

平成 24 年度卒業論文

高エネルギー原子核反応における強磁場生成の
検出に向けた衝突幾何の決定手法の考察

広島大学理学部物理科学科
クォーク物理学研究室

学籍番号 B093348

谷崎 麗未

指導教官 : 杉立 徹 教授
主査 : 志垣 賢太 准教授
副査 : 大川 正典 教授

平成 25 年 3 月 6 日

概要

我々は高エネルギー原子核衝突によって生じる強磁場の直接的検出を目指している。光速近くにまで加速された原子核が非中心衝突すると、きわめて強力な磁場が生成されると予測されており、その最大強度は RHIC 加速器 (BNL) エネルギー領域で 10^{18}Gauss 、LHC 加速器 (CERN) エネルギー領域で 10^{19}Gauss に達すると見積もられている。近年、強磁場中でのカイラル磁気効果、シンクロトロン放射や実光子崩壊などの興味深い機構が議論されているが、その根幹にある強磁場の直接的検出はいまだ行われていないのが実状である。本研究室では先行研究として磁場方向に対する電子対の方位角非等方性の測定が行われているが、私はより直接的な検出方法として、磁場に依る荷電粒子の電荷に対する曲率符号の違いの検出を提案する。そのためには磁場方向の決定が必要となるが、原子核衝突における磁場は反応平面に対し垂直方向に生じるため、反応平面の裏表を決定づけることによって磁場方向が決定可能であると考えられる。

本研究では、まずグラウバー模型を用いて各衝突径数における磁場の強度を計算した。次に反応平面の裏表を決定するために次の二つの手法を提案し、それらの有用性を考察した。一つ目の手法として、流体模型シミュレーションを用いて前後方ラピディティにおける生成粒子の方向分布の異方性からの決定を試みたが、異方性はとても小さく、事象毎の揺らぎが大きいため決定は困難であった。次に二つ目の手法として spectators 中性子の衝突点前後方でのエネルギー重心のずれを用いた決定法を提案し、ALICE 実験鉛鉛衝突 $\sqrt{s_{NN}} = 2.76 \text{TeV}$ のデータ解析を行った。ALICE 検出器において spectators 中性子を検出している ZDC-ZN 検出器の測定結果より、前方 ZDC 検出器と後方 ZDC 検出器のそれぞれのエネルギー重心を求め、両方向の重心のずれから決定することを試みたところ、結果として前後方での重心のずれの相関を確認することができ、反応平面の裏表を決定できるだろうという結論が導かれた。実際にこの手法を用いて検出された反応平面の分解能は $61.17^{+0.34}_{-0.40}$ 度であった。

目次

第 1 章	序論	6
1.1	クォーク・グルーオン・プラズマ (QGP)	6
1.2	高エネルギー原子核衝突	7
1.2.1	原子核衝突時の描像	7
1.2.2	Landau 描像と Bjorken 描像	8
1.2.3	Collective Flow	9
1.2.4	時空発展	10
1.3	高エネルギー原子核衝突による強磁場の生成	11
1.3.1	強磁場生成に伴う物理現象	12
1.4	研究目的	13
第 2 章	実験背景・実験施設	14
2.1	LHC 加速器	14
2.2	ALICE (A Large Ion Collider Experiment)	14
2.2.1	VZERO detector	16
2.2.2	Zero Degree Calorimeter(ZDC)	16
2.3	高エネルギー原子核衝突シミュレーション	17
第 3 章	強磁場生成	19
3.1	磁場の計算方法	19
3.1.1	Full stopping を仮定した時の磁場の計算	19
3.1.2	Stopping power を考慮した磁場の計算	20
3.2	磁場の計算結果	22
3.2.1	Full stopping を仮定した時の磁場の結果	22
3.2.2	Stopping power を考慮した磁場の結果	22
3.3	考察	24
3.3.1	ローレンツ収縮の効果	24
3.3.2	衝突毎の揺らぎ	24
3.4	強磁場生成の直接的検出	25
第 4 章	高エネルギー原子核衝突幾何の決定手法、解析方法	27
4.1	反応平面の裏表	27
4.2	生成粒子による反応平面の裏表の決定	28
4.2.1	前後方 rapidity v_1 の計算	28
4.3	spectators 中性子による反応平面の裏表の決定	30
4.3.1	ZDC 検出器衝突重心 (ZDCcentroid Q) の算出	30
4.3.2	Recentering	31
4.3.3	Event Selection	33
4.3.4	前後方向の ZDCcentroid の相関	35

第 5 章	衝突幾何決定の結果	36
5.1	生成粒子による反応平面の裏表の決定の結果	36
5.2	反応傍観部中性子による反応平面の裏表の決定の結果	37
第 6 章	考察	39
6.1	生成粒子に依る反応平面の裏表決定手法の考察	39
6.1.1	前後方 rapidity での v_1 の符号について	39
6.1.2	事象毎の v_1 の揺らぎ	40
6.2	生成粒子に依る反応平面の裏表決定手法の考察	40
6.2.1	相関係数の大きさと生成粒子収量依存性	40
6.3	反応平面 (360 度) の分解能	42
第 7 章	結論	46
	付録	47
	謝辞	49
	参考文献	50

目 次

1.1	宇宙の歴史 [2]	6
1.2	クォーク・グルーオン・プラズマ相への相転移 [4]	7
1.3	原子核衝突前後の様子	7
1.4	Landou 描像と Bjorken 描像 (左) と net proton の rapidity 分布 (右)[7]	8
1.5	Collective Flow のイメージ図	9
1.6	高エネルギー原子核衝突のイメージ図 [2]	10
1.7	原子核衝突の時空発展の様子 [2]	11
1.8	高エネルギー原子核衝突における強磁場生成の様子 [2]	12
2.1	LHC 加速器の概略図 [2] [3]	14
2.2	ALICE 検出器 [1]	15
2.3	各 ZDC 検出器の位置 [5]	16
2.4	ZDC の ZN 検出器と ZP 検出器 [5]	17
3.1	net proton の衝突係数依存性	21
3.2	partipant proton の衝突係数依存性	21
3.3	Full stopping を仮定した時の磁場	22
3.4	net proton と participant proton の比率 R_{NN}	23
3.5	stopping power を考慮した時の磁場	23
3.6	衝突係数 $b=6$ の時の磁場の分布	24
3.7	電荷に依る磁場に対する曲率符号の違い	25
4.1	反応平面の裏表	27
4.2	非中心衝突前後の participants 部分の分布	28
4.3	流体模型シミュレーションによる原子核核子の分布	29
4.4	衝突後の spectators 中性子の動き	30
4.5	ZDC 検出器の幾何	31
4.6	ZDC 検出器の座標	31
4.7	ZDC 検出器のエネルギー重心 (ZDCcentroid) 分布	31
4.8	Multiplicity の分布	32
4.9	Vertex x の分布	32
4.10	Vertex y の分布	32
4.11	Recentering 前の Multiplicity、Vertex x、y に対する ZDCcentroid 分布の中心点	34
4.12	Recentering 後の Multiplicity、Vertex x、y に対する ZDCcentroid 分布の中心点	34
4.13	Recentering 後の ZDC-ZN 検出器のエネルギー重心 (ZDCcentroid) 分布	34
5.1	前後方 rapidity での v_1 の衝突係数依存性	36
5.2	各相関の 2 次元ヒストグラム	37
5.3	各組み合わせの相関係数の生成粒子収量依存性	38
6.1	衝突係数 $b = 5\sim 10$ の時の v_1 の rapidity 依存性	39

6.2	非中心衝突前後の participants の衝突回数	40
6.3	Aside 反応平面 ϕ_A と Cside 反応平面 ϕ_C の差 $\phi_A - \phi_C$	42
6.4	折りたたまれたガウス分布のイメージ図	43
6.5	折りたたまれたガウス分布のデータに対する σ 毎の χ 二乗	44
6.6	本来の分解能を表すとされるガウス分布 (赤) とそれを折りたたんだ時の分布 (緑) .	44

第1章 序論

1.1 クォーク・グルーオン・プラズマ (QGP)

クォークグルーオンプラズマ (Quark-Gluon Plasma, QGP) とは、高温・高エネルギー密度状態において存在すると予想されているクォーク及びグルーオンからなるプラズマ状態である。原子の中心部、原子核は正の電荷を持つ陽子と電荷を持たない中性子が構成している。陽子や中性子の構成要素はクォークであり、グルーオンはクォーク間の結合を媒介する粒子で、いわゆる「強い相互作用」を伝播する役割を持つ。量子色力学 (Quantum Chromo-Dynamics QCD) の性質によりクォークは低温、低密度状態では単独に取り出すことはできず、全体で色が中性になるような組み合わせ (ハドロン) でしか存在することができない。これをクォークの閉じ込めという。QGP を観測することは、未だに謎の多いクォークの閉じ込め機構や、原子核およびハドロンの性質、また宇宙初期の研究を行なうことにおいても有効な手がかりとなり、その生成や性質における実験的な研究が注目されている。ビッグバン後の初期宇宙 (高温高密度状態)、また中性子星の内部ではクォークグルーオンプラズマが実現されていると考えられている。ビッグバン宇宙論によると、現在の我々の宇宙の年齢は 137 億年と言われており、現在の宇宙論では、ビッグバンから $t = 10^{-37}$ 秒に宇宙のインフレーション急激膨張が生じ、その後、素粒子であるクォーク対やグルーオン、光子、電子などのレプトンが生成され、 $t = 10^{-6} \sim 10^{-5}$ 秒で、これらの素粒子はばらばら、つまりクォークグルーオンプラズマ状態であったと考えられている。QGP の性質を調べるということは、宇宙誕生に近い時期に迫るという意味も持ち合わせているのである。

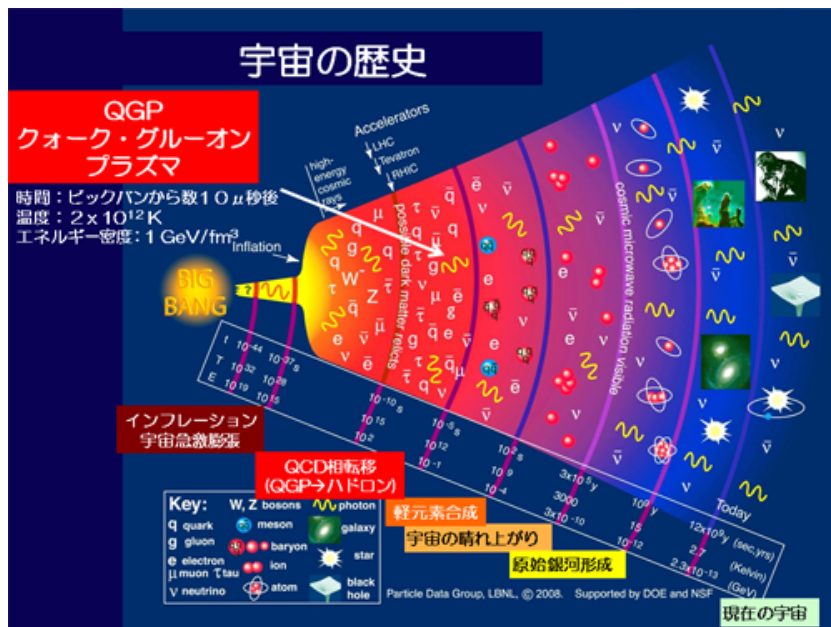


図 1.1: 宇宙の歴史 [2] 宇宙開闢であるビッグバンから現在の宇宙までの歴史を示している。

1.2 高エネルギー原子核衝突

高エネルギー原子核衝突実験とは、地球上で QGP を再現することができる唯一の方法である。量子色力学の特徴として温度を非常に高くする、もしくは密度を非常に高くすると、閉じ込めが破れる、という性質がある。そこで重イオン、すなわち鉛などの重い原子核同士を相対論的な領域まで加速することの出来る加速器を用いて高エネルギーで衝突させ、高温・高密度物質を生成する試みが、1980年代より本格的に始まった。原子核とは地球上の物質の中でもっとも密度の高い物質であり、これを光速に近い速度の相対論的な高エネルギーで衝突させることにより、狭い空間に膨大なエネルギーを詰め込むことができる。こうして、高温高密度状態を人工的に生み出し、高温物質、QGP を生成する。現在、高エネルギー原子核衝突実験は、アメリカ合衆国ニューヨーク州ロングアイランドにあるブルックヘブン国立研究所の相対論的重イオン衝突型加速器 RHIC とスイス連邦ジュネーブにある欧州合同原子核研究機構にある大型ハドロン衝突型加速器 LHC で行われている。これらの実験は人類が到達できる最も高い温度を実験室上で実現し、宇宙初期に迫る実験と言える。今後の実験により、QGP 物性の理解、その理解による量子色力学の実験的検証及び宇宙初期の状態や高温極限での物質の性質がさらに解明されることが期待されている。

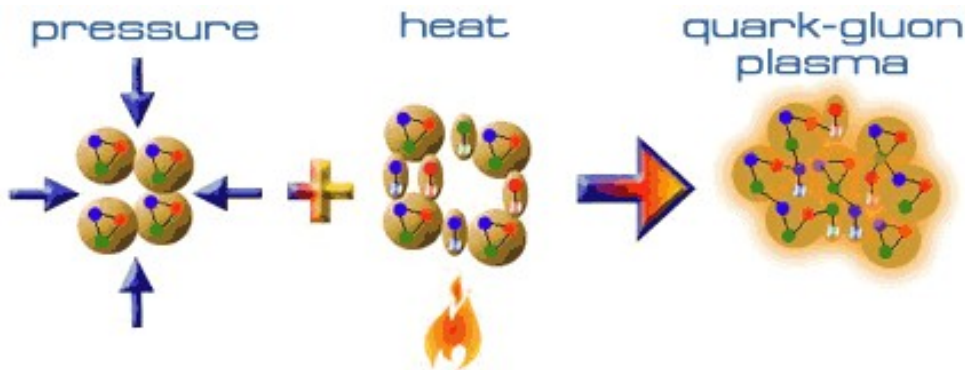


図 1.2: クォーク・グルーオン・プラズマ相への相転移 [4] 圧力が加わり高密度となると高温になり、最終的に QGP が形成される。

1.2.1 原子核衝突時の描像

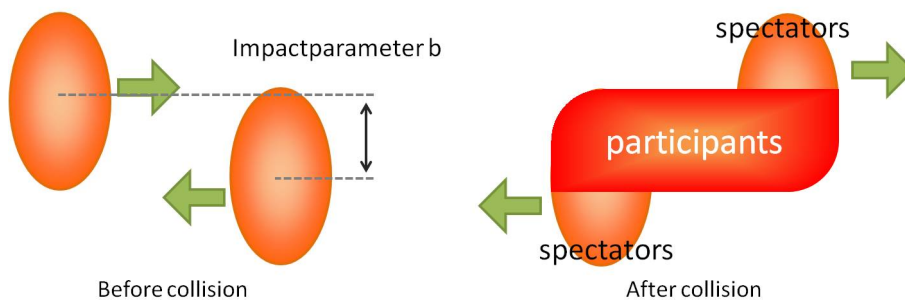


図 1.3: 原子核衝突前後の様子 反応に関与した部分は participants、反応に関与しなかった部分は spectators と呼ばれる。

原子核衝突実験において衝突時の幾何を制御することはできず、衝突事象毎にその幾何は異なる。2つの原子核同士はほぼ中心で衝突したり、ずれて衝突したり、もしくは少し掠る程度の衝突であったりし、これらは事象毎にランダムなのである。原子核衝突において物理を議論する際に

重要な値の一つに衝突径数 (impact parameter) がある。衝突径数とは、衝突する 2 つの各原子核の進行方向に対する中心間の距離で定義される値である。すなわち、各原子核の最近接距離のことを指す。衝突径数は $b[\text{fm}]$ であらわされ、原子核の半径を R としたとき、 $b \simeq 0$ ならば中心衝突 (central collision)、 $0 < b < 2R$ ならば周辺衝突 (非中心衝突、peripheral collision) となる。

原子核衝突時において、反応を起こし少なくとも一回は衝突を起こした核子の部分を反応関与部 (participant)、反応に関与せず一度も衝突を起こさず通り過ぎた部分を反応傍観部 (spectator) と呼ぶ。spectators は、衝突による運動量の変化がほとんど無くそのまま光速で飛び去っていく部分で、衝突径数の算出や不安定核の研究などに利用されている。participants は入射エネルギーによってその様相が変化する。また、核子核子衝突の総数を Binary Collision と呼ぶ。各数は衝突径数の大きさに依存し、衝突径数が大きいほど Binary Collision は小さくなり、participants は小さく、spectators は大きくなる。高エネルギー原子核衝突実験では、衝突中心度は発生粒子などの測定結果から算出した centrality として見積もられる。

衝突のビーム軸と衝突径数方向によって作られる平面を反応平面 (Reaction Plane) という。原子核衝突では基本、ビーム軸方向を z 軸、衝突径数方向を x 軸、それらに垂直な方向 (反応平面に垂直な軸) を y 軸と定義する。

1.2.2 Landau 描像と Bjorken 描像

高エネルギー領域での原子核衝突では、participants の運動量的な描像も、入射する粒子のエネルギーによって変わってくる。エネルギーが核子あたり数十 GeV 以下の低エネルギー原子核衝突実験では、エネルギー阻止能 (Stopping power) が大きく、入射原子核中の核子は衝突によって中心 rapidity 近傍に静止し、発生するハドロンは中心付近にとどまり、高エネルギー高バリオン密度の物質が生成される。この領域を stopping 領域といい、この描像を Fermi-Landau 描像という。しかし、超相対論的な原子核衝突では、この描像は実験と矛盾している。核子辺りのエネルギーが重心系で 100GeV 以上の領域になると、ローレンツ収縮した円盤が重心系で静止した厚み、約 1fm という下限に達するため、入射原子核の核子はすりぬけて走り去り、粒子の rapidity 分布の幅が広がり、中心 rapidity では低バリオン密度状態になる。この領域を scaling 領域といい、その描像を Bjorken-McLerran 描像という。すり抜ける時の過程で作られた主に gluon が中心部に残り、ここから QGP などが出来ると考えられている。

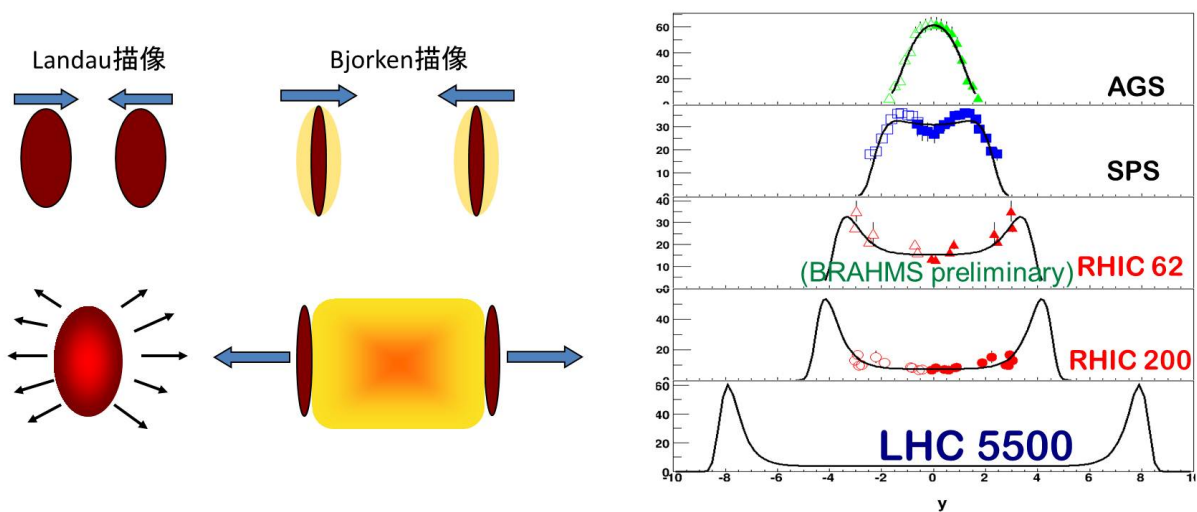


図 1.4: Landou 描像、Bjorken 描像 (左) と net proton の rapidity 分布 (右)[7]

図 (1.4)(右) は各エネルギー実験における net proton の $dN/d\eta$ の rapidity 分布である。net proton

とは生成粒子の陽子から反陽子を引いたものであり、入射原子核の陽子である。このグラフからわかるように、低エネルギーでは中心 rapidity 付近に net proton が多くとどまっております、エネルギーが大きくなるにつれてすり抜けの効果が大きくなっていくことがわかる。しかし、高エネルギー実験においても中心 rapidity 領域で net proton の $dN/d\eta$ が 0 でないことから stopping power によってすり抜けずに残っている入射原子核陽子が存在することがわかる。RHIC 加速器や LHC 加速器で行われている実験は数 100GeV のエネルギー領域の原子核衝突実験であり、bjorken 描像が結果とよく一致している。

1.2.3 Collective Flow

近年 collective flow(高エネルギー原子核衝突実験において衝突後に生じた粒子の集団的流れ)についての研究が盛んに行われている。原子核衝突では、衝突時の描像により反応関与部分の初期の形状が異なり(正面衝突なら円形、周辺衝突だと楕円)、その後の系に違いが出てくる。非対称な反応関与部から生成、放出された粒子は、その影響を大きく受け、反応平面に対して生成される粒子の方位角方向の異方性が生じる。衝突による粒子の密度が低く、粒子の平均自由行程 λ が衝突関与部に比べて小さい場合、衝突後は粒子は等方的に広がると考えられる。しかし、衝突による粒子の密度が十分に高く、粒子の平均自由行程 λ が衝突関与部に比べて十分に小さい場合、衝突後の粒子の膨張はその圧力勾配に比例した速度で拡散する。すると、より圧力の高い楕円の短軸方向へ、より多くの粒子が放出されると考えられる。また、粒子の密度が均一ならばより表面積の広い横方向により多くの粒子は放出されることも考えられる。よって、生成粒子は横方向(衝突径数方向)に多くなることが予想される。このように粒子方位角異方性は核初期の衝突領域における空間的異方性に起因していると考えられている。これは、粒子放出における方位角異方性が直接的な衝突初期の情報を担うことを意味している。

このような生成粒子の異方性の強度を表す値として v_n がある。 v_n は生成粒子と反応平面の為す角度 θ の分布をフーリエ展開した時の各項の係数として定義される。

$$\frac{dN}{d(\theta - \Phi)} = N_0 + 2v_1 \cos(\theta - \Phi) + 2v_2 \cos[2(\theta - \Phi)] + \dots \quad (1.1)$$

$$v_n = \langle \cos(n[\theta - \Phi]) \rangle \quad (1.2)$$

それぞれの v_n は生成粒子の流れの形を反映している。たとえば、 v_1 は衝突径数方向の粒子の流れを示しており、 v_2 は楕円型の流れ、 v_3 は三角形型の流れを示している。衝突で生成された物質の性質を反映している測定量である。

このように粒子の方位角異方性を測定することは、初期状態の粒子の圧力勾配、すなわち反応

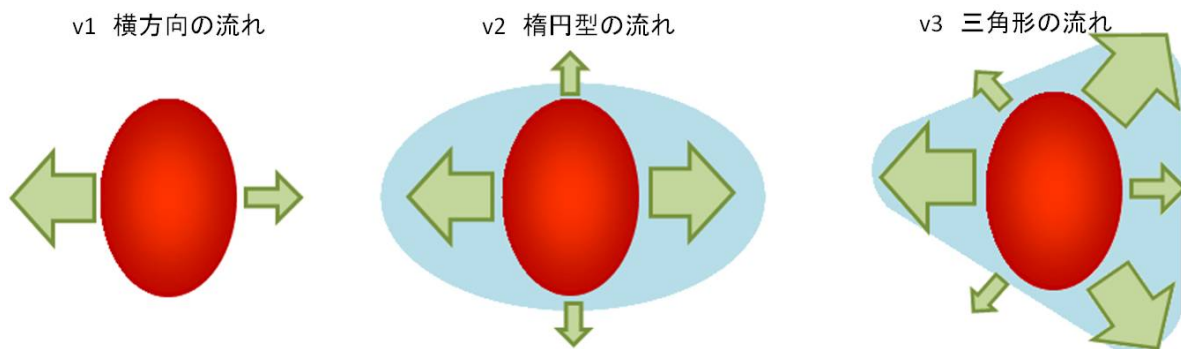


図 1.5: Collective Flow のイメージ図 v_1 は横方向、 v_2 は楕円形、 v_3 は三角形の流れを示している

関与部の方位角異方性を反映すると考えられるため、クォーク、グルーオン、プラズマ (QGP) 生成の有無を議論する上で非常に重要な解析テーマであり、近年注目されている。

1.2.4 時空発展

以下に Bjorken 描像における高エネルギー原子核衝突の時空発展の描像を示す。

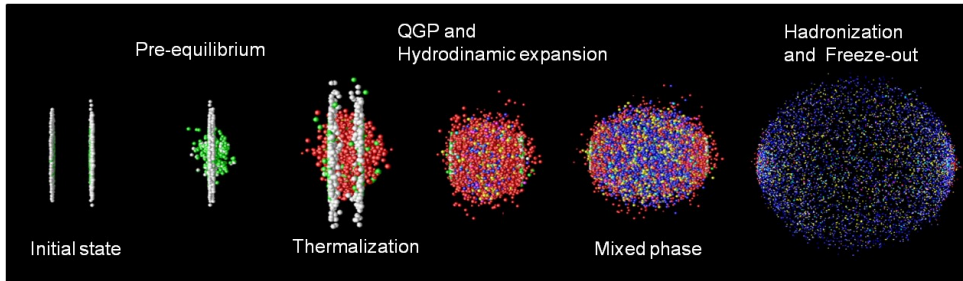


図 1.6: 高エネルギー原子核衝突のイメージ図 [2] 衝突による生成粒子の様子を示している。

1. Initial state and Pre-equilibrium

高エネルギー原子核衝突において、衝突させる原子核はほぼ光速まで加速される。そのため、原子核は相対論によるローレンツ収縮により進行方向に長さが $1/\gamma$ に縮み、球状ではなく平たい円盤 (パンケーキ状) になる。衝突する 2 つの原子核は互いに非常に高いエネルギーを持っており、高温・高エネルギー密度の物質が生まれる。反応した核子の構造は失われ、ハドロン閉じ込めから解放されたクォークやグルーオンの散乱が繰り返される。反応に関与しなかった核子は、そのままほぼ光速のまま進んでゆく。

2. QGP and Hydrodynamic expansion

反応の起こった領域は、すり抜けた核子の後に尾を引くように残される。この領域には多数のクォークと反クォーク、そしてグルーオンが新たに生まれ、またこの高密度状態の持続時間が十分に長ければ熱平衡に達した高温の火の玉状態が形成される。この状態をクォーク・グルーオン・プラズマと呼ぶ。その後内部からの大きな圧力により、光速に近い速度で膨張してゆく。

3. Mixed phase

急激な膨張により温度が下がってゆく。およそ 5×10^{-23} 秒後には、クォークとグルーオンは再結合し、クォーク非閉じ込め相とハドロン相が併存する中間状態を経て、高エネルギーハドロンガスを形成していく。

4. Hadronization and Freeze-out

さらに、膨張を続け温度が下がってゆくと、ハドロン間の非弾性散乱がなくなる。非弾性散乱では、衝突によりエネルギーの受け渡しが起こり、エネルギーを与えられた粒子がより高いエネルギー状態へ励起することができる。なお、励起状態は、軽い粒子の放出により元の基底状態に遷移したり、2 つ以上の粒子に崩壊を起こしたりする。これらが終わると、粒子の生成がなくなり、それらの粒子数比が固定される。このことを化学的凍結 (chemical freeze-out) と呼ぶ。粒子同士の間の距離それが平均自由行程を超えると、ハドロン間の弾性散乱もなり全粒子の運動量は固定され、凍結時の運動量のまま全方向へ放出される (熱的凍結: Thermal freeze-out)。凍結後の粒子は拡散していく。

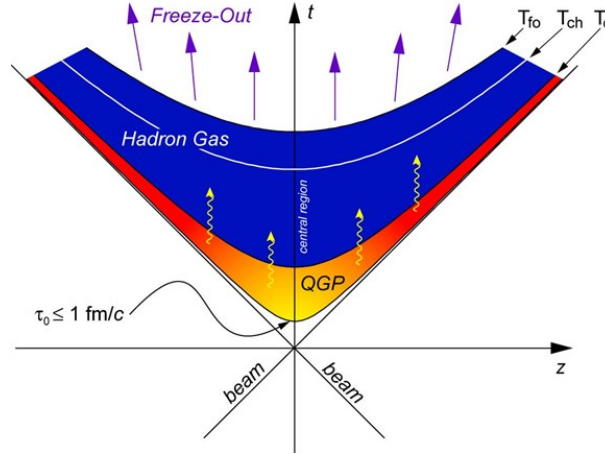


図 1.7: 原子核衝突の時空発展の様子 [2] 衝突後、QGP が生成され、Hadronization が起き、凍結し粒子は飛び散っていく。

Bjorken 描像では以上の行程で高エネルギー原子核衝突が起こっていると考えられている。上で述べたように、我々が直接観測できる情報は、以上の過程を経た全ての粒子の足し合わせで凍結後の粒子である。

1.3 高エネルギー原子核衝突による強磁場の生成

高エネルギー原子核衝突において、強磁場が生成される可能性が約 30 年前に予言されている。高エネルギー原子核衝突によって生成する磁場は BNL-RHIC 加速器のエネルギー領域において $\sim 10^{18}[T]$ 、CERN-LHC 加速器のエネルギー領域において $\sim 10^{19}[T]$ に達すると見積もられている。これは、強い磁場を持つことで知られている中性子星の一種である Magnetar よりも 10^3 倍以上も強く、この宇宙で存在する磁場の中で最も高強度であると考えられている。

高エネルギー原子核衝突では、光速近くまで加速された原子核を衝突させるため、相対論的効果を含んだ計算が必要となる。相対論的運動をする荷電粒子が時刻 t 、位置 \mathbf{r} に作る磁場は、Lienard-Wiechert Potential から式 1.3 で表される。

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \frac{e\mu_0}{4\pi} \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{R}}{R^3} \frac{(1 - v^2/c^2)}{[1 - (v/c)^2 \sin^2 \phi_{Rv}]^{3/2}} \quad (1.3)$$

ここで、 $\mathbf{R} = \mathbf{r} - \mathbf{r}'$ 、 μ_0 は真空中の透磁率、 ϕ_{Rv} は \mathbf{R} と \mathbf{v} のなす角である。よって、各荷電核子の位置と速度の情報を得ることができればある時間で位置 \mathbf{r} に作る磁場を求めることができ、それを全荷電核子で足し合わせることで高エネルギー原子核衝突で生成される磁場を求めることができる。式 (1.3) からわかるようにこの磁場は位置 \mathbf{r} からの距離に反比例するため、 \mathbf{r} が小さいほど大きくなる。原子核の大きさは $\sim 10\text{fm}$ 程度であり、光速近くまで加速された荷電粒子の集団がこのように非常に狭い領域で非中心衝突をすることによって、きわめて強力な磁場が生成されると考えられるのである。

spectators と participants によって生成される磁場が異なる。spectators は z 方向に光速に近い速度で進み、衝突径数方向 (x 方向) にずれてすれ違うため、spectators によって作られる磁場は反応平面に垂直 (y 軸方向) に生成される。また、衝突径数が大きい衝突ほど spectators 陽子の数は多くなるため、より大きな磁場を生成すると考えられる。しかし、spectators は衝突後光速で飛び去ってしまうため、衝突直後は衝突点にきわめて強力な磁場を生成するが、それはすぐに減衰してしまう。participants は衝突によってすり抜けずに残った陽子は y 軸方向を回転軸として

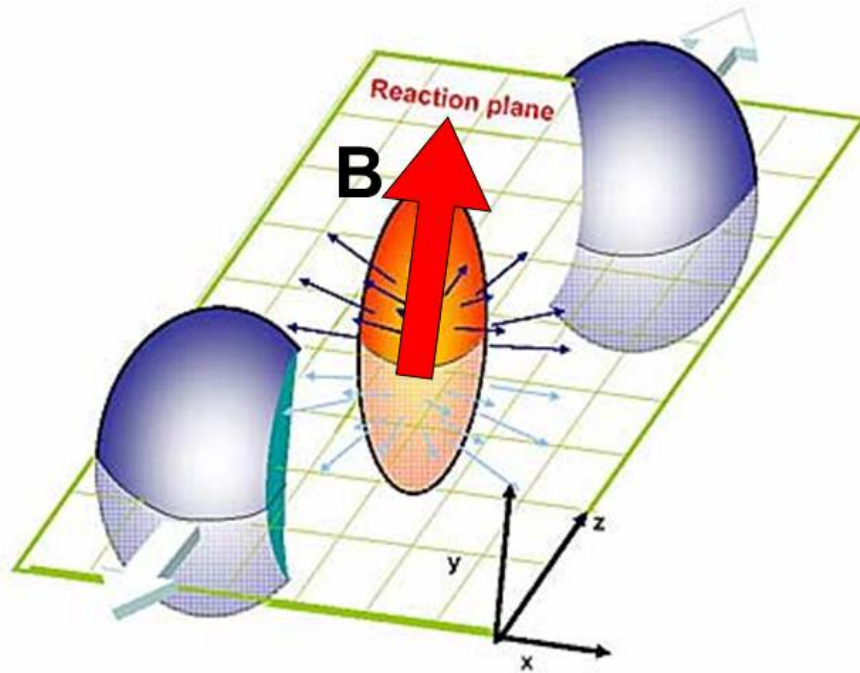


図 1.8: 高エネルギー原子核衝突における強磁場生成の様子 [4] 高密度の原子核が fm の狭い空間で衝突を起こすことによりきわめて強力な磁場が生成される。

角運動量を持つと考えられる。そのため、participants が作る磁場は y 軸方向の磁場に生成され、その磁場は spectators が生成する磁場に比べ長く保たれると考えられる。各角運動量は抵抗を受けて回転が緩くなり、やがて QGP の寿命を迎えると最終的に飛び散ってしまう。つまり、時間が経つにつれて磁場は減衰するが、QGP の寿命程度の時間までは保たれると推測する。spectators と participant がそれぞれ作る磁場の時間依存性は先行研究 [6] で見積もられている。

1.3.1 強磁場生成に伴う物理現象

強磁場の生成に伴って、いくつかの興味深い現象が議論されている。以下に強磁場生成によって生じるとされている物理現象についていくつか紹介する。

シンクロトロン放射 [10]

QGP 中に強磁場が生成されると、QGP 中の荷電粒子（クォーク）が磁場に巻きつき、シンクロトロン放射をして光子やレプトン対、グルーオンを放出する現象が考えられている。これらによって荷電粒子（クォーク）はエネルギー損失が生じる。

実光子の分裂と融合、崩壊 [11]

強磁場中で光子のエネルギーが十分大きくなると、高エネルギー光子が分裂により低エネルギー化することが可能であり、その逆プロセスも可能である。また、電子・陽電子対に崩壊することができる。実光子がフェルミオン対に崩壊することは真空中では起こりえないことである。もし真空中で光子が崩壊してしまったら、その二つの粒子の重心系を取ると光子が静止した状態が得られることになってしまい、矛盾するからである。しかし、驚くべきことに強磁場中ではこれが可能になる。

真空複屈折 [8] [9]

非常に強い磁場中を光子が伝播すると、電子・陽電子対の真空偏極の効果によって、光子

の屈折率が変化する。光子の二つの伝播モードのどちらもが、1と異なる屈折率を持ち、その二つの値が互いに異なることから、この現象を「複屈折」と呼ぶ。磁場がない場合はゲージ不変性、ローレンツ対称性から光速度に変化はないが、磁場がある時には電子・陽電子の応答に異方性があるために、磁場と平行成分、垂直成分の速度がそれぞれ変化する。そのために生じる現象である。

その他、カイラル磁気効果 [12] や schwinger 機構など、様々な現象の理論的予想が為されている。

1.4 研究目的

我々は高エネルギー原子核衝突によって生じる強磁場の直接的検出を目指している。本研究室では先行研究として磁場方向に対する電子対の方位角非等方性の測定が行われているが、私はより直接的な検出方法として、磁場に依る荷電粒子の電荷に対する曲率符号の違いの検出を提案する (章 (3.4) で詳しく述べる)。本研究ではこの直接的検出を行うための基礎研究を行った。

我々が検出を目指している磁場の振る舞いを知るとはとても重要なプロセスである。先行研究 [6] によって、原子核衝突での磁場の振る舞いを求めているが、完成にはいたっていない。本研究ではその update として原子核衝突が相対論的運動をしていることを考慮し、その時の磁場の振る舞いの解析を完成させることを第一の目的としている。次に直接的検出を行うために必要である、強磁場方向の決定を第二の目的としている。

第2章 実験背景・実験施設

本章では、本研究の舞台となる実験施設、実験背景について述べ、解析を行うにあたって用いた測定器やプログラムについて説明する。

2.1 LHC 加速器

LHC 加速器はスイス・ジュネーブ郊外にある欧州原子核研究機構・CERN 近郊の地下約 100m に建設された、周長 26.7km の円形ハドロン衝突型加速器である。LHC 加速器では、陽子陽子衝突で重心系衝突エネルギー 14TeV、鉛鉛衝突で核子対あたり重心系衝突エネルギー 5.5TeV に到達させることが計画されている。

2009 年冬に、重心系衝突エネルギー 900GeV 及び 2.36TeV の陽子陽子衝突によって物理運転を開始した。2010 年には、陽子-陽子衝突 7TeV、同年 11 月には鉛-鉛原子核衝突 (2.76 TeV (核子当り)) に成功している。これは、原子核衝突実験としては史上最高エネルギーである。

LHC 加速器には、ALICE、ATLAS、CMS、LHC-b、TOTEM、そして LHC-f という 6 つの実験グループがある。LHC 加速器の目的は、陽子陽子衝突実験ではヒッグス粒子や超対称性粒子の発見、鉛鉛衝突実験では QGP の性質の解明である。

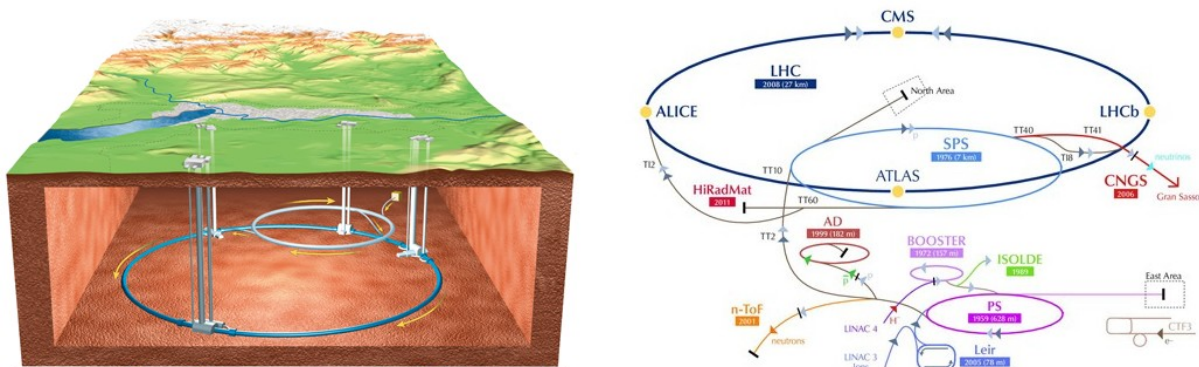


図 2.1: LHC 加速器の概略図 [2] [3] LHC 加速器は地下 100 m に演習 27 km の加速器トンネルが掘られ、そこに加速器が設置されている。LHC 加速器には、6 つの実験グループがある。

2.2 ALICE (A Large Ion Collider Experiment)

ALICE(A Large Ion Collider Experiment) 実験は、LHC 加速器で展開される主な 4 つの実験の一つである。LHC 加速器における重イオン衝突は太陽中心部の 100,000 倍以上の温度を作り出す。このような状態においては核子中のクォークは閉じ込めから解放され、ビッグバン直後の非常に高温であった宇宙にかつて存在したと考えられる QGP 相が発現される。ALICE 実験によって QGP 相が観測されれば、現在の宇宙を構成している物質がビッグバンからの宇宙の膨張、冷却を経てどのようにして生成されたかを知る手がかりになるのではないかと考えられている。ALICE

実験は重イオン衝突実験に特化させた唯一の実験であり、QGPの解明に焦点を置いているが、多くの物理を測定できるように設計されている。LHC加速された原子核同士を衝突させると、数千もの様々な粒子が生成されるが、QGP相観測のためには、その多数発生する粒子をそれぞれ判別し、運動量やエネルギーを精密に測定しなければならない。検出器としては、勿論、高い検出効率やエネルギー・位置分解能が要求される。ALICE検出器では、幅広い運動量領域の粒子の飛跡を識別でき、またLHCエネルギーでの鉛鉛原子核衝突の最大粒子多重度にも対応できるようになっている。多数の検出器により構成されており、全体では高さ16m、幅16m、奥行き26m、という巨大な検出器となっている。このALICE検出器は

- (1) 衝突点付近を被う Central Barrel($-0.9 < \eta < 0.9$)
- (2) 前方方向のミュオン粒子を測定する Muon Spectrometer($-4 < \eta < 2.5$)
- (3) 衝突事象を選別するグローバル検出器 ($3.4 < |\eta|$)

の3つの部分に分けられる。Central Barrelはマグネットの中に格納され、中には磁場(0.5 Tesla)がかかけられている。ハドロン、電子、光子の検出及び粒子識別は Central Barrel 検出器で行われる。荷電粒子のトラッキングはITS,TPC,TRDが、粒子識別は主にTPC,TRD,TOF(Time of Flight),HMPID(High Momentum PID)が行う。検出器内でのエネルギー損失を用いる(TPC)、遷移放射を用いる(TRD)、粒子の飛行時間を用いる(TOF)、チェレンコフ放射を用いる(HMPID)といった種々の方法でCentral Barrelでは粒子識別が行われる。光子の検出にはカロリメータが使用される。Central Barrelにおける光子検出器はPHOS,EMCal,DCalから成る。FMD,V0,T0検出器は広いラピディティ領域での荷電粒子の測定を行い、イベントトリガーの役割をもつ。PMDは光子の粒子多重度の測定を、ZDCは重イオン衝突の際の反応傍観部中性子の測定を行う。この実験には、アメリカやイギリスなど世界36ヶ国の人々が参加し、132の研究機関から構成される、大規模な実験となっている。日本からは、広島大学、東京大学、筑波大学が参加している。

THE ALICE DETECTOR

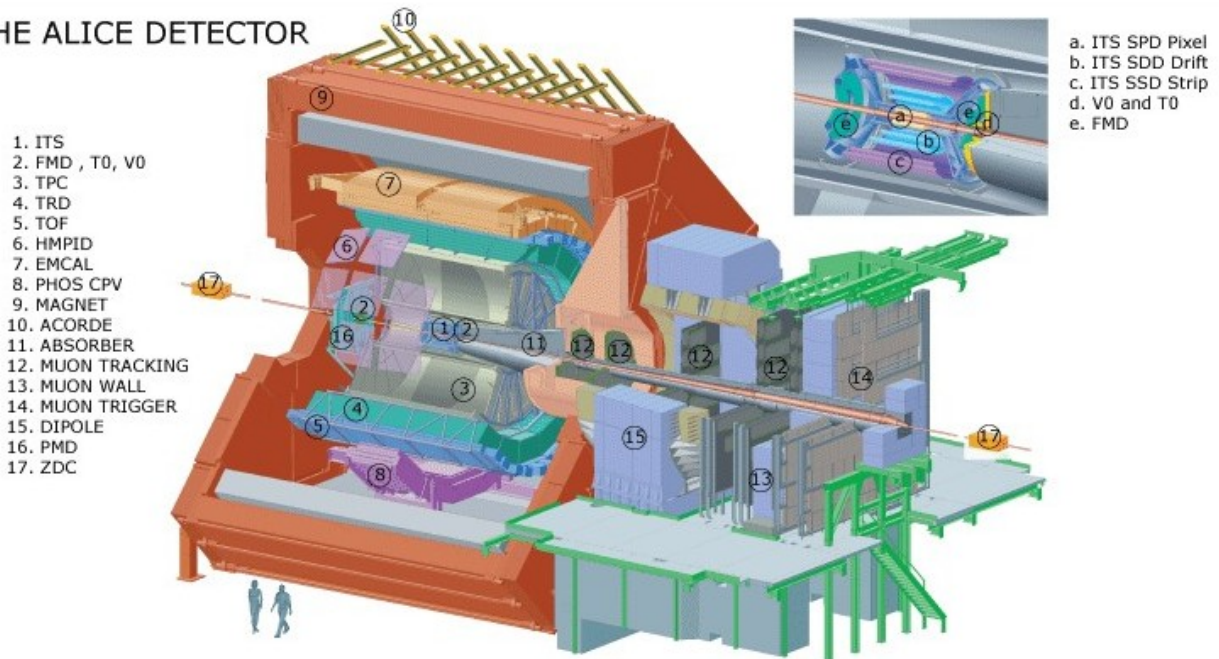


図 2.2: ALICE 検出器 [1] 17種類の検出器が組み合わさっており、これらの検出器を用いてQGPの定量的理解を目指している。

2.2.1 VZERO detector

V0 は二枚の円盤状のシンチレータから構成されており、32のシンチレーションカウンターの列を2列、計64個、ビームパイプ周辺に並べた構造をしている。衝突点を左右に分けると、A側(A-side)とC側(C-side)に分かれるが、A側のVZERO-Aは $z = 3.3m$ の位置に($2.8 < \eta < 5.1$)、C側のVZERO-Cは $z = -0.9m$ ($-3.7 < \eta < -1.7$)の位置に設置されている。ZER検出器では、衝突で発生した荷電粒子数を測定し、衝突事象の中心衝突度や反応平面の決定、トリガーの形成などに使われる。

2.2.2 Zero Degree Calorimeter(ZDC)

participant核子の数は、原子核と原子核衝突の幾何と関連づけて観測することができる。前方向でのspectatorsのエネルギーを測定することによって見積もることができる。ALICEでは、spectatorsはZero-Degree Calorimeters(ZDC)によって測定される。ZDC検出器はspectators中性子を測定するZN検出器とspectators陽子を測定するZP測定器、及び電磁カロリメータのZEM検出器から構成されている。ZN検出器とZP検出器はビーム衝突点からビームラインの両サイドの115m離れた位置に設置されており、ZEM検出器はビーム衝突点からMuon Spectrometerの反対側に7m離れた位置に設置されている。

ZDCによって測定された中心位置情報は、PMDの信号とミュオン検出器からの信号と共にL1トリガーを作る。また、位置敏感検出器であるZDCは原子核衝突の反応平面を決定することも目的としている。

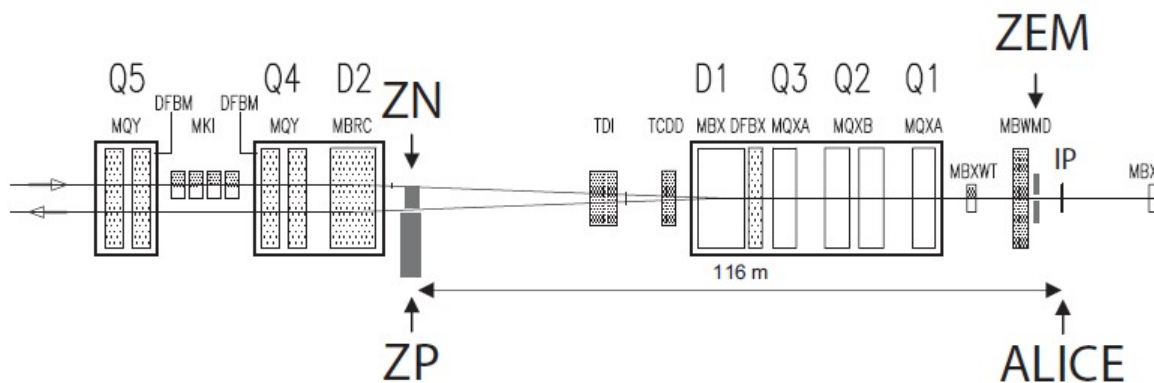


図 2.3: 各 ZDC 検出器の位置 [5] ビーム軸上に ZN、少しずれた位置に ZP、衝突点近くに ZEM がある。

spectators陽子はLHCビームラインの磁場により、核子から分離し、曲がる。よって、ZN検出器はビームパイプから 0° の場所に位置するがZP検出器は正粒子が逸れる方向にビームパイプとずれて位置している。前方の検出器をAside検出器、後方の検出器をCside検出器という。

ハドロンZDC検出器(ZN, ZP)はカロリメータをサンプリングするクォーツファイバーである。吸収物質中に入射した粒子はシャワーを生成し、チェレンコフ光を放出する。それらをクォーツファイバーを用いて読み出す。ハドロンZDC検出器の光学の読み出しは4つの独立したタワーに分割されており、それぞれのタワーにある2つのファイバーのうち、1つは各タワーに対応している4つのPMTにそれぞれ送られ、もう1つは全てのタワーから光を集めている1つのPMTに送られている。

表 2.1: ZDC 検知器の主な特性 [5]

	ZN	ZP	ZEM
dimensions(cm^3)	$7.04 \times 7.04 \times 100$	$12 \times 22.4 \times 150$	$7 \times 7 \times 20.4$
Absorber	tungsten alloy	brass	lead
$\rho_{absorber}(gcm^{-3})$	17.6	8.5	11.3
Fibre core diameter(μm)	365	550	550
Fibre spacing(mm)	1.6	4	not applicable
Filling ratio	1/22	1/65	1/11
Length(in X_0 units)	251	100	35.4
Length(in λ_1 units)	8.7	8.2	1.1
Number of PMTs	5	5	1

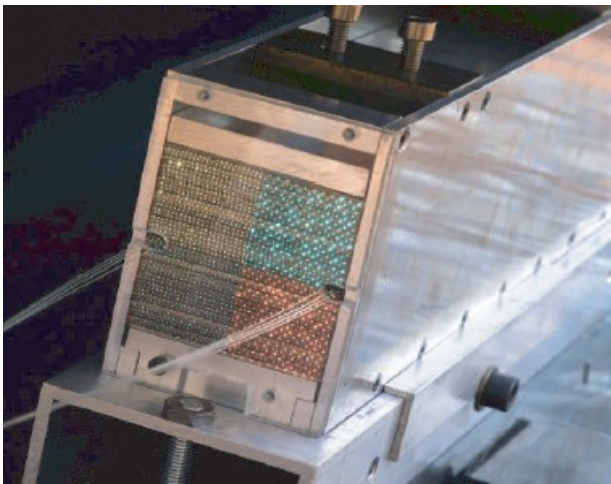


図 2.4: ZDC の ZN 検出器と ZP 検出器 [5] spectators 中性子、及び陽子を測定している。

2.3 高エネルギー原子核衝突シミュレーション

物理的あるいは抽象的なシステムをモデルで表現し、そのモデルを使って模擬実験を行うことをシミュレーションという。解析的に解けない問題には、ランダム事象を大量に発生させ統計的手法を用いてアプローチする。この手法をモンテカルロ法という。また様々な条件でのシミュレーションを瞬時に実行可能であり、また仮想実験を気軽に行うことができるのもシミュレーションの大きな利点である。また、シミュレーションは理論と実験との比較にも用いられる。

PYTHIA

イベントジェネレータ PYTHIA は、高エネルギーの物理事象を生成することができるプログラムである。PYTHIA では電子、陽電子、陽子、反陽子のような基本的な粒子間の、様々な組み合わせの衝突を記述することができる。このプログラムは、パートン分布やハドロン崩壊といったさまざまな理論や物理モデルを含んでいて、それらは実験事実に基づいている。衝突後の粒子の生成は、QCD・弱い相互作用・電磁相互作用が含まれた、標準模型の理論計算によって再現されている。

HIJING (Heavy Ion Jet INteraction Generator)

HIJING は PYTHIA と同様に高エネルギー物理事象を生成することができるプログラムである。さまざまな原子核の組み合わせの衝突を記述することができる。多重ジェット生成のための QCD モデルに基づいたプログラムであり、具体的には多重ミニジェット生成、soft excitation、PDF による nuclear shadowing を含んでいる。核種の選択、衝突係数の値を自由に設定することが可能であり、基本的には PYTHIA と同様のロジックを用いており、PYTHIA による核子衝突の重なりあわせとして記述される。粒子衝突における全ての物理は正確には理解されていないため、様々の QCD ベースのモデルを取り入れ、理論と実験結果を比較する手段として広く使われている。

ALIROOT

AliRoot は、事象生成シミュレーション+検出器シミュレーション+ データ再構成の機能を基本とする ALICE オフラインフレームワークである。LHC 加速器を用いた ALICE 実験解析のために開発されたソフトウェアであり、高エネルギー実験解析用ソフト ROOT をベースにしている。ALICE 実験での結果を再現するためのデータベースが多数用意されており、PYTHIA,HIJING, また陽子や電子などの粒子が物質中で起こす反応や振る舞いなどを再現するシミュレーションソフトウェアである Geant と組み合わせることで、より実験環境に近いシミュレーションを可能としている。また、解析用ライブラリも持ち合わせており、ALICE 実験のデータ解析は ALIROOT を用いて行う。

流体模型シミュレーション

QGP 相は流体的な記述が可能である。そのために、QGP を完全流体（粘性がゼロの流体）であると仮定した、相対論的流体力学模型を用いて原子核衝突の時間発展を記述したコードが流体模型シミュレーションである。相対論的流体力学模型とは、衝突後の系で局所熱平衡が成り立っているとし、その系に相対論的な流体力学の方程式を適用し、系の時間発展を計算しようというものである。完全流体力学模型は実験結果の楕円フローをよく記述できる。

第3章 強磁場生成

この章では、高エネルギー原子核衝突時に生成すると考えられる磁場の計算方法、ならびに見積りの計算結果を示す。衝突時の磁場の見積もり、及び時間依存性は本研究の先行研究 [6] によって既に為されている。本研究ではこの見積もりに対し、新たに相対論効果に依るビーム軸方向のローレンツ収縮を考慮し、ローレンツ収縮を考慮しなかった場合との比較を行った。また、stopping power を考慮した磁場についてもローレンツ収縮を考慮した場合の結果を算出し、RHIC エネルギー領域に加え新たに LHC エネルギー領域での見積もりを行った。

3.1 磁場の計算方法

ここでは、まず衝突時に生成すると考えられる磁場の計算方法について記す。本研究ではモンテカルロシミュレーションによる Glauber 模型を用いて原子核衝突が生じた直後 $t = 0$ での participant proton が衝突中心点に生成する磁場を求めた。Glauber 模型は、高エネルギー原子核衝突の幾何学的描像を表す模型であり、原子核衝突を核子・核子衝突の重ね合わせであると考え、核子は一直線上を進み衝突後もその軌道を曲げないと仮定している。

3.1.1 Full stopping を仮定した時の磁場の計算

まず、全核子が衝突後に中心 rapidity(付録 2) 付近で静止する、Full stopping を仮定した場合の計算を行った。つまり、Landau 描像であると仮定した場合である。この静止した核子はすべて角運動量を持ち、反応平面に垂直な方向を軸として回転続けると仮定する。各衝突係数に対する磁場の計算の手順を以下に示す。

1. まず、モンテカルロシミュレーションにより座標 $(b/2, 0, 0)$ を中心とする原子核 1 と $(-b/2, 0, 0)$ を中心とする原子核 2 を作成する。各原子核の核子分布はウッズサクソン分布に従うとした。

$$\rho(r) = \frac{\rho(0)}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)} \quad (3.1)$$

$R = 1.21 \times A^{1/2}[fm]$: 質量数 A の原子核半径

$a = 0.54[fm]$: diffusenessparameter

r : 原子核中心からの距離

ここで、 z 軸をビーム軸、 x 軸を衝突係数方向とし、 $+x$ 方向に中心がずれた原子核 1 が $+z$ 方向に進む原子核として考えている。今回は原子核が光速に近い速さで衝突を起こすための衝突時の相対論効果によるビーム軸方向のローレンツ収縮を考慮した。そのため、各核子の z 成分はウッズサクソン分布により割り当てられた値に $1/\gamma$ をかけた値を採用した。

2. 次に、Glauber 模型を用いて participant の数、spectator の数及び核子-核子衝突の回数を計算する。各核子同士が衝突したかどうか判断するための指標としては、陽子陽子の全散乱断面積 σ を用いた。表 2 は核エネルギーにおける陽子陽子の全散乱断面積 σ の値である。

表 3.1: 各衝突エネルギーにおける陽子陽子の前散乱断面積 σ [6]

衝突エネルギー ($\sqrt{s_{NN}}$)	σ [mb]
$Au + Au@200GeV$	42
$Pb + Pb@2.76TeV$	84
$Pb + Pb@5.5TeV$	94

原子核 1 の核子と原子核 2 の核子の距離 r_{12} が、

$$R_{12} = \sqrt{\sigma/\pi} > r_{12} [fm] \quad (3.2)$$

の場合、それらの核子同士は衝突したとみなす。原子核 1 の核子と原子核 2 の核子の全核子同士を確かめ、少なくとも 1 回衝突した核子を participant、一回も衝突を起さなかった核子を spectator として採用した。

3. 核子の衝突情報が得られたので、participant proton が原点に作る磁場を算出する。participant proton の位置情報を式 1.3 に代入することで 1 個の participant proton が原点に作る磁場を算出することができる。これを全 participant proton 分算出し、足し合わせた値を一回の衝突で生成される磁場として採用する。計算の際、participant proton の速度 v は光速 c とした。
4. 複数 event に対し同様の計算を行い、ある程度の統計で磁場のヒストグラムを作成し、gauss 分布で fitting し、その mean の値をその衝突係数での磁場の強度として採用した。

以上の流れで Full stopping を仮定した場合の磁場を求め、衝突係数依存性を算出した。

3.1.2 Stopping power を考慮した磁場の計算

Full stopping では全ての核子が衝突後中心 rapidity 付近にとどまり、角運動量を持って y 軸を軸にして回転することにより磁場を作ると仮定していた。しかし、RHIC や LHC エネルギー領域のような高エネルギー原子核衝突実験では、Bjorken 描像 (章 1.2.2) によると衝突した核子は Stopping power が小さいためにすり抜けてしまい、全ての核子が中心 rapidity 付近にとどまるわけではない。すり抜けた核子の作る磁場は spectators と同様に早い時間スケールで減衰してしまうと考えられる。しかし、図 (1.4) を見ると、すり抜けずに残っている陽子が存在していることが確認できる。よって、stopping power を考慮することですり抜けずに残った陽子が作る磁場を求めることができる。これらの陽子の作る磁場は中心 rapidity 付近にとどまり、角運動量を持つと考えられるため、spectators やすり抜けてしまった核子が作る磁場よりも長く保たれると考えられる。stopping power を考慮した場合の磁場は participant proton の中から中心 rapidity 付近にとどまっている陽子の成分を抽出したものであるため、Full stopping を仮定した場合の磁場に中心 rapidity 付近での net proton の数と participant proton の数の比率をかけることで求めることができる。

net proton とは生成された陽子の収量から反陽子の収量を差し引いたものであり、入射原子核の核子 proton である。net proton の求める方法として、今回は HIJING による原子核シミュレーションの結果より算出した。各衝突係数に対する net proton の求める過程を以下に示す。

1. HIJING を用いて衝突係数 $b - 0.5 < b < b + 0.5$ の範囲の衝突係数で原子核衝突シミュレーションを行う。
2. 結果の粒子分布から偽 rapidity が $-1 < \eta < 1$ の間の proton と anti proton の数を求め、その差を算出する。これが event by event の net proton である。
3. この計算を複数 event 分行い、net proton の event ヒストグラムを作成する。そのヒストグラムを gaus 分布で fitting し、mean の値をその衝突係数での net proton として採用する。 $Pb + Pb\sqrt{S_{NN}} = 2.76TeV$ の net proton の衝突係数依存性を図 (3.1) に示す。

net proton を算出する際の rapidity の範囲について、Stopping power によって粒子がすり抜けずに残っている領域は明確ではないが、今回の計算では $-1 < \eta < 1$ の rapidity 領域の proton が stopping power の効果により残っていると仮定した。

participant proton はグラウバー模型シミュレーションを用いて、net proton と同様な手順で求める。各衝突係数でシミュレーションを行い event by event の participant proton を求め、複数 event 行いヒストグラムを作成、そのヒストグラムを gaus 分布で fitting した mean の値を participant として採用する。participant proton の衝突依存性を図 (3.2) に示す。

以上の過程により各衝突係数による net proton と participant proton(Full stopping proton) が求められた。これらから計算された比率 $R_{NN} = N_{net-p}/N_{fs-p}$ を Full stopping を仮定した場合に求められた磁場 B_{fs} にかけたものが stopping power を考慮した場合の磁場の値 B_{sp} となる。

$$\begin{aligned} B_{sp} &= \frac{N_{net-p}}{N_{fs-p}} \times B_{fs} \\ &= R_{NN} \times B_{fs} \end{aligned} \quad (3.3)$$

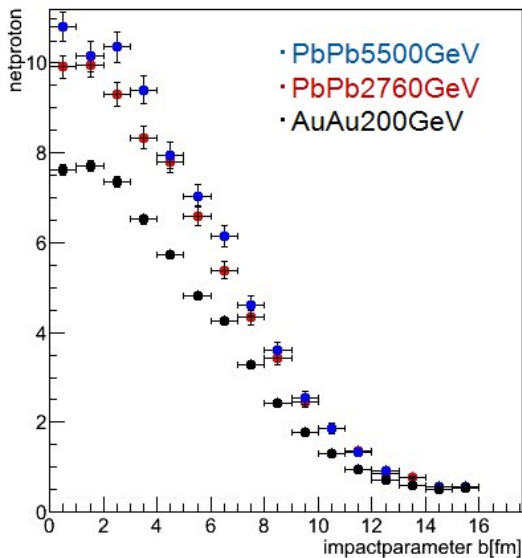


図 3.1: HIJING による net proton の衝突係数依存性

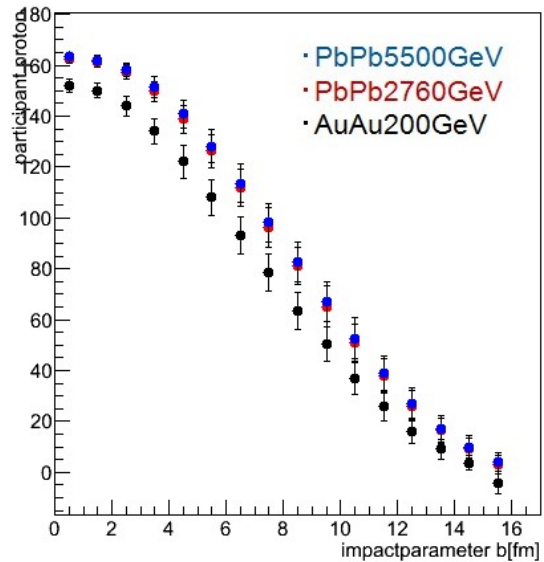


図 3.2: モンテカルロシミュレーションを用いたグラウバー模型による participant proton の衝突係数依存性

3.2 磁場の計算結果

各計算方法によって磁場の衝突係数依存性を見積もった結果を示す。

3.2.1 Full stopping を仮定した時の磁場の結果

まず、Full stopping を仮定した時のローレンツ収縮を考慮した磁場の結果を示す。すべてのエネルギー領域において中心衝突では磁場が小さく、衝突係数が大きくなるにつれて磁場は大きくなり、衝突係数 $b = 6 \sim 11 [fm]$ において磁場は最大となっている。その後周辺衝突になるにつれて磁場は減少していく。また、大きなエネルギーの衝突ほど磁場は大きくなっている。磁場の強度は最大で RHIC エネルギー領域において $\sim 10^{14} [T]$ 、LHC エネルギー領域において $\sim 10^{16} [T]$ に達している。

また、これらの値はすべてのエネルギー領域においてビーム軸方向のローレンツ収縮を考慮しない場合 [6](章 3-1) に比べて約 3~4 倍程度大きく、相対論的な衝突ではより強い磁場が生成されることが考えられる。

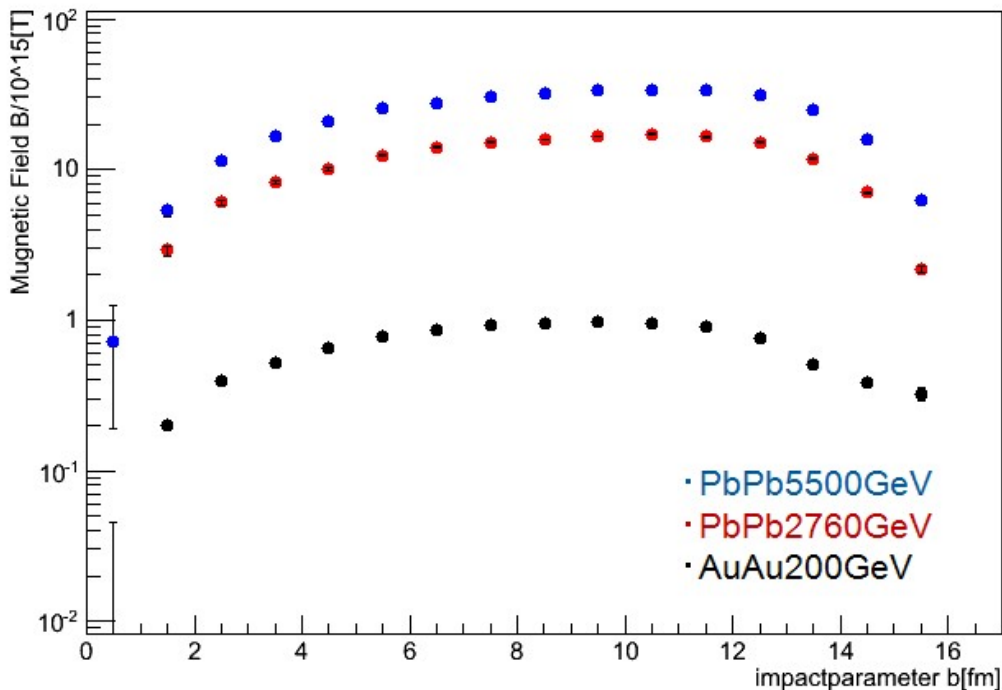


図 3.3: Full stopping を仮定した時の磁場

3.2.2 Stopping power を考慮した磁場の結果

次に、stopping power を考慮した時の磁場の計算結果を示す。

図 (3.4) は R_{NN} の各衝突係数依存性である。周辺衝突になるにつれて R_{NN} は緩やかに減少傾向にあるが、大きな変化は見られない。これは衝突係数が小さくなるにつれて stopping power は少々減少するものの、さほど大きな変化はないということだと考えられる。 $b > 12 fm$ の衝突係数が大きい周辺衝突では、そもそも participant proton が少ないためにエラーバーが大きく議論できない。

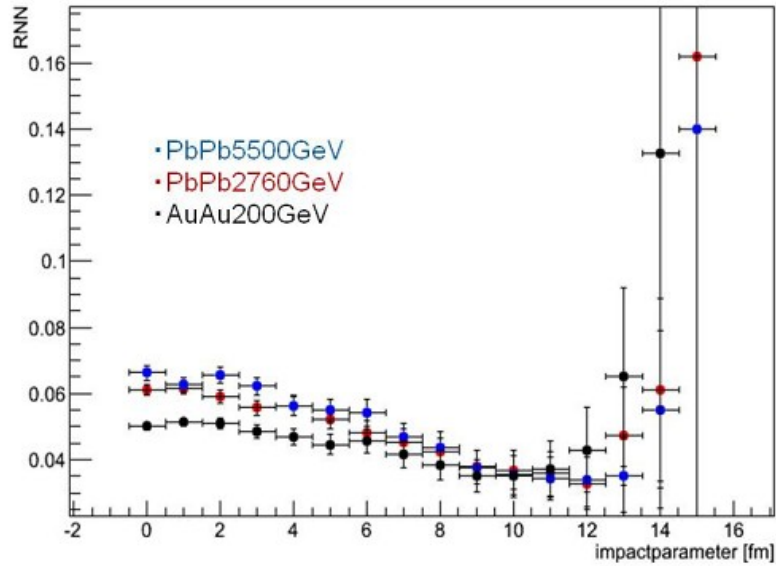


図 3.4: net proton と participant proton の比率 R_{NN}

この R_{NN} より式 (3.3) の式を用いて stopping power を考慮した場合の磁場を算出した結果を図 3.5 に示す。衝突係数に対する磁場の振る舞いは Full stopping を仮定した場合と同様で中心衝突、周辺衝突において磁場は小さく、衝突係数 $b = 6 \sim 10$ [fm] 付近で磁場は最大になる。 R_{NN} の値が各衝突係数において $0.04 \sim 0.08$ なことから、Stopping power を考慮した磁場は Full stopping の磁場に比べて $4\% \sim 8\%$ 程度に減少していることがわかる。しかしながら、磁場の強度は最大で RHIC エネルギー領域で $\sim 10^{14}$ [T]、LHC エネルギー領域で $\sim 10^{15}$ [T] 程度まで達しており、長くとどまると考えられる磁場成分も大きな強度を有することがわかる。

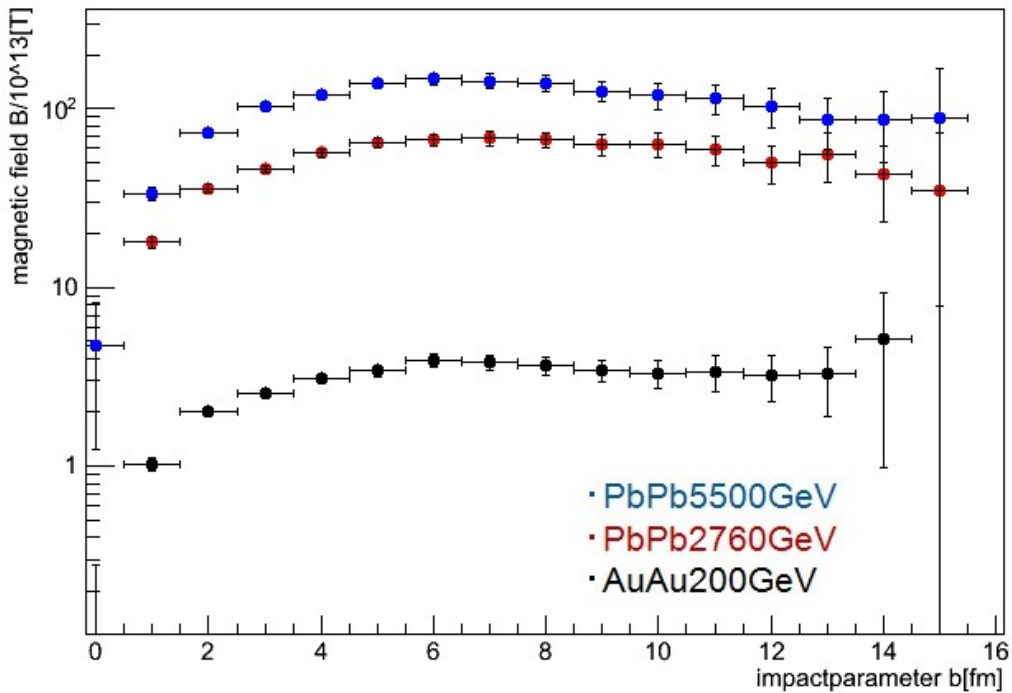


図 3.5: stopping power を考慮した時の磁場

3.3 考察

3.3.1 ローレンツ収縮の効果

Full stopping を仮定した時の磁場において、ローレンツ収縮を考慮した場合の磁場は、しなかった場合に比べて約3~4倍程度大きくなった。ローレンツ収縮を考慮しない場合、原子核は球状であり、z軸方向にも厚みを持っている。よって、原子核衝突時の participant 陽子もz方向の厚みを持っているため、原点からはその分距離を持っている。原子核が光速に近い速度で走っていることによるz軸方向のローレンツ収縮を考慮すると、原子核はつぶれてパンケーキ状になる。原子核のz軸方向の厚みは $1/\gamma$ 倍となるが、 γ は高エネルギーであるほど大きく、本研究で解析したエネルギー領域ではz軸方向の厚みはほぼ0となる。よって、衝突時の participant 陽子もz方向の厚みがなくなり、その分ローレンツ収縮を考慮しなかった場合に比べて原点までの距離が近くなる。このため、3~4倍程度の強力な磁場が生成されたのだと考えられる。

3.3.2 衝突毎の揺らぎ

純粹に participant 陽子それぞれが作る磁場を足し合わせたものの事象平均が図(3.3)である。事象平均的にみるととても強力な磁場が生成されていることが確認できるが、実際、それぞれの事象の磁場には大きなばらつきがある。

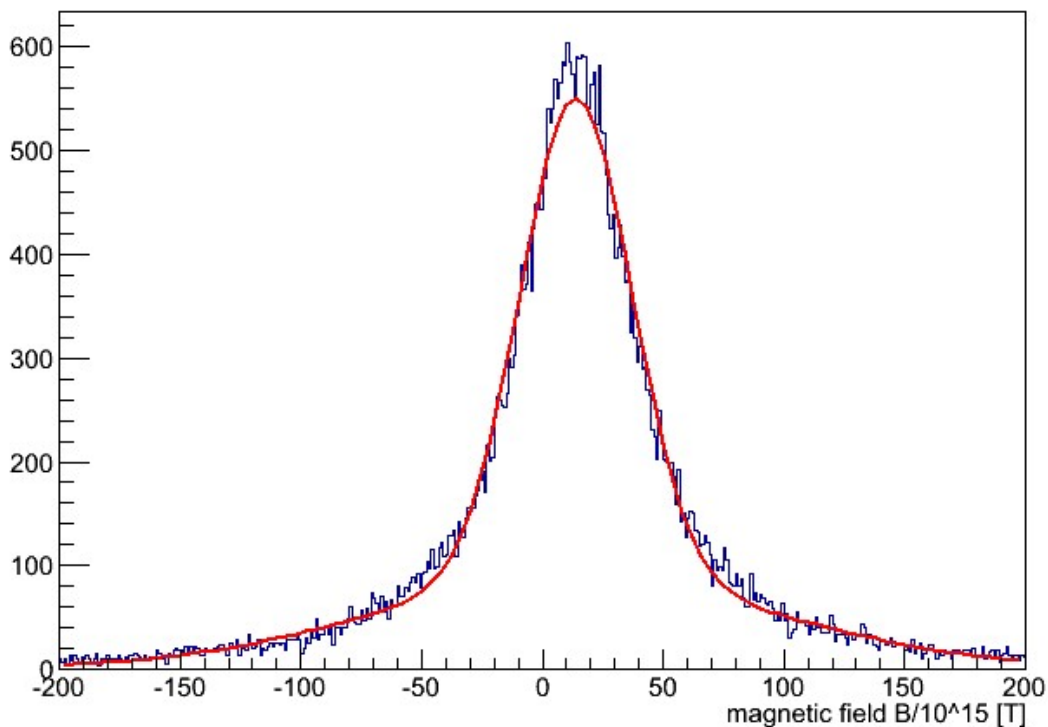


図 3.6: 衝突係数 $b=6$ の時の磁場の分布

図(3.6)は衝突係数が $b=6$ の時の各事象の磁場をヒストグラムにしたもの、つまり Full stopping の磁場を計算する過程4で生成されたヒストグラムである。この図のピーク値が図(3.3)のプロット点である。この図を見ると、事象によって磁場がマイナスになったり、 $\sim 10^{17}[T]$ 程度の強力な磁場が生成されたりしており、磁場は事象毎に大きくゆらいでいることが分かる。すなわち、高エネルギー原子核衝突で生成される磁場の強度は事象によって大きく異なるのである。この原因

は、衝突時の原子核の核子分布が関係していると思われる。

原子核の核子は分布が異なる。よって、原子核衝突初期の participant 部分の分布ももちろん事象毎に異なり、揺らぎをもっている。磁場は衝突時の participant 陽子の位置に関係するため、初期分布のゆらぎは磁場に大きく影響する。そのため、事象毎に大きく異なった磁場が生成されると考えられる。

3.4 強磁場生成の直接的検出

我々高エネルギー原子核衝突によって生じる強磁場の直接的検出を目指している。本研究室では先行研究として強磁場中での仮想光子偏極による磁場方向に対する電子・陽電子対の方位角非等方性の測定が行われているが、私はより直接的な検出方法として、磁場に依る荷電粒子の電荷に対する曲率符号の違いの検出を提案する。

電場や磁場の中で荷電粒子が運動すると、荷電粒子は電場・磁場から力を受ける。この力をローレンツ力という。電荷 q を持つ荷電粒子が電場 E 、磁束密度 B の磁場の中を速度 v で運動しているとき、荷電粒子が受けるローレンツ力 F は

$$\mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (3.4)$$

と表わされる。荷電粒子は、電場からは電場の方向に沿って、磁場からは磁場と運動の方向にそれぞれ垂直に力を受ける。この力は電荷の符号が異なると受ける力の向きも反対になる。原子核衝突によって生成された荷電粒子は衝突による強磁場の力を受け、その運動の方向を変える。これは電荷の符号によって逆向きの方向に変化すると考えられるため、その違いを検出することで、原子核衝突によって強磁場が生成されていることを検出することができると考えている。

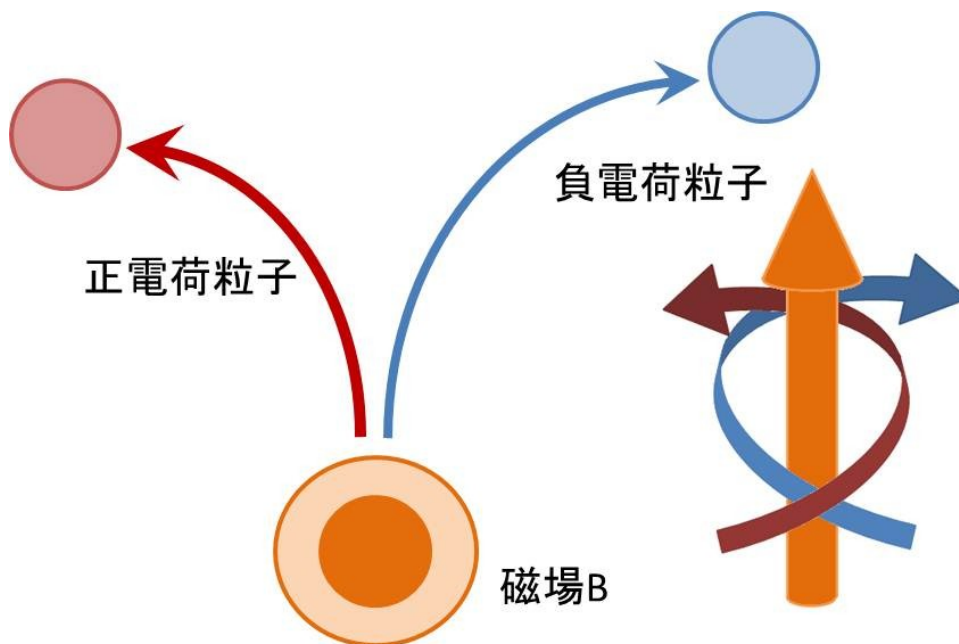


図 3.7: 電荷に依る磁場に対する曲率符号の違い 磁場に対して、正電荷は右ねじ方向に、負電荷は左ねじ方向に曲がる。

前節での計算結果に依り、高エネルギー原子核衝突によって生じる磁場の大きさは RHIC エネルギー領域で $\sim 10^{14}$ [T]、LHC エネルギー領域で $\sim 10^{15}$ [T] 程度まで達していることが分かった。この磁場は衝突直後から減少するが、QGP の寿命程度の時間までは保たれると推測している。

運動量 p を持つ電子がこの強磁場 B 中を進む時の曲率半径 R は

$$p[\text{GeV}] = 0.3 \times B \times R[\text{Tm}] \quad (3.5)$$

によって計算できる。例えば運動量が 1 GeV の電子が $B = 10^{14}[\text{T}]$ の磁場中を運動するときの曲率半径 R は $\frac{1}{3} \times 10^{-13}[\text{m}]$ であり、曲率は 3×10^{13} である。このとき、電子は 1fm 進む時に 1.5 度程度曲がる。原子核衝突によって生じる強磁場は QGP の大きさ程度の範囲に影響を与えられ、QGP の大きさは原子核の大きさ程度であり、 $\sim 10\text{fm}$ 程度である。よって、この磁場に依る曲率の違いは十分に検出可能であると推測する。

章 (1.3) で説明したように、原子核衝突によって衝突原点に生じる磁場は反応平面に対して垂直方向に生じると考えられる。よって、磁場の軸は反応平面が決まることによって決定することができる。しかし、この方法で決定できるのは磁場の軸のみであって、方向まで決定することはできない。反応平面は実験において $-\pi/2 < \phi < \pi/2$ の範囲の面としてしか定義されておらず、決定しないからである。先行研究では磁場の軸のみの決定によって解析が可能であるが、今回提案する検出法では磁場の軸だけでなくその方向の決定が必要となる。この磁場方向の決定は反応平面の裏表を決定づけることによって決定可能であると考えられる。

よって、本研究では反応平面の裏表の決定づけを試み、その手法を提案した。次章にその手法、ならびにその解析結果について記す。

第4章 高エネルギー原子核衝突幾何の決定手法、解析方法

本章では強磁場の方向を決定づけるための反応平面の裏表を決定する手法を提案し、その解析方法について説明する。

4.1 反応平面の裏表

まず、反応平面の裏表の定義について詳しく説明する。衝突のビーム軸と衝突係数方向によって作られる平面を反応平面 (Reaction Plane) という。実験において、座標は実験室系を採用しており、ビーム軸方向を z 軸、床面に平行に x 軸、垂直に y 軸ととり、 z 軸から y 軸に回る方向を θ 、 x 軸から y 軸に回る方向を ϕ と定義すると、前章で述べたように、実験において反応平面は $-\pi/2 < \phi < \pi/2$ の範囲で決められ、原子核衝突において+の方向に進んでいる原子核 (projectile) が-の方向に進んでいる原子核 (target) の左側を通過したか、右側を通過したかは区別していない。例えば図 4.1 のように衝突係数方向を x とした座標系で見ると、projectile が $+x$ 方向にずれて target が $-x$ 方向にずれていた場合と、projectile が $-x$ 方向にずれて target が $+x$ 方向にずれていた場合の2つのパターンがあるのである。つまり、この projectile が衝突点からずれた方向 ($+x$ 方向なのか $-x$ 方向なのか) が反応平面の裏表に対応しており、これを検出することができれば、この2つのパターンを区別することができる。本研究ではこの区別をつけることで、強磁場の方向を決定づけることが目的である。

すなわち、本研究での反応平面の裏表とは、projectile の衝突中心点からのずれの方向を指している。

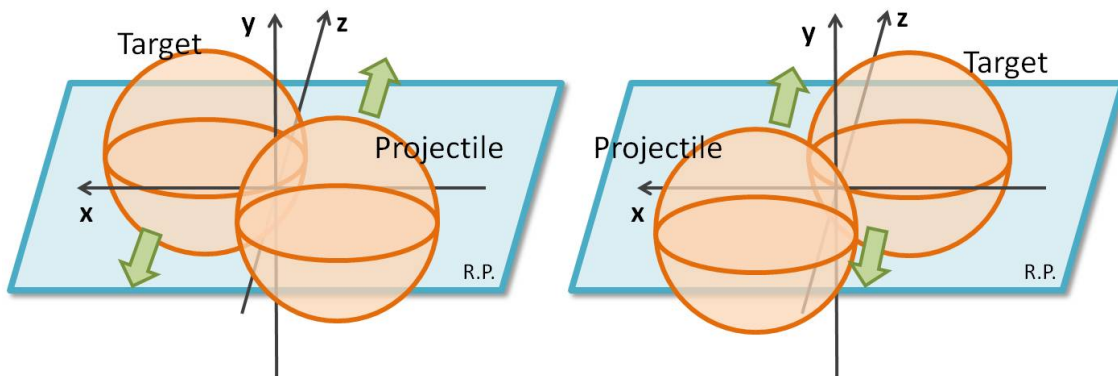


図 4.1: 反応平面の裏表 二つの衝突は反応平面は同じものであるが、projectile がずれている方向によって区別することができる。

4.2 生成粒子による反応平面の裏表の決定

まず第一の手法として、高エネルギー原子核衝突後生成された粒子による決定法を提案した。

中心衝突の場合、衝突時の participants 部分の分布は+z 方向に進む核子と-z 方向に進む核子はどちらも中心付近に多く、端は少ないという同様な分布をしており、生成粒子も等方向に散らばると思われる。しかし、非中心衝突の場合は、衝突時の participants 部分の分布は、projectile がずれた方向に+z 方向に進む核子が多く、target がずれた方向に-z 方向に進む核子が多いという分布になる。これにより生成後の粒子は前方 rapidity において projectile、後方 rapidity において target と同様な方位角異方性を持つのではないかと推測した。例えば、図のような衝突を起こした場合、participants は右側に+z に進む核子が多く、左側に-z に進む核子が多い分布で衝突するため、衝突後生成された粒子は前方 rapidity では右方向に多く、後方 rapidity では左方向に多く出ると推測する。

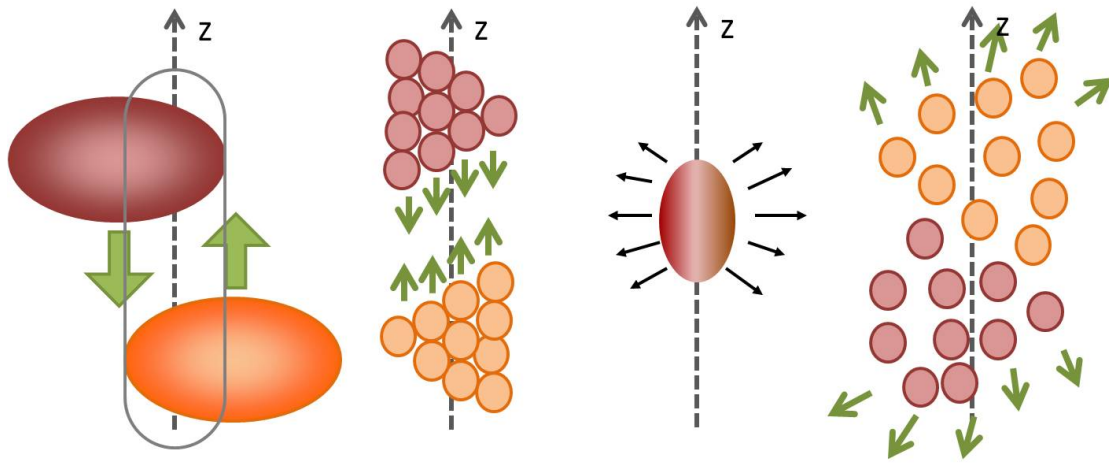


図 4.2: 非中心衝突前後の participant 部分の分布 projectile がずれた方向に+z 方向、target がずれた方向に-z 方向に進む核子が多くなる

つまり、前方 rapidity と後方 rapidity での衝突係数方向の生成粒子の方位角異方性 v_1 の違いを比較することによって反応平面の裏表を決定できるのではないかと考えた。以下にこの手法の解析過程を示す。

4.2.1 前後方 rapidity v_1 の計算

この手法の解析は、(3+1)次元完全流体模型シミュレーション(付録1)を用いて行った。このシミュレーションコードは、QGPの時空発展が流体力学模型によって計算されており、粒子の流れ(フロー)が実験結果とよく一致しており、本研究の解析にとっても適している。このシミュレーションコードでは、ビーム軸方向をz軸、衝突係数方向をx軸と定義しており、衝突係数を範囲指定することが可能である。衝突係数を指定すると、その範囲の衝突係数をランダムに与え、projectileが原点からx方向に $+b/2$ 、targetが $-b/2$ ずれた衝突についてのシミュレーションを行い、最終的に生成される粒子の種類や運動量、質量、その粒子が生成された場所を得ることができる。このシミュレーションによって projectileが+x方向に、targetが-x方向にずれた場合の衝突後の生成粒子の分布を確認することができる。

このシミュレーションコードを用いて、LHCエネルギー領域(核子対あたりの重心系衝突エネルギー $\sqrt{s_{NN}} = 2.76 \text{ TeV}$ の鉛鉛衝突)のシミュレーションを行い、ALICE実験における前方 rapidity(VZERO-A: $2.8 < \eta < 5.1$)と後方 rapidity(VZERO-C: $-3.7 < \eta < -1.7$)での粒子の反

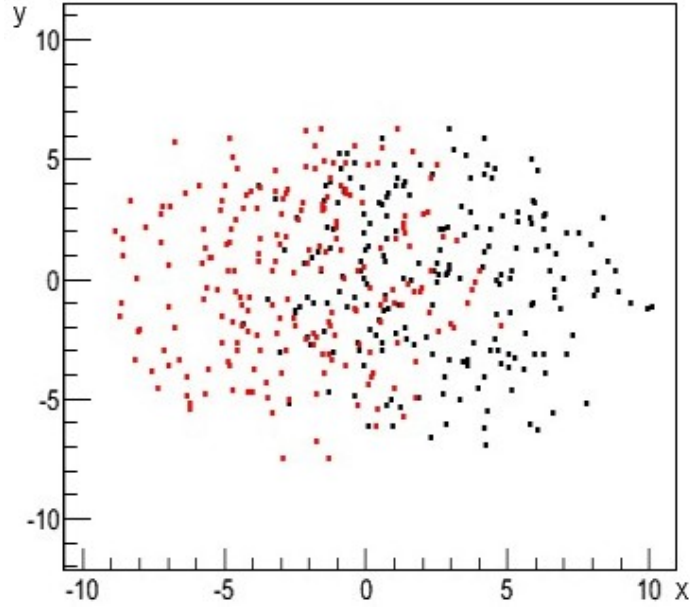


図 4.3: 流体模型シミュレーションによる原子核核子の分布

応平面方向の異方性 v_1 を算出した。本研究では、衝突の初期条件としてカラーグラス凝縮模型を用いた。

前にも述べたとおり、 v_1 とは衝突係数方向の生成粒子の異方性であり、衝突係数方向を x 軸とした時に粒子が $+x$ 方向に多く出たか、 $-x$ 方向に多く出たかを表している。つまり、粒子の衝突係数方向の運動量平均である。粒子が $+x$ 方向に多く出たならば v_1 はプラスになり、 $-x$ 方向に多く出たならば v_1 はマイナスになり、その絶対値はその偏りの大きさを示す。以下に具体的な計算過程を示す。

1. 流体模型シミュレーションによって $\text{Pb}+\text{Pb} \sqrt{s_{NN}} = 2.76\text{TeV}$ 初期条件 MC-KLN のシミュレーションを行った。衝突係数は $0\sim 16[\text{fm}]$ に指定した。統計量が必要な解析のため、複数回シミュレーションを行い、複数事象の結果を得た。
2. 次に各事象毎の v_1 を計算した。生成された粒子の情報を取り出し、各粒子の運動量から偽 rapidity を計算した。rapidity は式 (4.1) で算出できる。

$$\eta = -\log\left(\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right) \quad (4.1)$$

$$\theta = \left| \arctan \frac{\sqrt{px^2 + py^2}}{pz} \right|$$

3. 偽 rapidity が $2.8 < \eta < 5.1$ の粒子を選別し、運動量の x 方向成分 px の平均を計算した。これがこの事象での前方 rapidity での v_1 となる。後方 rapidity でも同様に $-3.7 < \eta < -1.7$ の粒子を選別し、運動量の x 方向成分 px の平均を計算し後方 rapidity での v_1 とした。
4. 全ての事象の全後方 rapidity v_1 を計算し、衝突係数毎にヒストグラムを作成する。今回は衝突係数 1fm 毎に分けてヒストグラムを作成し、そのヒストグラムを gaus 分布で fitting し、mean の値をその衝突係数での v_1 とする。また、RMS の値をエラーバーとする。

以上のような手順で前後方 rapidity での v_1 を計算し、これに依る反応平面の裏表決定の有用性を考察した。

4.3 spectators 中性子による反応平面の裏表の決定

二つ目の手法として、spectators 中性子による決定法を提案した。

spectators は入射原子核の衝突に関与しない核子であり、衝突後光速に近い速度で直線的に飛び去ると考えられている。よって、非中心衝突では+方向に進む spectators と-方向に進む spectators は衝突中心軸から点対称にずれており、そのずれを保ったまま飛び去り、測定されるはずである。このずれの方向が反応平面の裏表であるため、このずれの方向を検出できれば反応平面の裏表を決定できると考えられる。本来、このずれは衝突係数と同様の大きさであり、原子核の大きさ fm オーダー程度のずれであるため、測定することは不可能であると思われるが、実際の高エネルギー衝突実験では spectators は衝突の衝撃により僅かに外向きにキックを受けると予測しており、このずれが大きくなることで測定が可能なのではないかと予想している。

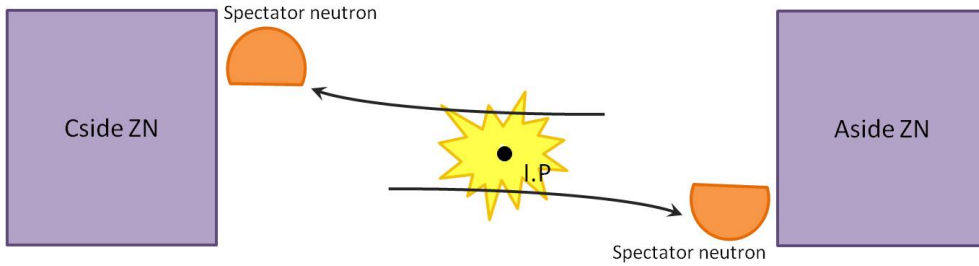


図 4.4: 衝突後の spectators 中性子の動き 衝突によるキックを受けて少し進路を変えながら光速で進み、ZDC-ZN 検出器により測定される。

本研究では、ALICE 実験による核子対あたりの重心系衝突エネルギー $\sqrt{s_{NN}} = 2.76\text{TeV}$ の鉛鉛衝突の実データを解析し、この手法の有用性を確かめた。ALICE 実験では、spectators 中性子は ZDC-ZN 検出器で測定されている (章 2.2.2) ため、ZDC-ZN 検出器の測定データを用いた。Aside(前方)、Cside(後方)それぞれで ZDC-ZN 検出器の測定データのエネルギー重心を求め、これらがビーム軸 (ZN 検出器原点) に対して点対称に出ていることを確認することによって上記で述べた spectators が逆方向に出ていることを検出できている、つまり ZDCcentroid と spectators 中性子がずれた方向が対応していることが確認できると考える。よって、その時の AsideZDC-ZN 検出器 (もしくは Cside) のエネルギー重心の中心からの角度 ϕ が反応平面となる。この方法によって ZDC-ZN 検出器で測定する方向付きの反応平面、つまり $-\pi < \phi < \pi$ の反応平面を求めることができると考えている。以下にこの手法の解析過程を示す。以下では、省略のため、ZDC-ZN 検出器を ZDC 検出器と呼ぶことにする。

4.3.1 ZDC 検出器衝突重心 (ZDCcentroid Q) の算出

前後方向での衝突事象毎の spectators 中性子の衝突重心 (centroid) を求める。ZDC 検出器では、検出粒子のエネルギーを 4 つの Tower に分けて測定している。ZDC 検出器で測定されているエネルギーは spectators 中性子の数に比例していると考えられるため、Aside、Cside で各 Tower の中心座標 \mathbf{r}_k と測定したエネルギー E_k を用いて式 (4.2) によって計算できる。

$$Q(X, Y) = \frac{\sum_{k=1}^4 \mathbf{r}_k E_k}{\sum_{k=1}^4 E_k} \quad (4.2)$$

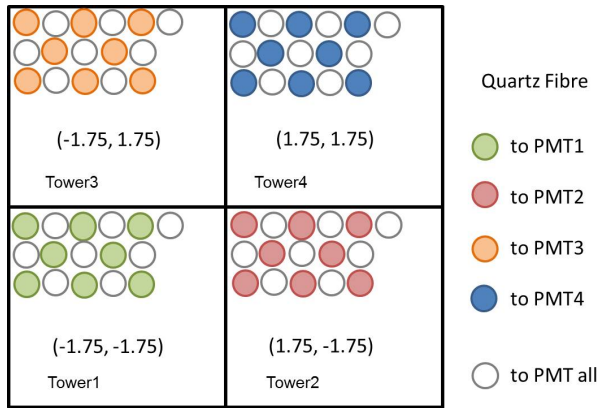


図 4.5: ZDC 検出器の幾何 4つの Towerによって spectators 中性子を測定している。

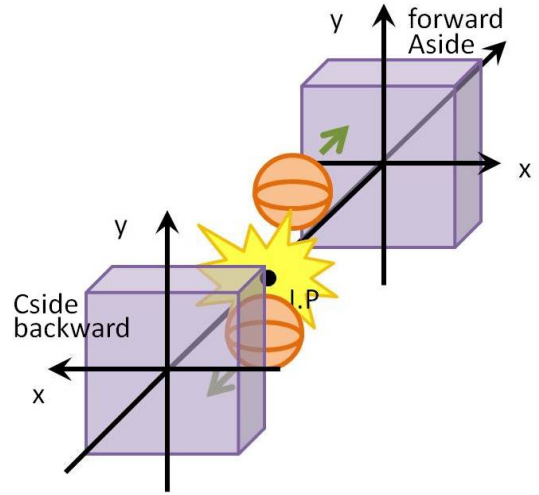


図 4.6: ZDC 検出器の座標 Aside と Cside の ZDC 検出器の座標は衝突点から見た座標系である

算出した衝突重心は ZDCcentroid $Q(X,Y)$ と呼ぶことにする。1つの Tower だけにヒットがある場合には、ZDCcentroid はその Tower の座標に決まってしまう。しかしそのような ZDCcentroid は正しく求められたとは言えない。本研究では、より精度を高めるために、それぞれ各 side ともに $|Q_x| < 1.5$ 、 $|Q_y| < 1.5$ の事象のみを採用した。また、ZDC は衝突点から見た座標系を採用しているため、もし Aside と Cside で完璧に点対称に出た場合、 Q_x は同じに、 Q_y は異符号にできるように座標が設定されている。よって Aside と Cside で ZDCcentroid が同座標になるように、すなわち完璧に点対称に出た場合同じ座標になるように座標を調節した。

4.3.2 Recentering

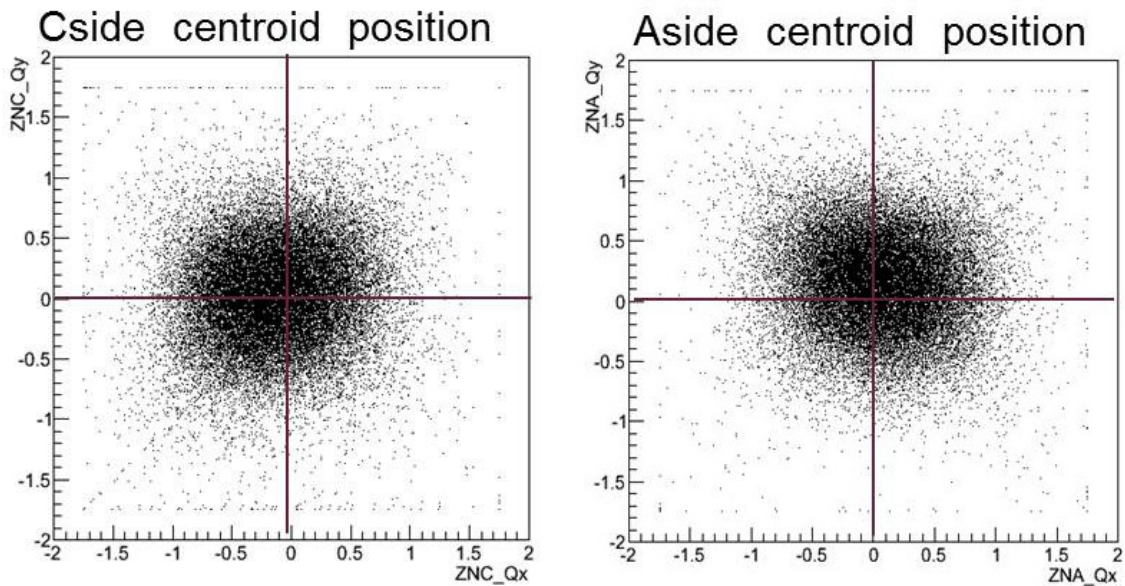


図 4.7: ZDC 検出器のエネルギー重心 (centroid) 分布

図 (4.7) は Aside、Cside での衝突事象毎に求めた ZDCcentroid の分布である。円形に分布し

ていることがわかるが、Aside、Cside とともに分布の円の中心が原点からずれていることが見て取れる。これは、ZDC 検出器の中心や、run ごとの衝突ビーム軸が本来定義している z 軸上からずれていることによってこの ZDCcentroid 分布の中心点がずれていることが考えられる。中心点がずれていると、原点に対する Aside と Cside が原点対象である、という比較ができない。そのため、この中心点をきちんと原点に戻す作業が必要である。この作業を Recentering という。以下、ZDCcentroid 分布の中心点を中心点と省略して呼ぶことにする。

この中心点は各衝突事象のさまざまな物理量に依存する値であると考えられる。そのため、全ての統計に対して中心に戻せばいいわけではなく、物理量別の揺らぎを考慮して戻す必要がある。中心点のずれに関係すると思われる一つ目の値は vertex である。vertex は x 、 y 、 z 成分を持つ衝突点の座標であり、その衝突が本来の座標の中心からどの程度ずれたかを表している。vertex が違う衝突では中心点のずれの度合いも変わってくるのが推測できたため、この値は ZDCcentroid のずれと深く関わっていると思われる。

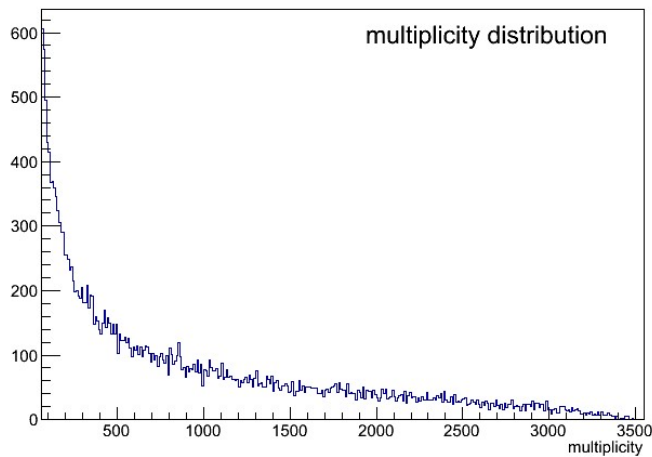


図 4.8: Multiplicity の分布

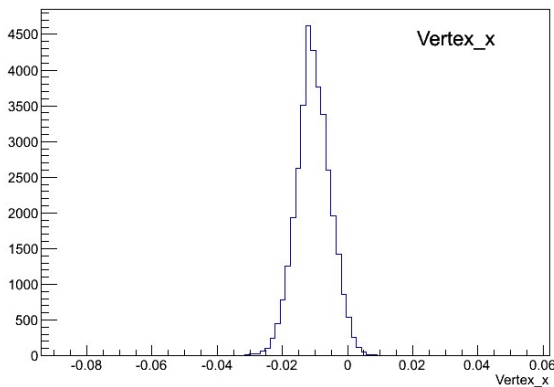


図 4.9: Vertex x の分布

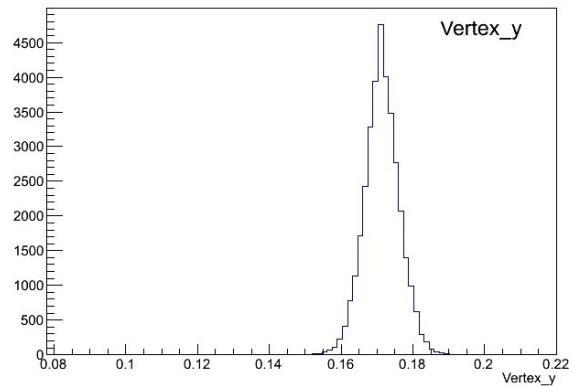


図 4.10: Vertex y の分布

本解析では vertex x 、vertex y と、multiplicity についてそれぞれの中心点を確認した。Multiplicity とは生成粒子の収量である。これは中心衝突度と比例しており、spectators の数に関係するため、ZDCcentroid に深くかかわる値であると思われるためである。まず、それぞれの物理量の範囲を指定する。図 (4.8) は multiplicity の分布である。multiplicity が多いほど中心衝突度が小さく、大きいほど中心衝突度が大きい。この図を見ると multiplicity は 0~3500 の範囲で分布していることが分かる。中心衝突の場合、spectators の数が少なすぎて ZDCcentroid をきちんと

測定できないと考えられるため、本解析では $0 < multiplicity < 2500$ の範囲を採用した。また、Vertex x、Vertex y はそれぞれ $-0.03 < V_x < 0.01$ 、 $0.15 < V_y < 0.19$ の範囲で分布していることが分かる。よってこの範囲についての解析を行った。

Recentring の方法としては、プロファイルを用いた。大抵の場合、2次元ヒストグラムを1次元プロファイルで置き換えると相互の関係が分かりやすくなる。Y が X の (一価関数ではあるが) どのような関数であるかが不明のとき、散布図よりプロファイルヒストグラムの方がはっきりとそれを示すことができる。1次元プロファイルヒストグラムは X 軸のビンそれぞれについての平均 Y と、その RMS を表示する。つまり、multiplicity が X、ZDCcentroid を Y として1次元プロファイルを生成することで、multiplicity のそれぞれのビンに対しての ZDCcentroid の平均、つまり中心点を求めることができるのである。

図 (4.11) は Multiplicity、Vertex x、Vertex y それぞれに対する各 side の ZDCcentroid の x、y 成分についてのプロファイルを作成し、それを2次元ヒストグラム表示したプロットである。つまり、各物理量の各ビンに対する中心点の値を示しており、これを見るとそれぞれの値に対して各 side の中心点の x、y 成分ともに全て約 0.1 程度の揺らぎを持っていることがわかる。これは、中心点の値はこの3つの物理量に依存する値であり、これらの値の違いに伴って変動するということあり、それぞれに対して値毎に分けて Recentring を施す必要があることが示されている。

よってこの3つの物理量に対しての Recentring を行った。方法としては、multiplicity、Vertex x、Vertex y を X、Y、Z として ZDCcentroid に対する3次元プロファイル (1次元プロファイルと同様で3つの軸のビンそれぞれに対応する平均値とその RMS を表示する) を作成し、各事象の ZDCcentroid から、対応する3次元プロファイルのビンの値を引く、という方法で各値に対応した Recentring を行った。

Recentring を施した後の図 (4.11) が図 (4.12) である。3つの物理量のそれぞれのビンに対して Recentring できていることが分かる。また、図 (4.13) は Recentring を施した後の Aside、Cside での ZDCcentroid の分布である。全体の統計の分布の円もきちんと中心に位置しており、正しく Recentring が行われていることが確認できる。

4.3.3 Event Selection

ここに、本解析で行ったデータの選出を表 (4.1) にまとめておく。

表 4.1: spectators 中性子解析における event selection

Pb+Pb $\sqrt{s_{NN}} = 2.76\text{TeV}$	LHC10h
Qx	$ Qx < 1.5$
Qy	$ Qy < 1.5$
Vertex x	$-0.03 < V_x < 0.01$
Vertex y	$0.15 < V_y < 0.19$
Vertex z	$-20 < V_z < 20$

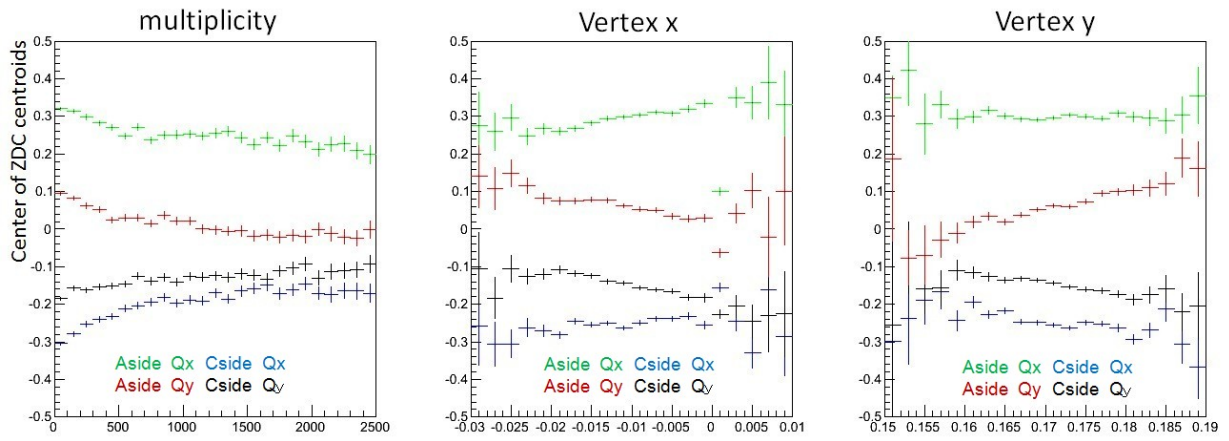


図 4.11: Recentering 前の Multiplicity、Vertex x、y に対する中心点

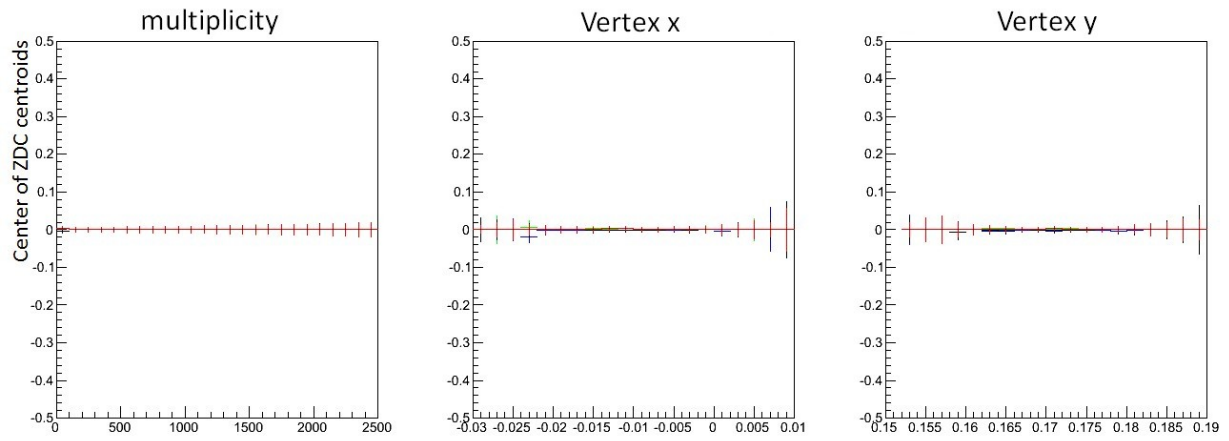


図 4.12: Recentering 後の Multiplicity、Vertex x、y に対する中心点

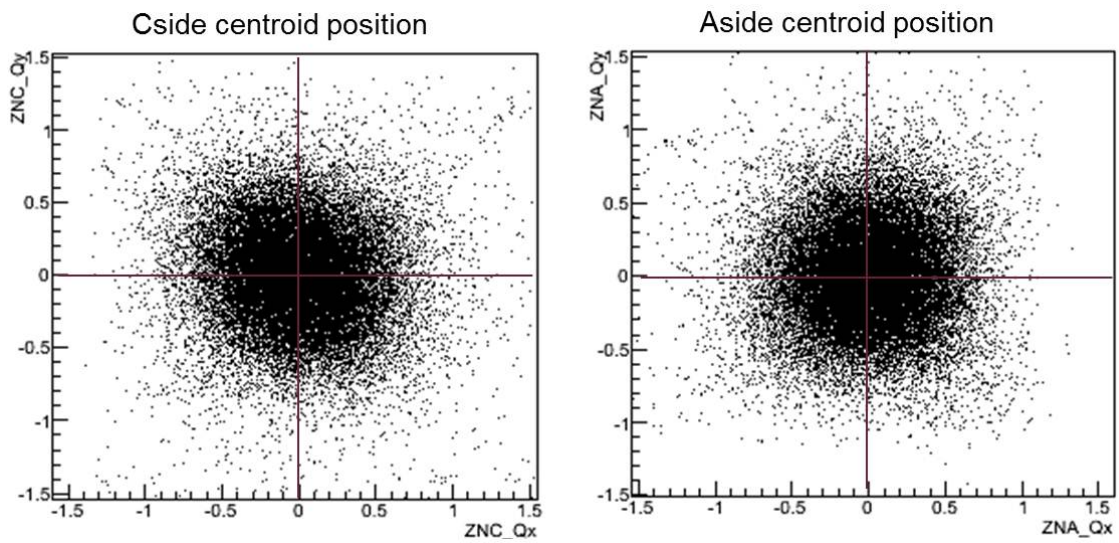


図 4.13: Recentering 後の ZDC-ZN 検出器のエネルギー重心 (centroid) 分布

4.3.4 前後方向の ZDCcentroid の相関

以上の手順を経て得た各事象毎の ZDCcentroid を用いて、この ZDCcentroid が Aside、Cside で原点に対して点対称に出ていることを確認した。これが確認できるということは、spectators が衝突点に対して点対称にずれて飛び去っていることが検出できているということであり、反応平面の裏表を決定することができるということである。この確認手順としては、AsideZDCcentroid と CsideZDCcentroid の各成分間の相関係数、つまり、AsideQx と CsideQx $\langle Q_{xA}, Q_{xC} \rangle$ 、AsideQx と CsideQy $\langle Q_{xA}, Q_{yC} \rangle$ 、AsideQy と CsideQx $\langle Q_{yA}, Q_{xC} \rangle$ 、AsideQy と CsideQy $\langle Q_{yA}, Q_{yC} \rangle$ の各組み合わせについての相関係数を計算した。ある値 X,Y 間の相関係数 $\langle X, Y \rangle$ は式 (4.3) によって計算できる。

$$\text{相関係数 } \langle X, Y \rangle = \frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{\sqrt{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2} \sqrt{\sum_{i=1}^n (y_i - \bar{y})^2}} \quad (4.3)$$

もし、Aside と Cside で原点に対して点対称に出ているならば、同座標成分間の場合相関が見え、異座標成分間の場合相関は 0 という結果になる。

以上の過程でこれら二つの手法に対する解析を行った。結果を次章に示す。

第5章 衝突幾何決定の結果

本章では、前章で述べた二つの方法、ならびに解析の結果を示し、それらの手法によって反応平面の裏表の決定ができるのかの可否を判断する。

5.1 生成粒子による反応平面の裏表の決定の結果

まず、一つ目の手法である、生成粒子に依る反応平面の裏表の決定について、解析を行った結果を示す。図(5.1)に衝突係数毎の前後方 rapidity での v_1 を示す。

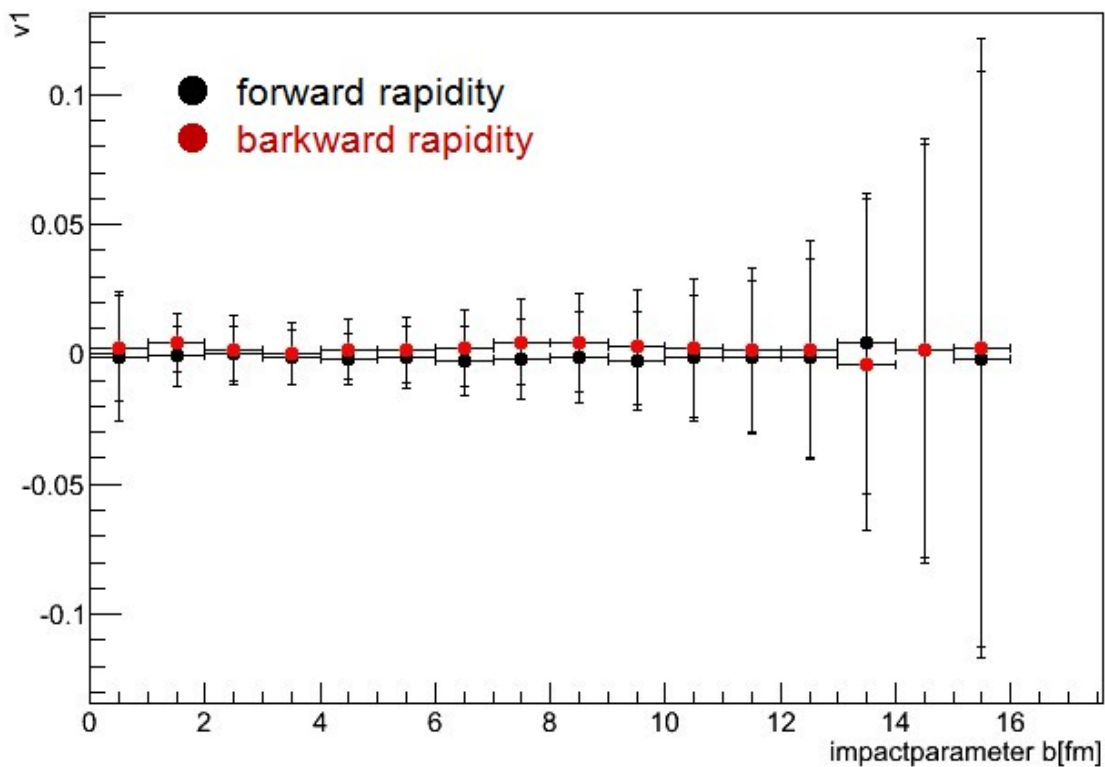


図 5.1: 前後方 rapidity での v_1 の衝突係数依存性

図を見てわかるように、前方 rapidity、後方 rapidity 共に衝突係数が 5~11[fm] の範囲、すなわち非中心衝突において僅かに v_1 が見えているように見える。その値は最大でも 10^{-3} 程度の小さな値である。また、その符号は前方 rapidity でマイナス、後方 rapidity でプラスであり、これは予測していた結果と真逆である。しかし、エラーバーが大きく、また 0 をまたいでいることから前方 rapidity、後方 rapidity とともに v_1 の符号は決定することができず、違いを見出すのは難しいと思われる。よって、生成粒子の前後方 rapidity での方位角異方性からの反応平面の決定は困難であるという結論に至った。

5.2 反応傍観部中性子による反応平面の裏表の決定の結果

次に二つ目の手法である、反応傍観部中性子に依る反応平面の裏表の決定について解析を行った結果を示す。図(5.2)はALICE実験重心系衝突エネルギー $\sqrt{s_{NN}} = 2.76\text{TeV}$ の鉛鉛衝突のZDC検出器のデータを用いて解析した、AsideとCsideでのZDCcentroid各成分を事象毎にプロットした図である。つまり、各成分の組み合わせの相関を表している。

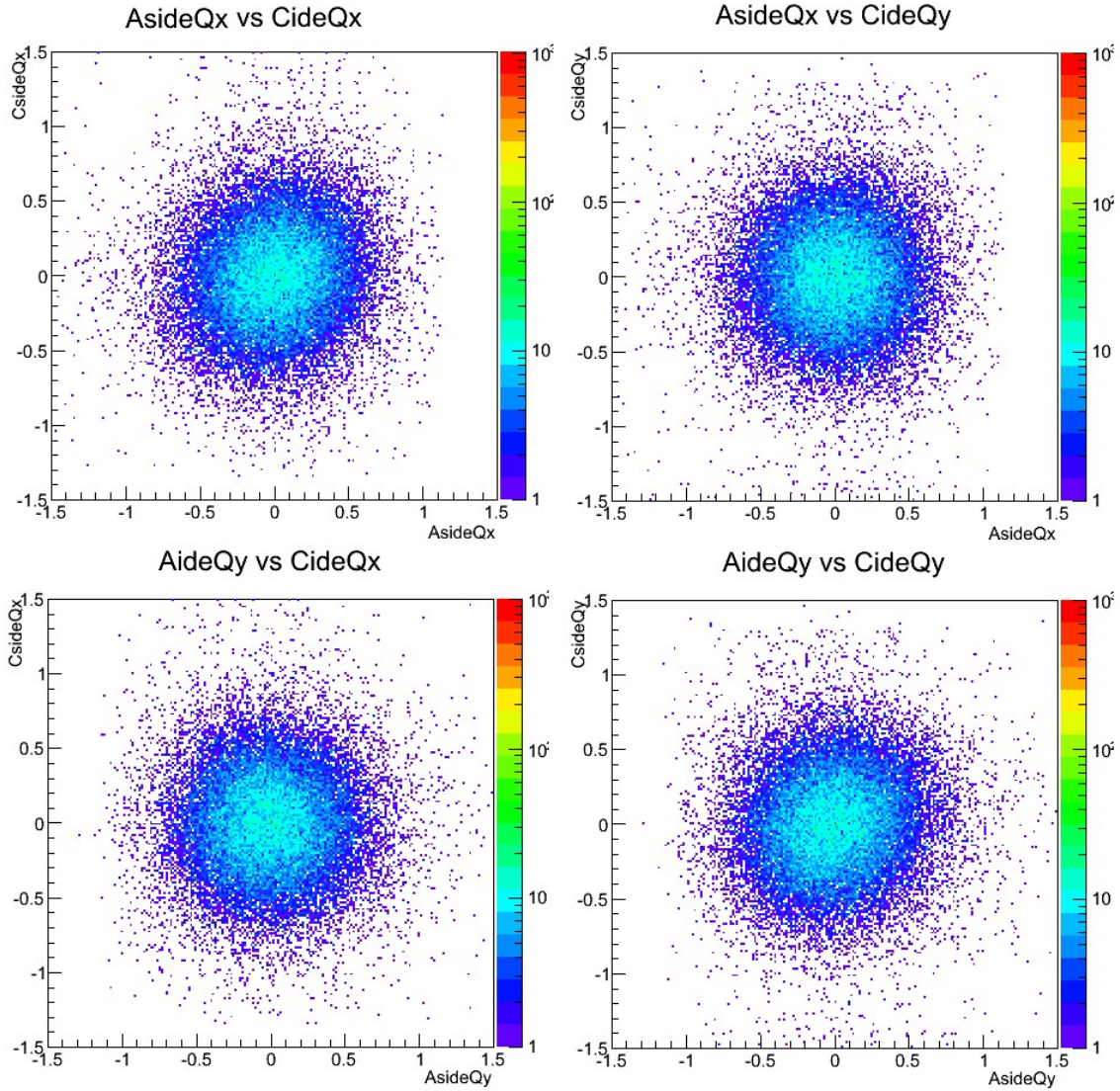


図 5.2: 各相関の2次元ヒストグラム $\langle \text{multiplicity} \rangle = 2500$

左上から $\langle Q_{xA}, Q_{xC} \rangle : \langle Q_{xA}, Q_{yC} \rangle | \langle Q_{yA}, Q_{xC} \rangle : \langle Q_{yA}, Q_{yC} \rangle$

これらを見比べてみると異符号の組み合わせ $\langle Q_{xA}, Q_{yC} \rangle$ $\langle Q_{yA}, Q_{xC} \rangle$ は完全な円であり、相関はないように見える。しかし同符号の組み合わせ $\langle Q_{xA}, Q_{xC} \rangle$ 、 $\langle Q_{yA}, Q_{yC} \rangle$ は完全な円ではなく多少楕円がかっており、右に傾いていることが確認できる。これは同符号の組み合わせには相関があるということを示している。

これらを定量的に議論するために、相関係数を計算したものが図 (5.3) である。これは各 multiplicity 毎に区切って相関係数を計算した結果であり、相関係数の multiplicity 依存性を示している。

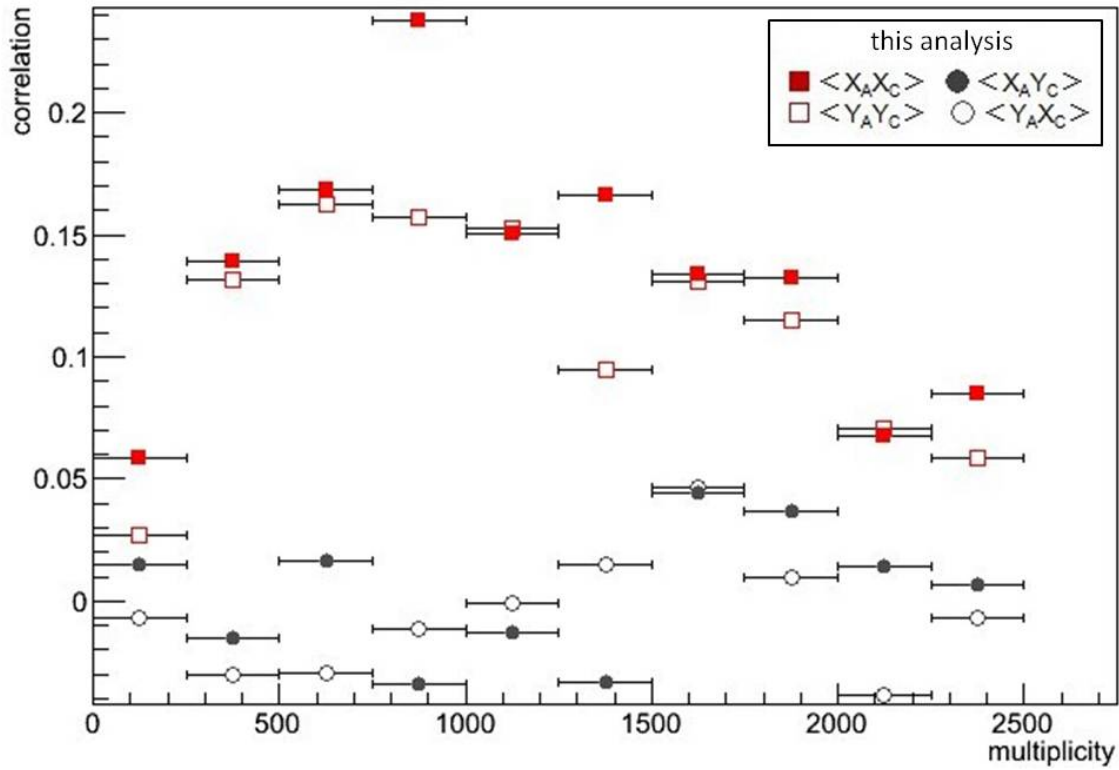


図 5.3: 各組み合わせの相関係数の生成粒子収量依存性

黒点が異符号の組み合わせ $\langle Q_{xA}, Q_{yC} \rangle$ $\langle Q_{yA}, Q_{xC} \rangle$ 、赤点が同符号の組み合わせ $\langle Q_{xA}, Q_{xC} \rangle$ 、 $\langle Q_{yA}, Q_{yC} \rangle$ である。黒点は0近傍に集まっているため、ほとんど相関がないことがわかるが、それに比べて赤点は明らかに相関係数の値が大きい。これは前後方の ZDCcentroid が同方向にある、という相関があることを示しており、それはすなわち spectators 中性子のエネルギー重心が前後方で原点に対して点対称に出ていることが検出できていることを示している。これは ALICE 実験における ZDC 検出器のエネルギー重心 ZDCcentroid がきちんと AsideZDCcentroid は projectile の、CsideZDCcentroid は target の spectators 中性子がずれた方向に対応しているということである。よって、この ZDCcentroid の原点からのずれの角度が反応平面の角度であり、360 度方向で反応平面を決定できると考えられる。

第6章 考察

6.1 生成粒子に依る反応平面の裏表決定手法の考察

6.1.1 前後方 rapidity での v_1 の符号について

手法提案の時点では、 v_1 は前方 rapidity でプラスに、後方 rapidity でマイナスになると予想していた。しかし、図 (5.1) を見ると、 v_1 の統計平均の値は前方 rapidity でマイナスに、後方 rapidity でプラスに出ており、これは予想と真逆である。これについて以下に考察する。

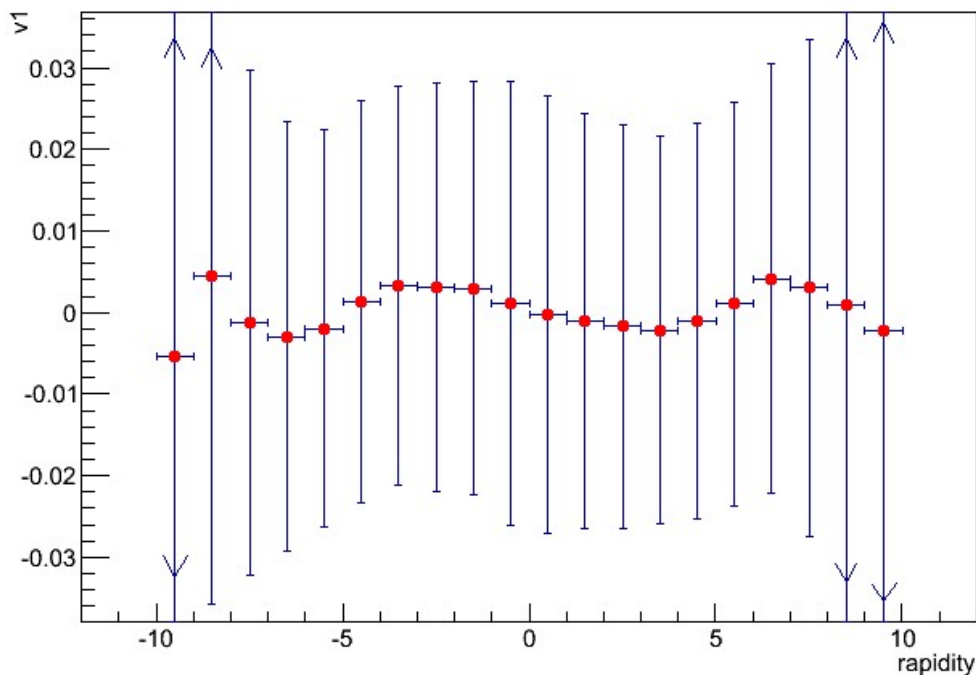


図 6.1: 衝突係数 $b = 5 \sim 10$ の時の v_1 の rapidity 依存性

図 (6.1) は、衝突係数が $b=5 \sim 10$ の事象の生成粒子の各 rapidity 毎の v_1 をプロットしたものであり、 v_1 の rapidity 依存性を示している。これを見ると、rapidity がプラス方向において $0 < rapidity < 5$ では v_1 はマイナスに、 $5 < rapidity < 10$ ではプラスに出ている。rapidity がマイナス方向では逆に $-5 < rapidity < 0$ では v_1 はプラスに、 $-10 < rapidity < -5$ ではマイナスに出ている。この分布は、衝突時の participant 核子の分布と各核子の衝突回数、それに依る rapidity 損失に関係していると推測した。

図 (6.2) は衝突時の participant の分布と各核子の衝突回数を示した図と、その後の生成粒子の運動量の分布を示した図である。見てわかるように、グラウバー模型を考えた時、核子は一直線上を進み衝突後もその軌道を曲げないと仮定すると各核子の衝突回数は図のようになる。衝突回数が多い核子はそれだけビーム方向の運動量を失い、rapidity loss が大きいため、中心 rapidity 付近にとどまり、衝突回数の少ない核子は rapidity loss が少ないために大きい rapidity を有する。そのために、最終分布は右の図のような rapidity 分布になると考えられる。図 (6.2) と図 (6.1) を見

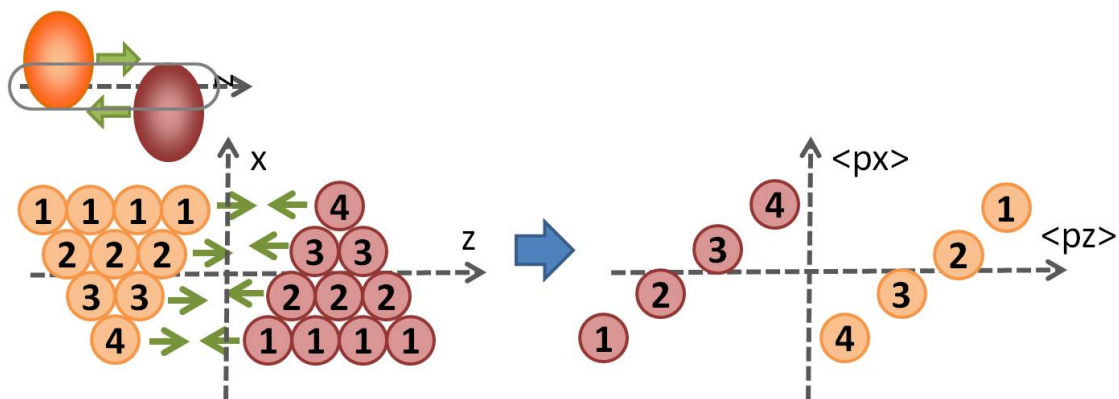


図 6.2: 非中心衝突前後の participant の衝突回数 数字は各核子の衝突回数を示している

比べると rapidity 分布の傾向は一致していることがわかる。このような理由から、rapidity 分布はこのような波打つ形になるのである。

本研究では、前方 rapidity、後方 rapidity はそれぞれ ALICE 検出器に合わせて VZERO-A($2.8 < \eta < 5.1$)、VZERO-C($-3.7 < \eta < -1.7$)を採用した。この rapidity 分布では、以上のような理由から v_1 の符号が逆に出たのではないかと推測する。つまり、これらより前方、後方 rapidity での検出ができれば予想と同方向の v_1 を検出することができるのではないかと考えている。

しかしながらこの検出はあまりにもエラーバーが大きく、つまり事象毎の揺らぎが大きすぎるため、反応平面の裏表を決めるための手法としては有用性は低い。

6.1.2 事象毎の v_1 の揺らぎ

図 (5.1) を見てわかるように v_1 のエラーバーは非常に大きい。これはそれだけ事象毎の v_1 の値が大きく変動しており、揺らぎが大きいことを示している。この揺らぎの原因は初期分布に依るものであると考えられる。

この v_1 は衝突時の participant の分布が大きく関係している。原子核の分布はもちろん原子核によって違い、必ずしも原子核に一樣に分布しているわけではない。つまり、衝突時の participant の分布が必ずしも projectile のずれの方向に $+z$ に進む核子が多く、target のずれの方向に $-z$ に進む核子が多く分布しているわけではないのである。そのため、事象毎に v_1 の値はプラスやマイナスに偏ることはなく、大きな揺らぎを持つと考えられる。

6.2 生成粒子に依る反応平面の裏表決定手法の考察

6.2.1 相関係数の大きさと生成粒子収量依存性

図 (5.3) における、同符号の組み合わせ $\langle Q_{xA}, Q_{xC} \rangle$ 、 $\langle Q_{yA}, Q_{yC} \rangle$ について議論する。2つのどちらとも multiplicity が小さい時は相関がほとんどなく、大きくなるにつれて相関係数は大きくなっていき、multiplicity が 750~1000 の時相関係数はピークをむかえ、その以降は multiplicity が大きくなるほどに相関は見えなくなっていく、という傾向にある。

multiplicity は生成粒子の収量であり、これは衝突の中心衝突度に大きく関係している。より中心衝突なほど multiplicity は大きくなり、周辺衝突なほど小さい。図 (5.3) は左から右に行くにつれて中心衝突度が大きくなっている図である。中心衝突では、そもそも原子核同士のずれがないことや、spectators が少ないため 1つ1つの spectators 中性子の ZDCcentroid への影響がとても

大きく、きちんと spectators の重心が測定できていないことが考えられる。そのため、図の右側の multiplicity が大きいところでは相関が見えにくいと推測される。非中心衝突に行くにつれて spectators の数が増えていき、また原子核同士のずれが生じ、spectators が衝突の衝撃でキックをうけてそのずれを検出できるようになってくるため、相関を持ち始める。しかし、原子核同士のずれが大きくなっていき、周辺衝突になってくると、次は participant の量が少なくなり衝突の規模が小さくなっていく。すると衝突によって spectators が受けるキックが小さくなりずれは検出されにくくなっていく。そのために図の左側の中心衝突度がとても小さいところではまた相関が見えにくくなっているのではないかと推測した。

この二つは異符号の組み合わせ $\langle Q_{xA}, Q_{yC} \rangle$ $\langle Q_{yA}, Q_{xC} \rangle$ に比べると明らかな相関をもっているが、相関係数の値は大きくない。相関係数の値が小さいということは、事象毎に必ず $AsideZDCcentroidtoCsideZDCcentroid$ が同方向に出るわけではなく、揺らぐということである。そのために、事象毎の反応平面の裏表にはとても大きな揺らぎが生じ、事象毎の決定することは困難である。しかし、統計的には反応平面の裏表を決定できると考えられる。以下に、事象毎に決めた反応平面の分解能について議論する。

6.3 反応平面 (360 度) の分解能

本節までの議論により、節 (4.3) の手法によって方向付きの反応平面を求めることができることが分かった。本節ではこの手法から実際に反応平面を求め、その分解能を議論する。この手法によって求められる反応平面は $-\pi < \phi < \pi$ の範囲であり、方向まで備わった反応平面である。Aside、及び Cside の ZDCcentroidQ(X,Y) から以下の式より求めることができる。

$$\text{反応平面}\phi = \arctan\left(\frac{Q_y}{Q_x}\right) \quad (6.1)$$

この手法では、Aside の ZDCcentroid と Cside の ZDCcentroid からそれぞれ反応平面が計算できるため、2つの反応平面が求まる。よって AsideZDCcentroid で決めた反応平面 (Aside 反応平面)、CsideZDCcentroid で決めた反応平面 (Cside 反応平面)、Aside と Cside の反応平面の平均をとって求めた反応平面 (Aside+Cside 反応平面)、の3種類の反応平面が求められる。真の反応平面は実験ではわからないため、これらの反応平面が正しいのか、どの反応平面が一番正しいのかなどは議論することができない。Aside 反応平面と Cside 反応平面のそれぞれの分解能を求めることも不可能である。しかし、Aside+Cside 反応平面の分解能を評価することは可能である。次にその分解能の評価について議論する。

Aside と Cside で求めた反応平面は ZDCcentroid が Aside と Cside で完璧に点対称に出ているのならば一致するはずだが、そうはならない。この2つ反応平面は独立ため、二つの反応平面の差 Aside 反応平面-Cside 反応平面の分布の $\sigma / 2$ が Aside+Cside 反応平面の分解能である。

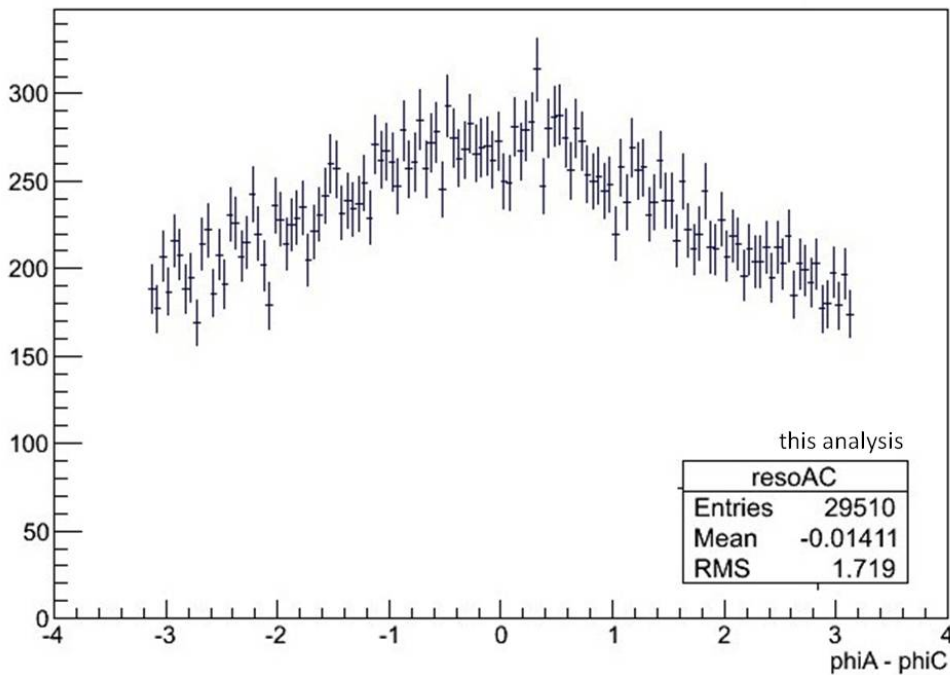


図 6.3: Aside 反応平面 ϕ_A と Cside 反応平面 ϕ_C の差 $\phi_A - \phi_C$

図 (6.3) は各事象毎に求めた Aside 反応平面 ϕ_A と Cside 反応平面 ϕ_C の差 $\phi_A - \phi_C$ をヒストグラムに表したものである。ピークは-0.01である。本来、この誤差 $\phi_A - \phi_C$ は0をピークとしてガウス分布をすると考えられるが、このヒストグラムはガウス分布になっていないように見える。それは ϕ の範囲に関係していると推測した。

ϕ_A と ϕ_C は最大で π ずれ、 $-\pi < \phi_A - \phi_C < \pi$ である。 π 以上ずれたものは、折り返されて ϕ の範囲の間で足されているのである。そこから、本来ガウス分布であったものが $\pm\pi$ で折りたたまれているためにこのような分布になっているのではないかと考えた。折りたたまれる前のガウス分布の σ がこの手法で求められる反応平面の分解能であると推測した。以下にこのヒストグラ

ムが本来のガウス分布が折りたたまれているものと仮定したときの折りたたまれる前の本来の分布であるガウス分布を求める方法を示す。

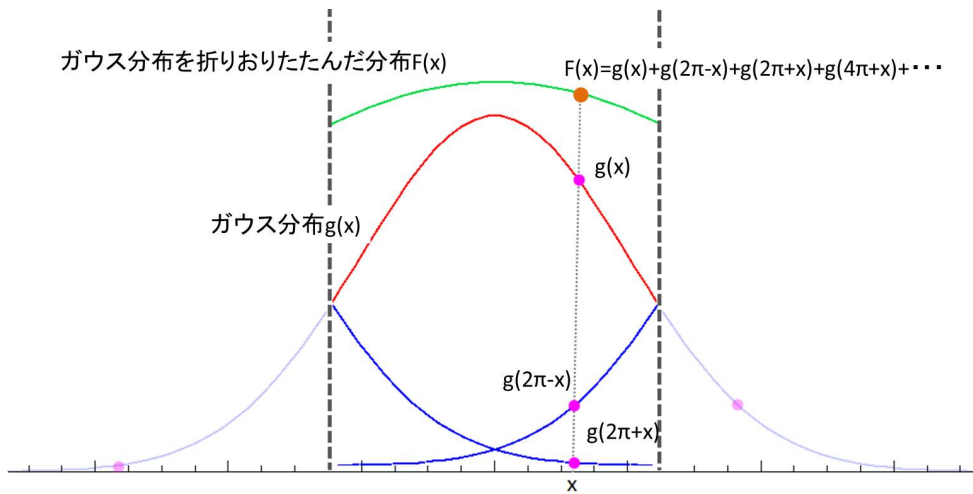


図 6.4: 折りたたまれたガウス分布のイメージ図

折りたたまれる前のガウス分布の幅 σ は π より小さくなると推測されるため、折りたたまれているガウス分布に関与する値は 5σ 分まで、 $\pm 5\pi$ 程度であると予測できる。よって折りたたまれた後の分布は式 (6.2) となる。

$$f(x) = C \left(e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}} + e^{-\frac{(2\pi-x)^2}{2\sigma^2}} + e^{-\frac{(2\pi+x)^2}{2\sigma^2}} + e^{-\frac{(4\pi-x)^2}{2\sigma^2}} + e^{-\frac{(4\pi+x)^2}{2\sigma^2}} \right) \quad (6.2)$$

ここで C と σ は折りたたまれる前のガウス分布のピーク値と幅 σ である。この $f(x)$ のデータに対する χ 二乗が最小になる σ のガウス分布が本来の分解能分布である。以下は計算過程である。

1. χ 二乗の計算を行うに当たって、まずピーク値 C が必要である。ピーク値 C は σ の値によって異なるため、 σ 毎に計算しなくてはならない。ピーク場所はデータのピーク位置であると推測できるため、ある σ に対するピーク値はデータのピーク値 C' を用いて以下の式で求められる。

$$C' = f(0) \quad \text{より}$$

$$C' = C \left(1 + 2 \times e^{-\frac{2\pi^2}{\sigma^2}} + 2 \times e^{-\frac{4\pi^2}{\sigma^2}} \right)$$

$$C = \frac{C'}{1 + 2 \times e^{-\frac{2\pi^2}{\sigma^2}} + 2 \times e^{-\frac{4\pi^2}{\sigma^2}}} \quad (6.3)$$

実験のピーク値 C' は図 (6.3) の値を $-1 \sim 1$ の値でガウス分布でフィットした時のピーク値 $C' = 286$ を採用した。

2. 次に、 x をデータのビン幅と同様に変化させ、各 x_i に対する $f(x_i)$ を計算した。それを各ビン毎のデータ点 y_i と比較し、 χ 二乗を算出した。 χ 二乗の計算式は式 (6.4) である。

$$\sum_i \left[\frac{f(x_i) - y_i}{\delta y_i} \right]^2 \quad (6.4)$$

δy_i はデータ点の誤差であり、各点の重み付けのために導入している。

3. 以上の過程を σ を変化させながら各 σ に対して行い、 χ 二乗が最小となる σ を求める。

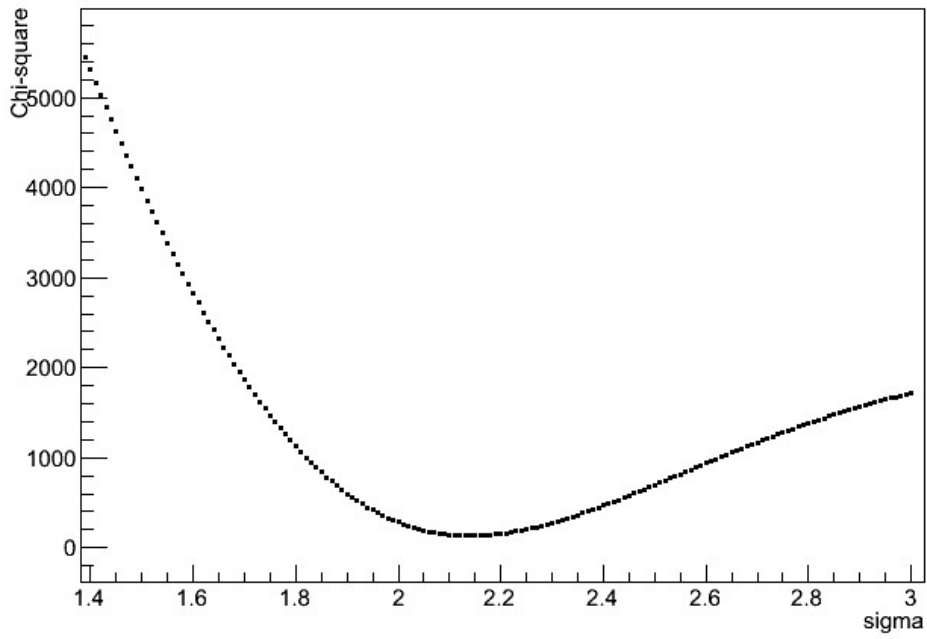


図 6.5: 折りたたまれたガウス分布のデータに対する σ 毎の χ 二乗

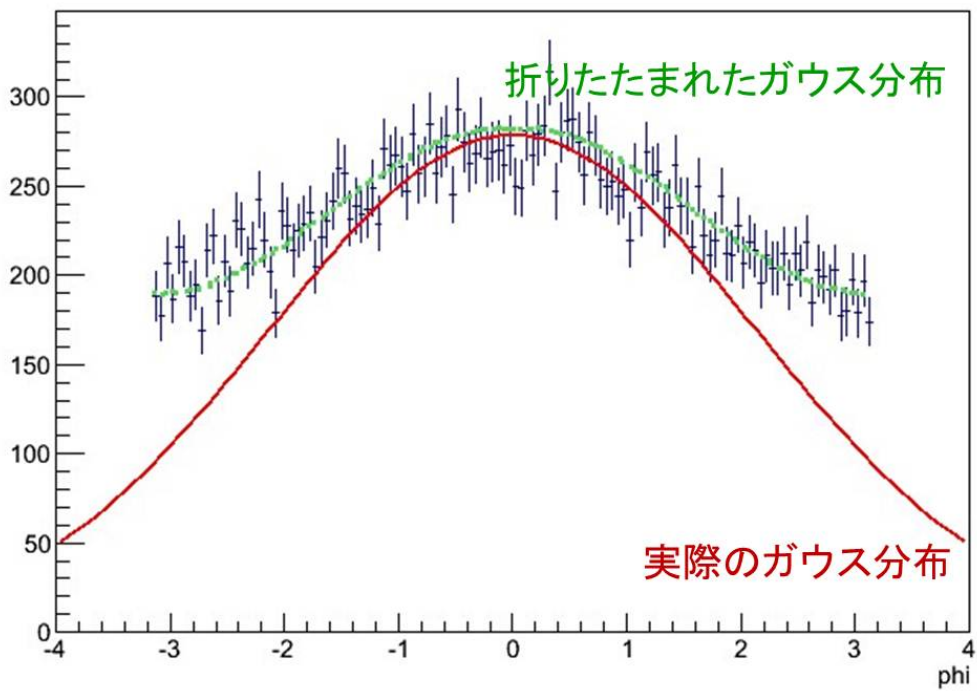


図 6.6: 本来の分解能を表すとされるガウス分布 (赤) とそれを折りたたんだ時の分布 (緑)

図(6.5)は上の流れで計算した χ 二乗を σ に対してプロットしたものである。これより、 χ 二乗が最小になる σ は $\sigma = 2.141^{+0.012}_{-0.013}$ である。よって、この σ の幅を持つガウス分布が本来の分布であると推測する。 $\sigma = 2.141$ のガウス分布、ならびに折りたたまれた後の分布を図(6.6)に示す。赤色が $\sigma = 2.141$ のガウス分布、緑が折りたたまれた後の分布である。折りたたまれた後の分布がデータ点とよく一致していることがわかる。

よって Aside+Cside 反応平面の分解能は $\sigma/2 = 1.071^{+0.006}_{-0.007} = 61.17^{+0.34}_{-0.40}$ 度とである。分解能が90度を越えていないことから反応平面の裏表を決定することは可能であると言える。

上記で求められた分解能は ZDCcentroid を算出した全ての事象を用いて計算した結果である。しかし、この分解能は事象を限定していくことでより良くなっていくと考えられる。節(6.2.1)で考察したように、multiplicity が大きいところと小さいところでは相関係数は小さく、Aside と Cside の反応平面は誤差が大きいと考えられる。そのため、multiplicity に対して制限をかけることで分解能をより良くできるだろうと推測できる。

また、ZDCcentroid の範囲を指定することでも分解能をよりよくすることができると考えている。ZDCcentroid が ZDC の中心付近にあるもの、すなわち ZDCcentroid の中心からの距離が近いものは多少のずれが大きく影響するため、誤差が大きいと考えられる。よって、ZDCcentroid が中心付近にあるものをカットすることでよりよい分解能が得られるのではないかと推測している。

本研究の目的は反応平面の裏表を決めることである。この手法では反応平面を $-\pi < \phi < \pi$ で決めることができるが、その分解能が悪い。 $\pi/2 < \phi < 3\pi/2$ の反応平面を決定するための手法としては、分解能は $1.081/(\pi/2) = 0.6882$ であり、約70パーセントである。しかし、反応平面の裏表だけの意図であればよい分解能を持っていると思われる。

現在 ALICE 実験で使用されている反応平面は VZERO 検出器で測定されている。本研究では Aside の反応平面と Cside の反応平面の平均の反応平面に対する分解能しか見積もることができなかったが、この VZERO 検出器で検出された反応平面を用いることで Aside 反応平面、Cside 反応平面の分解能を見積もることができ、どの反応平面がよい精度であるかを議論することができると考えている。また、この VZERO 検出器で測定された反応平面の分解能は50パーセントと、 $-\pi < \phi < \pi$ の反応平面を決めるという点で見ると本手法で測定した反応平面より精度のよいものとなっている。よって、反応平面の決定は VZERO 検出器による結果を使用し、それに本手法による反応平面の裏表を組み合わせることによってより精度よく裏表を備えた反応平面を決定することができるのではないかと考えている。

今後はよりよい分解能を得るために上記で示したことを試してみるつもりである。そして、この反応平面の裏表を用いて決定づけられた磁場の方向による強磁場の直接的検出に向けた解析を行っていく予定である。

第7章 結論

本研究では高エネルギー原子核衝突による強磁場生成の直接的検出に向けた研究として、原子核衝突時に生じる磁場の見積もりと、磁場方向を決定づけるための反応平面の裏表の決定手法の提案及び有用性の考察を行った。

まずグラウバー模型を用いて各衝突係数における磁場を計算した。先行研究に加えて新たに相対論効果に依るビーム軸方向のローレンツ収縮を考慮した場合の RHIC エネルギー領域と LHC エネルギー領域における full stopping の磁場、及び stopping power を考慮した場合の磁場の見積もりを行った。結果として最大で RHIC エネルギー領域で $\sim 10^{14}[T]$ 、LHC エネルギー領域で $\sim 10^{15}[T]$ 程度に達する強力な磁場が生成されていることが分かった。

次に反応平面の裏表を決定するために次の二つの手法を提案し、それらの有用性を考察した。一つ目の手法として、生成粒子に依る決定を提案した。これは前後方ラピディティにおける生成粒子の方向分布の異方性の違いによる決定であり、流体シミュレーションによって前後方ラピディティでの横方向の異方性 v_1 を確認したが、 v_1 の値はとても小さく、また事象毎の揺らぎが大きいためこの方法に依る反応平面の裏表の決定は困難であるという結論に至った。次に2つ目の手法として spectators 中性子に依る決定を提案した。これは衝突点前後方でのエネルギー重心のずれを用いた決定法であり、ALICE 実験鉛鉛衝突 $\sqrt{s_{NN}} = 2.76\text{TeV}$ のデータ解析を行った。ALICE 検出器において spectators 中性子を検出している ZDC-ZN 検出器の測定結果より、前方 ZDC 検出器と後方 ZDC 検出器のそれぞれのエネルギー重心を求め、両方向の重心のずれを確認したところ、前後方検出器での重心のずれが原点に対して点対称に出ている、という相関を確認することができ、この方法によって反応平面の裏表を決定づけることは可能であると考えられた。

その後、spectators 中性子を用いた手法を用いて 360 度方向の反応平面の決定、及びその反応平面の分解能を考察した。計算の結果、分解能は $61.17_{-0.40}^{+0.34}$ 度となり、反応平面の裏表は決定できるだろうという結論が導かれた。また、今後様々なカットをかけていくことでよりよい分解能を得ることができ、より正確に反応平面の裏表を決定することができると考えている。

本研究によって強磁場の振る舞いの確認、及び強磁場の方向を決定づける手法を確立した。これは強磁場生成の直接的検出に向けた大きな前進である。今後は、これらの結果をふまえて強磁場の直接的検出に向けて解析を行っていく予定である。

付録

1. 流体力学模型シミュレーション [13]

このシミュレーションは、上智大学の平野哲文教授と東京大学博士課程の村瀬功一氏によって開発された重イオン衝突の流体模型に基づくシミュレーションプログラムである。

(3+1) 次元の完全理想流体力学シミュレーションとハドロンカスケードシミュレーションからできている。統合モデルを使用して、初期条件からスタートし、RHIC と LHC のエネルギー ($Au + Au200GeV$ 及び $Pb + Pb2.76TeV$) についての相対的な重イオン衝突をシミュレートすることができる。衝突の初期条件は、モンテカルロでの Kharzeev-Levin-Nardi model(MC-KLN) と Glauber model(MC-Glauber) の 2 つから選ぶことが可能である [14]。

以下にシミュレーションの流れを説明する。

1. 初期条件の生成

MC-KLN, MC-Glauber[14] に基づいて、初期のエントロピー密度分布を作る。エントロピーの (x, y, η_s) 三次元分布を binary ファイルとして出力する。

2. 流体発展

1 で作成したファイルを読み込み、それを初期条件として流体発展を計算する。温度 $T_{sw} = 155MeV$ の「超曲面」で流体が終わると考え、超曲面上の各点での流体の流速や温度を dat ファイル形式で出力する。

3. ハドロンカスケード

2 で作成したファイルを読み込み、乱数を振って超曲面上での粒子分布を決定する。その後は JAM を呼び出してハドロンカスケードの計算を実行する。微視的輸送コード JAM(Jet AA Microscopic Transport Model)[15] は、奈良寧氏によって開発されたハドロン+ストリング+摂動論的 QCD に基づいて高エネルギー原子核衝突を記述するコードである。カスケード後の最終的な粒子分布は phasespace.dat というファイルに出力する。

以上の過程を経て、各エネルギー領域での衝突結果を得ることができる。

2. rapidity と擬 rapidity

原子核衝突において、粒子の Rapidity y は正式には longitudinal rapidity と呼び

$$\begin{aligned} y &= \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + P_{\parallel}}{E - P_{\parallel}} \right) \\ &= \ln \left(\frac{E + P_{\parallel}}{\sqrt{P_T^2 + m^2}} \right) \end{aligned} \quad (7.1)$$

で定義される。この変数 y は粒子の縦方向と横方向を分離して記述するのに便利で、粒子の質量に関わらず粒子の Phase Space が rapidity y に比例する。粒子がとりうる最大の rapidity は、重心系で $E_{max} = \sqrt{s}/2$ なので

$$y_{max} = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\frac{\sqrt{s}}{2} + \sqrt{\frac{s}{4} - m^2}}{\frac{\sqrt{s}}{2} - \sqrt{\frac{s}{4} - m^2}} \right) \quad (7.2)$$

$$= \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\left(\frac{\sqrt{s}}{2} + \sqrt{\frac{s}{4} - m^2} \right)^2}{m^2} \right) \quad (7.3)$$

$$= \ln \left(\frac{\sqrt{s}}{m} \right) \quad (7.4)$$

となり粒子によって y の kinematical limit がちがう。

粒子の種類（質量）が分からないときは擬 rapidity (pseudorapidity) η を使う。 y の定義式に $m = 0$ を入れて

$$\begin{aligned} \eta &= \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + E \cos \theta}{E - E \cos \theta} \right) \\ &= \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1}{\tan^2 \left(\frac{\theta}{2} \right)} \right) \\ &= -\ln \left(\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right) \end{aligned} \quad (7.5)$$

で与えられる。ここで θ は粒子の発生角度（天頂角）である。この式から逆に θ は

$$\theta = 2 \arctan(e^{-\eta}) \quad (7.6)$$

で与えられる。

謝辞

本研究を行うにあたり、非常に多くの方のお力添えをいただき大変お世話になりました。心より厚く御礼申し上げます。

杉立先生には研究室配属直後から厳しい中にも暖かく見守っていただきました。研究室ミーティングでは毎回ご指摘やご助言をいただき、本研究の理解を深めることができました。

志垣先生には、本研究に取り組むきっかけを与えていただき、いつも熱心にご指導していただきました。日頃から研究の進み具合を気にかけていただき、優しい言葉でいつも私を励まして下さいました。解析に行き詰っている時もいつもの的確なご助言、アドバイスをしてくださり、正しい方向へと導いてくださいました。本研究を形にすることができたのは志垣先生のおかげです。本当にありがとうございました。これからもどうぞよろしくお願い致します。

本間先生には様々な視点から物理的な面の鋭いご指摘などをいただき、理解を深めることができ、研究をよりよいものにすることができました。三好先生には、セミナーを担当していただき、このセミナーのおかげで研究室配属直後には全然わからなかったこの原子核物理の分野について学ぶことができました。

上智大学の平野先生、東京大学の村瀬さんには流体力学モデルシミュレーションのコードを貸していただき、使い方や物理的なところを丁寧に教えてくださいました。初歩的な質問にまで詳しく説明していただき、知識を深めるとともに研究に必要な結果を得ることができ、本当に感謝しています。ありがとうございました。

Ilya Selyuzhenkov さんには ZDC 検出器の解析についてたくさんのことを教えていただきました。解析手法を詳しく教えていただき、また、つたない私の英語での質問に毎回丁寧に答えていただきました。本当にありがとうございました。

研究室の先輩方には、たくさん知識や助言、励ましを頂きました。特に、中宮さん、渡辺さんには日常の議論を通じて解析を行ううえで必要な知識や技術、そしてこの分野の研究の面白さ、奥深さを教えていただきました。時には遅くまで物理の話や解析に付き合ってくださいました。

修士2年の八野さんにはシミュレーションのエラーや、ALICE 実験の実データを使った解析、コンピュータ関係のことで途方に暮れる私に的確な助言と激励を下さいました。質問をしにお部屋に伺うたびに、毎回ご多忙であるにも関わらず詳しく教えてくださいました。そのおかげで解析をスムーズに進めることができました。ありがとうございました。

辻さんには、本当にお世話になりました。強磁場の物理の原理や面白さを教えていただき、助けを求めたときには毎回一緒に考えていただきました。また、私が悩んでいるときも真っ先に声をかけてくださっていつも親身になって話を聞いて励ましてくださり、毎回正しい方向へと導いてくれました。本当にありがとうございました。これからもよろしくお願い致します。

最後になりましたが、四年生の皆とは夜遅くまで議論をし、一緒に考え、考察することでお互いの知識を深めあうことができました。また、息抜きにも多々付き合ってもらい、有意義な1年間を過ごすことができました。特に永嶋君には毎回たくさん議論に付き合ってください、研究をよりよいものにすることができました。本当に感謝しています。ありがとうございました。

本研究をやり遂げることができたのは関わってくださった全ての方のご支援、ご助言があったからだと感じております。協力していただいた皆様への感謝の気持ち、お礼はまだまだ伝えきれないほどありますが、深謝の念を表して、謝辞とさせていただきます。

参考文献

- [1] <http://aliceinfo.cern.ch/Public/Welcome.html>
- [2] LHC ALICE 実験 日本グループ <http://alice-j.org/>
- [3] cern homepage <http://public.web.cern.ch/public/Welcome.html>
- [4] RHIC homepage <http://www.bnl.gov/rhic/>
- [5] 2008 JINST 3 S08002 <http://jinst.sissa.it/LHC/>
- [6] 辻 亜沙子 「高エネルギー原子核衝突における強磁場生成」
広島大学理学部クォーク物理学研究室卒業論文
- [7] 衝突から熱平衡まで 強ゲージ場、不安定性、粒子生成
- [8] K. Hattori and K. Itakura, in print in Ann. Phys., [hep-ph/1209.2663].
“Vacuum birefringence in strong magnetic fields:
(I) Photon polarization tensor with all the Landau levels”
- [9] K. Hattori and K. Itakura, [hep-ph/1212.1897].
“Vacuum birefringence in strong magnetic fields:
(II) Complex refractive index from the lowest Landau level”
- [10] K.Tuchin, Phys Rev C 82,034904(2010)
- [11] K.Tuchin,Phys Rev C 83,017901(2011)
- [12] K.Fukushima, D.E.Kharzeev, H.J.Warringa, Phys.Rev.D 78, 074033(2008)
- [13] T. Hirano, P. Huovinen, K. Murase and Y. Nara,
[arXiv:1204.5814](https://arxiv.org/abs/1204.5814) [nucl-th].
“Integrated Dynamical Approach to Relativistic Heavy Ion Collisions,”
- [14] H. -J. Drescher and Y. Nara,
Phys. Rev. C **75**, 034905 (2007) [nucl-th/0611017].
“Effects of fluctuations on the initial eccentricity from the ColorGlass Condensate in heavy ion collisions,”
- [15] Y. Nara, N. Otuka, A. Ohnishi, K. Niita and S. Chiba,
Phys. Rev. C **61**, 024901 (2000) [nucl-th/9904059].
“Study of relativistic nuclear collisions at AGS energies from p + Be to Au + Au with hadronic cascade model,”