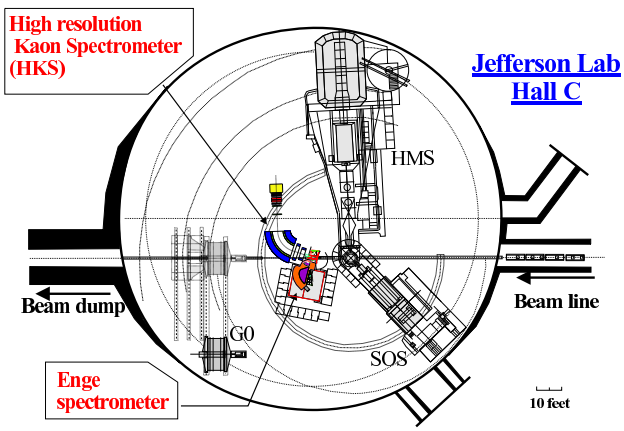

図 2.6: Hall C beam line の概観図

この 3 つある実験 Hall の内、E89-009 実験で使い E01-011 実験でも使う Hall C の layout は図 2.6の様になっている。E89-009 実験及び E01-011 実験では Linac に約 50 MeV で inject し、二つの Linac で 440 MeV ずつ計 2 周のところで引き出す事で 1.8 GeV の beam を得る。また、target 上ので beam spot size が 0.1 mm ϕ と非常に小さい (中間子 beam ではせいぜい 10 mm ϕ) 事やエネルギー幅が 10^{-4} 以下である事から、beam に関する測定を行わなくても十分なエネルギー分解能が得る事が出来る。

なお、Linac に inject する際の電子のエネルギー (Inject E) は南北の Linac で加速するエネルギー (one pass E) を用いて以下の式で与えられる。

$$\text{Inject } E \;=\; (\text{one pass } E \times 45)/800 \;\; [\text{MeV}] \tag{2.4}$$

2.3 E89-009 実験の結果と問題点

2000 年 3 月 JLab の電子線加速器 CEBAF を用いて Hall C で行った世界初の (e,e'K^+) 反応を用いた Λ ハイパー核分光実験 (E89-009) では、Enge Split-Pole Spectrometer[12](以下 ESPS もしくは Enge Spectrometer) で e' を、Hall C 常設の Short Orbit Spectrometer[13](以下 SOS) で K^+ を測定した。先に述べたように e' と K^+ はどちらも前方で Λ 生成断面積が最大となる。そこで、Target 直後に Splitter magnet(dipole magnet) を設置する事により、e',K^+ 共に 0 ° を含む角度で測定した。この E89-009 実験の setup を図 2.7に、得られた $^{12}_{\Lambda}$B のスペクトルを図 2.8に載せる。この実験の結果、ハイパー核生成分光実験としては世界最高の 900 keV(FWHM) というエネルギー分解能を達成し、(e,e'K^+) 反応を用いたハイパー実験の手法の有用性を示し、ハイパー核研究の新たな可能性を開拓した [14][15]。

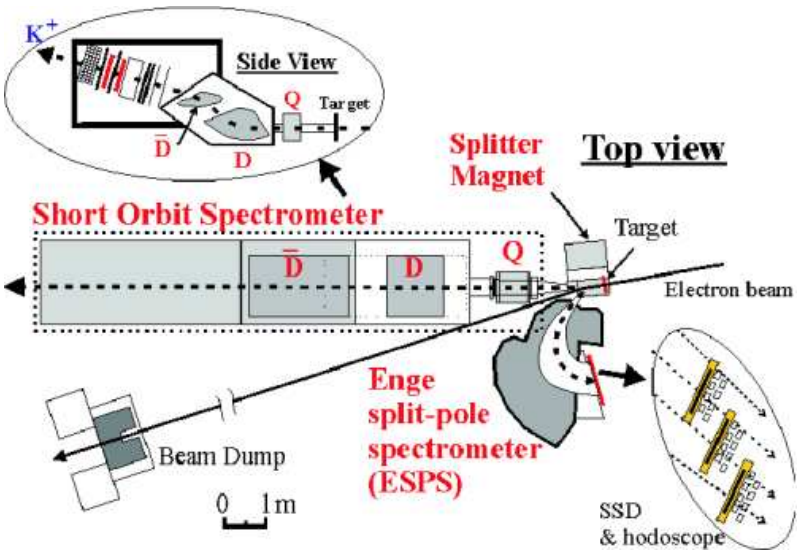

図 2.7: E89-009 実験の setup の top view

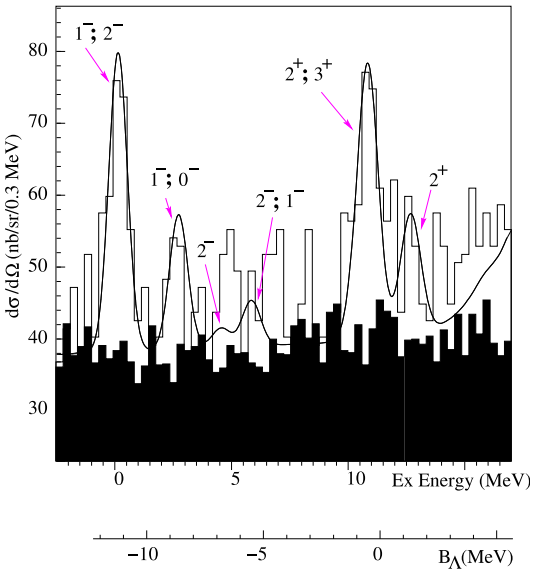

図 2.8: $^{12}_{\Lambda}$B のスペクトル (E89-009)[15]

(左図) SOS は高さ方向に粒子を focus するので設置面積が小さくて済むのが特徴。
(右図) 黒で塗りつぶされている部分は background。曲線はエネルギー分解能 900 keV を仮定した時の理論値 [16]。

この E89-009 実験は多くの可能性を示すと同時に、この実験手法における問題点も浮き彫りにした。中でも大きな問題点の一つが、電子 beam を用いる実験であった為に Møller 散乱起因電子、及び Bremsstrahlung 起因電子が大量の background を作った事であった。特に、Bremsstrahlung 起因電子は virtual photon 起因の電子同様前方 peak を持っており (図 2.9参照)、それらを含む様に測定した結果、ESPS 焦点面での計数率が 200 MHz という検出器の動作限界まで計数率を増大させ、target 厚や beam 強度を制限した。もう一つの大きな問題は、K^+ 測定に使用した JLab に既設の SOS が実験全体の分解能と検出効率を制限していた事であった (表 2.2参照)。更に、0° 方向に放出された大量の e^+ が SOS の counting rate を決めていた。

表 2.2: E89-009 実験での分解能への寄与

Components	Energy Resolution [keV]
Beam energy (1.8 GeV)	180
Enge momentum	120
SOS momentum	800
Kinematical broading	132
Energy loss (@Target)	<100
Overall	900

そこで、前者の問題は Enge Spectrometer 自体を垂直方向に数度傾けるという Tilt 法 [17] を採用する事で改善する。それは、図 2.9から分かるように、virtual photon 起因電子数に対する Bremsstrahlung 起因電子数の比が前方で極めて大きいので、そこを避ける事で S/N を改善するという物である。そこで、この Tilt する角度に対して virtual photon(VP) の収益 (Figure of Merit:FoM) がどう変わるのかを描いたのが図 2.10である。これから分かる様に、Møller 散乱起因電子[1]がほとんど無くなる Tilt 角 7.5 ° 辺りから S/N が大幅に改善される事が分かる。ただし、実験的な余裕を持たせる為、Enge Spectormeter を tilt する機構には 1 ° 程度の自由度を持たせてある。

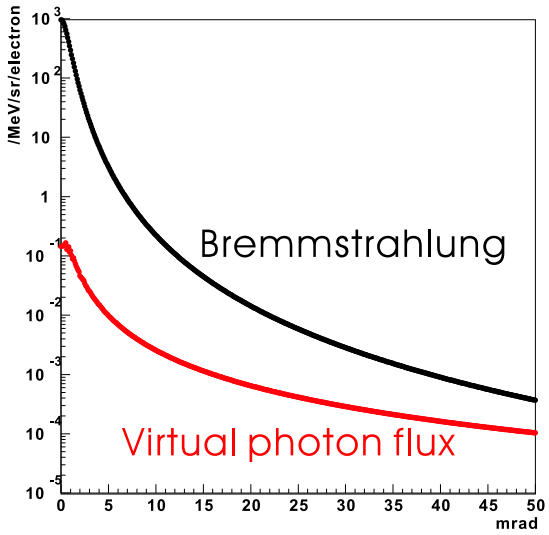

図 2.9: 散乱電子の角度分布

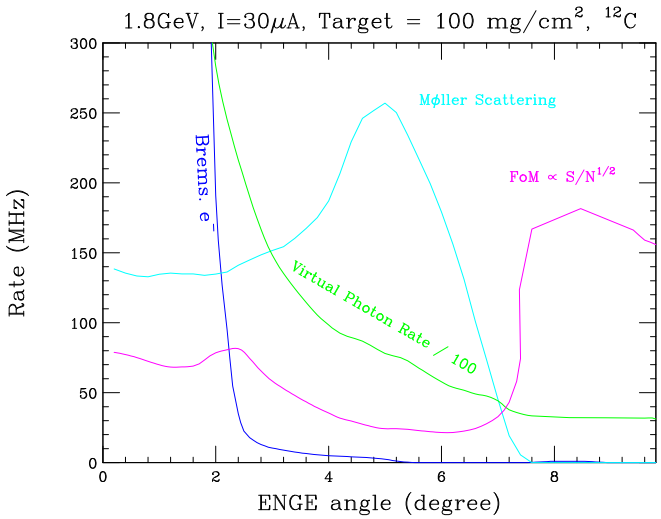

図 2.10: Tilt 法による Figure of Merit(FoM)

(左図)Bremsstrahlung 起因電子と virtual photon 起因電子の角度分布。E_e =1.864 GeV、E_γ =1.484 GeV とした。(右図) 縦軸が rate、横軸が Enge の Tilt 角度。ただし、VP と FoM は図に入る様にスケールを定数倍した。

後者の問題は、(e,e'K^+) 反応を用いた Λ ハイパー核分光実験に特化した spectrometer(High resolution Kaon Spectrometer：HKS) を新たに設置し、e^+ を避ける為に 0 ° 方向を accept しない様に設置する事で対応する。その他、予想される高計数に対応出来る様に各検出器の性能向上やデータ収集系の最適化も行われている [18][19][20]。

[1]Møller 散乱 (電子-電子散乱) は入射電子のエネルギー (1.8 GeV) と散乱電子のエネルギーが決まると散乱角が一意に決まる。今 Enge Spectrometer で accept する散乱電子 (Central momentum = 0.3 GeV/c) の散乱角は 5 ° 辺りに peak を持ち、7.5 ° 以上でほとんど無くなる。0 ° 方向に tail を引いているのは Multiple (Møller) scattering などに因る。

2.4 E01-011 実験

2.4.1 実験 setup

E01-011 実験では更なる高エネルギー分解能:400 keV と Yeild の向上 (約 50 倍:2.4.2章参照) を達成し、且つ中重核 (2.4.4章参照) での Λ ハイパー核分光実験実験までの拡大を目指して、二つの spectrometer を図 2.11の様に設置する。また、E89-009 実験同様に target 直後に Splitter magnet を設置する。また、様々な粒子が大量に生成されるので、trigger level で出来る限り正確に識別・分離する必要がある (2.4.3章参照)。そこで本実験に特化した detector を開発し、図 2.11の様に設置する。

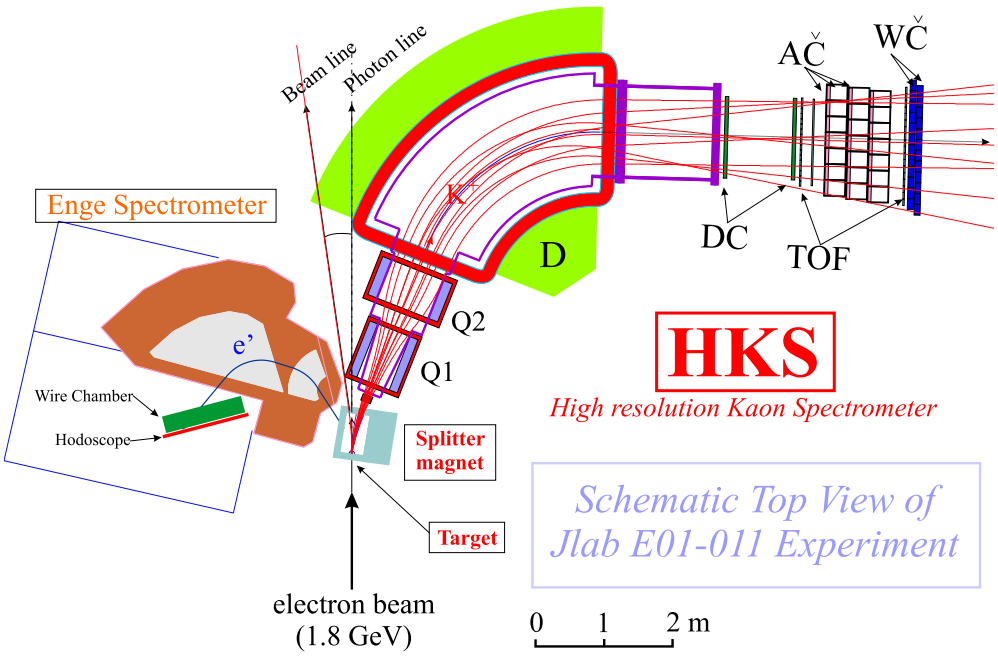

図 2.11: E01-011 実験の setup の top view

- Splitter magnet
  反応に寄与した前方ピークの e' と K^+ を Enge Spectrometer と HKS だけで捕えようとすると両者が幾何学的にぶつかってしまう。そこで、Splitter Magnet(dipole) を用いて電荷毎に逆方向に曲げて各 spectrometer に入射させる。また、適切な磁場を設定する事で大量の background を作った 0 ° 方向を回避し、且つ安全に electron beam と Bremsstrahlung photon を dump する。

- Enge Split-PoleSpectrometer : ESPS[12]
  (e,e'K^+) 反応に寄与した散乱電子の運動量を測定する為の spectrometer。元々は 1960 年代に Enge 氏によって設計された hardware spectormeter である。この spectormeter は入射粒子の焦点面 (focal plane) での水平方向の位置を測るだけで高運動量分解能が得られる様に設計されおり、E89-009 実験ではその様に使用した。しかし、Enge 全体を約 7.75 ° 程傾け垂直方向 (y) に 6 cm 程上げるという Tilt 法を採用する為に、水平方向 (x) の位置を測るだけでは不十分となり、位置 (x, y) と角度 (x', y') も測定する必要がある。そこで、focal plane detector での (x, y, x', y') の測定には位置分解能 (x, y=86,210 μm) と角度分解能 (x', y'=0.7,2.8 mrad) を持つ Honeycomb 型 Drift Chamber[18] を導入する。また、時間測定と Enge 側 Trigger counter として時間分解能 (100 ps) を持つ Hodoscope を用いる。E01-011 実験では 4×10^{-4} の運動量分解能を目標としている。

- High resolution Kaon Spectrometer : HKS
  (e,e'K^+) 反応によって生成された K^+ を測定する為の spectrometer。Splitter magnet を使って、大立体角と高運動量分解能を同時に達成出来、更に縦と横の収束性 (double focus) を持たせる為に、四重極電磁石 2 つ双極電磁石 1 つから成る QQD system[2]を採用した (詳細は 3.1章で述べる)。この HKS で focus された荷電粒子に対して、Drift Chamber(DC1,DC2) で位置と角度からその運動量を、TOF(Time Of Flight) Counter(TOF1X,1Y,2X) でその速度を測定し、更に Aerogel Cherenkov counter(AC) で π^+/K^+ を、Water Cherenkov counter(WC) で K^+/p を分離する。これによって trigger level で K^+ だけを精度良く識別し測定する。これらの検出器は設置架台にまとめて mount して (detector packege)Hall C に install される (図 2.12)。また、TUL(Tohoku Universal Logic module) を導入し検出器を幾つかのグループに分けて K^+ trigger を作る事で K^+ の accidental kill を減らす [20][21]。この HKS では 16 msr の立体角と 2×10^{-4}(FWHM) の運動量分解能を目標としている。

以上、E01-011 実験の運動学的条件を表 2.3にまとめる。

表 2.3: E01-011 実験での各 Spectrometer の構成

Electron beam status	
Beam energy	1.8 [GeV]
Beam stability	1×10^{-4}
Configration	**Splitter(D) + HKS & Enge spectrometer**
HKS spectrometer	QQD magnet+DC1,2+TOF1X,1Y+AČ+TOF2X+WČ
Central momentum	1.2 [GeV/c]
Momentum acceptance	±12.5 [%] (1.05 ~ 1.30 [GeV/c])
Momentum resolution	2×10^{-4} (Δp/p)
Flight path length	≈10 [m] (from Target to WČ)
Solid angle	16 [msr] ($w/$ splitter)
Kaon detection angle	Horizontal 7 ° (1 ° ~ 13 °)
Enge spectrometer	Enge split-pole magnet+Honycomb DC+Hodoscope
Central momentum	0.3 [GeV/c]
Momentum acceptance	±30 [%] (0.21 ~ 0.39 [GeV/c])
Momentum resolution	4×10^{-4} (Δp/p)
Electron detection angle	3.7 ° ~ 5.7 °

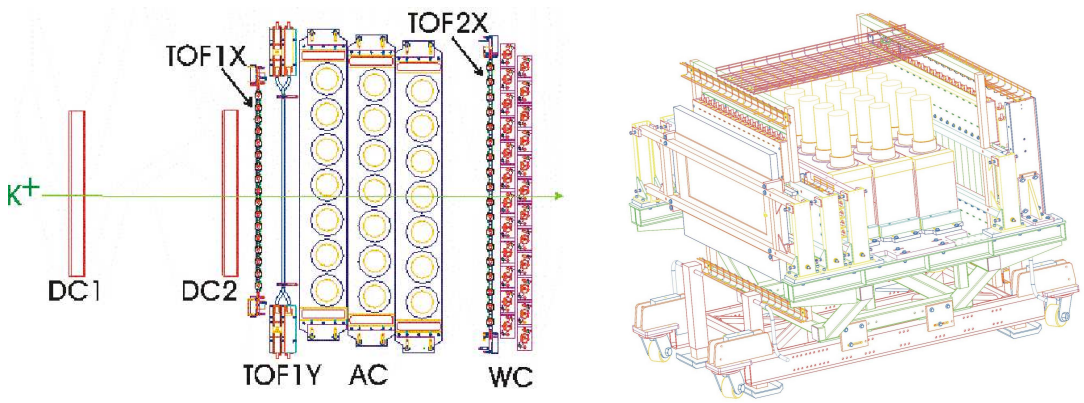

図 2.12: HKS 後方の detector packege の top view(左) とその鳥瞰図 (右)

[2]立体角と運動量分解能だけならば QD system でも達成可能であるが、同時に double focus を持たせるのは難しい。

2.4.2 Yield estimation

運動学的条件などは基本的には前回の実験:E89-009 実験と同じであるが、(Enge,HKS) 側共に 0 ° 方向を測定しないので飛躍的に background を減らす事が出来る。この事が前方に peak を持つ virtual photon flux の gain を減らしても実験全体の S/N を改善する。更に、大立体角を持つ HKS の導入や target 厚と beam intensity を増やす事で、E89-009 実験の結果と比較して E01-011 実験では 50 倍の Yield を得る事が出来ると見込まれる (表 2.4参照)。

表 2.4: E01-011 と E89-009 実験の Yield の見積り比較 [22]

Components	E01-011	E89-009	gain factor
Virtual photon flux/electon ($\times 10^{-4}$)	0.2	4	0.05
Target thickness (mg/cm^2)	100	22	4.5
e' momentum acceptance and e'-K$^+$ momenta matching	200	120	1.7
Kaon survival rate	0.35	0.4	0.9
Solid angle of Kaon arm (msr)	16	5	3.2
Beam current (μA)	30	0.66	45
Estimated yield ($^{12}_{\Lambda}\mathrm{B}_{grand}$: counts/hour)	45	0.9	50

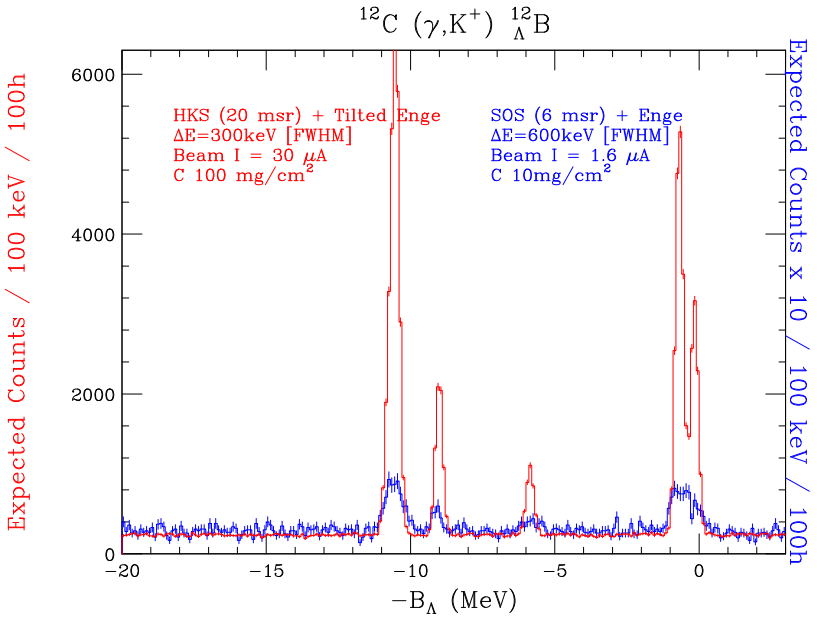

図 2.13: E89-009 実験と E01-011 実験の収益予想比較 ($^{12}_{\Lambda}$B)[23]

E89-009 実験の条件 (ΔE=600 keV を仮定) で simulation したものを ×10 した $^{12}_{\Lambda}$B のスペクトル (青) と、Yield が 50 倍になった E01-011 実験の条件 (ΔE=300 keV を仮定) で simulation した $^{12}_{\Lambda}$B スペクトルを重ねると、図 2.13の様になる。この図を見ると、peak かどうか判別し難かったものが明確な peak を成したり peak が二つに分かれる等、より詳細なスペクトルが得られると期待出来る。

2.4.3 Singles rate

まず、E89-009 での各 spectrometer の singles rate(実測) を表 2.5にまとめた [14]。ただし、Enge 側の e^- の rate は Hodoscope 一本当たりの rate である。

表 2.5: E89-009 での各 spectrometer の singles rate(実測)

Target	Target Thickness [mg/cm^2]	Beam Intensity [μA]	SOS e^+ [kHz]	SOS π^+ [kHz]	SOS p [kHz]	Enge e^- [kHz]
^{6}Li	16.1	0.74	110	1.6	0.21	1900
^{7}Li	19.0	0.85	120	1.6	0.19	1800
^{10}B	16.3	0.80	91	1.3	0.17	2100
^{11}B	20.8	0.67	97	1.3	0.13	2200
^{12}C	22.0	0.47	100	1.4	0.14	2100
^{28}Si	5.2	1.11	120	1.4	0.11	1800

これを見ると SOS の counting rate は (0 ° 方向の)e^+ が決めていた事が分かる。この E89-009 実験の結果をふまえてスケールする事で E01-011 実験における各 spectormeter の singles rate の見積りを行った。その結果は表 2.6の様になった。

表 2.6: 各 spectrometer の singles rate の見積り

Target	Target Thickness [mg/cm^2]	Beam Intensity [μA]	HKS e^+ [kHz]	HKS π^+ [kHz]	HKS K^+ [kHz]	HKS p [kHz]	Enge e^- [kHz]	Enge π^- [kHz]
^{12}C	100	30	<100	420	0.34	150	1000	2.8
^{28}Si	100	30	<100	420	0.29	130	1900	2.8
^{51}V	100	30	<100	410	0.26	120	2650	3.0

一般的な Daq system では trigger rate が 1 kHz を超えると Dead time が増大する。その事から trigger rate を 1 kHz 以下を目標とすると、π^+ に対して 10^{-4}、p に対して 5×10^{-4} という suppression factor が要請される。しかし、K^+ は出来る限り多く測定するには本実験の様な高係数率下では accidental coincidence に因る粒子の miss ID が無視出来ない。そこで、FPGA(Field Programmable Gate Array) を搭載した VME ベースの TUL[3](Tohoku Universal Logic module) を開発した。この TUL を用いて検出器群を segment 化して trigger を作る segmented trigger を作成する事で accidental kill を減らす事が可能となる [20]。

[3] TUL-8040 は現場で設定変更可能な FPD(Field Programmable Device) を搭載した module である。この TUL はわずか 1 台で数十台の NIM module と同程度の機能を有し、且つ programing により logic の変更の自由度が格段に増える。

2.4.4 Target

E01-011 実験では、CH_2 , ^{7}Li , ^{10}B , ^{11}B , ^{12}C , ^{28}Si , ^{51}V , ^{89}Y 等の target で実験する事を計画している。以下にそれぞれの target で調べたい物理について簡潔に述べた後、それらのエネルギー分解能の見積りを表 2.7にまとめる。

- **p(e,e'K$^+$)Λ, Σ** :
  neutron target というのは存在しないが、proton target は存在するのでこれを用いる事で素過程の測定を行う事が出来る。更にその際に得られる Λ, Σ の質量は他の実験から非常によく分かっているので、E89-009 実験と同様に spectrometer 全体のエネルギー較正が行える。今回は proton target として CH_2 を使用する。

- **^{12}C(e,e'K$^+$)$^{12}_{\Lambda}$B** :
  比較的統計が貯るのが早い為、system に変更があった時などに短時間の run で missing mass 分解能を optimize する事が出来る。また、E89-009 実験と比較する事で実験全体の評価が行える。$^{12}_{\Lambda}$C は (π^+,K$^+$) 反応を用いて芯核励起状態を初めて確認した $^{12}_{\Lambda}$C とその mirror hyper 核である $^{12}_{\Lambda}$B を比較する事でより詳細な励起準位や断面積が決定出来ると期待される。

- **^{28}Si(e,e'K$^+$)$^{28}_{\Lambda}$Al** :
  ^{28}Si(π^+,K$^+$)$^{28}_{\Lambda}$Si の結果と比較する事で beyond p-shell での Λ-spin orbit splitting に関する情報が得られると期待される。また ^{28}Si(γ,K$^+$)$^{28}_{\Lambda}$Al の結果 (理論のみ) と比較する事で LS splitting に関するより詳細な情報が得られると期待される。

- **^{51}V(e,e'K$^+$)$^{51}_{\Lambda}$Ti** :
  ^{51}V は N=28,P=20+3 という double magic number の核に陽子が 3 つ付いた核である。その為、shell model の波動関数で良く記述が出来るので、理論と実験を比較しても曖昧な部分が少ない。また、(π^+,K$^+$) 反応で得られた $^{51}_{\Lambda}$V のスペクトルと同様に s, p, d 軌道の Λ 単一粒子状態が見られると期待される。

- **^{89}Y(e,e'K$^+$)$^{89}_{\Lambda}$Sr** :
  (e,e'K$^+$) 反応は中重核にも適正があると予想されている。mirror hyper 核である $^{89}_{\Lambda}$Y は図 1.1に見られる様に既に主な構造は得られており、分解能更に詳細な Λ の単粒子状態や ΛN 有効相互作用による splitting が見られると期待される。この様に中重核に対する (e,e'K$^+$) 反応の可能性を模索する。

表 2.7: Energy resolution の見積り

Item	resolution ([keV] , FWHM)			
Target	^{12}C	^{28}Si	^{51}V	^{89}Y
Beam momentum ($< 1 \times 10^{-4}$)	<180			
Enge momentum (4×10^{-4})	120			
HKS momentum (2×10^{-4})	230			
Kinematical broading ($\Delta\theta$ <3.3mrad)	134	56	32	18
Energy loss (@target 100mg/cm^2)	<180	<171	<148	<138
overall	<390	<360	<350	<345

これらの target は非常に強力な電子線を ϕ100 μm の spot size で照射する為、中には融解しかねないものもある。その様な target の融解は raster(照射位置を時間変化させる) する事で回避する。現在はどの程度の raster が必要なのか、また raster による分解能の寄与はどれ程なのか、等の見積もりを熱 simulator(FreeFEM[24] 及び ANSIS[25]) や GEANT(3.2章参照) を用いて行い、東北大サイクロトロンでの実験や KEK での実験結果と比較検証している [26]。その上で、分解能や統計を貯めるのにかかる時間などの兼ね合いから raster size と beam intensity を決定する。

第3章　HKS magnetの磁場測定

E01-011 実験では HKS を用いる事で 2×10^{-4}(FWHM) という高い運動量分解能を目標としている。この目標を達成する為には精密な磁場 map が必要であり、その作成には精密な磁場測定が必要である。3.1章では、HKS を構成する３つの常伝導電磁石の役割とその仕様を述べ、3.2章ではそれらの磁石に要求される磁場測定精度についての見積る。そして 3.3章では、KEK で行った Hall probe の較正実験と三菱電機 (株)・神戸工場で行った磁場測定について説明する。

3.1　High resolution Kaon Spectrometer：HKS

一般に spectrometer は双極磁石 (dipole) や四重極磁石 (quadrupole)、六重極磁石 (hexapole) 等の多重極磁石から構成され、それらは実験の目的や手法に応じて組合せ・設計が行われる。今回製作した (e,e'K^+) 反応による Λ ハイパー核生成分光実験に特化した大立体角高分解能 K 中間子 spectrometer：HKS は、大立体角と高分解能の双方を要求し且つ二つの focus の自由度 (鉛直と水平) を持たせる為に、二つの四重極電磁石 (Q1,Q2) と双極電磁石 (D) の３つの常伝導磁石 (QQD system) で構成した。

target 直後に Splitter magnet(dipole) を設置しているので、粒子は水平方向に広がって Q1 磁石に入射される。従って、強い水平方向の focus が要求される Q1 磁石で (鉛直, 水平) 方向に (発散, 収束) させ、逆に Q2 では (収束, 発散) させて最後の D で (1.2 GeV/c の粒子を)70 ° 曲げる。これによって HKS を通過した粒子は運動量毎に focal plane の異なる場所に収束させる事が出来る。また、K^+ の寿命が約 12 ns と短いので、focal plane までの距離 (8.2 m) がなるべく短くなる様に設計した。

この HKS magnet の製作及び磁場測定は三菱電機 (株) 電力・産業システム事業部・神戸工場にて行われた。2003 年冬に JLab に分解して輸送し、JLab の test lab にて再組み立てをして励磁テスト等の現地での最終調整を行った。そして 2005 年 2 月末より Hall C に install を開始する。

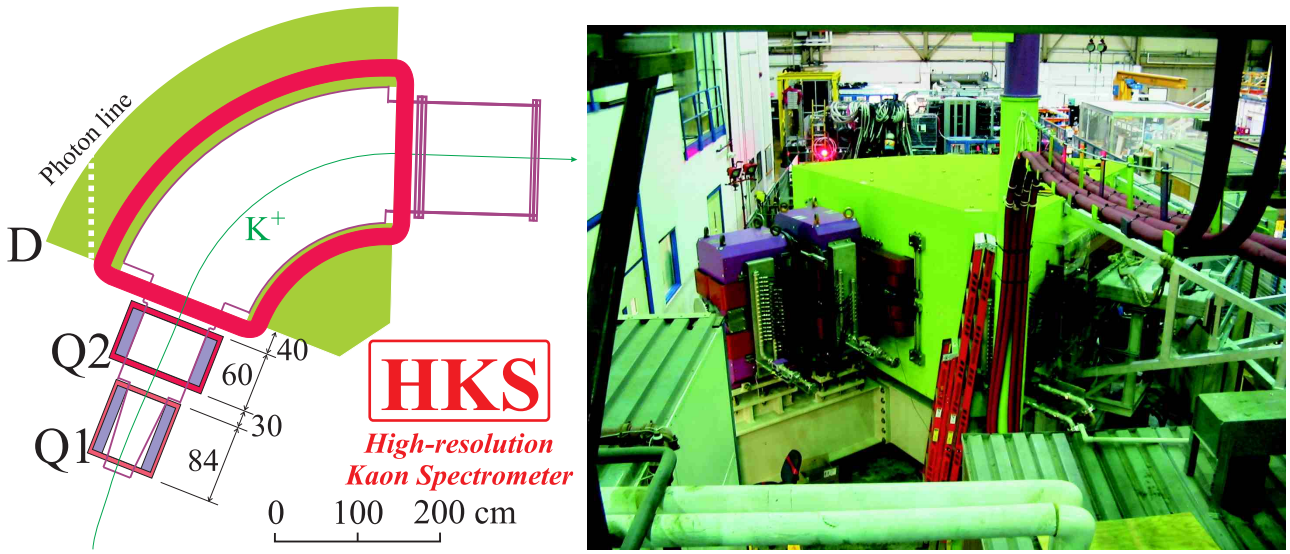

図 3.1: HKS を構成する 3 つの magnet の top view(左) と励磁テストの写真 (test lab@JLab(右)

3.1.1 Q1Q2 magnet status

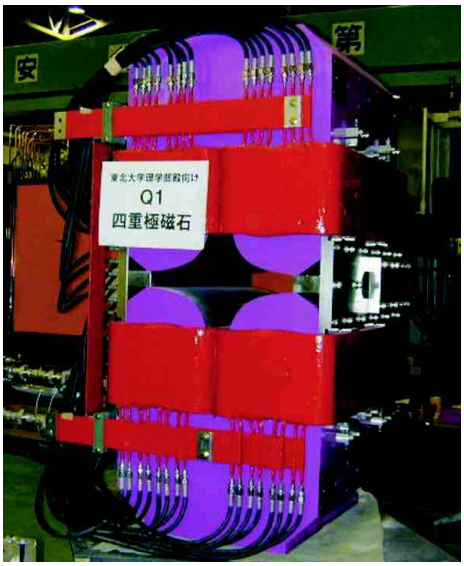

図 3.2: Q1 magnet (@Mitsubishi)

図 3.3: Q2 magnet (@Mitsubishi)

表 3.1: Q1,Q2 magmet の仕様一覧

Configuration	**Quadrupole magnet:Q1**
Current(Max.)	585 (875) [A]
Field gradient(Max.)	5.78 (6.60) [T/m]
Effictive field range	250 [mm]
Conductor size	8×8 [mm] (ϕ6.0 hole)
Resistance	178 [mΩ] (at 55 °C)
Horizontal stretch	50 [cm]
Vertical stretch	24 [cm]
Bore diameter	24 [cm]
Pole length	84 [cm]
Cooling water	49.6 [l/min]
Pressure drop	0.57 [MPs]
Weight	8.2 [ton]

Configuration	**Quadrupole magnet:Q2**
Current(Max.)	363 (450) [A]
Field gradient(Max.)	−3.40 (−4.20) [T/m]
Effictive field range	400 [mm]
Conductor size	13.5×11.5 [mm] (ϕ6.3 hole)
Resistance	119 [mΩ] (at 45 °C)
Horizontal stretch	80 [cm]
Vertical stretch	32 [cm]
Bore diameter	29 [cm]
Pole length	60 [cm]
Cooling water	17.3 [l/min]
Pressure drop	0.38 [MPs]
Weight	10.5 [ton]

HKS を構成する二つの常伝導四重極電磁石 (以下 Q1,Q2) の概観を各々図 3.2と図 3.3に、またその仕様を表 3.1にまとめる。荷電粒子を Q1 で (鉛直, 水平) 方向に (発散, 収束) させ、Q1 と反対の磁場構成にした Q2 で (収束, 発散) させる。この Q1Q2 磁石は大立体角を持たせる為に粒子の軌道長をなるべく短くし、真空 chamber も円筒形ではなく磁極に沿うようにする等の工夫がなされている。また、splitter、Q1、Q2、D、Enge Spectrometer はそれぞれぶつからない様に設計されている。その他の特徴としては、反応しなかった beam や target で発生した photon を安全 (=background と物質の放射化を防ぐ) に dump line に導く為の line を確保する為、上下の磁極 (Yoke) を分離した構造を持っている。

3.1.2 D magnet status

図 3.4: D magnet (@Mitsubishi)

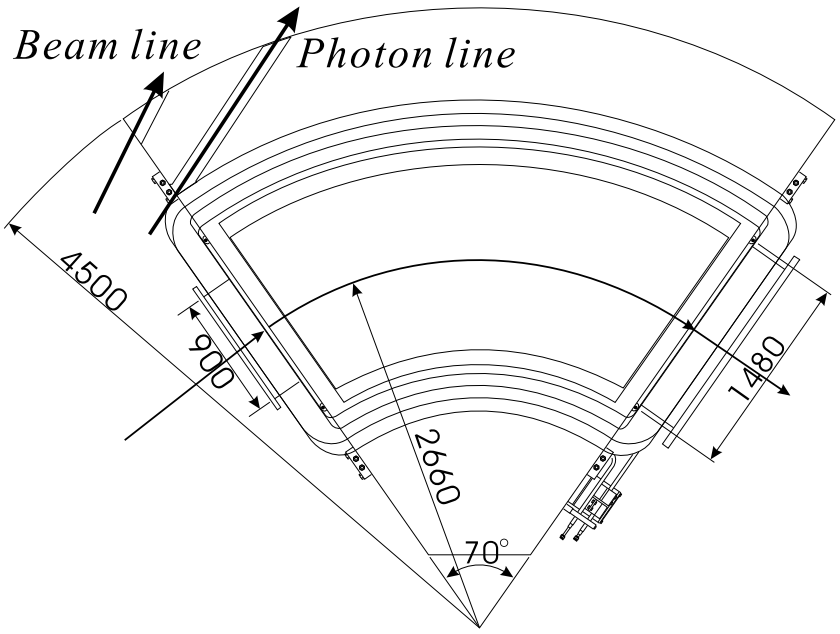

図 3.5: 真上から見た Dipole magnet の設計図 (unit:mm)

HKS を構成する常伝導電磁石の中で最も大きな常伝導双極電磁石 (以下 D) は、全体で高さ 2.5 m、幅 4.0 m、重量が 210 トンである。この D magnet の概観が図 3.4[1]で、その仕様を表 3.2にまとめる。この D magnet で粒子の運動量毎にその軌道を振り分けるので、bending angle を大きくすれば焦点面 (focal plane) での分散も大きくなり、運動量分解能は向上する。しかし、K^+ の寿命は 12 ns と短い為、focal plane までの距離が長くなると K^+ が崩壊する割合も大きくなる。従って、D magent は分解能の向上と K^+ の survival ratio とのバランスを考えて設計した。構造上の特徴としては、磁極そのものを真空 chamber の一部とする事で有効領域を最大限にとっている事が挙げられる。また、photon line や beam line は Yoke の一部に穴を開ける事で確保されている。

表 3.2: D magnet の仕様一覧

Configuration	**Dipole magnet:D**
Current(Max.)	1050 (1140) [A]
Magnetic field(Max.)	1.44 (1.53) [T]
Effictive field range	400 [mm]
Conductor size	22×22 [mm] (ϕ12 hole)
Resistance	146 [mΩ] (at 47.5 °C)
Pole gap height	20 [cm]
Pole width	156 [cm]
Bending angle	70 [deg]
Inner radius	190.5 [cm]
Outer radius	349.5 [cm]
Central flight length	330 [cm]
Cooling water	135 [l/min]
Pressure drop	0.4 [MPs]
Weight	210 [ton]

[1] 余談だか、図 3.1と色が異なるのは JLab にて東北大 color に塗り直した為である

3.2 磁場測定精度の見積もり

運動量分解能 2×10^{-4}(FWHM) という目標を達成する為には、出来るだけ精密な三次元の磁場 map が必要である。理論+経験則に基づいた計算や 3 次元磁場計算ソフトを使って HKS の磁場 map を得る事は出来るが、実際の磁場をどれ程再現しているのかは保証されていない為、精密な磁場測定から作成した磁場 map が必要である。そこで、目標の運動量分解能を達成する上で要求される測定精度を見積もった。

見積りは、実際に磁場測定を想定して要求される各測定点での精度を TOSCA[2]で計算した磁場を使い GEANT3[3]で見積もった。その際、simulation 上で変化させた parameter は mesh 間隔、位置精度、角度精度、磁場精度で、この各項目に対して誤差の許容範囲は運動量分解能が 50 keV/c (RMS)(fit 誤差も含む) とした。それは、parameter が 4 つあって全体として 100 keV/c (RMS) の分解能を目標としたからである。ここで mesh 間隔とは空間を mesh 状に区切って出来る立方体の一辺の長さの事で、TOSCA はこの各頂点での磁場を計算する (実際の測定もこの各頂点での磁場を測定する)。位置精度はその各頂点での位置的なずれ幅であり、角度精度は各点での probe の TOSCA(直交) 座標系に対する傾きである。磁場精度は各点での基準となる磁場からのずれ ($\Delta B/B$) である。

この時の運動量分解能は次の様にして求めた。まず、GEANT 3で基準となる TOSCA 磁場 (GEANT 内で mesh 間の磁場は線形補間で導出している) を使って生成した粒子を focal plane まで輸送する。そして、target と focal plane 上での粒子の物理量から輸送行列を多項式 fitting program:ERIKA[4] を用いて求めた。そして、parameter を変化させた時の TOSCA 磁場で粒子を飛ばして得られた focal plane での情報を、先に求めた輸送行列で target まで戻した時の算出運動量と、実際に生成した時の運動量の残差から算出した。その結果、運動量分解能が 50 keV/c(RMS) となる各 parameter の測定精度は以下の表 3.3の様になった [27]。

表 3.3: Requested accuracy of each magnet

Quadrupole magnet		**Dipole magnet**	
mesh size	20 [mm]	mesh size	40 [mm]
position accuracy (Q1, Q2)	(100, 300) [μm]	position accuracy	250 [μm]
magnetic field accuracy	50×10^{-4}(RMS)	magnetic field accuracy	3×10^{-4}(RMS)
angle accuracy (Bx, Bz)	(3, 1) [mrad]	angle accuracy	1 [mrad]

この study から判った事は、運動量分解能に最も影響があるのは D magnet の磁場精度であった。これは $\int Bdl$ から考えても理解出来る。それ以外の、個々の測定では mesh 間隔、probe の取り付け角度、各測定点での位置精度と続いた。また、probe 自身の各測定点での測定精度はランダムな成分 (ある一点で B を N 回測定した時の B 分布に広がりを作る成分) については $\int Bdl$ の中で打ち消される為、運動量分解能としてはあまり効いてこない事も判った。

[2] TOSCA は vector field 社の OPERA-3d の商用ソフト。有限要素法を用いた三次元磁場計算プログラムで定義した三次元空間上にコイルなどの物質と電流密度を指定すると任意の場所の磁場の値を計算することが出来る

[3] GEANT は高エネルギー粒子検出器用 Monte Calro simulater。定義した種類の粒子を飛ばし、様々な interaction を考慮して counter での energy deposit 等が見れる。主に CERN で開発されている

[4] ERIKA は元々は PSI(ポール・シェラー研究所：スイス・チューリッヒ近郊)[28] の高エネルギー photon 検出 spectrometer 用に開発されたプログラムである。input された principal component を分析して Chebychev 多項式の係数を計算する。(詳細は Appendix A 参照)

3.3 磁場測定

先の要求精度を満たす様に、2002 年 10 月から 2003 年 8 月にかけて三菱電機 (株) 電力・産業システム事業部 (神戸工場) にて磁場測定を行った。(Q1,Q2,D) の単体測定及び三連測定の際、normalize 用の定点測定として NMR[29](Metrolab 社製 PT 2025 NMR Teslameter+probe1062-5) と Hall probe[30](Group3 Technology 社製 Teslameter DTM-151) を用いた。詳細は [27] を参照とし、ここでは概要のみを述べる。

磁場測定のおおまかな流れは以下の通り。

1, 磁場三成分同時測定用 3 軸 Hall probe の製作 (3.3.1章参照)
2, 3 軸 Hall probe の取り付け角度・絶対値の較正と planar Hall effect の補正係数測定 (3.3.2章参照)
3, 磁場の再現性と冷却システムを check する励磁テスト (3.3.5章参照)
4, Q1Q2 単体測定では、東陽テクニカ製 Hall probe[32] と Q 用駆動装置を用いて磁場二成分を測定 (3.3.6章参照)
5, D 単体測定では、3 軸 Hall probe と D 用駆動装置を用いて磁場三成分を測定 (3.3.7章参照)
6, Q1Q2D の励磁順番を最適化する為の励磁パターン測定と磁場の干渉を見る三連測定 (3.3.8章参照)

3.3.1 Hall probe cube

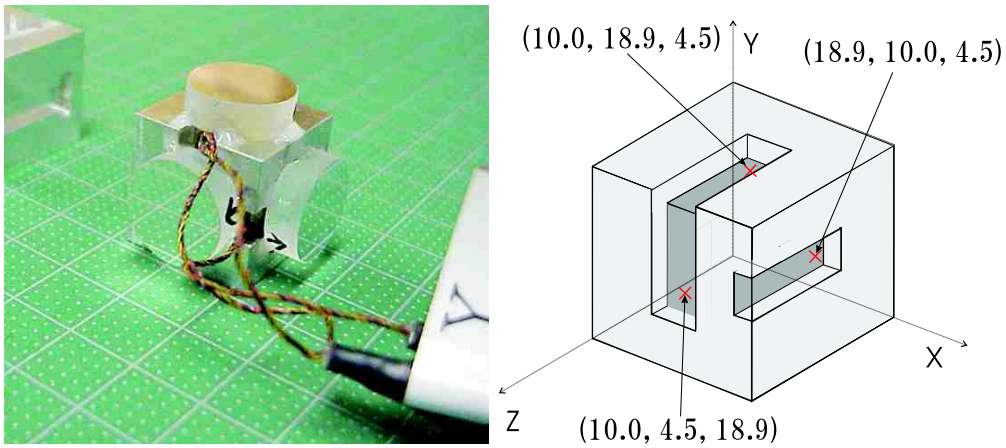

図 3.6: 3 軸 Hall probe の写真 (左) と各 probe の中心座標 (右)

D magnet の磁場測定精度は分解能に最も効いてくるので、磁場三成分を同時に測定出来る様に図 3.6：にある Alminium の cube(20×20×20 mm) を作成した。この cube の各面に温度較正された Hall probe(Group3 Technology 社製 MPT-141)[31] を一つずつ取り付け、その上に角度測定用の鏡 (シグマ光機製アルミ平面ミラー : 平行度 0.02 mrad) を取り付けて磁場三成分同時測定用 Hall probe cube(以下 3 軸 Hall probe) を完成させた。この 3 軸 Hall probe の仕様を表 3.4にまとめる。この 3 軸 Hall probe は D 単体測定の際の位置と角度の基準となるので、工作精度として 10 μm を要求した。

表 3.4: 3 軸 Hall probe の仕様

item	Material	size	accuracy
Cube	Alminium(A2019)	20×20×20 [mm]	±10 [μm]
Hall probe	MPT-141	14×5×2 [mm]	± 0.01 [%]
Mirror	Alminium	ϕ=1.5 [cm]	parallelism 0.02 [mrad]

3.3.2 3軸 Hall probe の calibration

Hall probe(Appendix B 参照) は温度依存性があるのでまずはそれを較正する必要があるが、Q1Q2 magnet の磁場測定に使用した Hall probe(東陽テクニカ製) は三菱電機が所有していたものを借りたので既に較正が成されていた。また、定点測定用 Hall probe(DTM-151) も既に較正されている物を採用した。次に、Hall probe は磁場の大きさの相対比しか分からないので、磁場の絶対値を測定出来る NMR を用いて calibration を行う必要があるが、東洋テクニカのも Group3 のも既に較正済みであった。従って calibration が必要なのは 3 軸 Hall probe についてのみであった。そこで、KEK にある素性の良く分かった双極電磁石 (8D320) を用いて以下の 3 つについて 3 軸 Hall probe の calibration で行った。

・NMR と 8D320 を用いて Hall probe(MPT-141) の絶対値較正
・Hall probe と cube の取り付け角度測定と cube の工作精度測定
・planar Hall effect(3.3.3章参照) の parameter 測定

D magnet の磁場測定における要求角度精度 1 mrad を達成する為に、図 3.7:右の様な He-Ne Laser を用いた Laser 角度システムを製作した。これは、level 及び transit を駆使して 0.04 mrad の精度で z 軸に Lazer 軸を合わせ、cube の鏡面で反射した Laser 光を 2.76 m 離れた screen に投影して角度を計る。この Laser 角度システムを用いて cube の角度を 0.2 mrad 以下で測定出来る。これによって cube の要求工作精度：1 mrad を確認した。そして、回転精度 0.1 mrad 以下の 2 軸回転台に 3 軸 Hall probe を取り付けて planar Hall effect の parameter を測定した。更に各 probe の最大有感時の cube 面の角度 (取り付け角度) を測定し、同時に磁場の絶対値較正も行った。

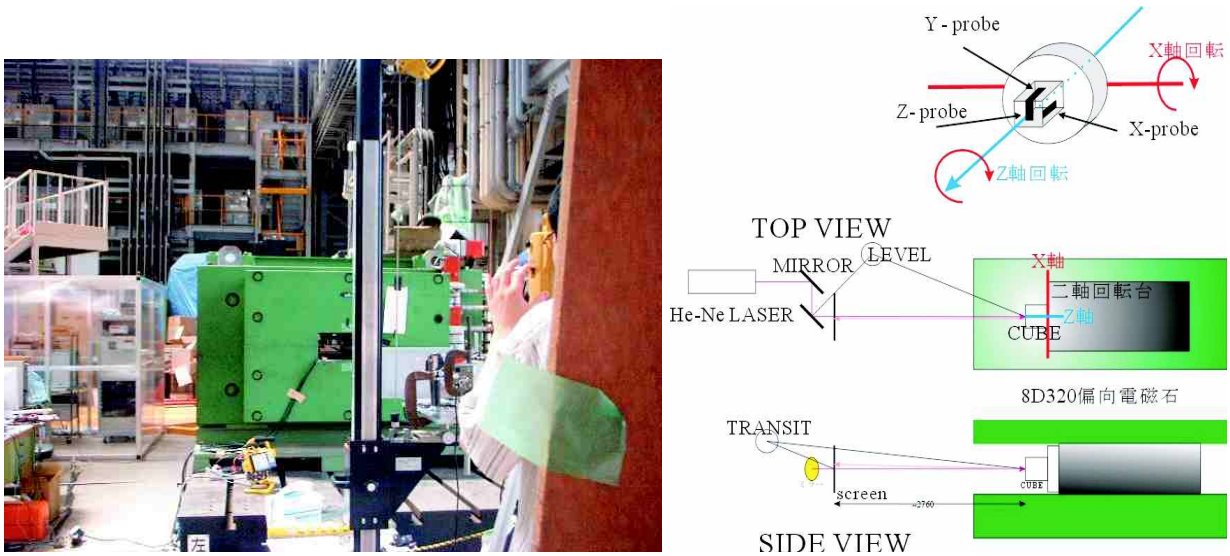

図 3.7: 双極電磁石:8D320 を使った角度測定の様子 (左) とその模式図 (右)

表 3.5: 各 Hall probe の仕様

Probe	Using	Max field [T]	Calibration [ppm/°C]	Zero drift [μ T/°C]
1062-5	fixed NMR	2.1	± 0.05	±
DTM-151	fixed probe	3	± 10	±1
STF99-0402	Q measurement	3	± 10	±9
MPT-141	D measurement	3	± 5	±1

表 3.6: 8D320 dipole magnet の仕様

current	1750 [A]
Resistance	69.3 [mΩ]
Gap	15 [cm]
Width	40 [cm]
Length of pole	100 [cm]
Weight	18 [ton]

3.3.3 Planar Hall Effect

本来 Hall probe は probe 面に対して垂直成分のみを感じるはずだが、現実には水平成分も probe 面に垂直な軸回転角に依存して感じる。これを planar Hall effect と言い、図 3.8:左の座標系を用いると次の様に書ける。

$$B_{\text{measured}} = B_y - (P/R){B_t}^2 \sin 2\phi \qquad \begin{cases} R & : \text{Hall coefficient} \\ P & : \text{planar Hall coefficient} \end{cases} \tag{3.1}$$

我々は作成した 3 軸 Hall probe を二軸回転台に取り付け、8D320 Dipole Magnet を用いて planar Hall effect を測定した (3.3.2章参照)。そしてそれを解析し、planar Hall effect に対する補正 parameter を決定した。

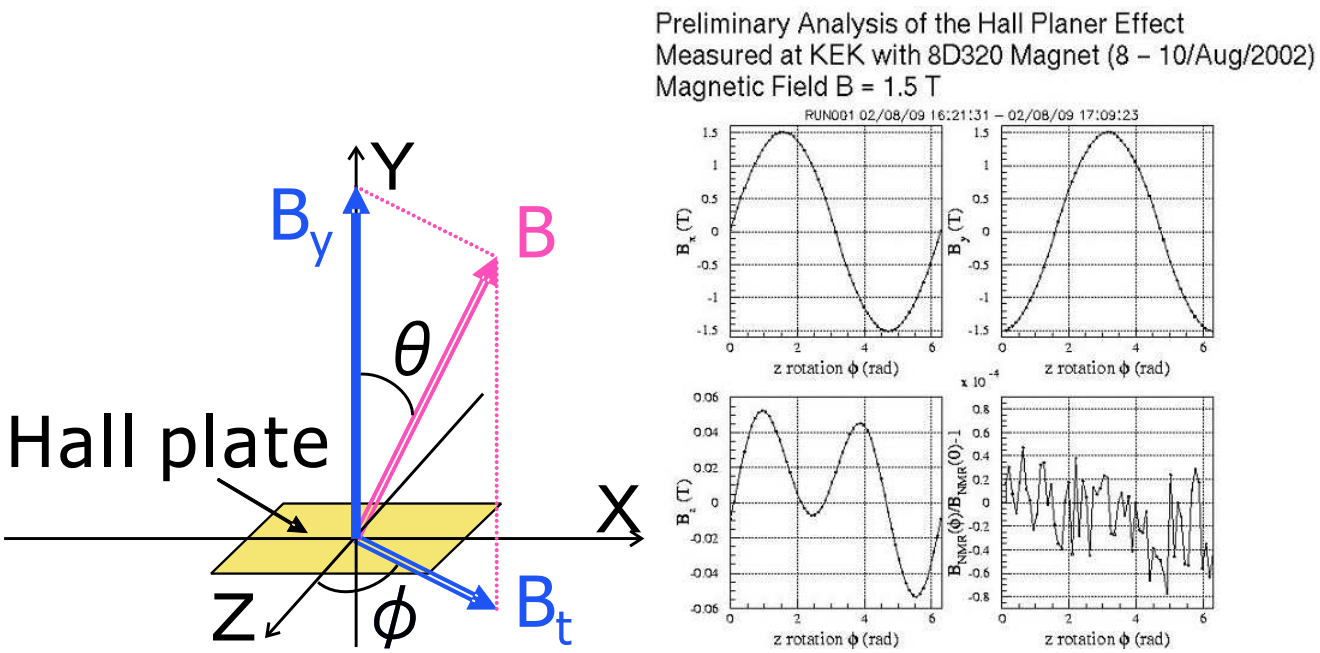

図 3.8: planar Hall effect の概略図 (左) とその回転角 ϕ に対する磁場の変化 (右)

図 3.8:右を見ると、Bx 成分 (左上) は sin 関数に、By 成分 (右上) は cos 関数に従って変化していおり、本来 Bz=0 となる Bz 成分 (左下) が planar Hall effect によって回転角に対して二桁近く小さい値ではあるが変化している事が分かる。しかし、D magnet に要求されている 3.0×10^{-4} という精度を満たすには、この planar Hall effect の補正が必要となる。

3.3.4 Alignment と磁石の初期化

磁場測定を行う前にまず測定系の alignment を取った。Q1Q2 の alignment 方法は以下の通り。

1. magnet を設置架台に設置し、magnet 基準面に水平器を付けてレベル出しをする。角度精度は 1 mrad 以下にする。
2. Hall probe は By が最大となる様に調整する。
3. 位置決め治具を set した状態で alignment 治具を bore gap に取り付けて上面にてレベル出しをする。
4. 任意の位置座標へ probe を移動させ、再び元の位置に戻して alignment が出来ていることを確認する。

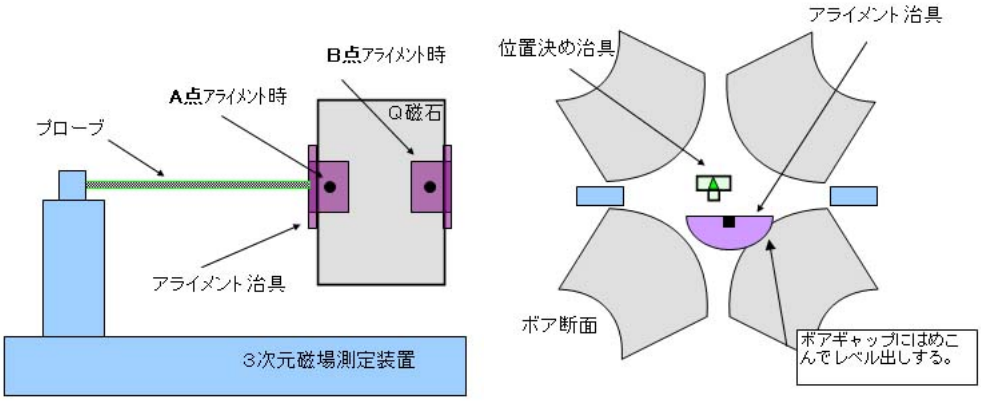

図 3.9: Q1,Q2 magnet の alignment

D の alignment は以下の通り。

1. 電磁石端部側にコア端と平行に駆動架台を設置。水平器によりレベル出しをし、角度精度は 1 mrad 以下にする。
2. 駆動装置のレベル出し (1 mrad 以下) をしたら、By が最大となる様に 3 軸 Hall probe を調整。
3. 電磁石端部の基準穴に位置決め治具を set して search し、次に電磁石中心に位置決め治具を set して search する。
4. 任意の位置座標へ probe を移動させ、再び元の位置に戻して alignment が出来ていることを確認する。
5. 3 軸 Hall probe の取り付け角度測定を行う。

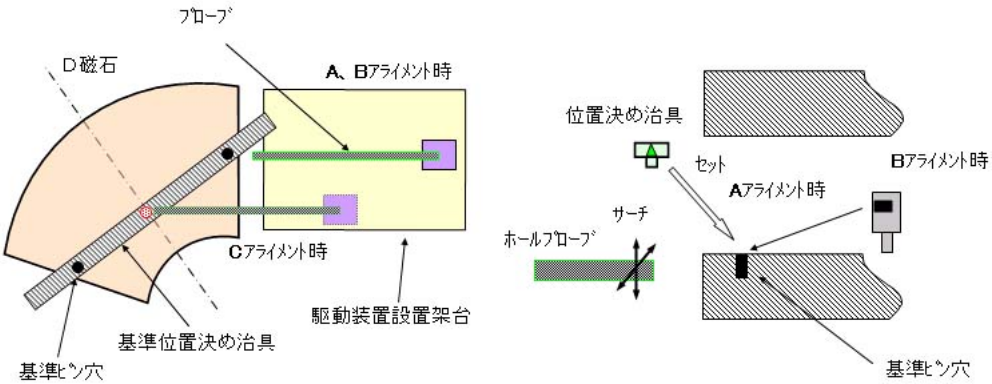

図 3.10: D magnet の alignment

測定系の alignment が終わったら磁石の初期化を行った。初期化の手順は以下の通り。

Q1：(0 A → 875 A (1 分) → 0 A)×3 回
Q2：(0 A → 450 A (1 分) → 0 A)×3 回
D ：(0 A → 1254 A (1 分) → 0 A)×3 回

この様にして magnet の alignment と初期化が終わった状態を以下では Ready と呼ぶ。

3.3.5 各 magnet の励磁テスト

各 magnet の励磁に対する再現性や電流 VS(磁場 or 磁場勾配) の関係を調べる為に、Ready にした各 magnet の磁場と電流値の関係を複数回測定した。この際の励磁は 0 A→ 最大電流 →0 A とした。

<**G-I 測定** >

Q1Q2 を Ready にした後、電流を 0 A→ 最大電流 →0 A と変化させながら計 11 の電流値について、4 ヶ所で By, Bx を測定した。この G-I 測定は Q1Q2 の単体測定の前後で二回測定し、測定前後での磁場の再現性を確かめた。また同時に、core gap のところに定点 Hall probe を設置して定点測定も行った。この G-I 測定を表 3.7にまとめ、その結果を図 3.11に載せる。

表 3.7: Q1Q2 magnet の G-I 測定

	Measured Point [mm]	Current [A]										
Q1	$(x, y) = (\pm 120, 0), (0, \pm 60)$	87.5	175	262.5	350	437.5	525	612.5	700	766	787.5	875
Q1	$(x, y) = (\pm 150, 0), (0, \pm 90)$	45	90	135	180	225	270	315	360	364	405	450

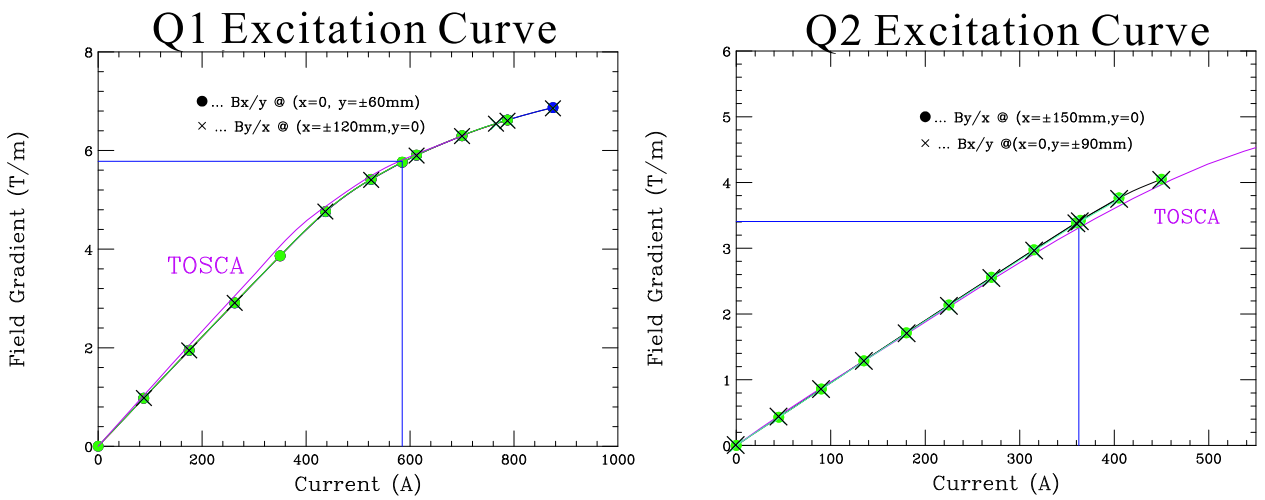

図 3.11: Q1 magnet の GI-curve(左)、Q2 magnet の GI-curve(右)

<**B-I 測定** >

3 軸 Hall probe を磁石中央 beam 中心軌道上に置き、電流を 0 A→ 最大電流 →0 A と変化させながら計 13 の電流値について Bx, By, Bz を測定した。この B-I 測定も D の単体測定の前後で二回測定し、磁場の再現性を確かめた。また、定点測定として 2 台の NMR:DTM-151 と 3 軸 Hall probe を設置して定点測定を行った。設置場所は magnet 中心を原点とした極座標系 (単位は [mm,degree]) で東北大分の NMR は $(R, \theta) = (2250, -10)$ に、三菱電機分の NMR は $(R, \theta) = (2250, 10)$ に、三菱電機分の 3 軸 Hall probe は core 端より 100 mm 外の beam line 上に設置した。この B-I 測定を表 3.8にまとめ、その結果を図 3.12に載せる。

表 3.8: D magnet の B-I 測定

	Position [mm, °]	Current [A]												
D	$(R, \theta) = (2660, 0)$	125	250	375	500	625	750	875	1000	1050	1100	1140	1200	1250

結果、3 つの magnet はどちらの励磁方法に対しても高い磁場再現性を持っている事が確認された。この結果は個々の magnet が設計通りに出来ている事を示している。そこで、以後の測定では hysteresis を考慮して、励磁の方法を

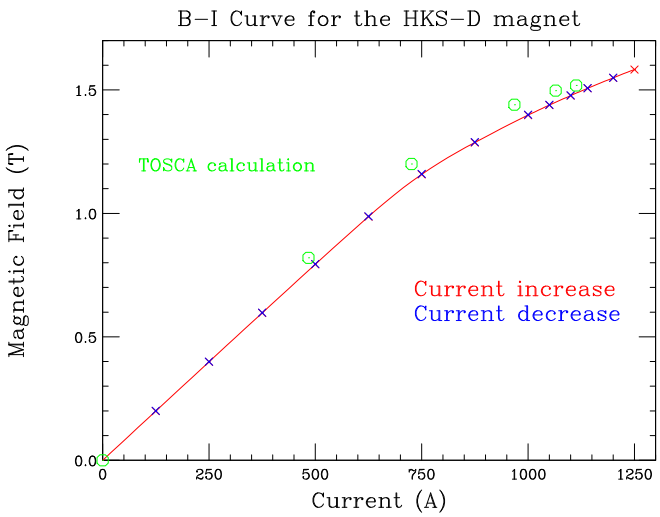

図 3.12: D magnet の BI-curve

各 magnet の初期化をした後で最大電流 → 使用電流という励磁の方法に決定した。
·Q1 : 初期化 → 875 A → 使用電流
·Q2 : 初期化 → 450 A → 使用電流
·D : 初期化 → 1254 A → 使用電流

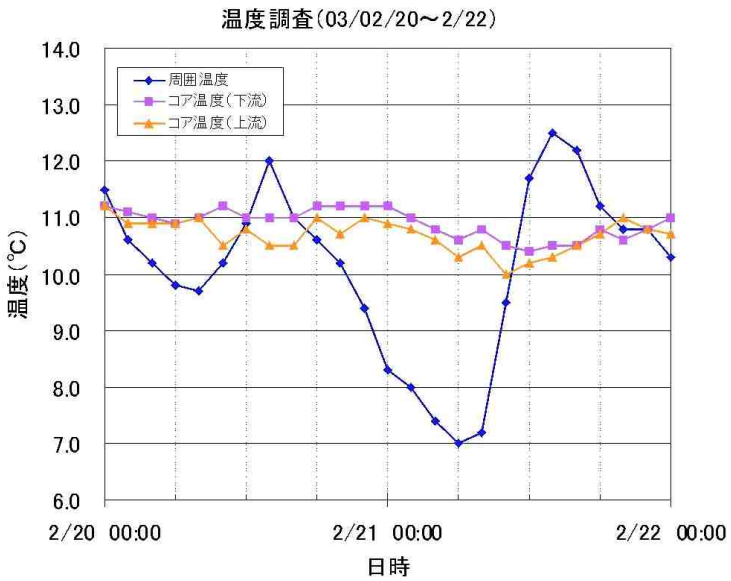

図 3.13: 大気温度と D magnet の温度の時間変化

次に、各 magnet の磁場の長期安定性を確認した。これは定点に設置した NMR を使って測定した。鉄の常温 (293 K) での膨張率を $\alpha(=11.8\times10^{-6}$ /K)、零度 (273 K) の時の長さを Lo=1 m) とした場合、温度が dT(=1 K) だけ変化した時の長さの変化 dL は

$$dL = \alpha Lo \cdot dT = 11.8\ [\mu m]$$

である。つまり、巨大な D magnet の温度が大気温度に数度でも依存していると μm のオーダーで収縮・膨張して変形してしまう。それは磁場が気温によって変化する事を意味する。特に Gap 間隔と粒子の軌道長が変わるとその影響が顕著に出てくると考えられる。そこで、それを確かめる為に二日間に渡って励磁し続けて、大気温度と 2 箇所でコア温度測定を行った。

図 3.13を見ると、大気温度の変化に対して D magnet の温度は安定している事が判る。これは冷却系に不具合が無い事を示している。実質、磁場が安定状態になる事と magnet 温度も安定状態になる事は一対一対応にあると言える。また、引続き定点 NMR と Hall probe で磁場も常にモニターした。なお、E01-011 実験を行う Hall C は空調が効いているので大気気温は測定時より安定である。

図 3.14は初期化後の D magnet を励磁した時の時間と磁場の関係を示したものである。この時の磁場の測定には NMR を用いた。

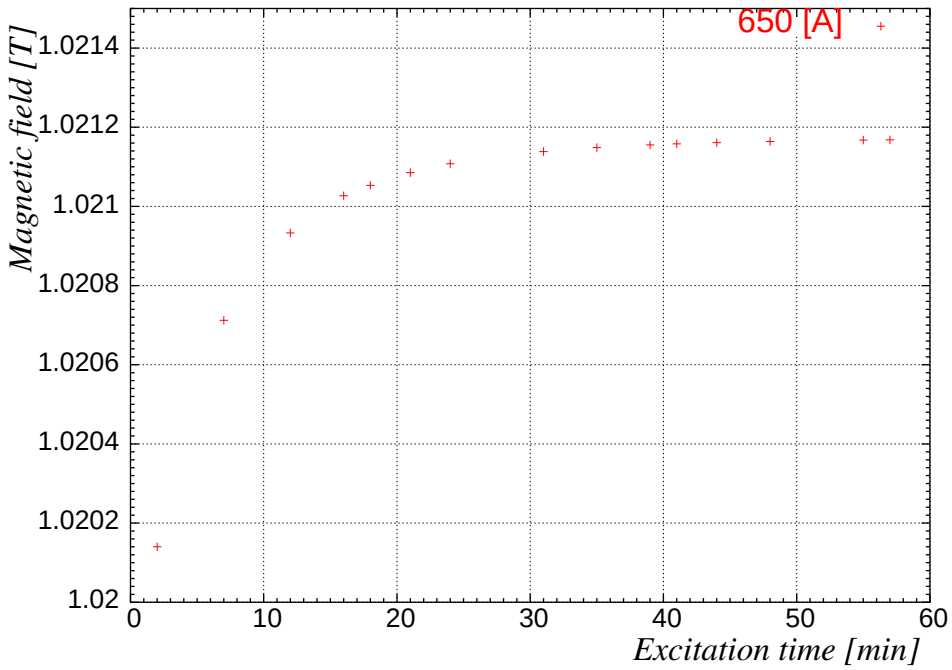

図 3.14: D magnet(650 A) の励磁時間と磁場

この結果を適当な関数で fit した結果から、励磁後約 10 分で磁場精度 3.0×10^{-4} になる事が分かった。

以下には、磁場測定に使用する Q,D 磁場測定用駆動装置の使用を表 3.9に、また、Q,D magnet を載せた QD 共通設置架台の仕様を表 3.10にまとめた。

表 3.9: QD 測定用駆動装置の仕様

	軸数	位置精度	再現性	測定精度	3 次元ストローク
Q 駆動装置	4 軸	0.03 [mm]	0.002 [mm]	0.005 [%]	30×30×100 [cm]
D 駆動装置	4 軸	0.03 [mm]	0.002 [mm]	0.005 [%]	30×20×80 [cm]

表 3.10: QD 共通設置架台

高さ	75 [cm]
平行度	<1 [mrad]
位置精度	0.1 [mm]

3.3.6 Q1,Q2 magnet の磁場測定

Q1,Q2 の磁場測定は図 3.15の全長が約 1.5 m ある三菱電機所有の東陽テクニカ製 STF99-0402:トランスハーフ型 Hall probe を、Q1Q2 用三次元駆動装置の先端に取り付けて行った。測定では磁石を Ready にした後、beam 軸方向に 20 mm ピッチで励磁電流 5 ケース (Q1:410, 497, 585, 673, 766 A , Q2:254, 308, 363, 417, 450 A) について測定した。また、Q 磁石は空間対称性 (磁石中心を原点とした点対称) を持っている事から、測定は 4 分の 1 の領域だけを細かく測定し、残りの領域については磁場の対称性の確認を行うのに重要な点のみ測定した (図 3.17参照)。

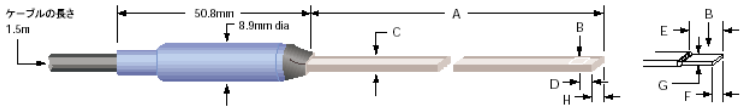

図 3.15: 東陽テクニカ製 STF99-0402:9000 シリーズの概略図 [32]

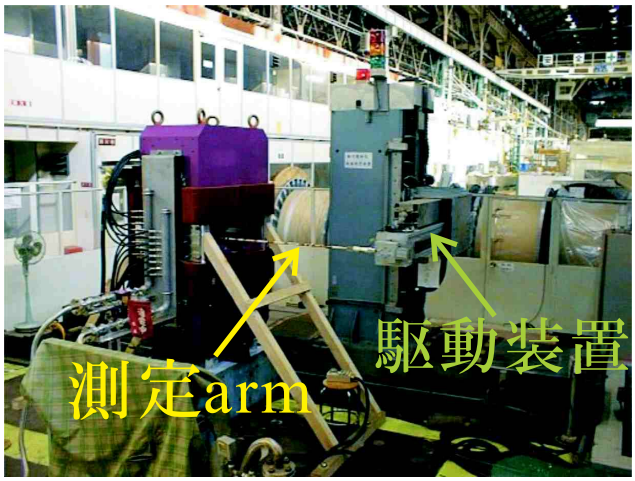

図 3.16: 三次元駆動装置を使った Q 測定時の様子

この Hall probe は一度に 1 成分しか測れないのでまず鉛直方向磁場 By を測定し、その後 probe を 90 度回転させて水平方向磁場 Bx を測定した。また、calibration を行う為に 4 ラインを測定する度に中心ラインを測定し直した。一方で、beam 軸方向の磁場 Bz は粒子の運動に寄与しない事と駆動装置の都合上から測定は行わなかった。しかし、simulation を行う際には Bz も必要となるので、測定した Bx, By から $\mathrm{div}\vec{B}=0$ を要求する事で Bz を導出した (詳細は 4.1.6参照)。また、励磁 check と calibration 用 data として、定点測定 (NMR・Hall probe・温度計) を行った。

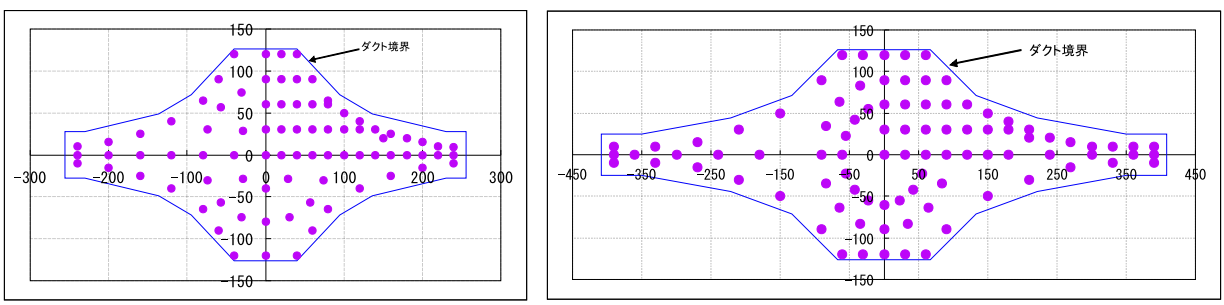

図 3.17: Q1(84 line:左) と Q2(92 line:右) の測定ライン

縦軸が高さ方向 (y) で横軸が beam 水平方向 (x)。測定 line(紫) は beam 方向 (z) に行った。単位は mm。

3.3.7 D magnet の磁場測定

D magnet の磁場測定ではまず、KEK で較正を行った三軸 Hall probe(3.3.1章参照) をそのまま三菱電機 (株)・神戸工場に持ち込み、図 3.18：左写真にある様に、駆動装置の測定 arm の先に取り付けて D magnet 単体測定用三次元駆動測定システムを作成した。そして、三軸 Hall probe の取り付け角度をレーザー変位計 (keyence : 表 3.11参照) を用いて適時測定を行い、1 mrad という角度精度を確認しながら磁場測定を行った。

表 3.11: レーザー変位計 (Keyence 製) の仕様

Type	Illuminant	spot size	Wave length	Linearity	Scan range	Working length
LC-2440	Semiconductor Lazer	35×20±0.2[μm]	670 [nm]	±0.05%	±3 [mm]	30 [mm]

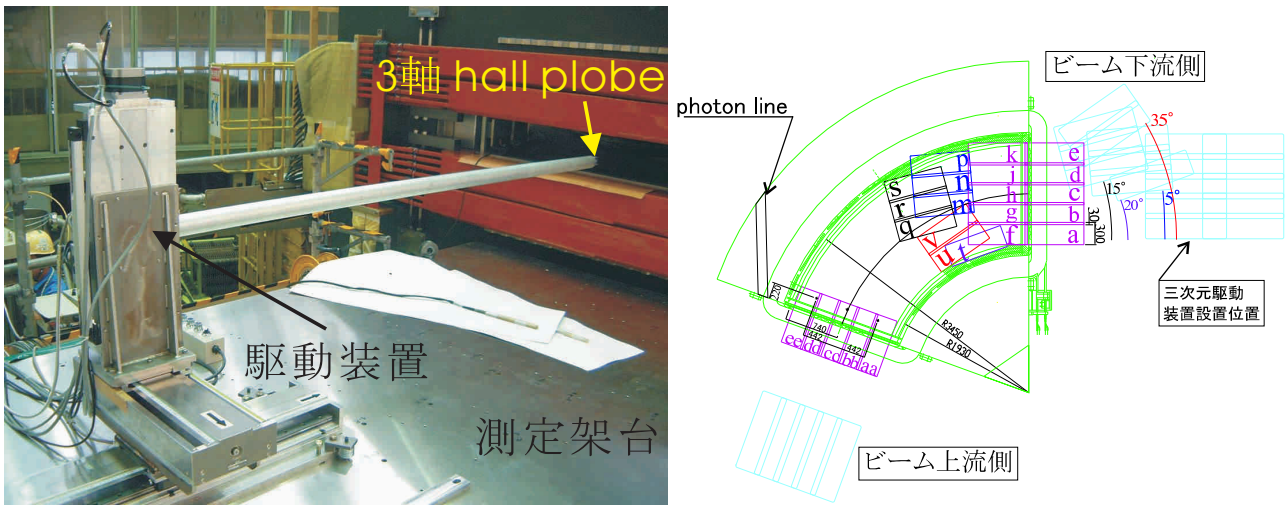

図 3.18: 三次元測定装置 (左) と測定領域の配置図

この測定では、D magnet が非常に巨大であり且つ三次元測定装置が一度に測定出来る領域が 300 × 100 × 800 mm^3 に制限されていた為、図 3.18:右にある様に beam 下流側を 19 領域に分割して測定した。それは、D 磁石は対称性を持っている事から下流側を十分に測定すれば、上流側はその下流側の data を折り返す事で求められるはずだからである。なお、上・下流の対称性を確かめる (consistency check) 為に上流側も磁場の変化が大きい fringe 部分 5 領域を測定した。また、測定座標系は pole に沿って水平方向が x、高さ方向が y で、beam 逆方向が z である。この分割した各領域に対して励磁電流値を 5 ケース (680, 840, 1050, 1140, 1254 A)、最大で 6000 点近くの測定点で磁場三成分を同時に測定した。また、測定磁場を解析時に補完する為に各領域を 30 mm ずつ重なりを持たせて測定した (overlap area)。

この D 単体測定でも Q 単体測定と同様に、全測定を通して定点に固定した 2 台の NMR(magnet 中心を原点とした極座標系で θ=±10°,R=2250 mm) と定点 Hall probe、温度計で定点測定を行い、常に現場での簡単な励磁 check を行った。また、この定点 data は解析時磁場の normalize に使った。これら全部で約 33 万点に及ぶ D magnet 単体測定は約 3 ヶ月程 (2003 年 3 月始め ~ 5 月終り) かかって終了した。

3.3.8 組合せ測定

HKS は 3 つの磁石同士が近い事から互いの洩れ磁場の干渉が予想されるので、その影響を見る為に E01-011 実験での set up と同じ geometry で励磁して測定する必要がある。そこでまずは、磁石の励磁する順番 (以下励磁パターン) が磁場に与える影響を調べた。この際検証した励磁パターンは以下の 3 つである。
(1) Q1 → Q2 → D の順に励磁するパターン
(2) D → Q2 → Q1 の順に励磁するパターン
この際の個々の magnet の励磁は先に決定した励磁方法 (初期化 → 最大電流 → 使用電流) とした。また、励磁パターンによる磁場分布への影響を最も大きくしたいので、個々の maget の励磁間隔は出来るだけ短くして行った。

次に、この励磁パターンで励磁した時の洩れ磁場の干渉を見る三連測定を行った。この三連測定に用いたのは、D 単体測定に使った 3 軸 Hall probe 及び三次元駆動装置であった。しかし、測定 arm の長さの都合から QQD の洩れ磁場領域全てを一度に測る事は不可能であった為、まず Q1Q2 間の磁場については Q1Q2D 全てを励磁し、その後 Q2D 間は Q1 を取り払って Q2D のみで行った。それは、Q1 の有効磁場長は 250 mm に対して、Q2 の磁極長が 600 mm、Q1Q2 間が 300 mm、計 900 mm あるので、Q1 の磁場が Q2D 間にまでは影響を与えないと判断したからである。

測定の mesh 間隔は 20 mm、励磁電流は Q1(585A)、Q2(363A)、D(1140A) を基準として、QQD の三連測定では 0,-10,-20,-25%、Q2D の二連測定では+10,0,-10,-20% の 4 ケースずつとした。

3.4 磁場測定のまとめ

まずは、運動量分解能 2×10^{-4}(FWHM) を達成する為に HKS の磁場測定に必要な測定精度を GEANT simulation を用いて見積もった。次に、磁場三成分を同時に測定出来る 3 軸 Hall probe を作成し、KEK にある双極電磁石 (8D320) を用いて (1)Hall probe の絶対値の較正、(2) レーザー変位計を用いて Hall probe の cube に対する取り付け角度測定と製作精度の確認、(3)planar Hall 効果の parameter 測定、を行った。そして、要求測定精度を満たす様に 2002 年 10 月から 2003 年 8 月にかけて三菱電機 (株) 電力・産業システム事業所 (@神戸) にて磁場測定を行った。

単体測定に向けて、Q1Q2 は G-I curve を、D は B-I curve を測定し、各々の magnet が同じ励磁に対して磁場の再現性がある事と、TOSCA による計算値と比較して十分近い値を取っている事を確認した。その結果を基に励磁方法を fix して単体測定を行った。また、単体測定終了後に再び G-I curve と B-I curve を測定した。

組合せ測定はまず、3 つの電磁石の励磁パターンを変えて測定した。そして、D → Q2 → Q1 の順に励磁すると決定して、洩れ磁場領域を中心に三連測定を行った。

表 3.12: 磁場測定のまとめ

Measure.	Hall probe		Excitation Current [A]	component	region
Q1	1 axis	G-I	410, 497, 585, 673, 766	By, Bx	84 line
Q2	1 axis	G-I	254, 308, 363, 417, 450	By, Bx	92 line
D	3 axis	B-I	680, 840, 1050, 1140, 1254	Bx, By, Bz	24 area
Q1-Q2	3 axis		Q1(585),Q2(363),D(1140):0,-10,-20,-25%	Bx, By, Bz	29 line
Q2-D	3 axis		Q2(363),D(1140):+10,0,-10,-20%	Bx, By, Bz	36 line

三菱電機での磁場測定終了後、各 magnet は解体して船便で JLab に搬送された。そして一旦 JLab の test lab で励磁テストを行った。現在は 2005 年 6 月から始まる E01-011 実験に向けて Hall C への install を行っている。

第4章　磁場解析と磁場mapの作成

4.1章では Q1Q2 の磁場解析 [27] 及びその磁場測定精度の評価について述べ、Q1Q2 の磁場 map を作成する。4.2章では D の磁場解析及びその磁場測定精度の評価について述べ、D の磁場 map を作成する。4.3章では組合せ測定の解析について触れ、最後に 4.4章で簡潔に解析をまとめる。

4.1　Q1Q2 magnet の磁場解析

4.1.1　Q1Q2 の解析手順

Q1 と Q2 は解析上はその大きさや磁場の極性が違う程度なので同じ解析方法で良く、その解析手順は以下の通り。
1, 測定磁場を定点 NMR+Hall probe data で normalize する。
2, Bx を測定する為に probe を 90 ° 回転させた時の角度のズレを補正する。(4.1.2章)
3, 測定系の Q 磁石中心からの位置のズレを補正する。(4.1.3章)
4, 補正後の測定 data の div$B$ から補正の妥当性を確認する。(4.1.4章)
5, 補正した data を多項式を用いて未測定点を補間し、div$B$=0 を要請して Bx、By から Bz を導出する。(4.1.6章)
6, 求めた 1/4 磁場 map を極性を考慮して折り返して全体 map に直す。

4.1.2　Probe の回転角の補正

今、理想的な四重極磁石の磁場は磁極中心を通る鉛直断面においては次の式で表される。

$$B_x = G \cdot y \ , \ B_y = G \cdot x \ , \ B_z = 0 \tag{4.1}$$

ここで B_α は各磁場成分 T、G は磁場勾配 T/m である。この理想的な磁場と測定磁場を比較して測定磁場を補正する。

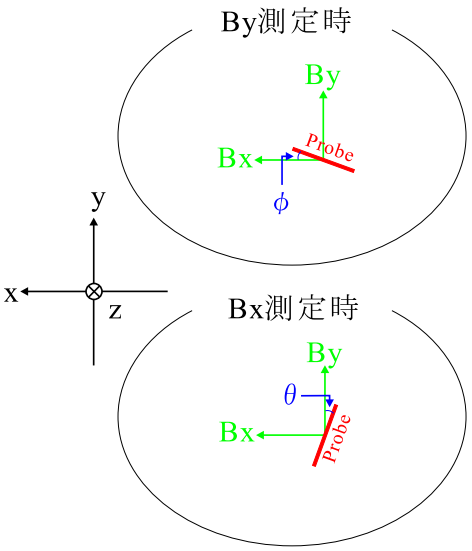

図 4.1: 座標系に対する probe の角度

3.3.6章でも述べたが、Q magnet はまず By を測定し、その後 probe を 90 ° 回転させて Bx 測定を測定した。しかし回転機構の設定精度が数度しかなかった為、要求精度を満たす磁場 map を作成するには補正が必要である。
そこで各磁場成分を測定軸方向に対して plot して見たところ、Bx 成分が x との一次関数で近似出来る相関が見えた (Q1 585 A:$Bx(y,z)$=Bx(60 mm, 0 mm) の時が図 4.2:赤)。式 (4.1) から、磁極中心平面での $Bx(x,y,0)$ は y のみに依存するはずである。従って、これは Bx 有感軸が z 軸回りに回転しており By 成分を感じていた為であると解釈出来る。そこで、この probe の回転精度を見積もる為に図 4.1の様に角度を定義し、以下の式 (4.2) で G, θ, ϕ を fitting parameter として測定 data(Bx_0, By_0) を fittiing した。また、得られた parameter を表 4.1にまとめた。

$$\begin{aligned} Bx_0 &= \begin{cases} Bx\cos\theta + By\sin\theta \\ G(y\cos\theta + x\sin\theta) \end{cases} \\ By_0 &= \begin{cases} By\cos\phi + Bx\sin\phi \\ G(x\cos\phi + y\sin\phi) \end{cases} \end{aligned} \tag{4.2}$$

表 4.1: probe の角度補正 parameter

		G [T/m]	θ [mrad]	ϕ [mrad]
Q1: 585 A	Bx	5.758±0.0046	-35.04±0.15	
	By	5.771±0.0020		-0.39±0.46
Q2: 363 A	Bx	3.411±0.0015	83.66±0.13	
	By	3.470±0.0004		-6.50±0.42

表 4.1において、ϕ が θ に比べてかなり小さい値となっているのは、By 測定が alignment の際に dipole で磁場が最大になる様に回転させたので、座標系に対して精度良く設置出来ていた事を示している。

磁場勾配 G を fit parameter とした為 Bx と By で G の値が異なっているので、この G を使わずに probe の角度を補正する。そこで、式 (4.2) を Bx, By について解くと式 (4.3) の様になり、これに得られた角度補正 parameter(θ, ϕ) を代入すると、角度補正された Bx, By が得られる。

$$\begin{aligned} Bx &= \frac{Bx_0 \cos\phi - By_0 \sin\theta}{\cos(\theta+\phi)} \\ By &= \frac{By_0 \cos\theta - Bx_0 \sin\phi}{\cos(\theta+\phi)} \end{aligned} \tag{4.3}$$

この角度補正が妥当であるかどうかを見る為に、この probe の回転角の補正後の結果 (青) を図 4.2に重ねて描いた。補正の前後で赤 → 青の様になった。更に、比較出来る磁場 map として TOSCA による計算磁場 map(図 4.2:ピンク) と比較してみると、この角度補正がうまくいっている事が分かる。

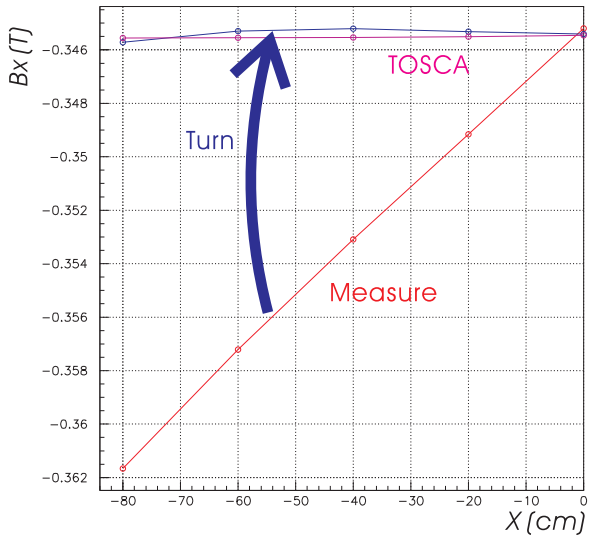

図 4.2: probe 回転角補正前後の Bx 比較 (Q1:585 A)

この角度補正により、Q magnet の角度精度は Bx:<0.15 mrad , By:<0.46 mrad となり、Q1Q2 共に要求精度 (Bx:3 mrad , By:1 mrad) を十分に満たす事が出来た。

4.1.3 測定位置の補正

Q magnet の測定では、測定系の磁極中心からのずれを補正する為に 4 ラインに一度、磁石中心ラインを測定し直していた。そこで、4 ラインに一度測定した $Bx(0,0,z)$ と $By(0,0,z)$ の z 依存性を図 4.3の上段に plot した。見て分かる様に、それぞれは 0 ではなく有限の値を持っていて、しかも測定毎にばらついている。このずれは測定位置のずれに因るものと考えられる。そこで、probe の回転補正を行った後で、4 ラインに一度測定した中心ライン $(\Delta x, \Delta y, z)$ の data と磁極中心を通る鉛直断面上の二点 (0,120,z) と (120,0,z) の data から、位置のずれ $(\Delta x, \Delta y)$ を以下の様に見積もった。

$$\left\{ \begin{array}{l} By(\Delta x, \Delta y, z) = G \cdot \Delta x \quad , G = By(x,0,z)/x \\ Bx(\Delta x, \Delta y, z) = G \cdot \Delta y \quad , G = Bx(0,y,z)/y \end{array} \right. \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} \Delta x = 120By(\Delta x, \Delta y, z)/By(120,0,z) \\ \Delta y = 120Bx(\Delta x, \Delta y, z)/Bx(0,120,z) \end{array} \right. \tag{4.4}$$

そして上の二つと式 (4.4) を用いて中心からのずれ Δx,Δy を求めたのが真ん中の図である。このずれ Δx,Δy の補正は Δx の方は b(零次関数) で、Δy の方は $az + b$(一次関数) で行った。

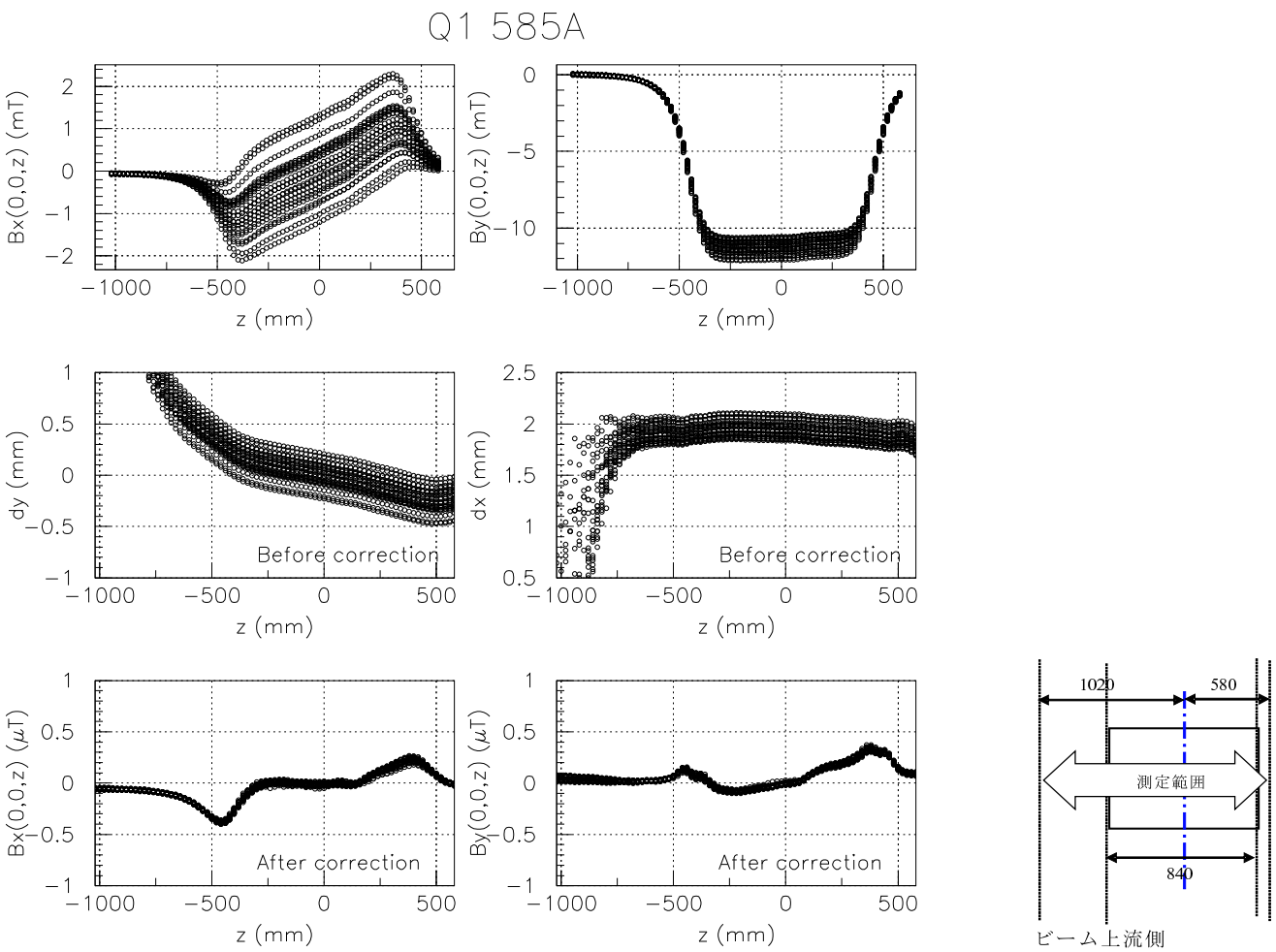

図 4.3: Q1(585A) の測定位置の補正 (左) と z 方向の測定範囲 (右)

一番下の図が、中心からの位置を補正した後の中心軸での磁場を plot したものである。縦軸の磁場は μT のオーダーであり、Bx, By 共に $\pm 0.4\mu$T 以内に収まっており、補正しきれていない部分が運動量分解能に与える影響は無い。

4.1.4 divB からの補正評価

magnet は励磁されてから十分時間がたてば静磁場を作る。電磁気学から monopole は存在せず且つ磁極間に磁場の湧き出しは無いので divB=0 を満たすはずだが、現実には磁場精度や測定誤差などによって divB は 0 からずれてしまう。従って、この divB が 0 からどの程度ずれているのかという分布を見る事で磁場分布を評価する事が出来る。今、divB は以下の式に従う。

$$\mathrm{div}B = \frac{\partial B_x}{\partial x} + \frac{\partial B_y}{\partial y} + \frac{\partial B_z}{\partial z} \tag{4.5}$$

しかし測定した磁場 data は格子点上にしかない為、直接これを計算する事は出来ない。従って、何らかの関数を用いて各点での偏微分を求めてやる必要がある。その際、一番簡単なのは線形補完を用いる事だが、これは一様磁場に近い所でのみ有効であって、Q magnet や D magnet の洩れ磁場領域の様に磁場の変化が急激なところでは計算誤差が大きくなる。そこで、spline 補間 (4.2.2章参照) をする際に二階導関数を作っているので、その際同時に一階導関数も計算させ、それを利用しての直接 divergence を計算させる事が出来る。ただしその際には、各点での磁場の傾き (一階導関数) を三方向について計算させてそれらの足し合わせとなり次の様な式になる。

$$\mathrm{div}B \simeq \frac{dB_x}{dx} + \frac{dB_y}{dy} + \frac{dB_z}{dz} \tag{4.6}$$

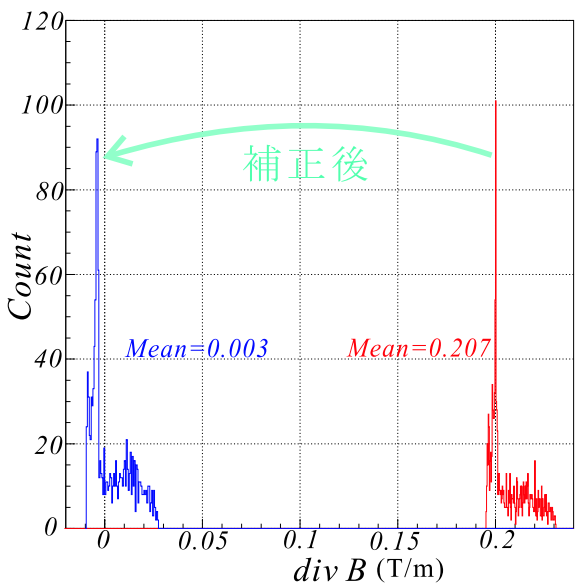

図 4.4: 補正前後での Q1:585 A の divB 分布

そこで補正前、補正後のそれぞれの磁場 data を 2 次元の自然 3 次 spline 関数によって補間をして divB を計算した結果、図 4.4の様になった。これを見ると、補正後の divB が改善されており、先の補正が妥当である事が分かる。ただし、Q magnet の測定では Bz 成分を測定していないので、$\partial Bz/\partial z = 0$ となるはずである $z = 0$ 平面上の点のみで算出している。

4.1.5 多項式補間と Q の対称性

測定点は位置精度で mesh(格子) 点上に乗っていない。また図 3.17にある様に等間隔の mesh で測定していない。その為、mesh 状の磁場 map に直すには何らかの補間が必要となる。そこで、Q1Q2 の磁場 map では各 z 平面上で

$$\begin{cases} Bx(x,y,z) = \Sigma a_{nm}(z)(y/G)^{2n+1}(x/G)^{2m} \\ By(x,y,z) = \Sigma b_{nm}(z)(x/G)^{2n+1}(y/G)^{2m} \end{cases} \tag{4.7}$$

でなる多項式で測定 data を fit する。ここで n,m は正の整数、 a_{nm}, b_{nm} は fit parameter、G は magnet の bore 半径である。四重極磁石の対称性から Bx は x の偶数次と y の奇数次、By は y の奇数次と x の偶数次のみを含む。By に対する fit を例にあげると次の様な手順で $n,m \leq 2$ の係数を決定した。

・ y=0 の data に対して x,x^3,x^5 の項の係数を決定する
・ 第一象限の data を用いて xy^2 の項の係数を決定する
・ 全 data を用いて x^3y^2,xy^4,x^5y^2 の項の係数を決定する

この様にして決定した係数の z に対する分布を図 4.5に示す。赤の線で囲まれた範囲が magnet 内部である。これを見ると高次の項でも係数が対称になっている事が分かる。また、z=0 の時の値を抜き出したものを表 4.2にまとめる。

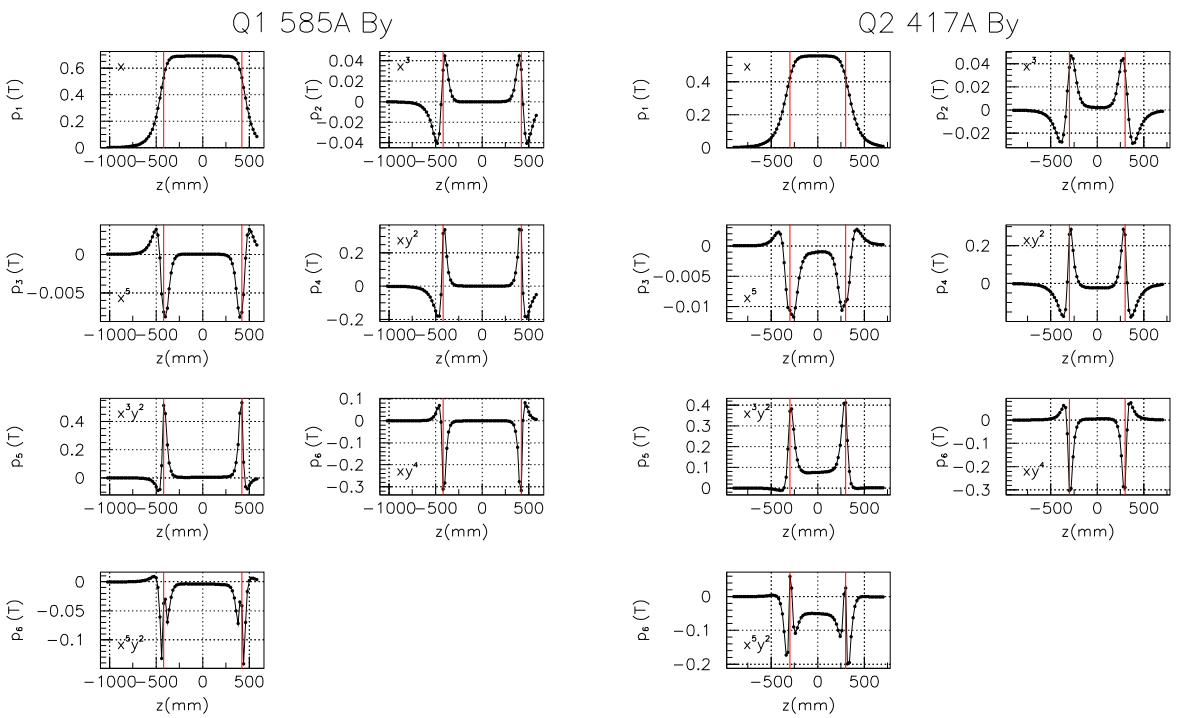

図 4.5: Q1(585A), Q2(417A) の By の係数分布

表 4.2: z=0 での Q1Q2 の fit 係数

		y,x	y^3,x^3	y^5,x^5	yx^2,xy^2	y^3x^2,x^3y^2	yx^4,xy^4	y^5x^2,x^5y^2
Q1:585 A	B_x [T]	0.691053	−0.000131	0.000044	0.001182	0.003977	−0.000682	−0.003570
	B_y [T]	0.690793	0.000318	−0.000855	−0.000377	−0.000753	0.001175	0.009183
Q2:417 A	B_x [T]	0.556847	0.002012	−0.001012	−0.023202	0.076142	0.005088	−0.050609
	B_y [T]	0.557585	−0.006152	−0.004200	0.001952	−0.027599	−0.000815	0.184754

この四重極磁石の対称性を仮定した fitting から求まる磁場の残差分布 (図 4.6) は、対称性と測定精度を含んだ磁場精度となる。

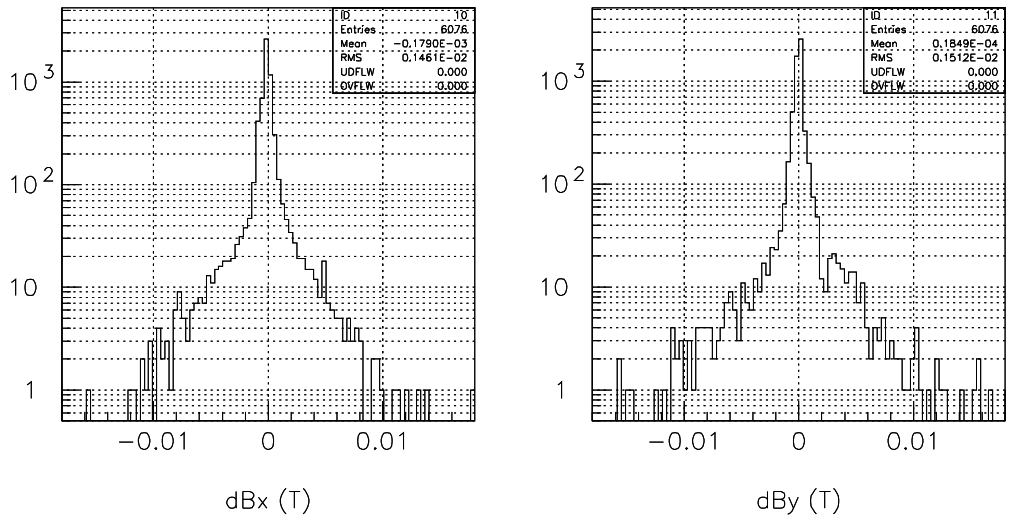

図 4.6: 多項式 fit における Q1 の残差分布 (左：Bx、右：By)

図 4.6の残差分布の RMS は Bx に対して 1.46×10^{-3}T、By に対して 1.51×10^{-3}T であった。これは磁場精度 5×10^{-3} (RMS) を仮定した時の Q の残差分布 (図 4.7:左参照) の RMS : 2.8×10^{-3}T と比べても小さい。以上の結果から、測定磁場は Q magnet の対称性を持っている事が確認出来た。そこで、精密に測定した $1/4$ 領域の磁場 map から残り $3/4$ 領域の磁場 map を作る事とした。

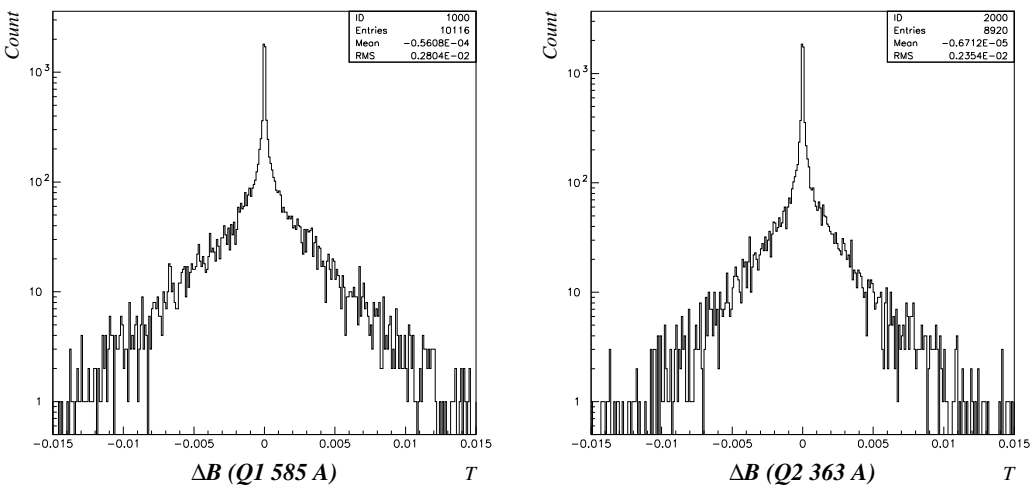

図 4.7: 磁場精度 5×10^{-3} の時の残差分布 (左：Q1 , 右 : Q2)

4.1.6 Bz 成分の導出

今回、Q magnet の単体測定で使用した測定システムは probe の回転軸が一つしかなかった為、Bx,By の二成分のみを測定したので、Bz 成分は測定 data(Bx,By) より導出する必要がある。そこで、Bz 成分の導出にあたっては div$B$=0 を満たす事を用いて以下の様に行った。まず式 4.5において、これに div$B$=0 を要請すると

$$\frac{\partial B_x}{\partial x} + \frac{\partial B_y}{\partial y} + \frac{\partial B_z}{\partial z} = 0 \tag{4.8}$$

となる。また、

$$\frac{\partial B_z}{\partial z} \simeq \frac{B_z(x, y, z + \Delta z) - B_z(x, y, z)}{\Delta z} \tag{4.9}$$

より差分方程式

$$B_z(x, y, z + \Delta z) = B_z(x, y, z) - \Delta z \Big(\frac{\partial B_x}{\partial x} + \frac{\partial B_y}{\partial y} \Big) \tag{4.10}$$

を得る。今、probe の角度と測定位置を補正した測定 data から $\partial B_x/\partial x$ と $\partial B_y/\partial y$ を求める事が出来るので、

$$\text{境界条件：} B_z(x, y, 0) = 0 \tag{4.11}$$

を与えて z=0 から順次 z 方向に計算していくと、全ての点での Bz を導出出来る。そして、4.1.5章で磁場の対称性は確認されているので、式 (4.10) から Bz の導出が終了したら、精密に測った 1/4 領域の磁場を極性を考慮して順次折り返して、Q magnet 全体の測定磁場 map を得る。

4.2 D magnet の磁場解析

4.2.1 D の解析手順

D 単体測定の磁場解析の大きな流れは以下の様になっている。
1 , 測定磁場を定点 NMR+Hall probe data で normalize する。
2 , 各領域毎に 3D spline 補間を用いて空間上一点の 10 mm mesh(TOSCA 座標系) の磁場を計算する。(4.2.2章)
3 , 測定の関係上から、y は全測定領域で測定した-40 ~ 40 mm までの 9 layer だけ計算する。
4 , 全測定領域共通の probe に関する補正 (planar Hall 補正を含む) を行う。(4.2.3章)
5 , 磁場三成分が滑らかにつながる様に TOSCA 座標系での各領域の傾き、位置の補正を行う。(4.2.4章)
6 , 5 までの手順を上流側についても行い、fringe 領域の上・下流の対称性を check を行う。(4.2.5章)
7 , 下流側の磁場を回転と極性に注意して上流側に折り返す。
8 , 磁石中心部分での上・下流が滑らかにつながっている事を確認し、磁場を-100 ~ 100 mm まで拡張する。
9 , overlap area の残差を見て、問題が無ければ平均値をとる。(4.2.6章)
10, 計算していない点 (穴) や変な磁場がないか check して、問題が無ければ磁場 map の完成。

4.2.2 3D splile 補間

測定 data は fringe 領域は 20 [mm] 間隔で、磁石内部領域では 40 [mm] 間隔で測定した。その為、10 [mm] 間隔の磁場 map を作成するには測定 data を補間する必要がある。そこで今回は、一次元の自然 3 次 spline 補間 (以下 1D spline 補間) を用いた [33]。この 1D spline 補間とそれを 2 次元に拡張した 2D spline 補間と使って 20 mm mesh の test data を補間して 1 mm mesh にした結果を図 (4.8) に載せる。

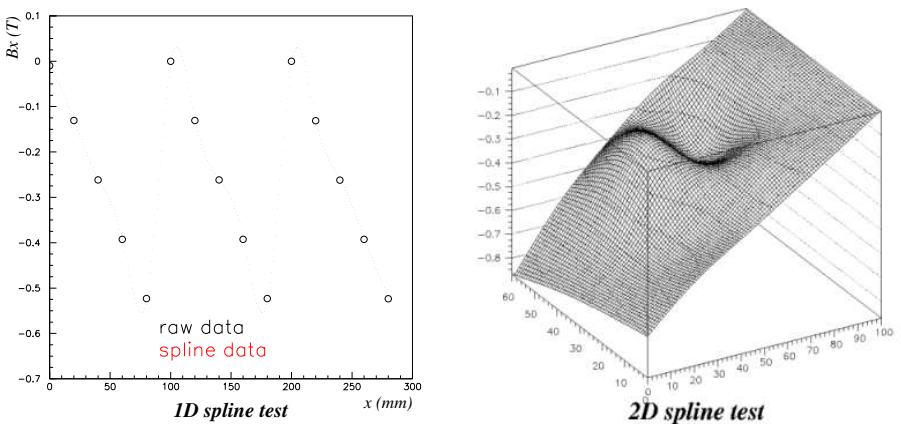

図 4.8: 1 次元、2 次元の test data を spline 補間した時の様子

これを見ると、test data を滑らかに繋いでいる事が分かる。一方で、測定点が少ない場合や信頼度の低い data が一点でもあると周り全てが影響を受ける事になるので注意が必要になる。

2D spline 補間が出来れば同じ手順を応用して 3D spline 補間も出来る。測定点を $(x_i, y_j, z_k)(i = 0 \sim l,\ j = 0 \sim m,\ k = 0 \sim n)$ として $Bx(x, y, z)$ を補間する場合を例にとって説明すると、
1, $x = x_i$ という yz 平面に 2D spline を用いて点 (y, z) の磁場 $Bx(x_i, y, z)$ を計算する。
2, 1 を $i = 0 \sim l$ について行なって得られた Bx の 1 次元 data に 1D spline を用いて $Bx(x, y, z)$ を計算する。
以下の解析ではこの様な 3D spline 補間を用いた。

3 軸 Hall probe は Hall probe が cube の各面に付いていた (図 3.6参照) ので各磁場成分は異なる座標での磁場成分であったが、planar Hall effect を補正したり磁場 map を作る為にはある一点での磁場三成分 (x, y, z, Bx, By, Bz) にする必要がある。そこで、3D spline 補間を使って各 probe の座標からある一点での磁場三成分を計算した。

4.2.3 3軸 Hall probe の補正

KEK で測定した planar Hall effect の parameter と各 probe の cube 面に対する取り付け角度をそれぞれ以下の様にして補正する。今、Bx, By, Bz を補正前の date、nBx, nBy, nBz を補正後の data とする。まず、probe の取り付け角度の補正を 9ヶの parameter を用いて以下の式の様に行った。

$$\begin{cases} nBx = Bx \times mx_0 + By \times mx_1 + Bz \times mx_2 \\ nBy = Bx \times my_0 + By \times my_1 + Bz \times my_2 \\ nBz = Bx \times mz_0 + By \times mz_1 + Bz \times mz_2 \end{cases} \tag{4.12}$$

```
mx[]={ -0.999967193,   0.00734500328, 0.00341517659 };
my[]={ 6.71898489E-05, -0.99999287,   0.00377566315 };
mz[]={ -0.00234018571, -0.0010362034, -0.999996725 };
```

取り付け角度の補正が終了したら次は、planar Hall effect の補正を計 30ヶの parameter を用いて以下の式の様に行った。

$$\begin{cases} Bx' = Bx - Rx(nBx \times px_0 + nBy \times px_1 + nBz \times px_2) \times (nBx \times qx_0 + nBy \times qx_1 + nBz \times qx_2) \\ By' = By - Ry(nBx \times py_0 + nBy \times py_1 + nBz \times py_2) \times (nBx \times qy_0 + nBy \times qy_1 + nBz \times qy_2) \\ Bz' = Bz - Rz(nBx \times pz_0 + nBy \times pz_1 + nBz \times pz_2) \times (nBx \times qz_0 + nBy \times qz_1 + nBz \times qz_2) \\ nBx = Bx' \times nx_0 + By' \times nx_1 + Bz' \times nx_2 \\ nBy = Bx' \times ny_0 + By' \times ny_1 + Bz' \times ny_2 \\ nBz = Bx' \times nz_0 + By' \times nz_1 + Bz' \times nz_2 \end{cases} \tag{4.13}$$

```
Rx = -0.0254;
Ry =  0.0197;
Rz = -0.0342;
px[]={ -0.0076023179,  -0.9965453870,  -0.0827012438 };
py[]={ -0.0815431075,  -0.0037685683,  -0.9966626912 };
pz[]={  0.9983651920,   0.0571069511,  -0.0023955422 };
qx[]={  0.0027959376,  -0.0827244938,   0.9965685331 };
qy[]={  0.9966698130,  -0.0002409137,  -0.0815427793 };
qz[]={  0.0571092463,  -0.9983675292,   0.0009008685 };
nxi[]={ -1.0000252412,  -0.0073416734,  -0.0034429938 };
nyi[]={ -0.0000583554,  -1.0000036501,  -0.0037758886 };
nzi[]={  0.0023403132,   0.0010533915,  -0.9999913051 };
```

また、cube が測定座標系に対して一定の角度で傾いている等の角度の offset が存在するのでそれらも補正する必要がある。そこで、以下に角度補正に関わる内訳を列挙する。
(1), 三次元駆動装置の測定 arm に対する cube の取り付け角度
(2), 三次元駆動装置の測定 arm そのものの角度
(3), 測定座標系に対する三次元駆動装置全体の角度
これらの probe 補正係数は以下の条件を満たす様にして決定し、全測定領域に対して共通 parameter として一括して補正する事にした。。

- By 成分は alignment の際に磁場の大きさが最大になる様にしてあるので probe 補正しない
- midplane(y=0 平面) では Bz 成分は小さい値 (理想的には零) になる。
- magnet の外側では (Bx, By, Bz) は零に近づく。
- 磁石中央では By が最大で (Bx, Bz) 成分は共に小さい。
- 下流の磁場 map を上流に折り返した際に磁場三成分が滑らかにつながる。

4.2.4　測定領域毎の補正

ある測定領域と隣の測定領域のつながりをみる為に、各領域は隣接する領域と少なくとも 30 mm の幅の重なりを持つ様に測定した (overlap area：4.2.6章参照)。磁場 map を作るにはこの overlap area で磁場が滑らかに繋がる必要がある。しかし、測定の際には各領域毎に alignment と励磁を再度行ったので、data 上では同じ測定点であっても現実の測定位置は要求位置精度 250 μm 程度の幅を持っており、また駆動装置の設置架台と magnet の設置架台は独立に 1 mrad 以下の精度で設置されたので、二つの設置架台は完全には平行ではなかった可能性がある。

そこで、各領域の磁場が滑らかにつながる様に各領域毎の測定座標と設置架台同士の角度の補正を行った。ただしこの補正は 30 mm の重なりを使って行ったので、図 3.18:右で色の異なる 4 領域別に分けて行った。この補正前後での違いを図 4.9に示す。

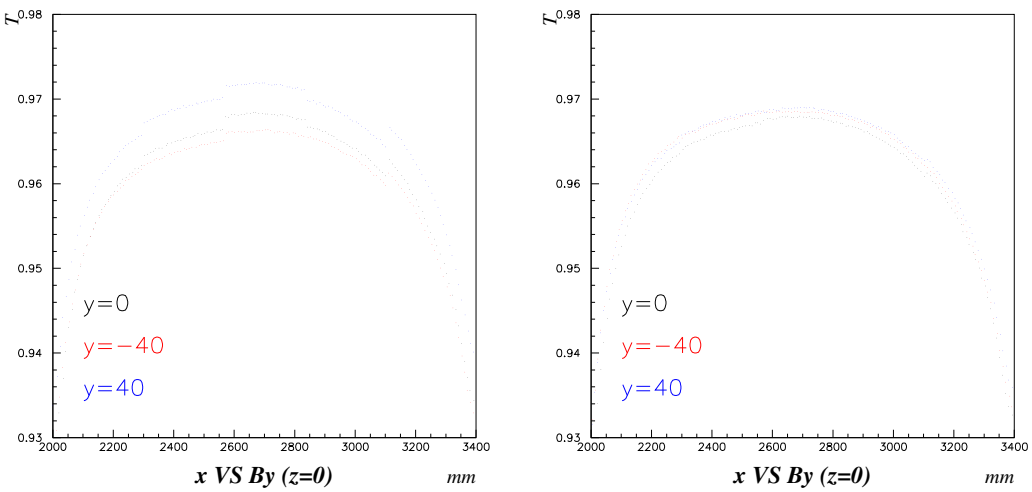

図 4.9: 補正前 (左) と補正後 (右) での By 成分の x 方向に対する連続性

図 4.9:左は測定領域毎の補正前の D magnet 出口 ($z = 0$) での $By(x, 0, 0)$ である。領域間で磁場が不連続である事が分かる。それに対して図 4.9:右は測定領域毎の補正後の $z = 0$ での $By(x, -40, 0)$,$By(x, 0, 0)$,$By(x, 40, 0)$ を色毎に分けて描いたものである。左図と比較して、5 つの測定領域が滑らかにつながっている事が分かる。

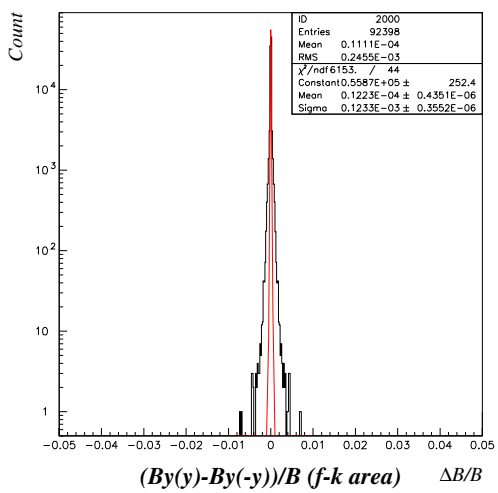

図 4.10: By 成分の高さ方向の対称性

図 4.10は高さ方向に対する By 成分の対称性を示す By の残差分布である。$< 3.0 \times 10^{-4}$ である事が確認出来た。この 5 領域の補正においては各領域の補正 parameter から、位置精度約 220 μm、角度精度 0.17 mrad であり、要求精度を満たしていた。なお、磁場の変化の少ない磁石中心付近の領域では測定領域の位置や角度の補正をしなくても滑らかに繋がっていた。

この磁場を滑らかにつなぐ事の重要性は 5.5章でも述べるが、この磁場の滑らかさは HKS の運動量分解能を求める際に大きな影響を与える。従って測定磁場 map に求められるのは、少なくとも TOSCA で求めた計算磁場 map より滑らかである事である。(なお、あまりに磁場分布の微分が不連続な場合は運動量分解能を求める事が出来ない。)

4.2.5　磁場の対称性

D 単体測定は対称性を仮定して上流側は 5 領域だけ測定を行った。そこで、上流側と下流側の磁場の対称性を見る為に下流側の測定磁場を黒、上流側の測定磁場を赤にして重ねたのが図 4.11である。

この図の左列は何も補正をしていない時の磁場分布 $(y{\geq}0)$ で、中央列が TOSCA による計算磁場分布 $(y{\geq}0)$ で、右列が (probe+各領域) 補正をした後の磁場分布 $(40{\geq}y{\geq}\text{-}40)$ である。

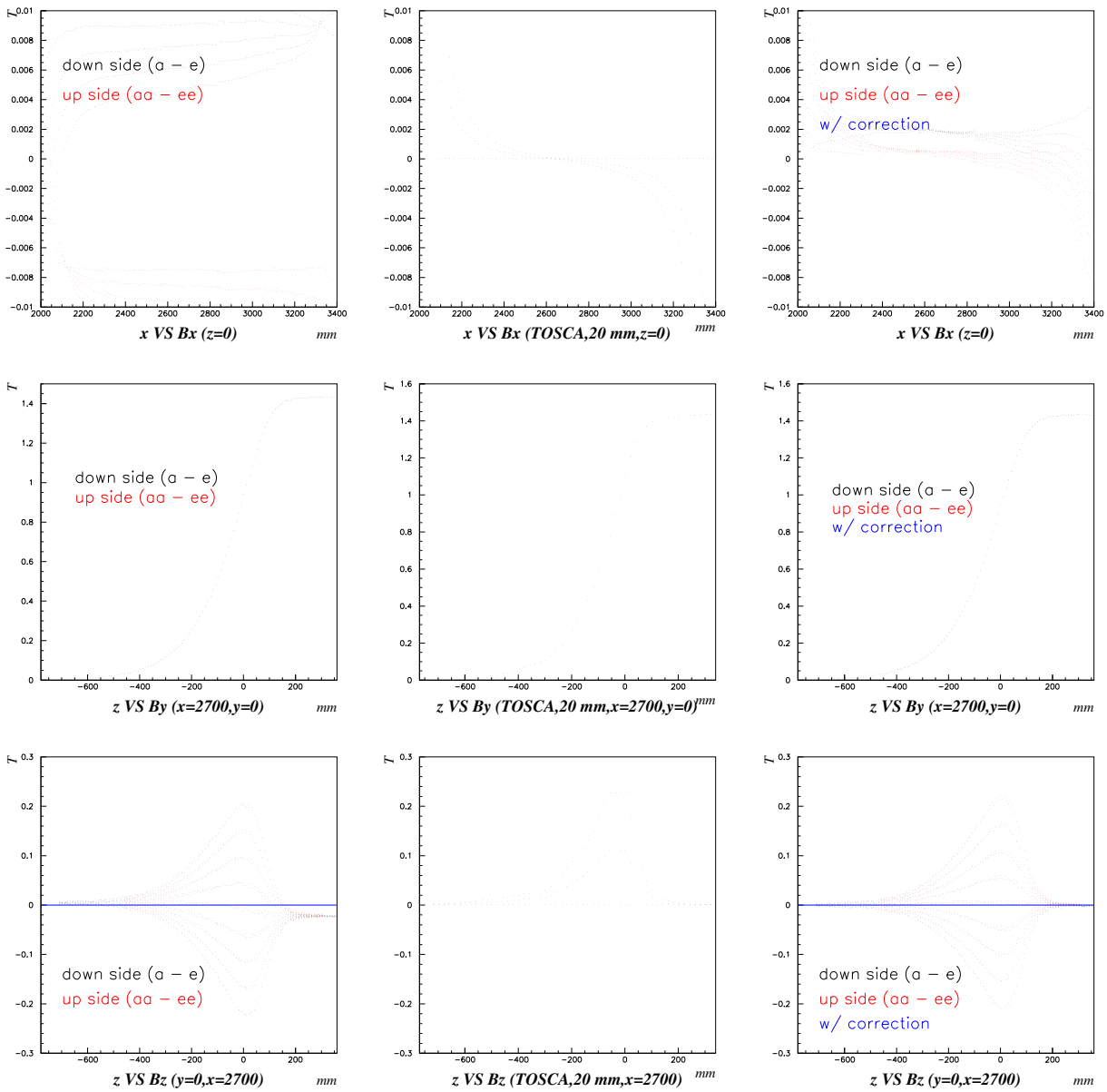

図 4.11: 上・下流の測定磁場の対称性

(上段)Bx 成分を磁石の出口 $(x,z){=}(x,0)$ に沿って高さ毎に描いたもの
(中段)By 成分を磁石中央 $(x,z){=}(2700,z)$ に沿って高さ毎に描いたもの
(下段)Bz 成分を磁石中央 $(x,z){=}(2700,z)$ に沿って高さ毎に描いたもの

右列の図を左列の図と比較すると、補正が巧くいっている事と Bz も高さ方向の対称性がある事が分かる。更に中央列を見ると TOSCA の計算磁場はその偏微分が意外と不連続である事が分かる。なお、Bx 成分は By や Bz 成分に比べて一桁以上小さく、その縦軸の scale の違いからその差は大きく見える。

上・下流の磁場の対称性を見るために、残差分布：(下流-上流)/下流を描いたのが図 4.12である。

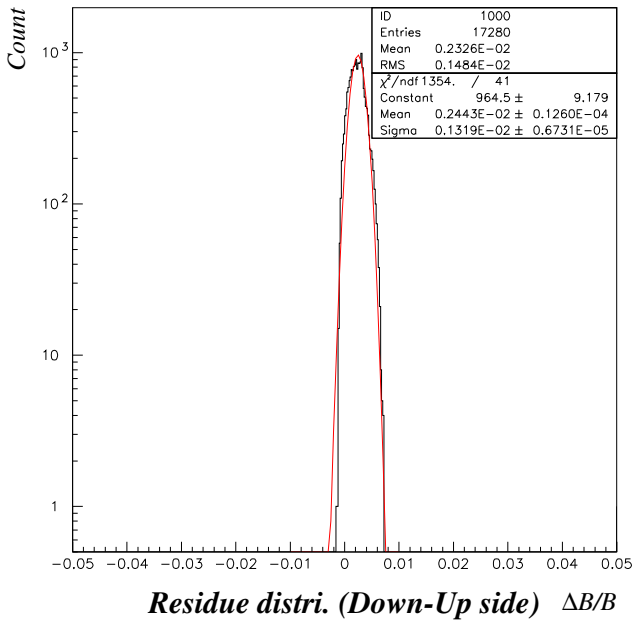

図 4.12: 上・下流の測定磁場の残差分布

これを見ると、上・下流は 1.3×10^{-3} 程度の精度で一致している事が分かる。この値は要求磁場精度 3.0×10^{-4} からは大きな値であるが、これは磁場の変化が大きく且つ中心領域に比べて B が小さな fringe 領域 (有効領域) において 100 μm 程度でも座標がずれると $\Delta B/B$ は大きな値となってしまうからである。また、上流と下流では測定座標系が異なる事や駆動装置は勿論、設置架台も移動している為、probe の補正係数や領域毎の補正が異なっている。従って、この値は磁場精度として評価する事が出来ない。

運動量分解能に影響を与えるのは $\int Bdl$ である。そこで、下流の磁場を上流に折り返して良いのかを以下の様に考える。今、1.2×10^{-3} が全て有効領域での磁場精度であると仮定する。その時、D magnet の中心軌道の内、一様領域は 300 cm(l=15 ~ 315) での磁場精度が 3.0×10^{-4} であり、有効領域は 68 cm(l=-52 ~ 15) で 1.2×10^{-3} となる。そうすると以下の式は

$$\frac{\int_{-52}^{15}\Delta Bdl}{\int_{15}^{315}\Delta Bdl}=\frac{(1.2\times10^{-3})\cdot68}{(3.0\times10^{-4})\cdot300}=0.91 \tag{4.14}$$

となる。この結果は、1.3×10^{-3} を全て磁場精度だと考えてもこの精度が分解能に与える影響は一様領域の磁場精度 3.0×10^{-4} より小さい事を示している。従って、これは上・下流の対称性を示すには十分な値であると言える。

以上の事から、上・下流の対称性を持つと判断し、磁場 map の作成において下流側の測定磁場を上流側に折り返す事にした。また鉛直方向の対称性も確認出来たので、後に simulation の際に高さ方向の上半分の磁場を下半分に折り返して使う事も問題無いと判断した。

4.2.6 Overlap area

図 4.13:左は下流側 19 領域の重複して測定した部分 (overlap area) を色を変えて書いたものである。この overlap area は理想的には互いの磁場の値が一致するはずである。しかし、実際には測定精度に加えて駆動装置が移動した事に伴う設置位置精度や、電流値を変える事に伴う励磁の再現性程度のずれが存在する為に一致しないのでそれらを補正する必要がある。

先に述べた様に、各測定領域毎の補正は図 3.18:右で色の異なる 4 領域別に分けて行った。そこで、更にこの 4 領域において磁場が同じ値を取る様に 4 つの測定領域の位置や角度を補正した後の残差分布が図 4.13:右である。

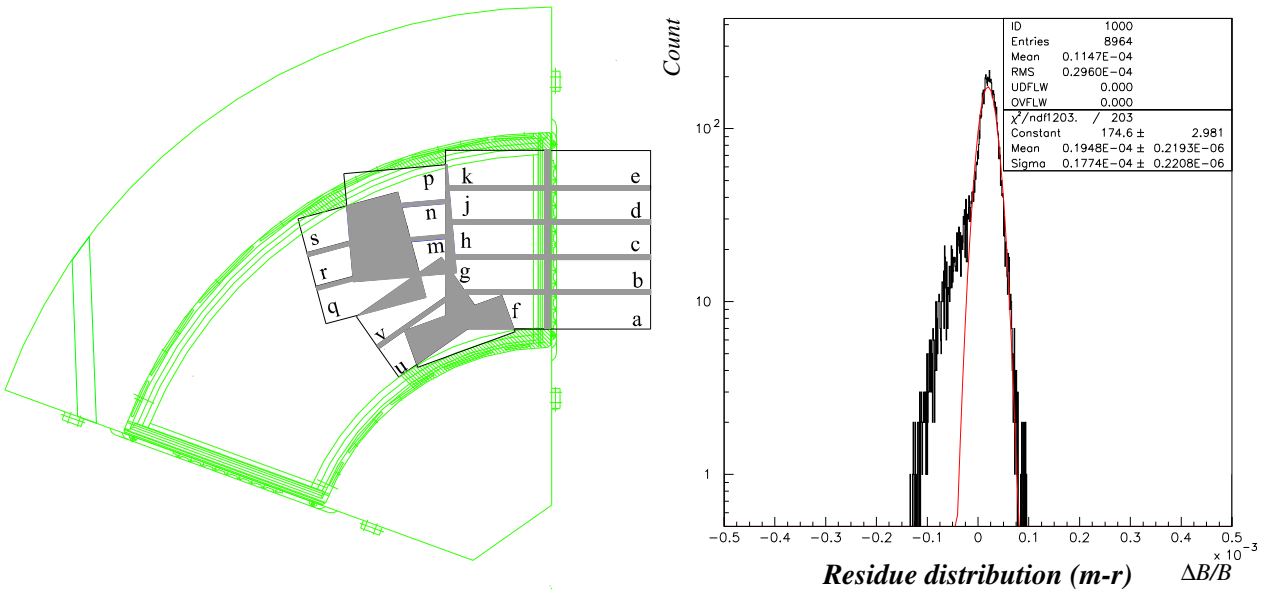

図 4.13: 各測定領域の重なり方とその残差分布

(左図) 色が濃くなっている部分が overlap area
(右図)overlap area の残差分布の一例 (m span と r span での残差)

図 4.13:右を見ると、0.18×10^{-4} というかなり良い精度で一致している事が分かる。仮にこの分布の広がり (0.18×10^{-4}) が測定精度からのみ来るものと仮定しても、それは目標精度 (3.0×10^{-4}) より一桁以上小さい値である。また、その他の領域においても同程度の精度で一致していたので overlap area については単純に平均を取った。また、磁場測定において未測定だった $100 >= |y| >= 50$ の領域については、$y = 0, \pm20, \pm40$ の値と二次関数を用いて補外した。

よって、以上の補間・補正・補外によって D magnet の実測磁場 map を得た。

4.3 組合せ測定の解析

4.3.1 励磁パターンの検証

同じ励磁方法に対して個々の magnet は磁場分布の再現性を持っている事は G-I 測定や B-I 測定から既に分かっているが、実際の配置条件において 3 つの magnet の励磁の順番が全体の磁場分布に影響が無いかどうかは自明ではない。そこで、Q1Q2D を実際の実験と同じ配置をし、(1)Q1→Q2→D の順に励磁した場合と、(2)D→Q2→Q1 の順に励磁した場合、の 2 ケースで磁場分布に違いが無いかどうかを測定した。この際、励磁による磁場分布への影響を大きくする為に、電流値が安定したらすぐ次の magnet を励磁した。そして、その残差分布が図 4.14である。(個々の magnet の励磁は単体測定時と同様に最大電流で励磁して使用電流値まで下げる励磁方法をとった。)

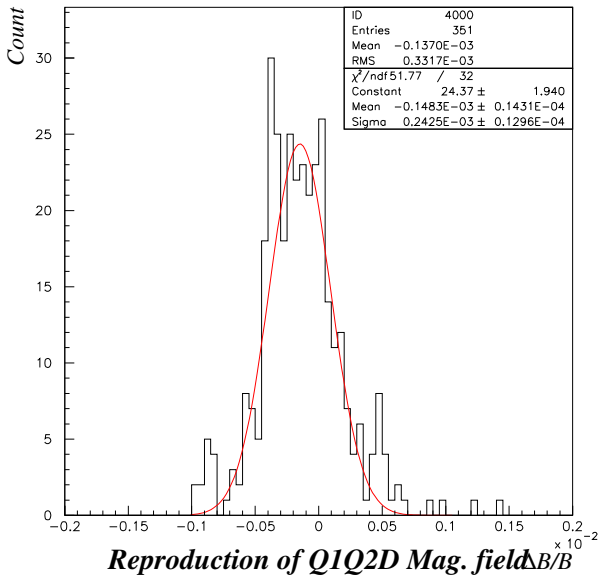

図 4.14: 励磁パターンに対する Q1-Q2-D の磁場の残差分布

これを見ると、励磁パターンを変えても全体の磁場分布はほとんど変わらない事が分かる。逆に、もしこの 2 つの励磁パターンに対して磁場分布が全く変わらないのならば、この分布は測定精度を表す事になる。つまりこの測定では測定精度が $\leq 2.4 \times 10^{-4}$ であった事が分かる。以上の結果から、どちらの励磁パターンで励磁しても問題無い事が分かったので、E01-011 実験での励磁の順番は D→Q2→Q1 の順で励磁する事に決定した。

4.3.2 三連測定の検証

HKS は 3 つの常伝導電磁石同士がかなり近い事から互いの洩れ磁場の干渉が予想されるので、その影響を見る為に 3 つの magnet を E01-011 実験と同じ geometory で励磁して三連測定を行った。既に 3.3.8章で述べた様に、この三連測定に用いたのは D 単体測定に使った 3 軸 Hall probe 及び D 用三次元駆動装置で行った。その測定 arm の長さの都合からまず、Q1Q2 間の磁場について測定し、その後で Q2D 間は Q1 を取り払って Q2D のみの測定を行った。また、測定範囲はそれぞれの magnet の fringe から manget 内部に 200 mm の部分までとした。

測定の際に Q1 を取り払ったのは、magnet の有効磁場長は (Q1, Q2, D)=(250, 400, 400) mm という試験検査の値から、Q1 の洩れ磁場は Q2D 間には影響しないと判断したからであった。そこで、単体測定から得られた磁場 map での有効磁場長を調べた。ここでは、中心磁場の 1% ~ 99% を有効磁場領域とし、その中央を有効磁場長と定義した。結果、測定磁場 map から得られた有効磁場長は (Q1, Q2, D)=(250, 300, 340) mm であった。

解析は、まず電流値と NMR で測定磁場を normalize して、次に 3 軸プローブの補正 (位置・角度・planar Hall 効果) を行った。そして、三連測定 (Q1:526 A , Q2:326A , D:1026 A) の結果 (黒) に、Q1 単体測定の結果を緑で、Q2 単体測定の結果を青で、D 単体測定の結果を赤で重ねて描いたのが図 4.15である。(三連測定は測定ラインが少ないので z 方向に対してのみ 3 成分を plot した。また、ここでは D magnet 入口中央で $(x, y, z) = (0, 0, 0)$ で x が beam 水平方向、y が beam 鉛直方向、z が beam 方向で定義した。)

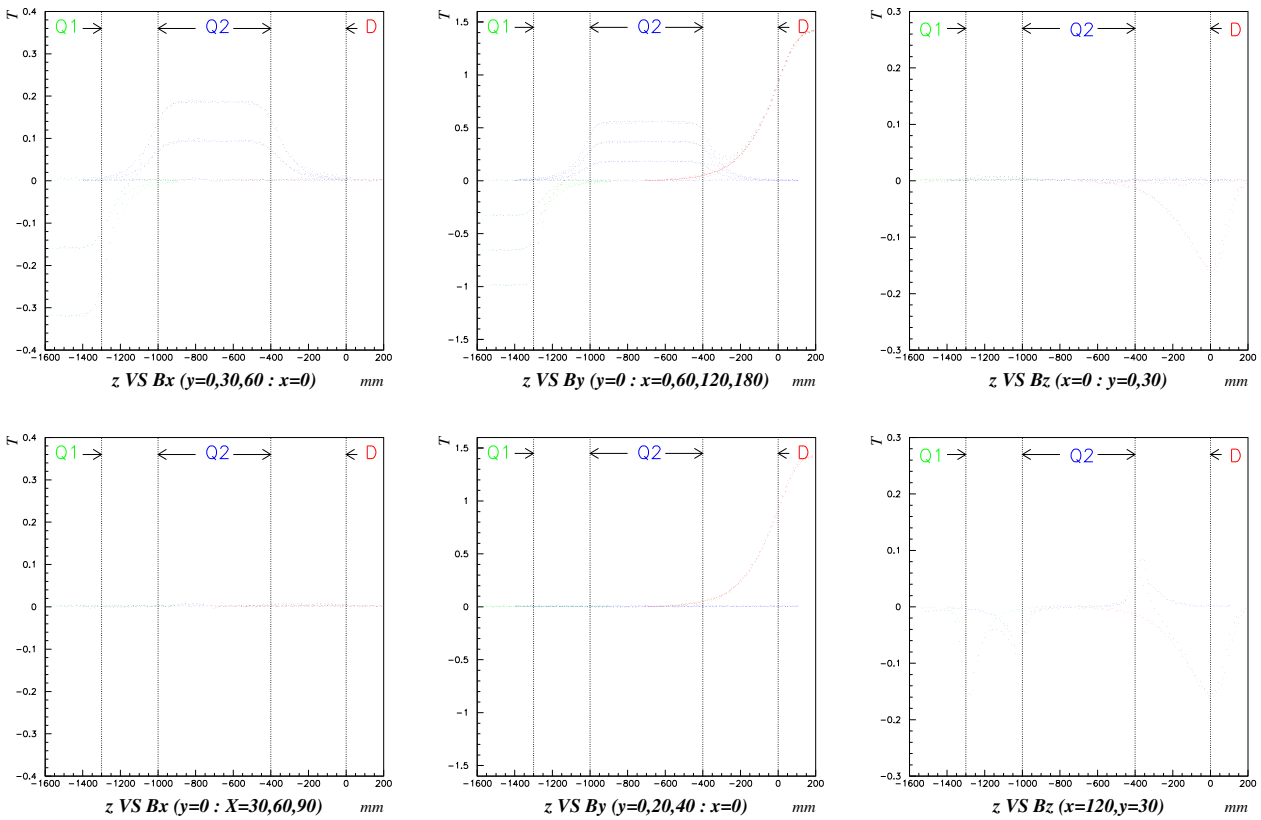

図 4.15: Combination test of Q1Q2D (Q1:526 A , Q2:326A , D:1026 A)

理想的な四重極磁石の磁場は磁極中心を通る鉛直断面においては次の式で表される。

$$B_x = G \cdot y \ , \ B_y = G \cdot x \ , \ B_z = 0$$

(左) 磁極中心を通る鉛直断面において Bx が x に依存せず y に依存している事が分かる。
(中) 磁極中心を通る鉛直断面において By が y に依存せず x に依存している事が分かる。
(右) 磁極中心を通る鉛直断面において $Bz = 0$ である事が分かる。

全体的には大きな違いは見られなかったが、D magnet の大きな洩れ磁場が Q2 magnet がある事で若干抑え込まれていた事が分かった。そこで、実際にこれらの map がどれ位の精度で一致しているのかを見る為に単体測定 map と三連測定 map の残差分布を描いたのが図 4.16である。

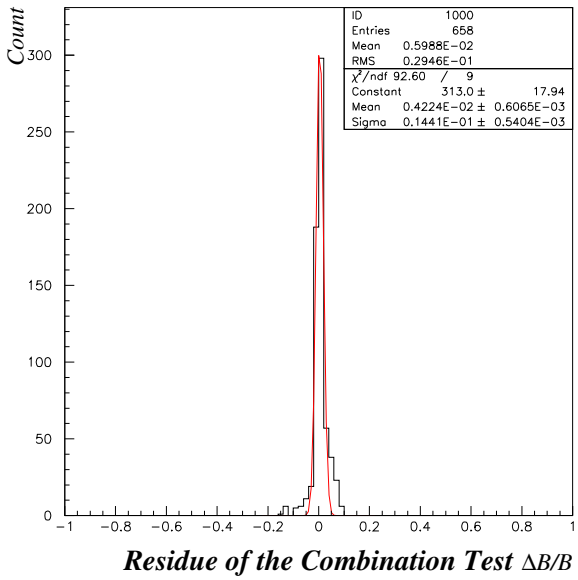

図 4.16: 三連測定 map と単体測定 map の残差分布

磁場精度として $\Delta B/B = 1.4 \times 10^{-2}$ 程度の幅があるが、これは単体の時と三連の時とでは磁石間の磁場の形が異なっているという事を示している。ただし、磁場 QQD 共通の測定ラインが極端に少なかった為に probe の角度の補正と 3 つの magnet の位置精度 (100, 300, 250 μm) の範囲での磁石の位置の補正が厳密には出来なかった。その為、磁場の変化が激しい有効磁場領域で二つの map の位置や変化率がずれたままであり、それは図 4.16の残差分布にはかなりの影響を与えているはずである。更に、使用した probe が単体測定時と三連測定とで異なる事も補正を難しくした。これらの事から、測定の位置精度や角度精度がこの磁場精度 1.4×10^{-2} に対してどれ程の寄与しているのかは不明である。

上述の理由から、単体測定の結果を補正して三連測定の結果に合わせる事は非常に難しい。そこで二つの測定の違いが分解能に効いてくるのかどうかを、有効磁場領域での磁場精度と $\int Bdl$ (gap length)、target から focal plane までの中心軌道での $\int Bdl$ (path length) を用いて式 (4.15) の様に評価した。

$$\frac{\int Bdl \times \Delta B/B \text{ (gap length)}}{\int Bdl \text{ (path length)}} \approx 0.0364 \times 1.4 \times 10^{-2} = 5 \times 10^{-4} \tag{4.15}$$

$\int Bdl$(gap length) が小さい事、三連測定と単体測定の磁場分布の形には違いがほとんど認められない事、式 (4.15) の結果が Q magnet の要求精度より一桁以上小さい事、などから結論として洩れ磁場領域を含めて 3 つの単体測定の磁場 map を単純に足し合わせて HKS magmets の全体磁場 map を作成した。

本来は、三連測定から全体 map を作る方が現実を再現した実測 map を作成出来るはずである。しかし、その三連磁場 map は geometry の変更 (例えば magnet 間の距離や個々の励磁電流を変更) したときには使用出来ない。それに対して単体測定 map を組み合わせて作る全体磁場 map は、何種類かの単体磁場 map を用意する事で様々な使用に対応する事が出来る。この様に、単体測定 map を組み合わせて全体 map を作れる事は、この HKS 全体 map に対して非常に大きな自由度が得られた事を示している。

4.4 磁場解析のまとめ

<Q1,Q2 magnet>

- 定点測定 data で normalize した後、probe の回転角と位置を補正した。その後、対称性を仮定した多項式を用いて補正後の data を fit した。その結果得られた磁場の残差 ΔB の RMS は $< 1.5 \times 10^{-3}$ T であり、要求磁場精度 5×10^{-3} を仮定した時の磁場の残差の RMS(2.8×10^{-3} T) より小さかった。この結果は磁場の対称性と磁場精度は要求を満たしていた事を示している。
- そこで、fit parameter から map に必要な座標での磁場を算出した。そして、div$B$ を要請して Bx,By を使って Bz を導出し、出来た 1/4map を極性を考慮して残り 3/4 の領域に折り返して Q1Q2 の磁場 map を得た。
- Q1,Q2 の解析から Q1,Q2 の測定精度は要求精度を満たしていた。

<D magnet>

- 定点測定 data で normalize した後、D の解析で global な補正として、spline 補間を用いて 3 軸 Hall probe の座標の修正と、各 probe の角度と planar Hall effect の補正を行った。
- 次に各測定領域の座標系に対する位置と角度を補正した。その後、overlap area は磁場精度 $< 10^{-4}$ で一致している事が確認出来たので単純に平均をとり、出来た下流側の磁場 map を回転と座標を考慮して上流側に折り返して D の磁場 map を得た。
- D の解析を通して D の測定精度は要求精度を満たしていた。

<combination test>

- 励磁パターンを変更した場合の磁場精度は $\leq 2.4 \times 10^{-4}$ であり、これは D magnet の要求精度 3.0×10^{-4} 以下であった。従って、3 つの magnet の励磁の順番はどちらの方法でも良く、E01-011 実験では D→Q2→Q1 の順と決定した。
- 三連測定の検証から、三連測定の結果と単体測定の結果の違いはほとんど分解能に効いてこない事が分かったので、HKS 全体 map は 3 つの単体測定 map の足し合わせから作成した。

第5章　磁場mapの評価

まず 5.1章で磁場 map の位置付けを行う。次に、5.2章で作成した磁場 map と計算 map を使って GEANT simulation を行う目的や手順を述べ、simulation を行うのに必要な磁場精度を 5.2章で見積もる。そして、5.4章で HKS の acceptance を、5.5章で運動量分解能を見積もる事で測定 map の改良点の探索を行う。そして、5.6章でそれらの結果から作成した磁場 map の評価をする。

5.1　測定磁場 map の位置付け

仮に今回作成した測定磁場 map を組み込み、その他の要因を含めて simulation した結果、運動量分解能 2×10^{-4} を達成したとする。しかし、HKS magnet の再現性は磁場測定の時に確認済みではあるが実際の実験を行う場所は三菱神戸工場では無い。既に輸送の際に一度バラして再度組み立てたものである為、作成した磁場 map と十分に同じである保証は無い。また、splitter 部分が不明な事や Enge Spectrometer が近くにある事で何かが変わる可能性は否定出来ない。従って、本当に重要なのは出来る限り本当の磁場分布に近い磁場 map に基づき tuning を行い、真の磁場 map を如何にして得るかである。しかし、本当の磁場分布を知る為に今一度 JLab において時間と予算をかけて磁場測定を行いその解析をして、様々な補正 parameter を再決定して測定磁場 map を作り直すメリットは無い。そこで我々はそれに代わるものとして、Drift Chamber 情報から粒子を target まで戻す輸送行列を tune するための tuning run を幾つか計画している。そして、この tunig run を用いた輸送行列の最適化の手法の確立が求められる。

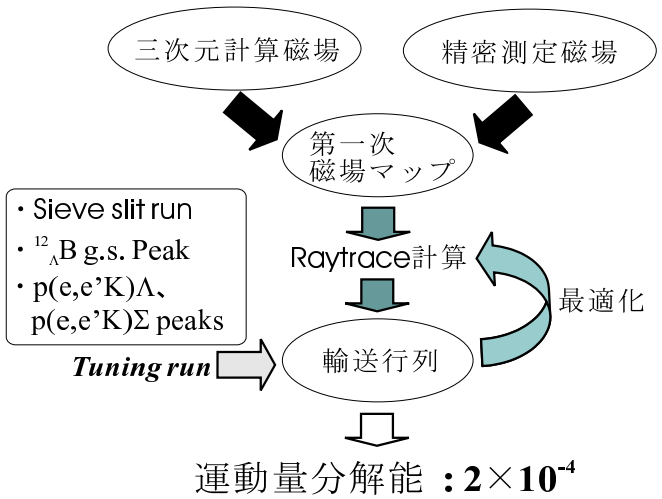

図 5.1: HKS 磁場の tuning の流れ

上述の様に、測定磁場 map に期待される (要求される) のは TOSCA で作成した計算磁場 map より本当の磁場に近いという事であり、当然現実に近いものを使えば現地での tuning にかかる時間や手間を省く事が出来る。現在は、計算磁場 map を使って tuning の手法を開発中である。それのメドが立った段階でその手法を実測 map に適用し、最後は現場での調整を行う事になる。

作成した実測 map(第一次磁場 map) を使って GEANT simulation で発生させた粒子を輸送させ、DC の分解能と multiple scattering を考慮した時の DC での hit position と angle 情報を得る。その情報と発生させた粒子の target での情報から輸送行列を算出する。その輸送行列の parameter を parameter tuning run(sieve slit[1] run,*etc.*) を用いて各項目を tuning し、最終的には輸送行列全体を収束させる。従って、収束する程度に第一次磁場 map が現実の磁場を表現している必要がある。

[1] target での角度情報を calibration する為に Splitter と Q1 の間に設置されている Collimator

5.2 Simulation

5.2.1 目的

これまで HKS の性能評価は、TOSCA 計算磁場 map を GEANT Monte Calro package を用いて行われて来た。今回作成した測定磁場 map は TOSCA map より現実に近い事が期待されている。そこで、測定磁場 map と TOSCA 計算磁場 map を比較する為に、HKS の simulation は GEANT4 Monte Carlo simulation を用いて行った。そして今回 simulation では、以下の項目について評価した。

1 、作成した測定磁場 map がキチンと粒子を detector まで輸送出来るか？
2 、focal plane での情報から求められる分解能はどれ位なのか？
3 、測定 map の結果を TOSCA map の結果との比較したらどうなのか？

作成した測定磁場 map は TOSCA map より現実の磁場分布に近いかどうかは実際に beam を使い、粒子を飛ばして tuning を行ってみないと評価する事は出来ないが、以上の事から作成した磁場 map の consisitency を評価をする。

5.2.2 諸設定

simulation の際の主な設定は以下の通りである。

・粒子は target 上の中心の一点で発生し、生成された粒子は decay しないものとする。
・GEANT4 内では map 間を線形で補間して粒子を輸送する。
・Accept 条件は全種類の counter に hit がある事を要求する。

この設定で simulation を行う際に考慮した物質の一覧を表 5.1にまとめた。

表 5.1: simulation で考慮した主な物質

Item	t	ρ	X_0	thickness
Material	[cm]	[g/cm^3]	[g/cm^2]	[/radiation length]
Dipole Exit Window				
Kevlar ($C_{14}N_2O_2H_{10}$)	0.02	0.74	55.2	2.68×10^{-4}
Mylar ($C_{10}O_4H_8$)	0.01+0.0025	1.39	39.95	4.34×10^{-4}
Drift Chamber				
Mylar (window)	0.012	1.39	39.95	4.18×10^{-4}
Ar+Ethane (gas)	5.08	1.78×10^{-3}	19.55	4.63×10^{-4}
Between Chambers				
He-bag (gas)	100	1.79×10^{-4}	94.32	1.68×10^{-4}

また、Q1Q2 の磁場は理論と経験則から導かれた以下の式を使用した [34]。

$$Bx = B \times (yh - \frac{y^3+3x^2y}{12G^2}\frac{d^2h}{ds^2}) \tag{5.1}$$

$$By = B \times (xh - \frac{x^3+3xy^2}{12G^2}\frac{d^2h}{ds^2}) \tag{5.2}$$

$$Bz = \frac{Bxy}{G}\frac{dh}{ds} \tag{5.3}$$

$$h(s) = \frac{1}{1+\exp(C_0+C_1s+C_2s^2+C_3s^3)} \tag{5.4}$$

$$s = z/G \quad , \quad (C_0,C_1,C_2,C_3) = (-0.9842, 6.3375, -3.5134, 0.9895) \tag{5.5}$$

ここで G は bore 半径で、C_0 ~ C_3 の値は加藤氏による計算値 [35]。以下ではこれらの式を Katoh Formula と呼ぶ。

5.2.3 Simulation 手順

simulation に用いたのは GEANT4 と、target での物理量を求める多項式 (transfer matrix) 及び各分解能の算出には ERIKA を使用した。以下では simulaiton での運動量分解能の算出を一例として手順を簡単に追う。

<condition>

(a). 光学的条件のみ (multiple scattering 無し、DC resolution = 0 μm)

(b). 磁場 map の磁場精度 (5.3章で評価)

(c). 種々の条件 (multiple scattering, DC resolution, 磁場 map) を考慮

< 手順 >

(1). condition(a) で target で生成した粒子を磁場 map を用いて focal plane まで粒子を飛ばす。

(2). focal plane での測定量と condition(b) を考慮して transfer matrix を ERIKA を用いた fit より導出する。

(3). condition(c) で粒子を focal plane まで飛ばす。→Acceptance(5.4章)

(4). (2) で求めた transfer matrix を使って target での運動量 P' を算出する。

(5). 生成時の運動量 P を知っているので $P - P' = \Delta P$ や $\Delta P/P$ を算出する。→ 運動量分解能 (5.5章)

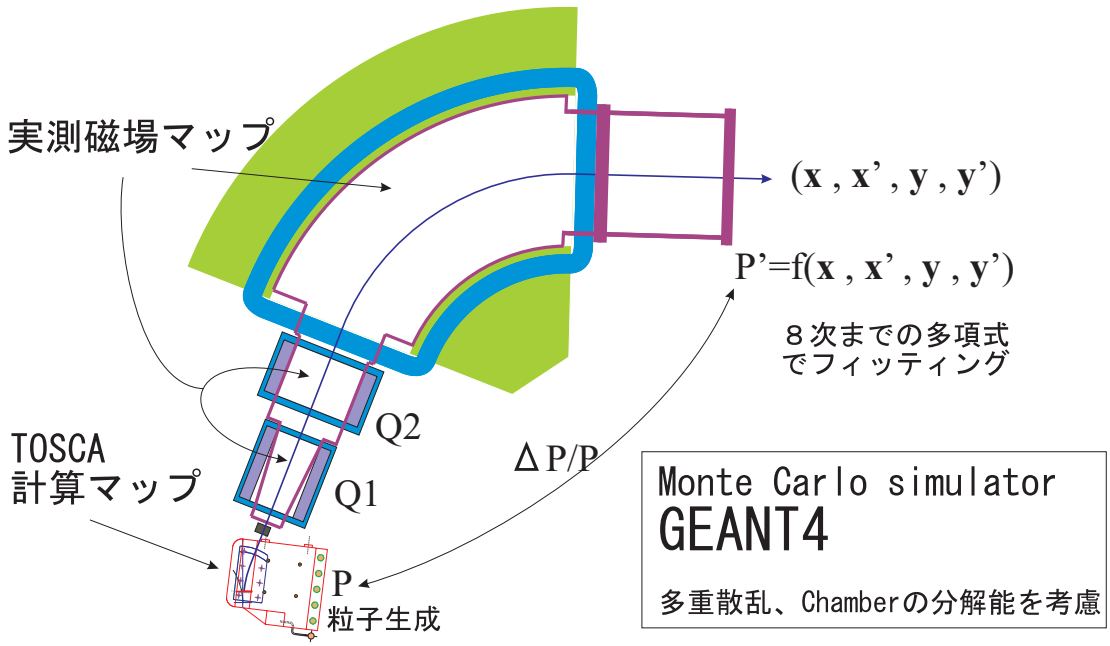

図 5.2: GEANT4 simulation による HKS の分解能 study

DC resolution というのは、粒子の軌跡の tracking に使う HKS 側の二つの DC の位置精度である。本来は二つとも位置精度を振って fitting から tracking するのが正しいが、今回は上流側の DC のみを振り、一意に tracking 出来る様にした。また、E01-011 実験で使用する DC は E89-009 実験の時に使用したものと同じであり、E89-009 実験の解析からこの DC は 150 μm の位置分解能を持っている、という事を追記しておく。

5.3 測定精度の評価

QQD それぞれの単体磁場 map が手に入ったので、磁場 map からの測定精度を div$B$ から評価する。
式 (4.6) の定義に従った div$B$ を計算する routine の計算精度は疑似 data を使った check から 1×10^{-6} より小さい事が分かっている。そこで、同一領域での TOSCA による計算磁場 map での div$B$ 分布と測定磁場 map での div$B$ 分布を比較したのが図 5.3である。

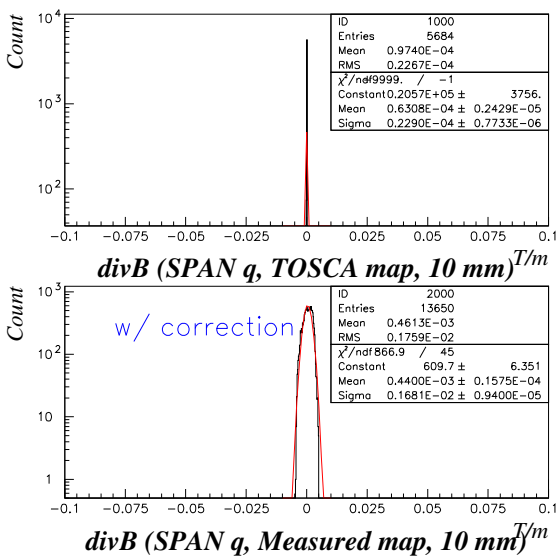

図 5.3: TOSCA map と測定 map の divergence の比較

(上段) TOSCA の計算精度 + divergence routine の計算精度
(下段) 磁場測定精度 + divergence routine の計算精度

この図から、TOSCA の中心領域での計算精度は 0.2×10^{-4} T/m 以下と非常に小さい事が分かる。従って測定磁場の div$B$ 分布の広がりは測定精度に因るものと考えられる。そこで、この div$B$ から測定精度を見積もる方法について以下の様に考える。まず、ガウスの発散定理から次の式 (5.6) が成り立つ。

$$\text{ガウスの発散定理} \quad : \quad \iiint divB\ dV = \iint B \cdot n\ dS \quad [T/\mathrm{m\ cm^3}] \tag{5.6}$$

div$B$=0 ならばこの式の右辺も 0 となるが、現実には測定誤差等によって div$B$ は破れていて 0 ではない。

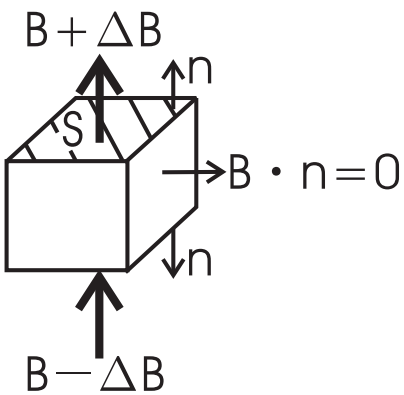

図 5.4: div$B$ の見積もりの概念図

今、この破れが全て測定誤差に因るものと仮定し、且つこの破れが最も悪くなるのは、ある磁場成分のみを描くと図 5.4の様になる。この時、式 (5.6) は

$$\begin{aligned} \iint B \cdot n\ dS &\approx S \times (B + \Delta B) \cdot (n) + S \times (B - \Delta B) \cdot (-n) \\ &= 2SB\frac{\Delta B}{B} \quad [T\ \mathrm{cm^2}]\ \ (n = 1) \end{aligned} \tag{5.7}$$

と書ける。単位体積 (1 cm^3) では S=1 cm^2 であり、B=const と考えると

$$\frac{divB}{2B} \times 10^{-2} \approx \frac{\Delta B}{B} \qquad (10^{-2} = \mathrm{cm/m}) \tag{5.8}$$

となる。この式 (5.8) の右辺 $(B/\Delta B)$ は gaussian 分布を取り、その σ から磁場精度を見積もる事が出来る。ただし、Q1,Q2 は div$B$ を要求して Bz を導出しているので、この div$B$ から Q1,Q2 の磁場精度は評価出来ない。

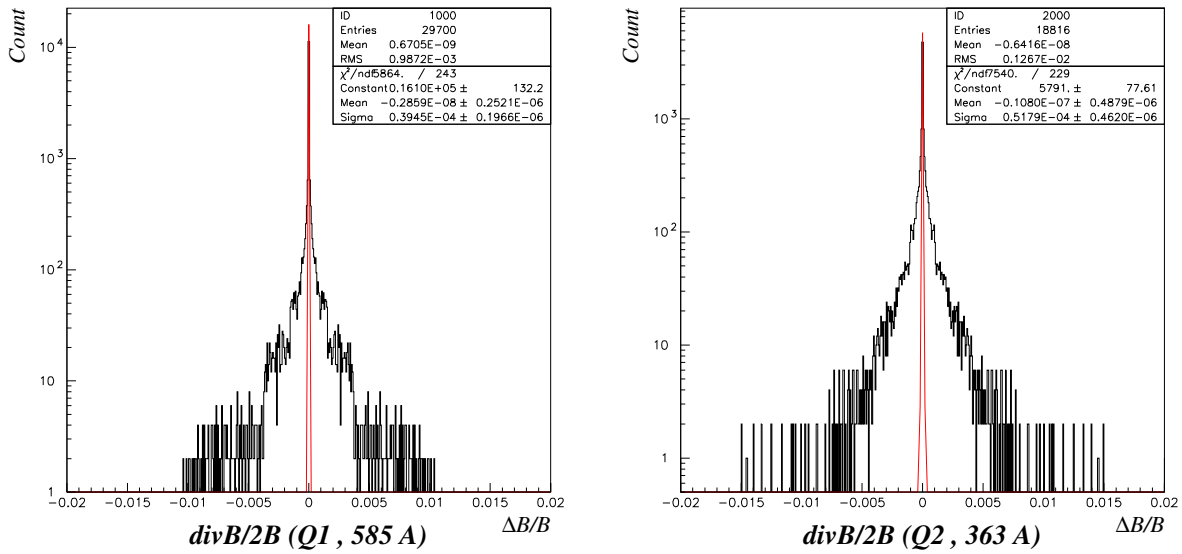

図 5.5: divB からの Q1Q2 測定精度の見積もり

図 5.5から測定精度として、Q1:1.0×10^{-3}, Q2:1.2×10^{-3} (RMS) となった。Q1Q2 については div$B$ から磁場精度は評価出来ないので、以下の simulation では要求精度 5×10^{-3} を使用した。

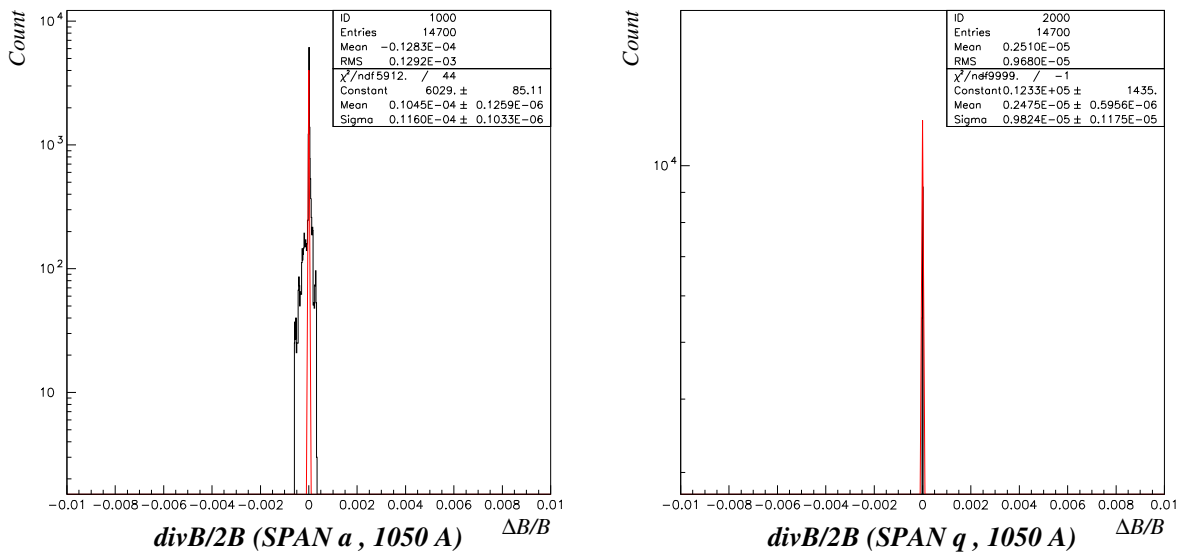

図 5.6: divB からの D 測定精度の見積もり

図 5.6から D 測定精度として $0.1\sim1.3\times10^{-4}$(RMS) となり、要求精度 3.0×10^{-4} を満たしている。従って以下の simulation において D 測定 map の磁場精度は 1.3×10^{-4} を使用した。

5.4 Acceptance

まず、作成した測定磁場 map を用いて HKS の acceptance を見積もった。この時 target 上での粒子を運動量 (0.8 ~ 1.6 GeV/c) と角度 (Horizontal 0 ~ 20 ° : Vertical 80 ° ~ 100 °) を一様に生成させた。ただしこの simulation では、多重散乱は考慮しているが decay は考えていない。粒子を広く発生させ且つ全種類の counter を要求したので、全体の約 5% にあたる粒子を accept した。

この時 HKS の立体角 Ω は、発生させた粒子数を $N_{generate}$、発生させた時の立体角を $\Omega_{generate}$、accept した粒子数を N_{accept} として以下の様に与えられる。

$$\Omega = \frac{N_{accept}}{N_{generate}} \times \Omega_{generate}$$

この係数 $\Omega_{generate}$ は立体角の定義から半径 r=1 で考えれば次の様になる。

$$\Omega_{generate} = \iint_S \frac{r \cdot dS}{r^3} = \int_{80}^{100}\int_{0}^{20} sin\theta d\theta d\varphi = 0.121 \ [\mathrm{sr}]$$

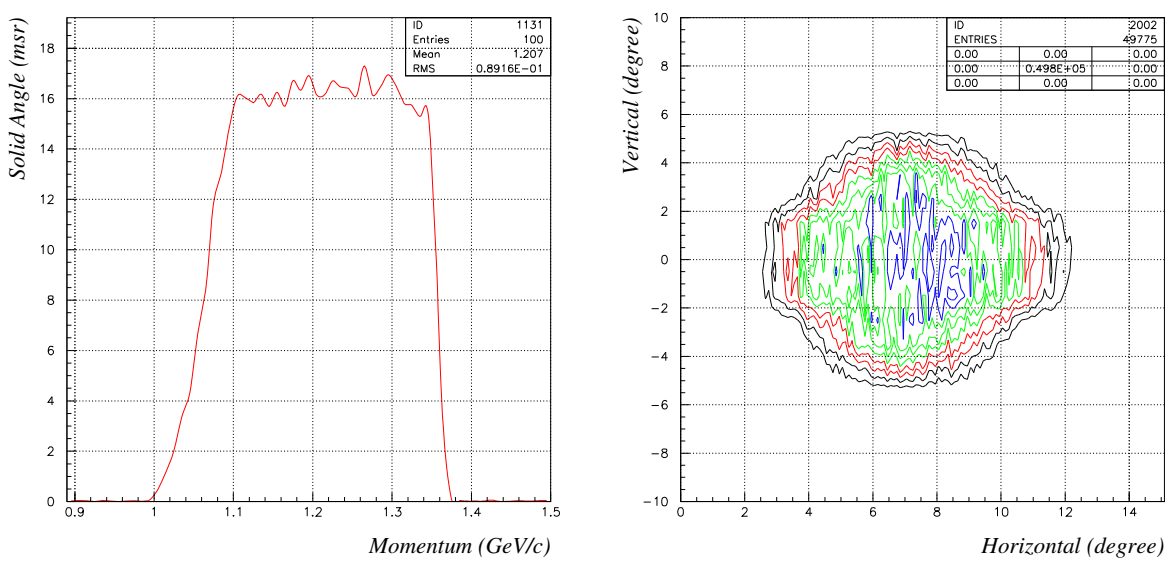

図 5.7: 測定 map を使った時の HKS の立体角分布

(左図)HKS の立体角 Ω の運動量依存性。
(右図)accept した events の target での散乱角分布。

まず、HKS の立体角 (図 5.7:左) を見ると、運動量 1.05 ~ 1.35 GeV/c に対して splitter を含めて大体 16 msr とほぼ設計通りになっている。また、target での角度分布 (図 5.7:右) の形は Q の pole の形で決まっており、更に測定 map が対称性を仮定して作成されているので、当然角度 acceptance も対称になっている。そして、これらの結果は TOSCA map の結果と consistent である。この事は、少なくとも測定磁場 map が生成した粒子を detector まで輸送出来ている事を示している。

5.5 分解能study

optics のみを考慮した輸送行列を使って、種々の条件での各分解能を表 5.2にまとめる。

表 5.2: TOSCA map と測定 map の分解能の差 (RMS)

Map	Multiple Scattering	Chamber Resolution [μm]	dP [keV/c]	$d\theta^H$ [mrad]	$d\theta^V$ [mrad]
TOSCA	off	0	40.4 ±0.3	0.032 ±0.2e-3	0.15 ±0.3e-2
	on	200	116.2 ±0.8	0.416 ±0.002	3.14 ±0.02
Measured	off	0	452.2 ±7.6	0.432 ±0.003	7.38 ±0.06
	on	200	494.6 ±7.4	0.630 ±0.007	8.16 ±0.08

この結果から分かる事は TOSCA map が測定 map より優れている (=現実の磁場をより正確に表現している) という事ではなく、TOSCA map を基準に作成した磁場 map がどれ位似ているかという目安であり、その違いも運動量分解能として 400 keV/c 程度であるという事を示している。また、HKS の真の磁場と測定 map との差は TOSCA map と測定 map 程は無いと期待されており、その場合は Sieve slit run 等の tuning を行わなくても、この結果から 500 keV/c 程度の分解能が得られると見込まれる。

本来、輸送行列を作った events をその輸送行列を使って target まで戻した時の分解能は零になるはずである。しかし、輸送行列は fitting から求めるので、現実には fit 精度で零にはならない。従って、この零からずれる値というのは map と fitting の相性の良さ (連続性の高さ) を表す parameter であると言える。

次に、磁場 map を変えた時の輸送行列を使って、種々の条件での分解能を見積もった。

(1): D 磁場 map に 10 mm mesh の測定 map を使用した場合の各分解能。

表 5.3: 測定 map の時の各分解能 (RMS)

Splitter(TOSCA) + Q1Q2(Katoh formula) + D(Measured)				
Multiple Scattering	Chamber Resolution [μm]	dP [keV/c]	$d\theta^H$ [mrad]	$d\theta^V$ [mrad]
off	0	20.5 ±0.2	0.032 ±0.2e-3	0.42 ±0.7e-2
on	0	65.0 ±0.7	0.378 ±0.002	2.22 ±0.02
off	200	78.4 ±0.5	0.181 ±0.9e-3	2.18 ±0.02
on	200	103.5 ±0.8	0.418 ±0.002	3.03 ±0.03

(2): D 磁場 map に 20 mm mesh の TOSCA map を使用した場合の各分解能。

表 5.4: TOSCA map の時の各分解能 (RMS)

Splitter(TOSCA) + Q1Q2(Katoh formula) + D(TOSCA)				
Multiple Scattering	Chamber Resolution [μm]	dP [keV/c]	$d\theta^H$ [mrad]	$d\theta^V$ [mrad]
off	0	40.4 ±0.3	0.032 ±0.2e-3	0.15 ±0.3e-2
on	0	82.6 ±0.7	0.375 ±0.002	2.24 ±0.01
off	200	89.9 ±0.6	0.178 ±0.9e-3	2.16 ±0.01
on	200	116.2 ±0.8	0.416 ±0.002	3.14 ±0.02

(1),(2) の結果から、D map では実測 map の方が TOSCA より高分解能を達成した。これは測定 map が TOSCA map より滑らかであったので、ERIKA で fitting する際の相性が良かった為である。

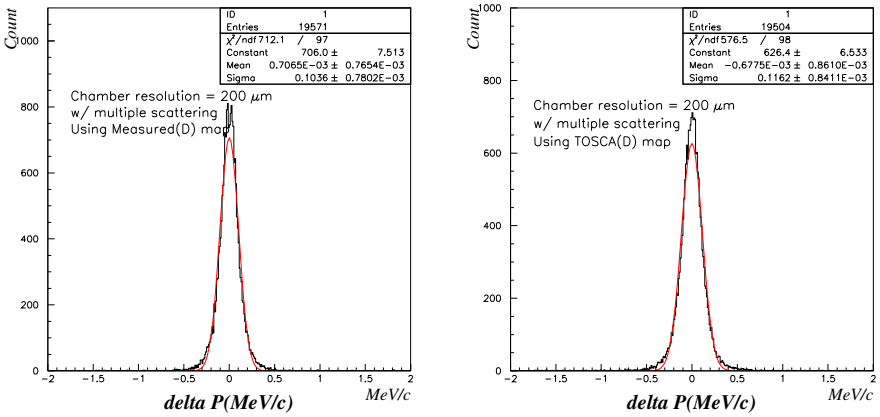

図 5.8: D map が測定 map(左) と TOSCA map(右) の時の運動量分解能

(3): D 磁場 map の mesh 間隔 (10 mm , 20 mm , 40 mm) を変えて現実的な条件での各分解能。

表 5.5: D map の mesh 間隔毎の運動量分解能への寄与

Splitter(TOSCA) + Q1Q2(Katoh formula) + D(Measured)				
Multiple Scattering	Chamber Resolution [μm]	dP : 10 mm [keV/c]	dP : 20 mm [keV/c]	dP : 40 mm [keV/c]
on	200	103.2±0.8	103.8±0.8	111.9±1.1

(3) の結果は、GEANT 内で磁場 map を線形補間している影響が 40 mm mesh にならないと出てこない事を示しており、要求精度見積もり時の結果と consistent である。

(4): Q1Q2D 磁場 map を変えた時の現実的な条件での各分解能。

表 5.6: 磁場 map の組合せによる各分解能の差 (RMS)

Splitter(TOSCA) & Multiple Scattering + Chamber resolution(200 μm)				
Q1Q2 map	D map	dP [keV/c]	$d\theta^H$ [mrad]	$d\theta^V$ [mrad]
Katoh Formula	Measured	103.5	0.418	3.03
Katoh Formula	TOSCA	116.2	0.416	3.14
Measured	Measured	133.1	0.412	3.31
Measured	TOSCA	152.5	0.400	2.81

Katoh formula は各点での磁場を関数から算出しているので、線形補間である TOSCA や測定 map より ERIKA の fit と相性が良くて分解能が出るが、当然 Katoh formula が本当の HKS の磁場を表しているとは保証されていない。

どの組合せが parameter tuning で収束するのかは現時点では不明であるが、tuning して収束した場合は tuning していない 104 keV/c より高い運動量分解能が実現出来、結果、運動量分解能 $< 2 \times 10^{-4}$ を達成すると期待される。

更に、5.2.3章で述べた様に transfer matrix を作る時に磁場 map の磁場精度を考慮した (Q1Q2 の磁場精度は要求精度 5×10^{-3} を使用した) 場合の運動量分解能の結果を以下にまとめる。(condition a,b)

表 5.7: 磁場精度を考慮した時の運動量分解能 (RMS)

Splitter(TOSCA) & optics + field accuracy			
Q1Q2 map	D map	ΔP [keV/c](RMS)	$\Delta P/P$ (FWHM)
Measured	Measured	43.2	0.85×10−5
Katoh Formula	TOSCA	45.1	0.89×10−5

磁場測定を行う際の要求精度は、各 component の運動量分解能への寄与が 50 keV/c 以下になるように見積もった。従ってこの表 5.7の測定 map の運動量分解能への寄与は 50 keV/c 以下になったという結果は、磁場解析による補正によって要求精度を十分満たした事を示している。

5.5.1 D magnet の設置精度

D magnet の設置精度がどの程度分解能分布に寄与するのかを見積もった。その際、HKS の D magnet 設置精度目標を以下の様に定め、その目標の倍の精度まで simulation を行った。

Positional accuracy : 100 μm

Angular accuracy : < 1 mrad

D magnet の曲率中心 (D magnet の TOSCA 座標と同じ) を原点として、D magnet を x, y, z 方向に平行移動と各軸周りに回転をさせた。そしてその時の各分解能の変化を plot した。まず 5.9を見ると、位置精度は運動量分解能にあまり寄与しないが、角度精度の分解能への寄与はかなり大きい事が分かる。また図 5.10や図 5.11から、運動量分解能と位置分解能 (x) には y 軸回転 (bending angle 方向) が、位置分解能 (y) と角度分解能 (x, y) には x 軸回転 (dipole magnet 出口) が最も寄与が大きい事が分かる。

以下の図は横軸が D magnet の設置精度 (位置と角度) で、縦軸が各分解能である。上段が gaussian で fit した時の σ で下段がその mean。

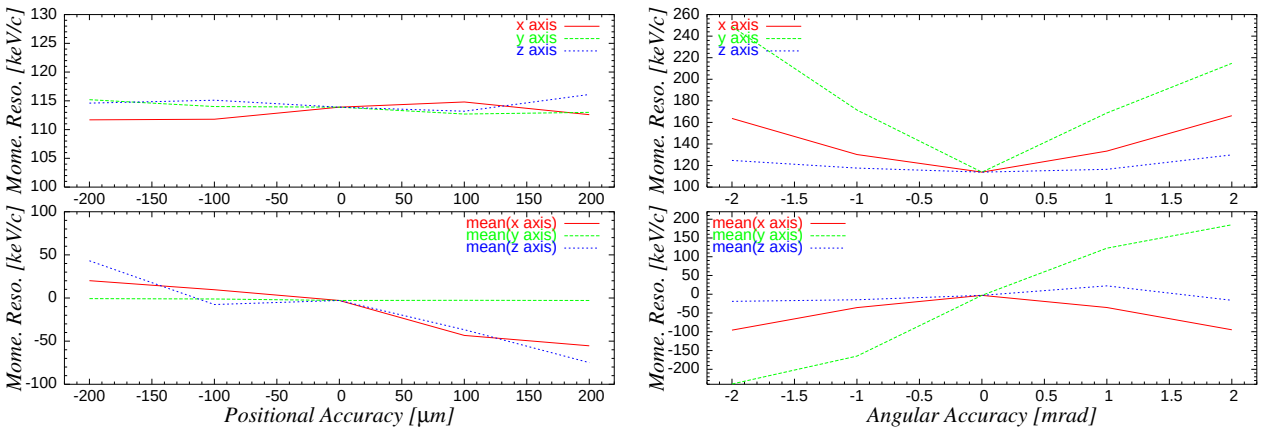

図 5.9: 設置位置精度と角度精度に対する運動量分解能

(左): 位置精度 (magnet) VS 運動量分解能

(右): 角度精度 (magnet) VS 運動量分解能

左の二つの図から、位置精度は運動量分解能には効いてこないが、その mean は shift して行く事が分かる。一方、右の二つの図から角度精度は運動量分解能への寄与が大きく、その mean も shift して行く事が分かる。

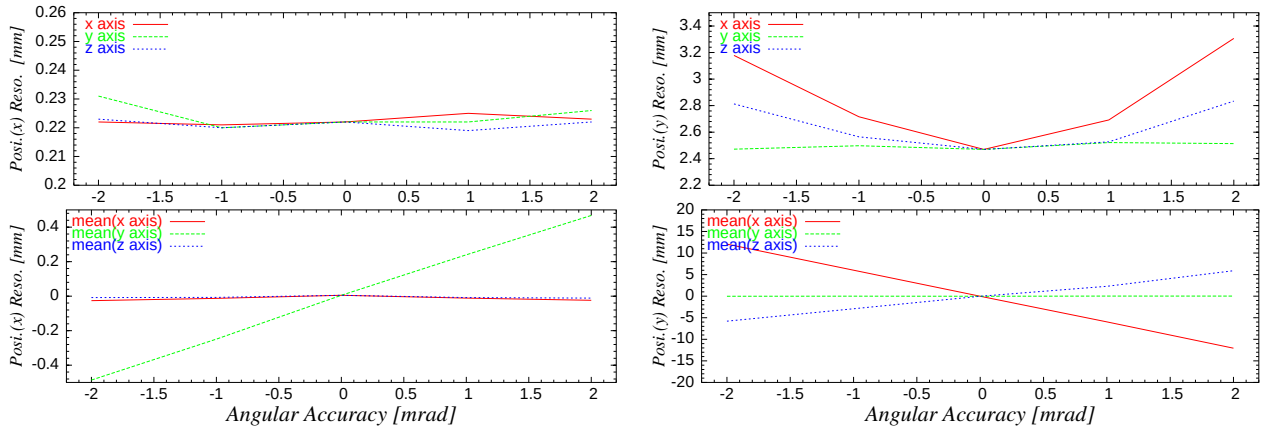

図 5.10: 設置角度精度に対する target 上での位置分解能

(左): 角度精度 (magnet) VS 位置分解能 (x at target)
(右): 角度精度 (magnet) VS 位置分解能 (y at target)

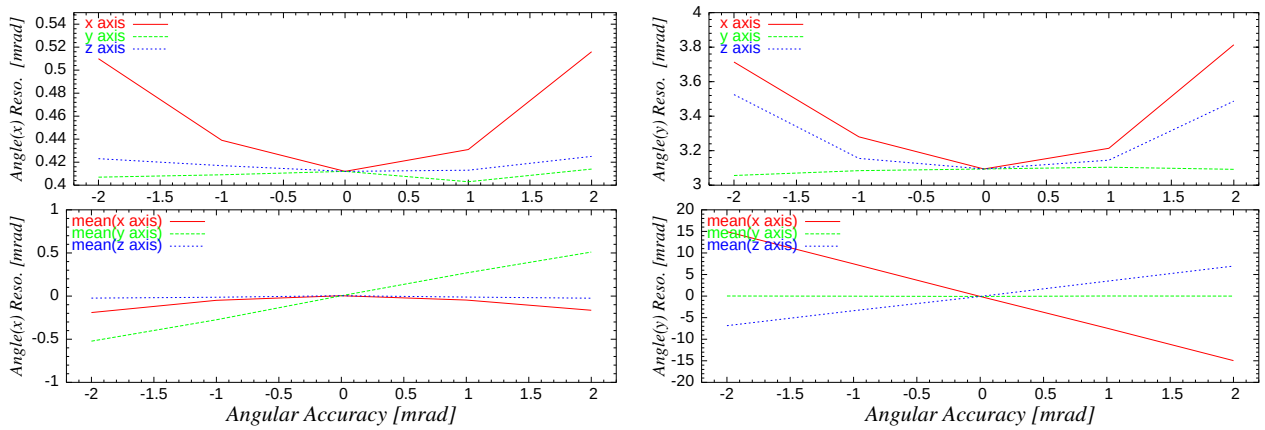

図 5.11: 設置角度精度に対する target 上での角度精度

(R): 角度精度 (magnet) VS 角度分解能 (x at target)
(L): 角度精度 (magnet) VS 角度分解能 (y at target)

結局の所、測定精度は設置精度より一桁以上良いので、D magnet や DC の設置位置を十分な精度で測定をしてその値を用いた simulation から輸送行列を作れば optimize 出来る事が分かった。

5.6 磁場 map の評価と今後

磁場 map の評価

- div$B$ から見積もられる D map の磁場精度は $< 1.4 \times 10^{-4}$ であり、要求精度を十分に満たしていた。
- simulation による立体角や acceptance の見積もりから、HKS が設計通りに出来ている事が確認され、且つその磁場 map を使った各分解能の見積もりから、本実験において tuning を行えば運動量分解能 2×10^{-4} を達成出来ると期待される。
- TOSCA による計算磁場 map には微分が不連続 (特異点) が存在するので、map 全体として滑らかな測定磁場 map の方が fitting との相性が良く、結果分解能が向上した。
- 作成した HKS 磁場 map を使った simulation において運動量分解能:133.1 keV/c(RMS) を達成した。Chamber resolution を悪く見積もっている現状でのこの結果は、第一次磁場 map としては十分な精度の磁場 map が得られた事を示している。
- 運動量分解能に対する磁場 map の寄与は、D map より Q1Q2 map の方が大きい。これは Q1Q2 map になんらかの問題がある事を示している。

磁場 map の今後

HKS は E01-011 実験のみで使用する訳ではないので、今後の様々な使用に対応するには異なる電流値の磁場 map を用意し、それぞれに対して立体角や分解能がどれ位になるのかを見積もっておく必要がある。

<Q1Q2map>

現在 Q1map は 585, 673 A、Q2map は 363, 417 A の 4 つの map がある。E01-011 実験では (Q1, Q2)=(585, 363 A) を使用するが、今後の HKS の使用に対応するにはその他の (Q1=410, 497, 776 A: Q2=254, 308, 450 A)map も作成しておく必要がある。

現状では、多項式補間は各 xy 平面でしか行っていない為、z 方向に対する連続性は補正されていない。そして Bz の導出の方法から考えると、それらの影響が全て Bz に押しつけられている形となっている。また div$B$=0 を要求して Bz を導出しているのにも関わらず、その div$B$ 分布は D のそれより広い分布をしている。従って、必要とあらば別の Bz の導出方法を考案する必要がある。

<Dmap>

現在高精度の D 測定 map は 1050 A の 1 つしかないが、基本的には 1050 A の補正係数はその他の電流値に対しても使用出来る。従って、その他の電流値 (680, 840, 1140 A) の磁場 map は 1050 A の補正係数を使用して作成した map は存在する。しかし、probe 補正係数は電流値によって微妙に異なる事が判明した。その為、高精度の磁場 map を作成するには各電流値毎に probe 係数を optimize する必要がある。また、領域毎の位置・角度の補正についても 1050 A の係数と同じでよいはずであるが、より滑らかな磁場 map を手に入れるには位置・角度の補正係数も電流値毎に optimize した方が良いかもしれない。

なお、1254 A については一部に磁場が安定する前に測定した領域があり[2]、そこでの磁場のふらつきが他の電流値の時より大きく、またそれを補正するのは容易でない。以上から、解析しても精度の高い磁場 map は手に入らないので作成していない。

[2] 原因は磁場が安定したかどうかは 2ヶ所の定点測定のみで判断さぜるを得なかった為であると思われる。その他の電流値の測定は励磁手順と同様に 1254 A→680 A の順であった為に影響が無かった。

第6章　まとめ

2000年3月、Jefferson研究所 (Virginia, USA) の電子線加速器 CEBAF を用いた世界初の (e,e'K^+) 反応による Λ ハイパー核分光実験 (E89-009) は、ハイパー核分光実験のエネルギー分解能としては世界最高の 900 keV (FWHM)[1] を達成し、この反応を用いた実験手法の有用性を証明した。しかし同時に、K^+ 測定に使用した JLab に既設の spectrometer(SOS) が実験の分解能と counting rate を制限していた。

そこで、より詳細な核構造を明らかにする為に 2005 年 6 月から JLab にて行う E01-011 実験では、SOS の代わりに K^+ arm 側に新たに (e,e'K^+) に特化した QQD で構成される高分解能大立体角 K 中間子 spectrometer(HKS) を導入する。また、その他にも多くの改良をする事によってエネルギー分解能：$\leq$400 keV(FWHM) を目標としている。この分解能を達成する為には HKS の詳細な磁場 map が必要である。そこで、磁場 map を作成する為に必要な測定精度を GEANT3 を使って見積もり、その測定精度を満たす様に精密磁場測定を行った。

HKS magnet の製作とその磁場測定は三菱電機 (株) 神戸工場で行われた。測定ではまず、温度と絶対値を較正が行われている NMR と Hall probe を使用して、製作した 3 軸 Hall probe の planar Hall effect の parameter と取り付け角度測定及び絶対値較正を行った。次に、各 magnet の励磁に対する磁場の再現性を確認し、励磁方法を fix した。またその際、magnet の数点で温度を測定し、冷却システムと magnet の安定性の確認をした。

Q1Q2 の単体測定では、東陽テクニカ製 Hall probe と Q1Q2 用三次元駆動装置を用いて磁場二成分を、D の単体測定では 3 軸 Hall probe と D 用三次元駆動装置を用いて磁場三成分を測定した。また、E01-011 実験と同じ geometry で並べた QQD の励磁パターンの測定を行って励磁順序の最適化を行った。更に、互いの洩れ磁場の干渉を見る為の三連測定の結果から、HKS の磁場 map は 3 つの単体測定 map を足しあわせて作成した。これらの測定は 2002 年 10 月から行って 2003 年 8 月に終了した。

単体測定の解析ではまず、probe の角度の補正と測定位置・角度の補正を行い、磁場 map 作成の為に未測定点での磁場を導出する為に Q1,Q2 では多項式補間を、D では spline 補間を行って 3 つの単体測定磁場 map を作成した。次に、単体磁場 map と組合せ測定の結果から、3 つの単体測定磁場 map と splitter magnet の TOSCA 磁場を繋ぎ合わせて HKS 側全体 map を作成した。そして、その磁場 map を GEANT4 に組み込む事で HKS の性能を見積もる simulation を行った。

まず最初に simulation で見積もった HKS の acceptance は、運動量 1.05 ~ 1.35 GeV/c の粒子に対して約 16 msr(w/splitter) となり、これはほぼ設計通りであった。次に、optics と磁場精度を考慮した時の測定磁場 map(QQD) を使用した HKS の運動量分解能を見積もった所、それは 43.2 keV/c となった。これは要求精度を見積もる際に各 component に課した 50 keV/c 以下であり、磁場測定が要求精度を十分に満たしていた事を示した。更に、運動量分解能に対する磁場 map の寄与は多重散乱や Drift Chamber の位置分解能に比べて既にかなり小さい事も分かった。以上の事から、第一次磁場 map としては十分な性能を持つ磁場 map の作成に成功したと言える。

[1] 現在、E89-009 実験は解析手法の改良により SOS のエネルギー分解能への寄与は 660 keV まで小さくなり、実験のエネルギー分解能は 760 keV を達成している [36]

第7章　Appendices

Appendix A : ERIKA

ERIKA は principal component analysis をして Chebychev 多項式の係数を計算するプログラム。今回は GEANT simulation から得た DC での 4 つの測定量 (位置・角度 $= x, x', y, y'$) を principal component として、target での物理量を Chebychev 多項式を用いて求めた。また得られた多項式を輸送行列に直している。

(A): TOSCA 磁場 map と GEANT3 を使って、event 毎に生成時の運動量と Chamber での hit position を書いた table を作る。

(B): その table を ERIKA が読めるように書き換える。(erika1.inp , erika2.inp)

(C): erika1.inp と erika.crd を使って ERIKA を走らせ、erika.coe と erika.out を得る。今は最大 70 項で fit している。ここで、erika.coe は Fitting 係数を出力するファイルで、erika.out はその fitting のログファイル。

(D): erika2.inp と erika.coe を使って運動量残差を算出する。

1. プログラム概要

erika.inp : ERIKA が読み込むべきイベントが入ったファイル
erika.crd : erika.inp のどこの変数をどう fit するか等を書くファイル
erika.out : ERIKA の fitting のログファイル名を指定
erika.coe : Fitting の係数を出力するファイル名を指定

2. input card について (erika.crd)

input card は GEANT 本体の control (例えば多重散乱の on/off とか) や自分で定義した simulation の control(例えば生成する粒子の運動量範囲) などをするためのもの。

<principal component analysis>

p 個の n 次元データからなる $n \times p$ 行列を X で表した時、変換行列 $A : r \times n$ $(r < n)$ 行列と $Y : r \times p$ 行列を用いて X の 1 次変換は $Y = AX$ と書ける。ここで、Y の横ベクトルに対する X の横ベクトルの相関係数の 2 乗和を最大にするように変換行列 A を定めたとき、 Y を X の主成分 (principal component) という。principal component analysis とは、X の相関行列の大きいほうから r 個の固有値に対応する固有ベクトル (横ベクトル) を選び、それを新たな特徴軸とする $r \times n$ 行列 A を作る事である。

<Chebychev 多項式 >

直交多項式の一種で、以下の関係を満たす。

$$\text{Chebychev Polynomial} : P_{n+2}(x) - 2xP_{n+1}(x) + P_n(x) = 0 \tag{7.1}$$

Appendix B : NMR, Hall probeの原理

NMR

電磁場と核の相互作用エネルギー H_{em} は $\rho(\vec{r})$: 電荷密度、$\vec{j}(\vec{r})$: 電流密度、$\phi(\vec{r})$: スカラーポテンシャル、$\vec{A}(\vec{r})$: ベクトルポテンシャル を用いて次の様に表される。

$$\begin{aligned} H_{em} &= \int d\vec{r}\,\rho(\vec{r})\phi(\vec{r}) - \frac{1}{c}\int d\vec{r}\,\vec{j}(\vec{r})\cdot\vec{A}(\vec{r}) \\ &= q\phi(0) - \vec{P}\cdot\vec{E}(0) - \vec{\mu}\cdot\vec{H}(0) - \frac{1}{6}\sum_{ij} Q_{ij}\Big(\frac{\partial E_j}{\partial x_i}\Big) + ... \end{aligned} \tag{7.2}$$

$$\text{全電荷}: q = \int d\vec{r}\,\rho(\vec{r})、\text{電気双極子モーメント}: \vec{P} = \int d\vec{r}\,\rho(\vec{r})\vec{r}$$

$$\text{電気双極子}: \vec{\mu} = \frac{1}{2c}\int d\vec{r}\,\vec{r}\times\vec{j}(\vec{r})、\text{電気４重極子テンソル}: Qij = \int d\vec{r}\,\rho(\vec{r})(3x_ix_j - \delta_{ij}r^2)$$

核内のスピン $\vec{I} = \vec{L} - \vec{S}$ と核の g 因子 (nuclear g-factor) を用いて磁気モーメント μ は $\vec{\mu} = g\mu_N\vec{I}$ と書け、均一磁場 $\vec{H}$ を使うと核のエネルギー準位はゼーマン分岐を起こす。それに振動磁場をかけると $\omega = \omega_L$ の時に共鳴を起こして μ の向きが変化する。従って ω、H、g、I が分かると μ が分かる。

$$U_H = -g\mu_N H I_Z = -\hbar\omega_L I_Z \quad (\omega_L : \text{ラーモア周波数}) \tag{7.3}$$

$$\hbar\omega = g\mu_N H|\Delta I_Z| = \pm g\mu_N H \tag{7.4}$$

逆に ω、g、I、μ を良く知っていれば、$I \neq 0 (I = 0$ の場合は磁気スピンが存在しないため NMR では検出出来ない) の物質を使い、ω にあたる電源周波数の交流磁場を外部磁場に直交する方向に供給すれば共鳴吸収が生じ、揃っていたスピンが緩和する際に NMR に巻いてあるコイルに誘導電流が発生する。これが NMR の原理である。特徴としては、絶対磁場の測定が可能で、温度変化によるドリフトがない、等があげられる。従って測定する磁場の均一性が悪い時や測定する磁場が短時間変動を頻繁に起こしている時には不向きである。

Hall probe

直方体の試料 (半導体[1]) の x 方向に電流 (速度 v) を流し、y 方向に外部磁場 B をかける。そうすると電流 (電子) は磁場によるローレンツ力を z 方向に受ける。これにより z 方向の厚さ d の試料上下の面にそれぞれ正負の電荷が溜まり、式 (7.5) を満たす様な電場 E(電位差 V) が誘起される。これを Hall effect と言い、外部磁界によって発生した電位差を Hall voltage と呼ぶ。Hall probe に流れる電流値は知っているので、この Hall voltage : V を測定する事で外部磁場 B の相対値を知る事が出来る。

$$F = evB = eE \propto Vd \;\rightarrow\; I_0 B \propto V \tag{7.5}$$

従って、絶対値を知っている磁場を用いての calibration が必要であり、また温度によって磁気感度やホール電圧に影響が出るので温度較正も必要とする。

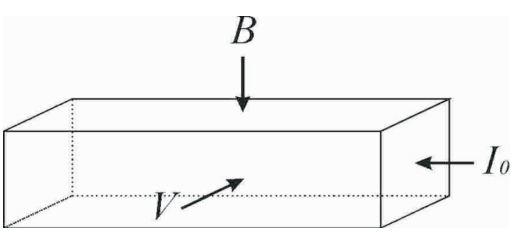

図 7.1: Hall probe の原理図

[1] In・Sb は高感度・温度の影響大、Ga・As(ヒ素) 温度の影響小、Si は低感度だが集積回路化された Hall IC などに適している

Appendix C : D magnet 解析ルーチンの実装

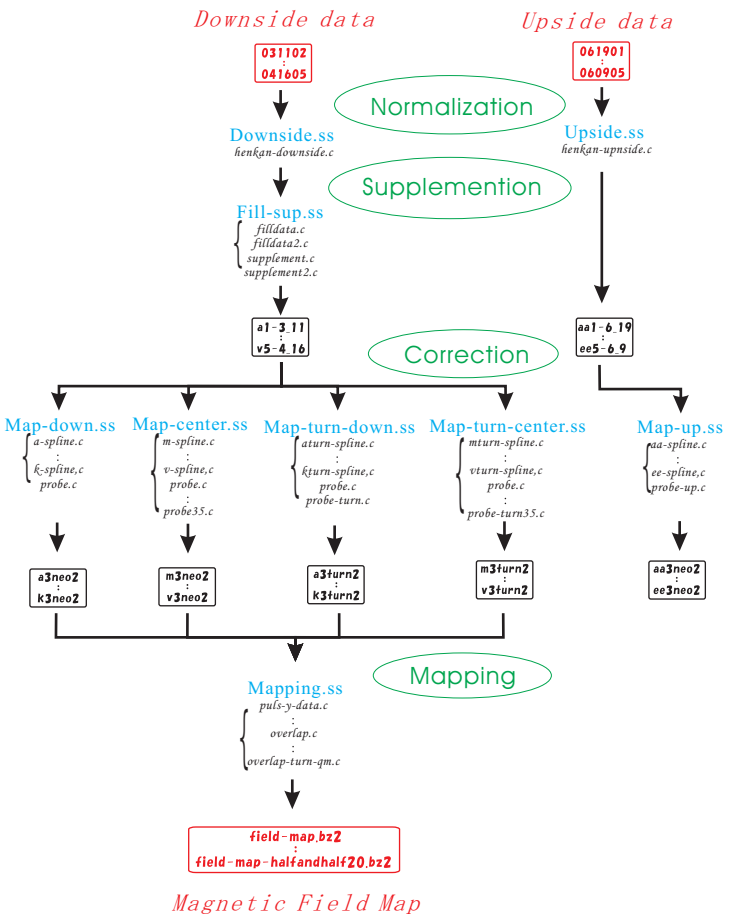

図 7.2: 解析ルーチンの flow chart

磁場 map は幾つかの ss(shell script) を実行すれば作成出来て、その中身はそれぞれ以下の様になっている。

(1) 測定磁場を NMR data で normalize し、data を使い易い列順に並べかえる (henkan-... .c)

(2) 幾つかの data での突然磁場 0 を含むものは線形で補間 (filldata.c)。

(3)spline 補間が出来る様に直方体 mesh に補外 (supplement.c)

(4) 共通の測定範囲 (y=-40 ~ 40 mm) の 9 layer について TOSCA 座標系で一点の磁場を spline 補間で計算 (... spline.c)

(5)overlap area で各磁場成分が滑らかになる様に各 span 毎に TOSCA 座標に対する傾き、位置の修正 (... spline.c)

(6) 全 span 共通の probe に関する planar Hall 効果を含む補正 (probe.c)

(7) 折り返し部分に当たる TOSCA 座標の磁場を下流側の data から導出 (... turn-spline.c,probe... .c)

(8)overlap を残したままの磁場 map を用いて、磁石中心部分での上・下流の対称性を check

(9) 計算していない点が無ければ (y=-40 ~ 40 mm) の磁場 map を使って (y=-100 ~ 100 mm) まで補外 (puls-y-data.c)

(10) 問題が無ければ overlap area は平均をとる (overlap... .c)

(11) 完成した磁場 map を GEANT3 (Monte Calro simulation) に喰わせて、運動量分解能などを評価

< その他のルーチン >

(divergence.c) 測定精度を見積もる為の divergence check 用ルーチン

(aa-spline.c,... ,probe-up.c) 上・下流の consisitency check 用ルーチン

(select-y0.c) 計算していない点が有無を midplane だけ抜き出して check するルーチン

(nrutil.c)3Dspline に使うサブルーチン郡

< 解析所要時間 > : raw data から map が出来るまでに約 1 時間程 (Intel(R) Xeon(TM) CPU 2.80GHz)

Appendix D：T554 実験での AC Counter の Back ground Study

2004/6/9～6/15 に KEK 東カウンターホール T1 beam line[2]にて E01-011 実験で使用する Counter を、1.05～1.35 GeV/c の π,K^+,p を含む Hadron beam に曝し、性能評価を行った (T554)。この T554 実験の set up 図 (単位は mm) と test した counter は以下の通りである。

表 7.1: List of tested counters @T554 experiment

	Counter	comments
GC	Gas Cherenkov counter (Existing T1 line)	e/π separator
EH1,2	Enge Hodoscope×2	TOF and trigger counter
OAC	Ohtani Aerogel Cherenkov counter	π/K separator
FDC	Futatugawa honeycomb Drift Chamber(Ar+C_2H_6)	position detector
FAC	Florida Aerogel Cherenkov Counter	π/K separator
DC1,2	Drift Chamber X,Y(Ar+C_2H_6)	position detector
NCC	Nonaka Ceramic Cherenkov counter	0.5 GeV/c π/p separator
WC	HKS Water Cherenkov counter	K^+/p separator
HT1,2	HKS TOF counter×2	TOF and trigger counter
EHL	Enge Hodoscope Long	calibration counter
EH3,4	Enge Hodoscope×2	beam slitting counter
YDC	Yawata honeycomb Drift Chamber(Ar+C_2H_6)	position detector
PWO,BGO	PWO($PbWO_4$) and BGO($Bi_4Ge_3O_{12}$) scintillation counter	charged particle detector

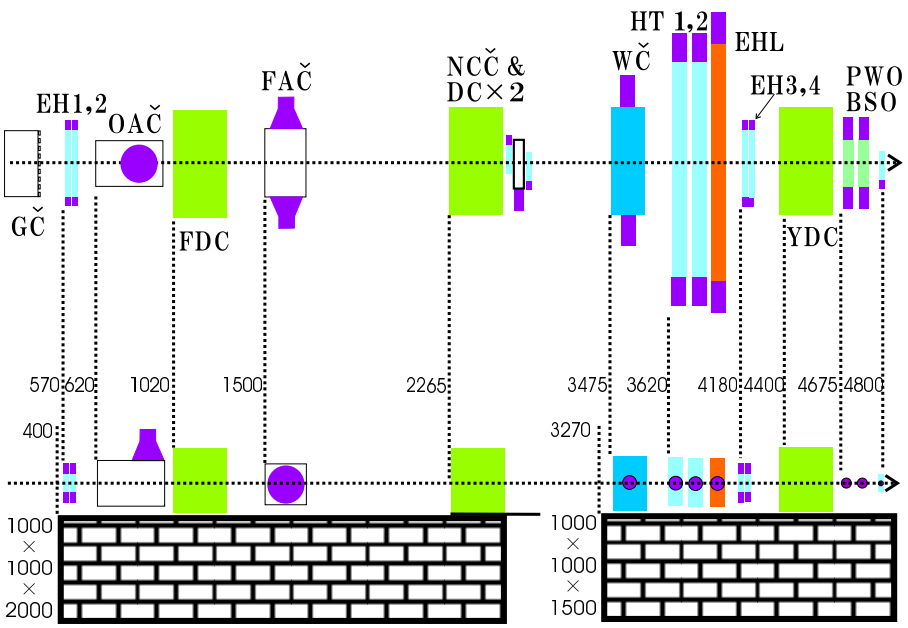

図 7.3: T554 実験の setup 図 (unit:mm)

[2] 12 GeV 陽子シンクロトロン内にある internal target で発生した二次粒子を 4 つの magnet で運動量と電荷に依存した beam を引き出せる secondly beam line である。主に e,π,K,p,d,α から成る 0.5～2.0 GeV/c の運動量の beam を 0.05 GeV/c 刻みで引き出す事が出来る。

以下では T554 実験で test した屈折率 n=1.05 の aerogel を用いた π^+/K^+ 識別用 Aerogel Cherenkov counter(以下 AC) についての解析結果を述べる。この T554 実験での AC study の目的は、(T530 実験結果及び宇宙線測定より) 壁材に使っていた Acryl[3]が荷電粒子に対して発光するのではないか、という事の検証とその問題解決である。なぜなら発光量の小さい閾値型 AC においては数 photon の back ground は AC の性能に多大な影響を与えるからである。なお、この Acryl は E01-011 実験において WC の反射材兼壁材として使用する。

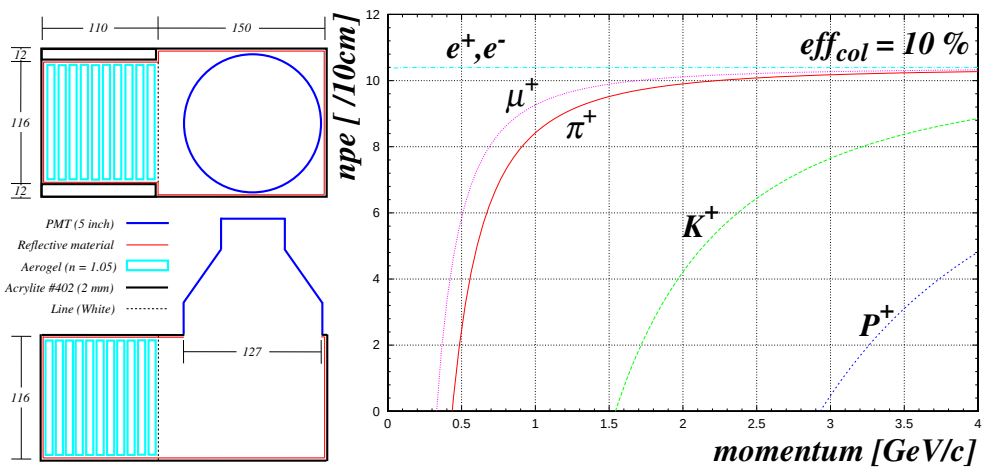

図 7.4: AC の概観図と荷電粒子の運動量に対する npe 曲線 (n=1.05)

今回 test した AC は T530 実験の時と同様に図 7.4:左の様に設計した。集光効率を上げる為に反射材として fluoro-trance[4]が内壁に張られている。Cherenkov counter の npe(Number of PhotoElectron) は radiator の厚さ L、PMT の光電面での量子効率 ε_{det}、detector の集光効率 ε_{col} を用いて次の様に表される。

$$\mathrm{npe} = 2\pi\alpha L \int_{\lambda 1}^{\lambda 2} \frac{1}{\lambda^2}\left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \cdot \varepsilon_{det}\, d\lambda \times \varepsilon_{col} \tag{7.6}$$

図 7.4:右は $\varepsilon_{col} = 10\%$ とした場合の発光光子数の運動量依存性である。解析の結果からこの ε_{col} は T530・T554 実験共に約 33% であり、この結果はこの AC の再現性を証明した。また、この AC の粒子識別能力として npe 閾値 ($\mathrm{npe_{th}}$) に対する粒子の分離率を表 7.2にまとめた。この際、particle ID は EH2 と HT1,2 を用いた TOF から作成した。

表 7.2: AC の npe 閾値に対する粒子の分離率

momentum	$\mathrm{npe_{th}}$	π^+	K^+	p	π^+ [%]	K^+ [%]	p [%]
+0.80 [GeV/c]	8	15910/15923	50/51	7136/7145	99.98	98.04	99.87
	10	15894/15923	50/51	7136/7145	99.92	98.04	99.87
+1.05 [GeV/c]	8	18859/18861	186/196	14385/14404	99.99	94.90	99.87
	10	18854/18861	187/196	14386/14404	99.97	95.41	99.88
+1.20 [GeV/c]	8	28597/28597	382/402	26625/26744	100.0	95.03	99.56
	10	28593/28597	384/402	26694/26744	99.99	95.52	99.81
+1.35 [GeV/c]	8	18914/18915	395/424	20812/20891	99.99	93.16	99.62
	10	18914/18915	398/424	20849/20891	99.99	93.87	99.80
+1.50 [GeV/c]	8	14162/14166	334/377	18121/18209	99.97	88.59	99.52
	10	14162/14166	351/377	18152/18209	99.97	93.10	99.69

[3] 三菱レイヨン社製 Acrylite : color#402(snow white)[37]。紫外光領域において反射率が激減 (=透過) する。
[4] 日本ジェネティクス社製 PVM020C3R : タンパク質検出用ろ紙。PMT 有感波長領域において高い反射率を持つ。

T554 実験において荷電粒子に対して Acryl は発光し、段ボールは発光しないと仮定し二種類の AC を製作して test した。そして 1.2 GeV/c の荷電粒子に対して二つの AC の npe 分布と TDC 分布は以下の様であった。

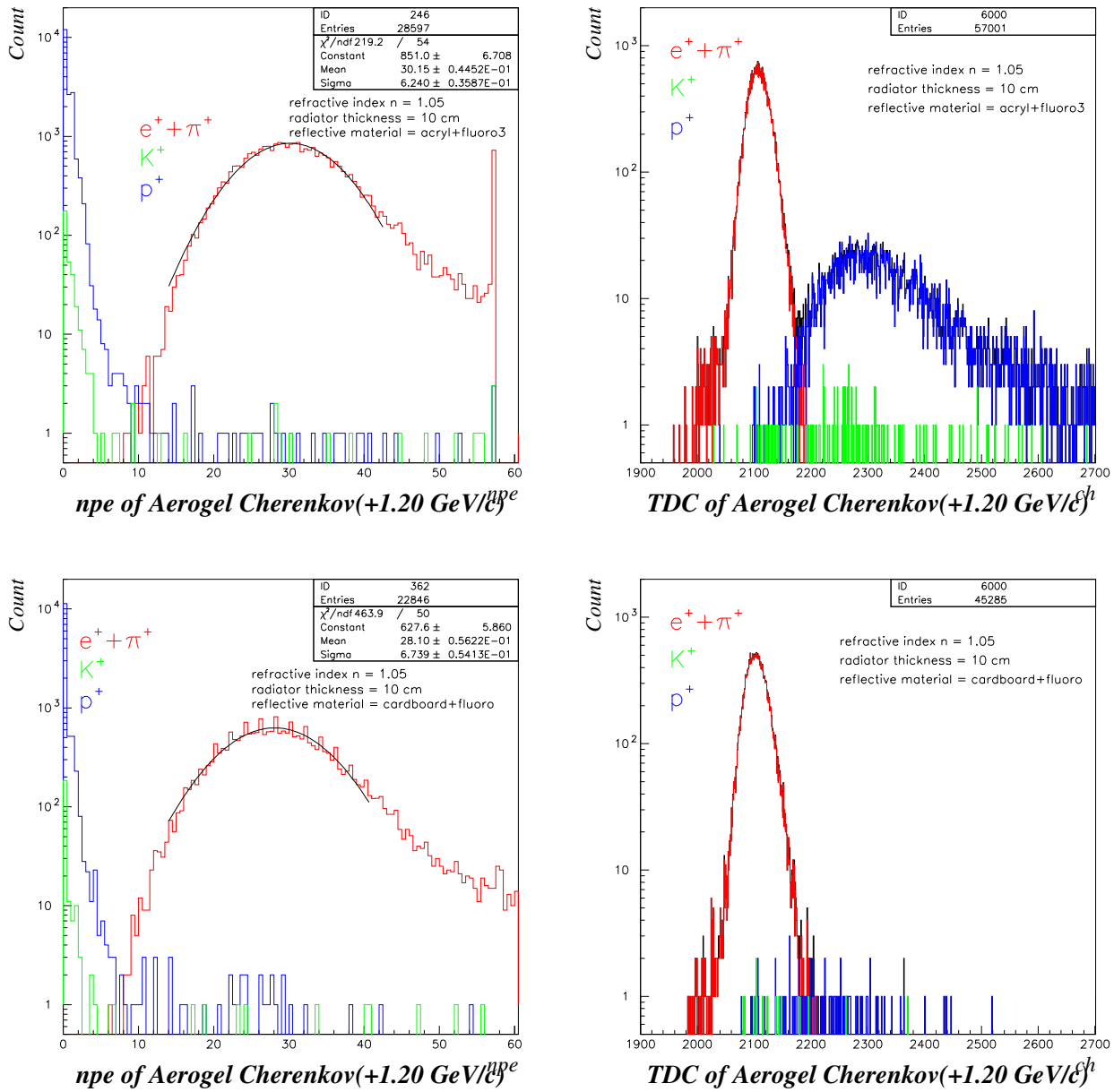

図 7.5: AC(Acryl:上段と段ボール:下段) の粒子に対する npe 分布 (左) と TDC 分布 (右)

二つの TDC 分布 (右側) の違いは明らかで、Acryl(上段) が本来発光しない K^+ や p に対して発光した事を示している。ただ、Acryl の TDC の K^+,p 成分はほぼ全てが npe10ヶ以下であり、WC の様な光量の多い Counter ならば粒子分離能力には影響は無い。また、K^+,p の npe10ヶ以上の成分は TOF 分布から PID を作る際の miss ID に因るものである。

一方、発光しないと期待された段ボール (下段) の TDC 分布には確かに p 成分がほとんど無く、若干存在する p 成分は二桁落ちで δ-ray を発生した時のもので、更に K^+ 成分は TOF 分布で π^+/K^+ 分離する際に分離精度で混じった π^+ であるので、右下の図は発光しない場合のスペクトルとして妥当である。

Acryl が荷電粒子に対して発光する事は確認出来たので、今度は Acryl が荷電粒子の運動量に対してどの様に発光するかを見たのが以下の図である。

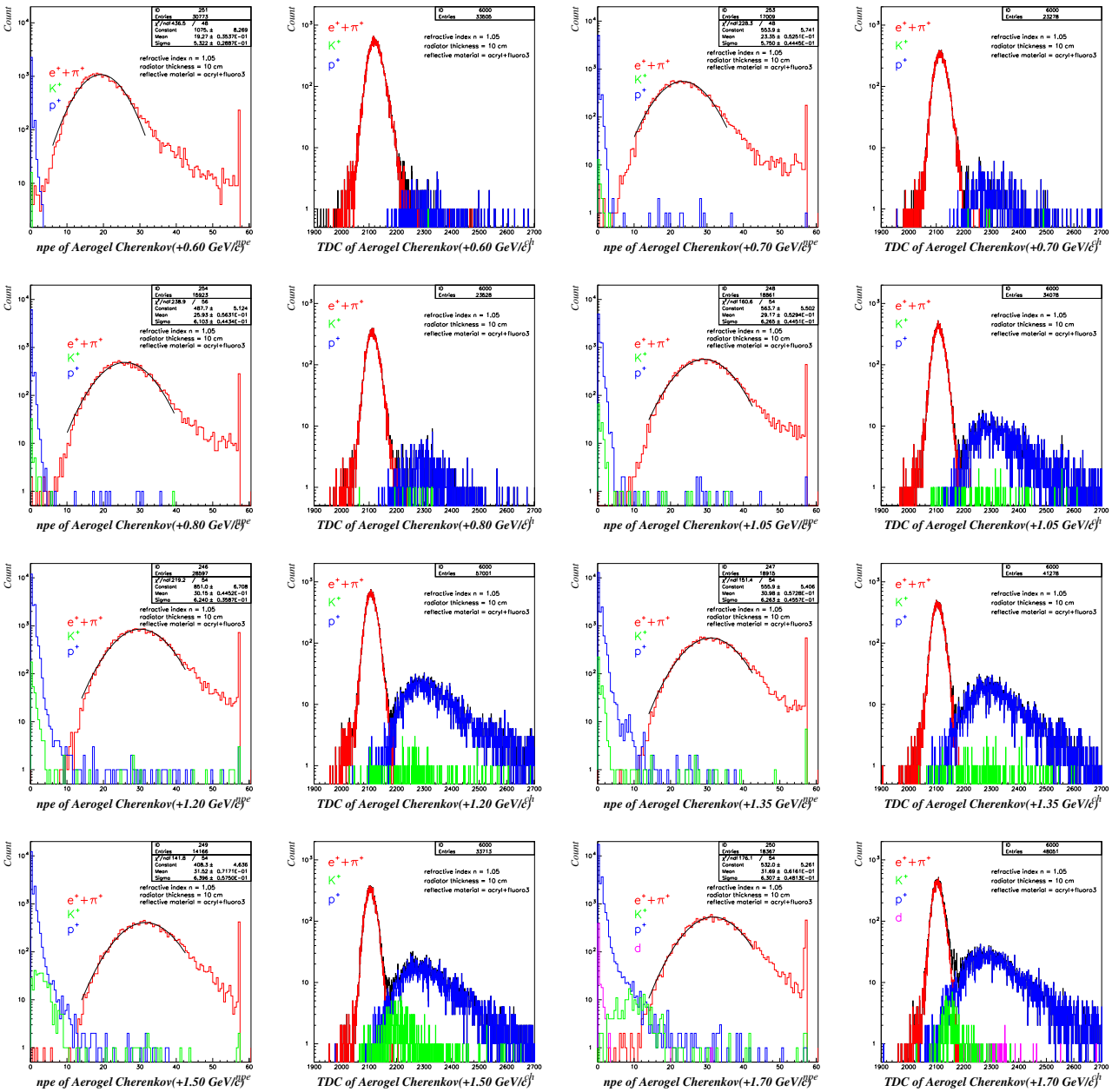

図 7.6: AC(Acryl) の各粒子の運動量に対する npe 分布と TDC 分布

TDC 分布の p 成分を見ると、Acryl の発光は (T530 の時も同様であったが)n=1.4 程度の lucite cherenkov の発光に良く対応している。この Acryl は紫外光領域において透過率が結構あるので、Acryl 内部で発生した紫外光領域の Cherenkov 光がそれなりの確率で抜け出し、検出される事は何ら不思議ではない。また、1.7 GeV/c の K^+ は Cherenkov 光を発生するのでその TDC 分布が π^+ の peak と似た形を取るのは妥当である。

Appendix E：紫外線硬化樹脂

宇宙線測定からの時間分解能

紫外線硬化樹脂は光ファイバーの接合や車のコーティング等に使用されており、硬化時間が短く熱的影響が比較的少ない、一液性で、攪拌作業が不要などの特徴を持つ。この紫外線硬化樹脂は一般にプレポリマー (紫外線 (UV) 硬化樹脂の主成分)、モノマー (樹脂の粘度調整をする反応希釈剤)、光重合開始剤 (紫外線を照射されると光重合反応を開始する化合物)、添加剤 (充填剤・着色剤・チクソ剤) とからなっている。光重合反応のあらましは、光重合開始剤が紫外線を照射されるとラジカル (2 対の電子で安定する物質から電子を一つ取り除いたもの) になり、これがプレポリマー、モノマーの重合性二重結合 (不飽和基) に接近して、二重結合部分が活性化されて次々と鎖状に結合し、硬化していくという反応である。

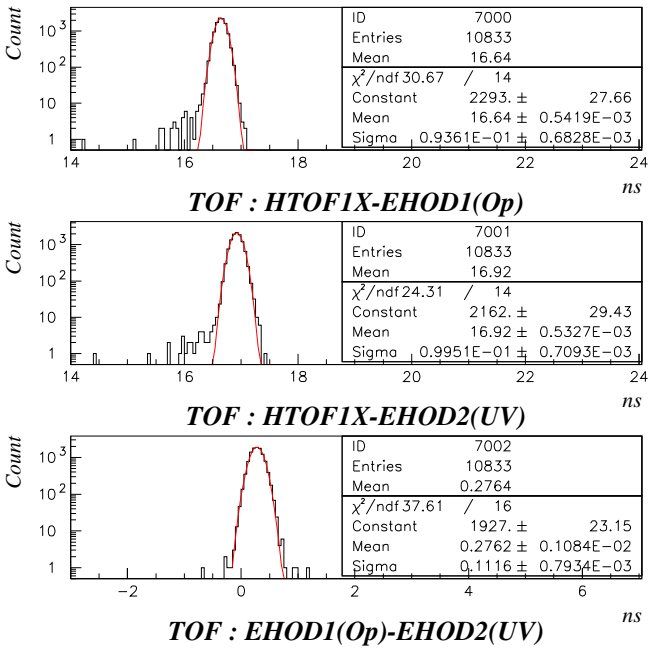

図 7.7: Enge 側 Hodoscope の TOF 分布

一般品はアルコールに溶けない物が多いが、今回使用した紫外線硬化樹脂 (DYMAX 社の light-weld 3094[38]) はプラスチック、ガラス等比較的何にでも接着が出来、剥いだ後もイソプロピルアルコール等のアルコールで簡単に落とせるという手軽さがある。

この紫外線硬化樹脂と Optical cement を比較する実験をに、Jlab において 2003 年 8 月に行った。Optical cement で接着した EHOD1(Op) と紫外線硬化樹脂で接着した EHOD2(UV) に加えて、HKS 側の TOF Counter(HTOF1X) を使用して宇宙線測定を行った。そして、これら 3 つの Scintillator の個々の time resolution:σ_x は 3 つの TOF resolution : σ_{TOFxy} から式 (7.7) の様にして計算した。

その結果、EHOD1(Op) = 75 ps、EHOD2(UV) = 79 ps、HTOF1X = 56 ps という時間分解能であった。これは KEK で行った実験 (T494,T500,T530) とも consistent な値であり、optical cement と紫外線硬化樹脂の優位差は見られなかった。また-10 ~ 100 度程度の温度においてサンプル試料での接着力の変化は感じられなかった。時間による接着力および時間分解能の劣化は定期的に測定を行って確認する必要がある。

以上から、この紫外線硬化樹脂を使用する事に問題はないと判断し、E01-011 実験において Enge Spectrometer 後方の Hodoscope(=EHOD) は紫外線硬化樹脂を用いて接着を行った。その時は接着と遮光を 2 人で分担し、両読み Scinti50 本:PMT100 本を一本ずつ接着して約 16 時間程で終了した。

$$\begin{cases} {\sigma_1}^2 + {\sigma_2}^2 = {\sigma_{TOF12}}^2 \\ {\sigma_1}^2 + {\sigma_3}^2 = {\sigma_{TOF13}}^2 \\ {\sigma_2}^2 + {\sigma_3}^2 = {\sigma_{TOF23}}^2 \end{cases} \longrightarrow \begin{cases} {\sigma_1}^2 = \frac{1}{2}[{\sigma_{TOF12}}^2 + {\sigma_{TOF13}}^2 - {\sigma_{TOF23}}^2] \\ {\sigma_2}^2 = \frac{1}{2}[{\sigma_{TOF12}}^2 + {\sigma_{TOF23}}^2 - {\sigma_{TOF13}}^2] \\ {\sigma_3}^2 = \frac{1}{2}[{\sigma_{TOF13}}^2 + {\sigma_{TOF23}}^2 - {\sigma_{TOF12}}^2] \end{cases} \tag{7.7}$$

紫外線硬化樹脂の透過率測定

紫外線硬化樹脂は紫外線を吸収して硬化するのだから、従来使用してきた Optical Cement 等に比べて紫外光の透過率が良くない事が予想される。ちなみに硬化装置の波長は 365 nm に peak を持つ。そこで、この紫外光領域での透過率の減少が Scintillation Counter 等にどれ程の影響を与えるのかを調べる為に紫外光の透過率を測定した。

透過率測定は分光器：UV-2400(島津製作所製) に積分球[5]：ISR-2200 を搭載したものを使用した。測定ではまず波長毎の Base line 測定を行う。光源を同時に出た同じ光が二つに分けられ、一つがリファレンス光、もう一つがサンプル光となる。リファレンス光の方はサンプル光の絶対値の normalize を行う為に、短い経路を経て先に測定する。サンプル光は少し長い経路を経て入射され、基準試料を透過した光量 (積分球に入った光量) を 100%=Base line とする。そして、透過率測定で測定されるのは試料からの拡散透過光量と、試料での非散乱透過光のうち $BaSO_4$ で散乱反射された光量の合計=全透過光量であり、それを Base line 測定の時の data を波長毎に割算して試料の透過率に焼き直している。従って測定結果は Base line 測定に使用した基準試料に対する相対透過率という事になる。

用意したのは化学薬品に対して耐侵蝕性に優れている二枚一組の石英グラスとパイレックスグラスを各 4 組、全 8 組。各試料は二枚のスライドグラスの間に接着剤を入れて接着させて作った。接着剤の厚さは実際に使用する時の厚さと同程度にした。測定に使用した試料は以下の通り。

- Base line 用に接着していない (隙間は空気) 石英グラスとパイレックスグラス：計 2 組
- 二種類のグラスをそれぞれ 3 種類の接着剤 (Optical Cement,Optical Grease,UV) で接着した物：計 6 組

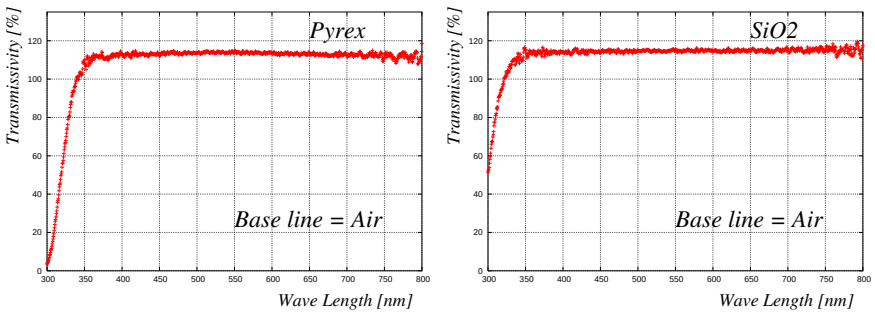

図 7.8: パイレックスグラス (左) と石英グラス (右) の透過率測定

まず、Base line 測定時に何も入れないで (Base line=Air) パイレックスグラスと石英グラスの透過率測定を行った。結果はグラスとしては石英グラスの紫外光透過率が高いという特徴を裏付けるものであった。よって、紫外光を透過し難いパイレックスグラスでの紫外光領域の透過率測定は不適当であり、以下では石英グラスを使用した時の測定結果のみを載せる。なお、透過率が 100% を越えてしまったのは、Base line 測定時にサンプル光入射口から光が洩れているに対して透過率測定の際にはグラスによる反射があったので、積分球内での全光量が増えた為である。

[5]積分球とは、空洞な球体の内面に $BaSO_4$ などの白色拡散物質が塗布し、内面の放射輝度分布は理論的に一様になる様にしてあり、ランプの全光束測定や開口部に透過拡散面を装着して輝度計の校正に用いられ、測光分野では一般的な装置である。この積分球にはリファレンス光入射口、サンプル光入射口、拡散反射用試料口、鏡面反射用試料口、光度測定器用窓の合計 5 つの穴が空いていて、二つの反射用試料口には $BaSO_4$ をつけてある。

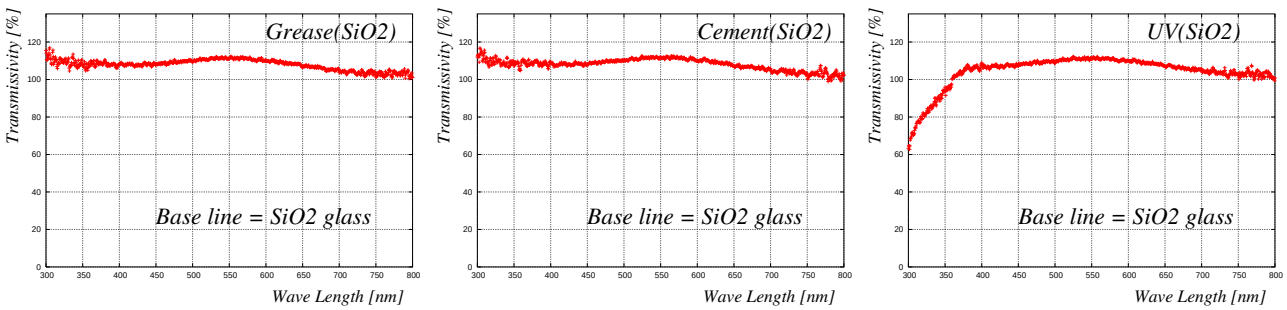

図 7.9: 石英グラスを使った時の各試料の透過率

Optical Cement と Optical Grease は同程度の透過率を持ち、UV は予想された様に紫外光領域で透過率が落ち込む事が分かる。但し、可視光領域での優劣は見られない。

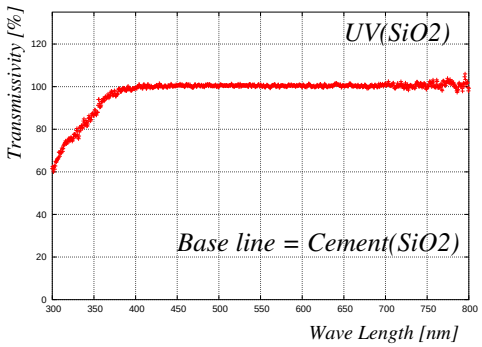

図 7.10: Optical Cement に対する UV の相対透過率

Optical Cement を Base line として UV の透過率を測定した。370 nm 付近を境に透過率が落ち込んでいる。結論として紫外線硬化樹脂は、350 nm 付近で最大変換効率の光電面を持つ PMT ではその影響は無視出来ないが通常の可視光域に有感領域を持つ PMT では問題なく使用出来る。ただし、Cherenkov 光の様に紫外光領域の光が多い Cherenkov Counter には少々不向きである。

表 7.3: 三種類の接着剤の比較 (当自比)

接着剤の種類	接着強度	接着時間	剥ぐ手間	お手軽度	透過率
紫外線硬化樹脂	強	数秒	並	高	紫外領域で低
Optical Cement	やや強	一日	大	低	Grease と同程度
Optical Grease	弱	0 秒	微	高	Cement と同程度

Appendix F : VME ボード PC による DAQ の構築

VME

CAMAC 規格の module の使用は比較的容易だが、代わりに多数の module を必要とし高価である。また CAMAC 規格の bus 速度は最速 1 μs となっているので、今後加速器などの発展に伴う高係数・高速 data 収集システムの構築には不向きとなっていく事が明白である。そして CAMAC、NIM の大手の LeCroy が撤退し製造されない現状において、新たな data 収集システムの構築が必要となった。

表 7.4: CAMAC と VME の比較

CAMAC	merit	コマンドが簡単なので扱いが楽。
	demerit	ch あたりのコストパフォーマンスが悪い
		データ転送速度が小さい (1 MB/sec)
VME	merit	ch あたりのコストパフォーマンスが良い
		データ転送速度が大きい (40 ~ 160 MB/sec)
	demerit	module 毎の設定を必要とし、扱いが面倒

VME とは Versa Module Europe の略であり、Versa は Motorola 社が開発した bus の名称であり、名前に Europe が入っている様にボードサイズがユーロカードに準拠している。この VME クレートはそのコネクタ部分の仕様によって数種類 (VME,V430,VME64x) あり、それぞれ最大転送速度や最大スロット数に違いがある。また、1 スロットを占有するプリント基板の事をボードといい、そのボード上にある機能を持った回路 (module) が 1 ~ 数個搭載されている。この比較的一般に流通している VME module は CAMAC module より値段的に安く、bus 速度も module 依存 (bit 数 ×33 MHz) しているので、組合せ次第で高係数・高速 data 収集システムの構築が可能である。これら各 module は固有のコマンドと VME bus アドレス空間に固有のレジスタを必要とする。それらの内のどのアドレスにどの命令を書き込むかが決められており、その規則を address map という。従って Daq の際に個々のボードに対してアドレス (Base address) を設定し、PC からプログラムを用いて (Base address+address map) にアクセスする必要がある為、使用上の難度が高くなってしまうという難点がある。従ってテストベンチなどでは汎用性の高いソフトを作成しておく事が利便性に大きく影響する。以下では VME data 収集システムの構築及び KEK 実験での CAMAC-VME 同時並列計測による VME data 収集システムの性能評価を目的とした。

参考 web page

http://www.linux.or.jp/JF/JFdocs/VME-HOWTO.html#toc1

http://www-online.kek.jp/~yasu/Kenshu/

http://publib.boulder.ibm.com/html/as400/v4r5/ic2962/info/AS4GLOS.HTM

http://digital.ni.com/worldwide/japan.nsf/main?readform

DPC2 VMEbus Pentium III Processor Board

表 7.5: 主な VNE module PCDPC2OFNUXPC2TB-S(DYNATEM 社製) のスペック

CPU	M-Pentium3 500 MHz	Memory	256 MB
Hard disk	60 GB(後付け)	Flash Memory	128 MB
PCI-VMEbus	Tundra Universe	Transfer speed	30 MB/sec
Video card	SVGA 800×600	Device	FDD-UNIT
Lun	Intel 85229 10/100 BASE-TX	Port	serial×2

OS は REASER5 6.4Linux(kernel 2.2 系) を install した。manual : http://www.dynatem.com/DPC2MAN102.PDF

library 作成

Universe chip に対応した低レベル device driver は既に開発されているが、Install した device driver には標準的な library が装備されていない。それに対して既に KEK-PS の SKS などで使用実績のある National Instrument の driver に付属していた library[39] はかなり充実しており、頻繁に user が使う部分は共通の function で処理出来ると便利である。そこで、National Instrument の library の内、

- InitVXIlibrary() ... device file の open
- CloseVXIlibrary() ... device file の close
- VXIin(accessparm,address,width,value) ... 1 byte, word, or longword を address から読む。
  accessparm: a16,a24,a32 の指定 , address : base address , width : byte, word, or longword , value : 読み出し値
- VXIout(accessparm,address,width,value) ... 1 byte, word, or longword を address に書き込む。
  accessparm: a16,a24,a32 の指定 , address : base address , width : byte, word, or longword , value : 書き込む値
- VXImove(srcparm, srcaddr, destparms, destaddr, length, width) ... 配列をまとめて読み書き。
  srcparm : コピー元のメモリの種類 (PC,a16,a24,a32) を指定 , srcaddr : コピー元のメモリアドレス ,
  destparm : コピー先のメモリの種類 (PC,a16,a24,a32) を指定 , destaddr : コピー先のメモリアドレス ,
  length : 配列の大きさ , width : byte, word, or longword

が最低限必要の library と思われる。これらに対応する universe 版 function を vxilib.c に作り、その header file:vxilib.h に define 文や関数の型と簡単な注釈のみを書いた。以下にその一例を載せる。

```
< vxilib.h >
#define LOCAL_PARAM 0
#define A16_PARAM 1
#define A24_PARAM 2
#define A32_PARAM 3
#define USER_DATA  0
#define SUPER_DATA 1
#define USER_PROG  2
#define SUPER_PROG 3
#define MOTOROLA 0      /* Byte order : Motorola */
#define INTEL    1      /* Byte order : Intel */
#define DEVICE1 "/dev/vme_a24a16_user"
#define DEVICE2 "/dev/vme_a32_0"

int InitVXIlibrary();   /* open the DEVICE file */
int CloseVXIlibrary();  /* close the DEVICE file */
                        /*  select the Mapping param. */
int SelectMapping(unsigned int accessparam, unsigned long addres, int width);
                        /* read value from VMEaddress */
int VXIin(unsigned int accessparam, unsigned long address, int width, unsigned int *value);
                        /* write value at VMEaddress */
int VXIout(unsigned int accessparam, unsigned long address, int width, unsigned int value);
                        /* copy the data from srcaddr to destaddr */
int VXImove(unsigned int srcparam, unsigned long srcaddr, unsigned int destparam,
            unsigned long destaddr, int length, int width);
```

DPC2 の性能 check

I/O register(RPV130) を用いて DPC2 の性能 check を行った。目的は内部での動作速度及び転送速度を調べる事にある。測定方法とその結果は以下の通りであった。

< 測定 1>
clock generator で生成した 10 Hz のパルスを interrupt に入れて LAM を検知したら output を 2 連発するようなプログラムを用いて、3 つの信号の各時間差を測定する。
< 結果 1>
interrupt-output 間 20 [μs] , output-output 間 10 [μs]

< 測定 2>
clock generator で生成した 10 Hz のパルスを interrupt に入れて LAM を検知したら output を 1 発出し、MEB 32 ch 読み込んだ後、I/O register を clear して、更に output を 1 発出しするようなプログラムを用いて、3 つの信号の各信号に対する時間差を測定する。
< 結果 2>
interrupt-output 間 20 [μs] , output-output 間 70 [μs]

< 測定 3>
clock generator で生成した 10 Hz のパルスを interrupt に入れて LAM を検知したら output を 1 発出し、MEB 32 ch 読み込んだ後、I/O register を clear しないですぐに output を 1 発出しするようなプログラムを用いて、3 つの信号の各信号に対する時間差を測定する。
< 結果 3>
interrupt-output 間 20 [μs] , output-output 間 50 [μs]

< 測定 4>
clock generator で生成した 10 Hz のパルスを interrupt に入れて LAM を検知したら mmap を一回だけして output を 2 連発出した後で munmap する様なプログラムを用いて、3 つの信号の各信号に対する時間差を測定する。
< 結果 4>
interrupt-output 間 20 [μs] , output-output 間 0.6 [μs]

測定 2 や 3 の結果から、MEB データ (4 byte×32 ch) を転送するのに 50 μs 程度である事から転送速度が 2.56 MB/sec 程度である事が分かった。ちなみに National Instruments 社製の NI-VXI という DEVICE driver を使った場合は 2 MB/sec ぐらい出ている。PCI の最大転送速度は 133 MB/sec である。Universe チップはそんなに速くは無いという噂も聞かれるが、測定 4 の条件で MEB 32 ch 読み込みを行ってみる必要がある。
(なお I/O register(RPV130) は 300 Hz ぐらいで動作が不安定になるという報告がある。)

DPC2 の現状 (2005/1/15 現在)

現在 DPC2 を用いて使用できる module は以下の 4 つ。
RPV-130 (8ch I/O register) `http://www.repic.co.jp/products/repic/vme/rpv_130.html`
V830 (64ch Latching scaler) `http://www.caen.it/nuclear/product.php?mod=V830`
AMT (64ch multievent TDC) `http://atlas.kek.jp/tdc/AMT-VME/`
V792 (16ch multievent ADC) `http://www.caen.it/nuclear/product.php?mod=V792N`

謝辞

橋本治教授には本研究テーマと多くの御助言を与えて頂き、更に本稿の内容以外の研究をする機会や御指導も下さいました。また、多方向からアプローチする創造力とそれらから物理を見出す能力の高さをもっていかなる時も助けて下さいました。心より感謝申し上げます。田村裕和教授にはゼミのみならず研究活動に関する御指導を丁寧にして下さいました。非常に楽しそうに原子核に関するの話をして下さいましたので、決して飽く事なく学ぶ事が出来ました。深く感謝致申し上げます。中村哲助教授には本稿の較正及び研究活動に関する多くの御指導を頂きました。また物理に対する深い知識やその論理的な思考には学ぶべきものが非常に多く、更には私の稚拙な質問にも丁寧に答えて下さいました。深く感謝致申し上げます。KEK の高橋俊行助教授には本稿に関わるプログラムのほとんどで御世話になりました。また、学生生活においてもその歯に衣を着せぬ叱咤激励はかけがいないものでありました。改めて御礼申し上げます。藤井優助手には本稿の較正及び磁場解析において非常に御世話になりました。また、その高い技術と的確な御指摘は常に私を導いて下さいました。そのお蔭で本稿はここまで辿り着く事が出来ました。心より感謝致します。

Houston 大学の三好敏喜博士にはアメリカでの生活では御世話になり、また物理では多くの事を学ばせて頂きました。本当にありがとうございました。住浜水季博士、小池武志博士には短い間ではありましたが御世話になりました。両博士の研究内容を分かり易く説明して頂けた事は非常に幸運であったと思っております。本当にありがとうございました。加藤守夫技官、千賀信幸技官にはいつも楽しいお話をして頂き、更に技術者としての技術と誇りを見せて頂きました。今後、一技術者として道を歩む私には両技官が一つの目標と成る事は疑いようもありません。本当にありがとうございました。川村直子研究室秘書には学生生活で必要な事の多くで大変御世話になりました。また、温かい言葉と励ましはこの 3 年間の研究活動には必要不可欠なものでありました。本当にありがとうございました。

渡辺崇臣氏、亀岡覚氏、塚田暁氏、三浦勇介氏は多大なる PC の知識やプログラムの技術など研究に必要な技術を惜しみなく下さいました。これらを無くして本稿はここまで来る事は出来ませんでした。本当にありがとうございました。鵜養美冬博士、岡安雄一氏の研究に対する姿勢や人生談は今後の私にとって非常に重要なものを与えて下さいました。また、アメリカでの生活についても多くの話と術を下さり、非常に楽しい生活をおくる事が出来ました。本当にありがとうございました。野村洋氏、松村彰彦氏は未熟な私の質問や議論に真剣に付き合って下さいました。また山内大和氏と共に院生として漢としてのあるべき姿を見せて下さいました。本当にありがとうございました。昨年修了され既に本校を去られた小山田正学氏の残された多くの情報と技が本稿の根幹を成しており、氏あっての本稿であると言っても過言ではありません。本当にありがとうございました。

内田大介氏、江島光彦氏、加藤文章氏、近岳志氏は学生生活ではいつも楽しい話題と笑いを、実験では多くの協力と援助・励ましをくれました。そして、議論にも延々付き合ってくれました。また、篠原督和氏、芝田健男氏、直井由紀氏、三木俊也氏、及び小林研究室の皆様と本校に来てから出会った全ての友人には研究活動では全く別の視点からの助言を、学生生活では多くの叱咤激励をもらいました。ありがとうございました。遠藤奈津美氏、木下沙理氏、野中健一氏、二ツ川健太氏、八幡啓介氏とこれから院生となる学生は、たいした物を残せなかった私を許して下さい。

最後に、本稿を作成するのにあたって数多くの御支援と御助力・指導を下さいました皆様に深く感謝致します。また、御迷惑をおかけした全ての皆様に深くお詫び申し上げます。そして、学生生活のみならず四半世紀にわたって私を支えてくれた家族と親族に心から感謝と御礼を申し上げます。

2005 年 1 月 23 日

Reference

[1] M.Danysz *et. al.* : Delayed disintegration of a heavy nuclear fragment. :*Phil. Mag.* , **44** , p348 , 1953.

[2] M.A.Faessler *et. al.* : Spectroscopy of the hypernucleus ${}^{12}_{\Lambda}$C : *Phys. Lett.* , **B46** , 468 , 1973.

[3] S.Ajimura *et. al.* : The Lambda hypernuclear spectroscopy with the SKS spectrometer at KEK 12-GeV PS : *Nucl. Phys.* , **A585** , 173c , 1995.

[4] D.J.Millener and C.B.Dover and A.Gal : Lambda nucleus single particle potentials : *Phys. Rev.* , **C38** , 2700 , 1988.

[5] T.Hasegawa *et. al.* : Core excited states of ${}^{12}_{\Lambda}$C hypernuclei formed in the (π^+K$^+$ reaction) : *Phys. Rev. Lett.* , **74** , 224 , 1995.

[6] H.Tamura *et. al.* : Hypernuclear gamma spectroscopy with a Ge ball: *Nucl. Phys.* , **A639** , 83 , 1998.

[7] H.Tamura *et. al.* : Observation of a Spin-Flip M1 Transition in ${}^{7}_{\Lambda}$Li : *Phys. Rev. Lett.* , **84** , 5963 , 2000.

[8] C.Bennhold : Photoproduction and electroproduction of strangeness : *Nucl. Phys.* , A547 , 79c-88c , 1992.

[9] M.Sotona and S.Frullai : Electroproduction of strangeness and spectroscopy of light hypernuclei : *Prog. Theor. phys. Suppul.* , **No.117** , p151 , 1994.

[10] O.Hashimoto and E01-011 collabrators : Spectroscopic study of Λ hypernuclei up to medium-heavy mass region through the (e,e'K$^+$) reaction : E01-011 proposal to Jlab PAC19

[11] M.Q.Tran *et. al.* : Measurement of γp$\rightarrow$K$^+\Lambda$ and γp$\rightarrow$K$^+\Sigma^0$ at photon energies up to 2-GeV : *Phys. Lett.* , **B445** , 20 , 1998.

[12] H.A.Enge and J.E.Spencer : : *Phys. Rev. Lett.* , **49** , 181 , 1967

[13] W.J.Cummings : SOS Handbook

[14] T.Miyoshi , PhD thesis : Spectroscopic study of Λ hypernuclei by the (e,e'K$^+$) reaction : **Tohoku Univ.** , 2003.

[15] T.Miyoshi *et. al.* : High resolution spectroscopy of the ${}^{12}_{\Lambda}$B hypernucleus producted by the (e,e'K$^+$) reaction : *Phys. Rev. Lett.* , **90** , 232502 , 2003.

[16] T.Motoba : Mesons and Light Nuclei : 8th conference edited by J.Adam *et. al.* , 125 , 2001

[17] 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 : 東北大学 , 2004.

[18] 大坂 岳 , 修士論文 : (e,e'K$^+$) 反応による Λ ハイパー核分光実験のための散乱電子位置検出器の研究 : 東北大学 , 2003.

[19] 岡安 雄一 , 修士論文 : (e,e'K$^+$) 反応による Λ ハイパー核分光実験に向けた次世代型スペクトロメータの研究 : 東北大学 , 2002.

[20] 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 : 東北大学 , 2004.

[21] 加藤 文章 , 修士論文 : (e,e'K^+) 反応での Λ ハイパー核分光実験用 K 中間子のトリガー及び検出器の開発 : 東北大学 , 2005.

[22] K.Maeda , H.Tamura , S.N.Nakamura , O.Hashimoto : : Prepared for International Symposium on Electrophoto Production of Strangeness on Nucleons and Nuclei (SENDAI 03), Sendai, Japan, 16-18 Jun , 2003.

[23] Proceeding of Sendai International Workshop on the Spectroscopy of Hypernuclei : Tohoku University , 1998.

[24] http://www.freefem.org/

[25] http://www.cybernet.co.jp/ansys/

[26] 内田 大介 , 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 , 2005.

[27] 小山田 正学 . 修士論文 : K 中間子スペクトロメータ (HKS) の精密磁場測定 : 東北大学 , 2004.

[28] http://www.psi.ch/

[29] http://www.metrolab.ch/2025/2025_Specs.html

[30] http://www.group3technology.com/dtm151.htm

[31] http://www.group3technology.com/probes.htm

[32] http://www.toyo.co.jp/bell/probe/bell02.html#9900

[33] William.H.Press *et. al.* : Numerical recipes in C : 技術評論社 , p104

[34] S.Katoh *et. al.* : A QQD-type magnetic spectrometer : *Nucl. Instr. Meth.*, 154 , 19-28 , 1978.

[35] S.Katoh : private comminucation , 2004.

[36] L.Yuan *et. al.* : Hypernuclear spectroscopy using the (e,e'K^+) reaction : *nucl-ex* , 0408011 , 2004

[37] http://www.mrc.co.jp/acrylite/acryindex.html

[38] http://www.dymax.com/products/plastic/plastic.asp

[39] http://www.ni.com/pdf/manuals/320307.pdf : NI-VXI Software Reference Manual for C

最終作成更新日
平成 17 年 3 月 2 日