

卒業論文

高エネルギー原子核衝突時の強磁場による
仮想光子偏光検出に最適な運動学変数の考察

広島大学理学部物理科学科
クォーク物理学研究室

B100495

上田 庸資

2014年2月10日

指導教官：杉立 徹 教授

主査：志垣 賢太 准教授

副査：栗木 雅夫 教授

訂正

2014年3月に発表した本論文の誤差の導出に誤りがあったため、訂正する。
正確な誤差の導出は本文 p.16,17 に記載した。また表 3.1-3.6、及び図 3.1-3.6 も、誤差の修正にともなって正確なものに変更している。

2014年5月26日

2014年5月26日に発表した本論文の、仮想光子が磁場に対して垂直時に崩壊した際の結果に誤りがあったため、訂正する。
正確な結果は本文第3章に記載した。また表 3.1-3.6、及び図 3.1-3.6 も誤差の修正にともなって正確なものに変更し、第2章の導出も適切になるよう訂正した。

2014年10月6日

概要

高エネルギー原子核が衝突する時に強磁場が発生すると考えられている。この強磁場はシンクロトロン放射や実光子崩壊等多くの現象を引き起こすとされ議論が行われているが、未だ直接的検出は行われていない。

現在、強磁場中を通過した仮想光子が e^+, e^- に崩壊する際、崩壊する方向に磁場に依存する偏りが生じる事を利用し、電子陽電子対崩壊の非等方性を測定する事で強磁場を検出する手法が考えられている。非等方性は直接的には観測出来ないため、電子陽電子の崩壊する面に依存する角度である運動学変数が複数考案されている。本研究ではモンテカルロシミュレーションを行う事で各偏光度を比較し、どの運動学変数が最も強磁場の検出に適しているかを考察する。

シミュレーションを行い、仮想光子が無偏光時、磁場に対して垂直に完全偏光時(垂直完全偏光)、磁場に対して平行に完全偏光時(並行完全偏光)、の各場合を比較して、結果の差が最も大きいものが強磁場の検出に最適な運動学変数と考える。最終的に、最適な運動学変数は電子陽電子対の崩壊面に垂直なベクトルとビーム軸のなすものであると結論付けた。

目次

第1章	序論	4
1.1	高エネルギー原子核衝突	4
1.2	検出器	6
1.2.1	PHENIX 検出器	6
1.2.2	ALICE 検出器	7
1.3	強磁場生成	7
1.4	強磁場による物理現象	8
1.5	研究目的	9
第2章	シミュレーション	10
2.1	仮想光子崩壊シミュレーションの手法	10
2.2	運動学変数ベクトル	12
2.3	PVの導出	15
第3章	シミュレーション結果	18
3.1	質量変化時	18
3.2	運動量変化時	21
3.3	各変数に対する考察	24
3.4	強磁場検出に適した運動学変数の決定	25
第4章	結論	26
	謝辞	27
	参考文献	28

第1章 序論

1.1 高エネルギー原子核衝突

宇宙の初期、ビッグバンから数十万分の一秒間においてクォークやグルーオンは開放されており、クォークグルーオンプラズマ (QGP) と呼ばれるプラズマ状態を成していた。しかしその後、宇宙が冷却するにつれ、クォークとグルーオンは強い力により陽子や中性子といったハドロンに閉じ込められていった。

宇宙誕生の仕組みに迫るため、また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の解明のためにはこの QGP という状態について知る事が必要不可欠である。QGP を作り出すためにはクォークやグルーオンを宇宙初期と同様、強い力による閉じ込めから開放しなければならず、それには高温・高エネルギー密度状態が必要となる。この状態をもたらすための方法が高エネルギー原子核衝突である。高エネルギー原子核衝突は以下の図 1.1 のような時間発展をたどる。

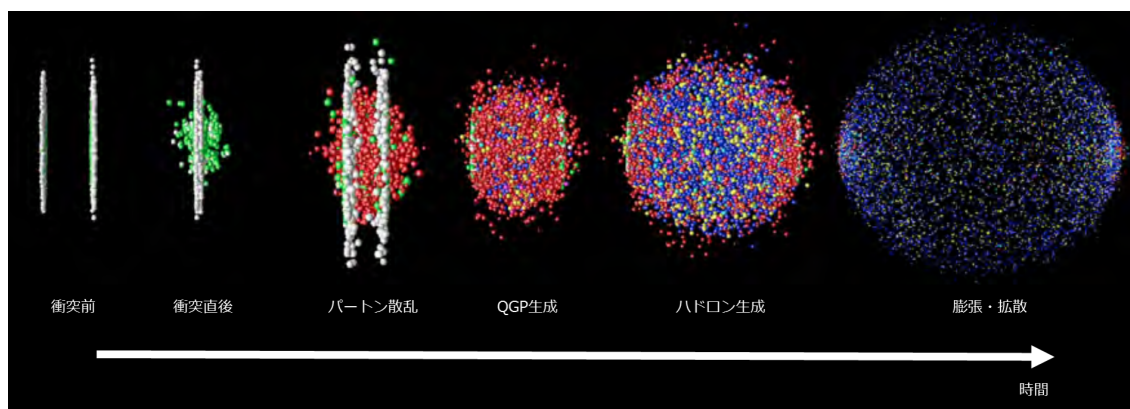


図 1.1: 原子核衝突の時間発展

1. 加速器により、原子核が光速近くまで加速される。この時、原子核はローレンツ収縮を起こし、パンケーキのような平たい円盤状に変形したように見える。
2. 加速された原子核同士が衝突する。原子核は必ずしもほぼ中心で衝突 (中心衝突) するとは限らず、ずれて衝突する、あるいは掠る程度の衝突 (非中心衝突) しかない場合もある。非中心衝突時には互いに重なる部分のみが衝突して反応しあい、反応した部分を反応関与部 (participant)、衝突せずに通過した部分を反応傍観部 (spectator) と呼ぶ [図 1.2]。

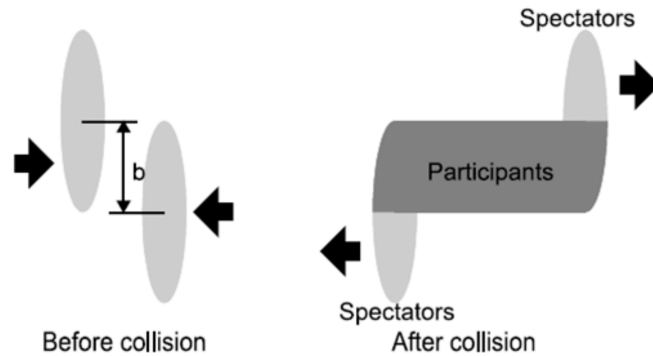


図 1.2: 加速原子核の衝突

また、どの程度中心で衝突したかを表す物理的値として衝突径数 (impact parameter) があり、衝突原子核の進行方向に対する中心間の距離、すなわち各原子核の最近接距離として定義される。衝突径数の方向と、ビーム軸方向として定義した z 軸の成す平面を reaction plane と呼ぶ。

3. participant の温度とエネルギー密度が増大する。participant の温度が相転移温度を超えるとクォークやグルーオン (総称してパートンと呼ぶ) が開放され、反クォークも生成される。パートンは自由に散乱すると同時に互いに衝突しあい、新たなパートンを生み出す。この状態が QGP と呼ばれるものである。
4. QGP が内部の高圧により光速近くで膨張する。急激な膨張により温度・密度が減少し、一部のパートンは再結合してハドロンを生成する。しかし未だクォーク間では散乱、相互作用が生じ、またハドロン間では衝突によるエネルギーの受け渡しが起きている。このハドロンの非弾性散乱によってエネルギーを受け取ったエネルギーの低い粒子は、より高いエネルギー準位に励起する。高いエネルギー準位の粒子は軽い粒子を放出して元の準位に遷移したり、あるいは崩壊する事もあるため、粒子が新たに生成され続ける状態である。
5. さらに温度・密度が減少し、ハドロンの非弾性散乱が無くなる。またクォーク間の相互作用も無くなる。したがって新たなハドロンも生じなくなるため、ハドロンの種類・個数が決定される。これを化学的凍結 (chemical freezeout) と呼ぶ。残ったハドロンは互いに衝突し、運動量を互いに交換しあう弾性散乱のみを起こす。
6. 膨張が続き、粒子同士の距離が平均自由行程を超える。ハドロン間には弾性散乱も生じなくなり、粒子の運動量は固定される。これを運動量凍結 (kinematical freezeout) と呼ぶ。
7. 生成粒子は状態を保ったまま拡散する。これらが検出器により観測される粒子である。

1.2 検出器

本研究では高エネルギー原子核衝突実験において使用する検出器の影響も考える。ここで考慮する実験は PHENIX 実験 (the Pioneering High Energy Nuclear Interaction eXperiment) と ALICE 実験 (A Large Ion Collider Experiment) の2つである。以下にそれらに用いる検出器の概要を述べる。

1.2.1 PHENIX 検出器

米国ブルックヘブン国立研究所 (BNL) にある重イオン衝突型加速器 (Relativistic Heavy Ion Collider, RHIC) によって行われる、高エネルギー原子核衝突と光子の基礎研究のために設計された検出器である。荷電粒子の位置と運動量を測定する DC (Drift Chamber)、電子を同定する RICH (Ring Imaging Cerenkov)、粒子の位置とエネルギーの測定、および荷電粒子と光子の同定を行う EMC (ElectroMagnetic Calorimeter) 等の検出器で構成されており、世界中の研究機関が実験に参加している。

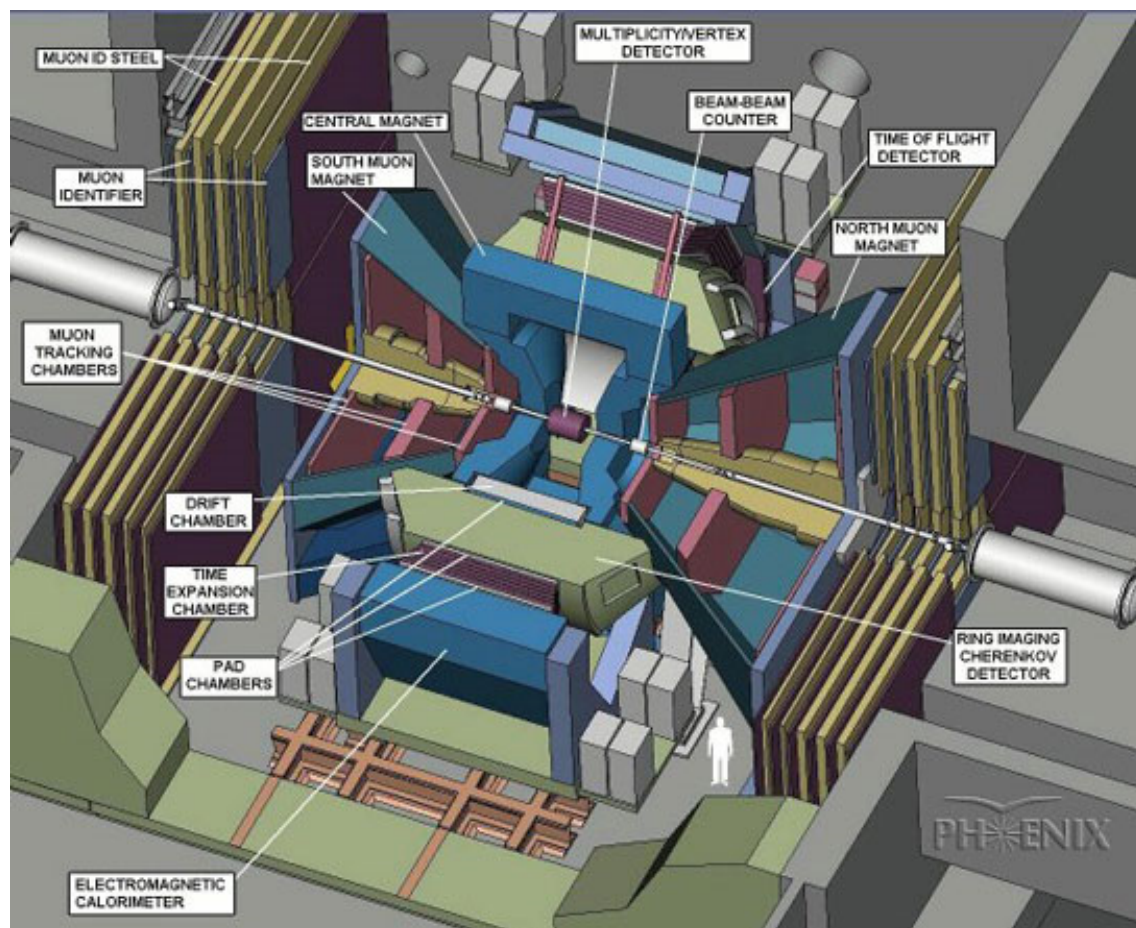


図 1.3: PHENIX 検出器

1.2.2 ALICE 検出器

ヨーロッパ共同原子核研究機構 (CERN) にあるハドロン衝突型加速器 (Large Hadron Collider, LHC) によって行われる、重イオン衝突の観測に特化して設計された検出器である。荷電粒子の位置や粒子数を測定する ITC (Inner Tracking System)、荷電粒子の飛跡や運動量を測定する TPC (Time Project Chamber)、光子のエネルギーを測定する PHOS (PHOton Spectrometer) 等の検出器で構成されており、QGP の性質解明に大きく貢献している。

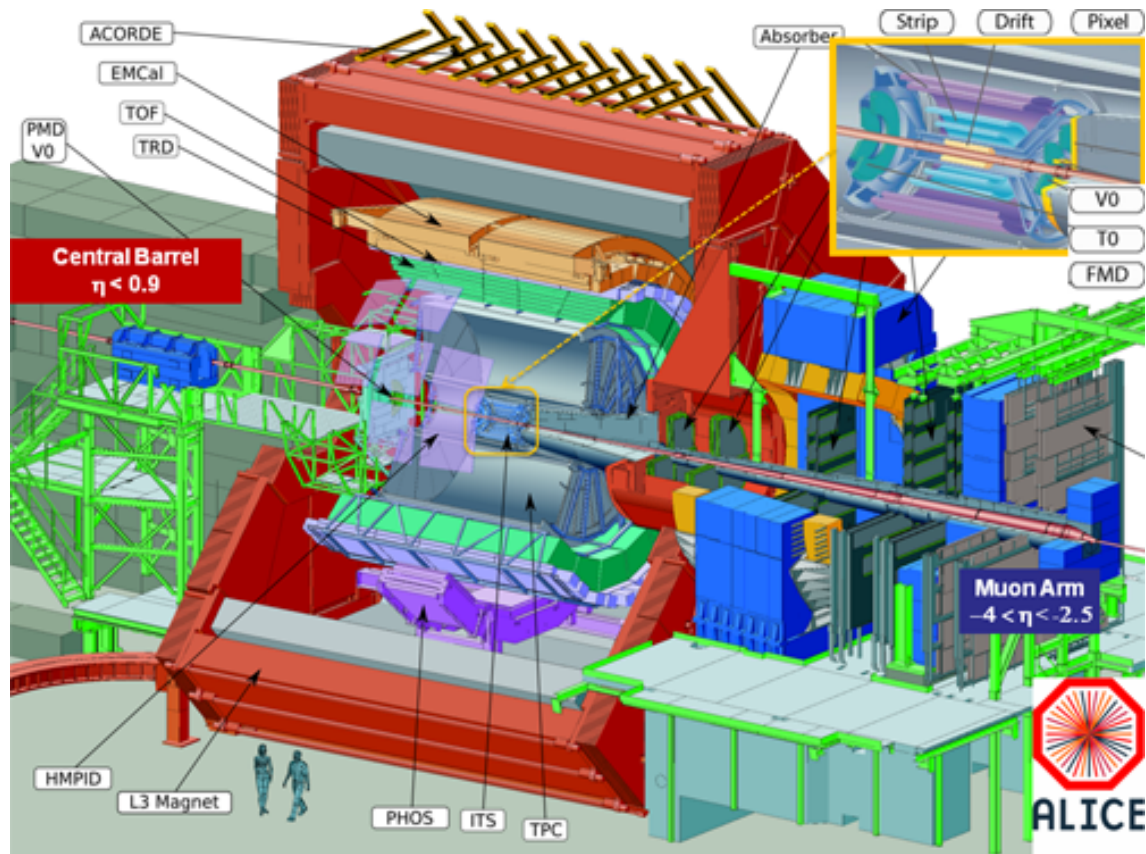


図 1.4: ALICE 検出器

1.3 強磁場生成

現在、高エネルギー原子核衝突時に強磁場が生成すると考えられている。この磁場は極めて強度であり、最高で約 10^{19} [Gauss] にも達すると予想されている。これは人工的に安定して作られる強磁場の強度 4.5×10^5 [Gauss] を遥かに超え、強磁場を持つとして注目されており Magnetar と呼ばれる中性子星の磁場、 10^{15} [Gauss] の 10,000 倍である [3]。原子核衝突時の強磁場は、宇宙に存在する磁場で最も強度なものであると考えられている。

相対論的運動をする荷電粒子が時刻 t 、位置 \mathbf{r} に作る磁場を表す式は、Lienard-Wiechert

Potential より

$$B(\mathbf{r}, t) = \frac{e\mu_0}{4\pi} \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{R}}{R^3} \frac{1 - v^2/c^2}{[1 - (v/c)^2 \sin^2 \phi_{Rv}]^{3/2}} \quad (1.1)$$

として表される。 $\mathbf{R} = \mathbf{r} - \mathbf{r}'$ 、 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。加速された原子核、つまり荷電粒子の集団が光速に近い速度で運動するため、原子核衝突時の強磁場生成にはこの式をそのまま当てはめる事が出来る。つまり、光速に近い速度の荷電粒子が原子核の半径である約 10fm という極めて狭い領域で非中心衝突する事によって、前述の強磁場が発生すると考えられる。

また、spectators と participant では生成される磁場の寿命が異なると考えられている。ビーム軸方向を z 軸、reaction plane に垂直な軸を y 軸とする。spectators は z 軸方向に速度を持ち、かつ x 軸にずれてすれ違うため、y 軸に磁場が発生する。この磁場は高強度であるが、spectators は衝突しないため光速で飛び去ってしまう。したがって磁場は極めて早く減衰してしまう。一方 participant は spectators のように飛び去らず、衝突粒子が角運動量を持って y 軸を中心に回転し続ける。これは spectators によるものより長寿命である。角運動量も抵抗を受けるため、時間とともに回転速度が緩やかになり、QGP の寿命を迎えると飛び散ってしまう。しかし、この事から participant による磁場は QGP の寿命と同程度の寿命を持つという事が出来る。

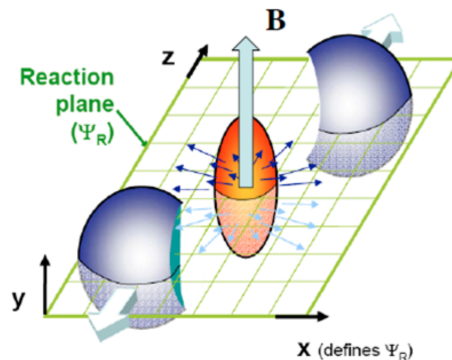


図 1.5: 原子核衝突による磁場の生成

1.4 強磁場による物理現象

強磁場の影響により、通常では生じないいくつかの物理現象が予想されている。そのうちのいくつかをここで述べる。

シンクロトロン放射

QGP 中に強磁場が発生すると、荷電粒子であるクォークや反クォークが強磁場に巻き付く。この時クォーク・反クォークは光子やグルーオン、レプトン対を放出してエネルギーを失う。これは電子が磁場に巻き付いて光子を放出するシンクロトロン放射と同じ現象と考えられている。通常、クォーク・反クォークのエネルギー

損失は高温物質中を通過する事によると考えられているため、これは新たなエネルギー損失の原因となる。

強磁場中での実光子崩壊

通常、真空中では実光子は崩壊しないと考えられる。仮に実光子が崩壊した場合、崩壊粒子の重心を取る事で光子が静止した状態を観測でき、光速度一定に矛盾する事になるためである。しかし、実光子が強磁場中で高エネルギーを持つと、二つの光子に分裂する事で低エネルギー化したり、その逆のプロセス、あるいは電子陽電子対への崩壊といった事が起こりうる。高エネルギー原子核衝突では光子の観測が内部情報の大きな手がかりとして扱われるため、実光子の崩壊は観測に大きな影響があると考えられる。

その他にも、強磁場中でのトポロジカルな転移により磁場と平行な方向に電流が流れるカイラル磁気効果や、強磁場中を光子が通過する際、真空偏極により光子の屈折率が変化する真空複屈折といった物理現象が予測されている。これらはどれも興味深いものであり、物理をより深く知る上でも重要な現象である。

1.5 研究目的

強磁場検出は原子核衝突時に生じる物理現象を理解する上で極めて重要である。検出手法は強磁場による電子対の方位角非等方性の測定 [6] と、磁場による荷電粒子の電荷に対する曲率符号の違い [7] の2つが存在する。前者は電子陽電子対の崩壊する面に依存する運動学変数を使用する事で方位角非等方性を測定している。本研究では仮想光子の崩壊が磁場に依存しない場合(無偏光)、磁場に対して全ての仮想光子が垂直に崩壊する場合(垂直完全偏光)、全ての仮想光子が平行に崩壊する場合(並行完全偏光)の3つの場合において運動学変数をモンテカルロ法を用いて求め、結果を比較する。結果が最も異なっている、即ち電子がどのように偏光しているか判別しやすい変数が強磁場検出に最適であると考え、その変数がどれであるかシミュレーションを行った。

第2章 シミュレーション

2.1 仮想光子崩壊シミュレーションの手法

本研究ではローレンツ変換を行う事で仮想光子の崩壊をシミュレーションしている。

ビーム軸を z 軸正方向とした系である実験室系 (Laboratory System, LS) から、原点に仮想光子が位置し、 X^* 軸, Y^* 軸, Z^* 軸で成り立つ系である重心系 (Center of Mass System, CMS) へローレンツ変換する。CMS で仮想光子を任意の方向に back to back に二体崩壊させる。これにより仮想光子の崩壊方向を磁場に依存させる。崩壊した電子陽電子対を CMS から LS にローレンツ変換し、その結果から運動学変数を導出する。

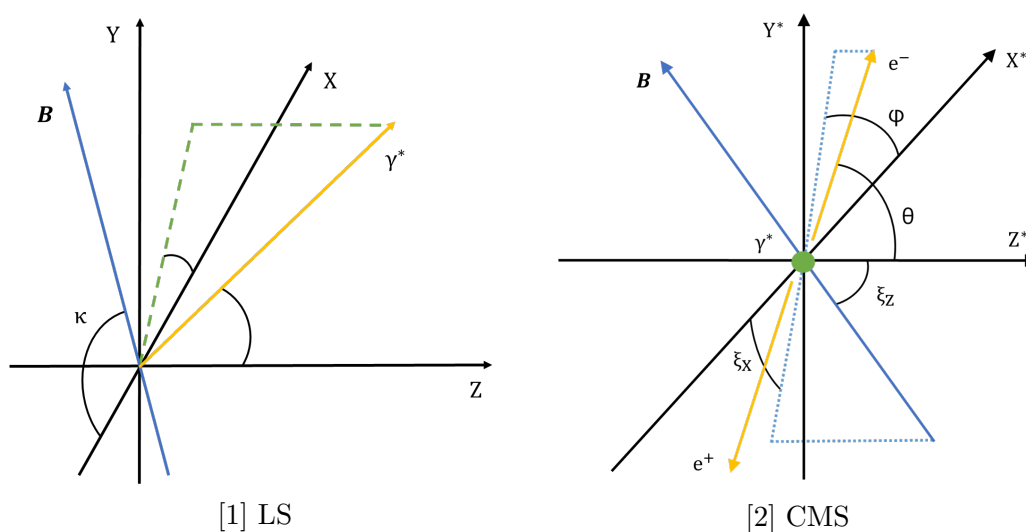


図 2.1: シミュレーションに用いる系

原子核衝突時に発生する磁場は XY 平面上にのみ存在するため、磁場と X 軸との角度を κ とする事で磁場の X, Y 軸方向の強度を得られる。 κ を一様乱数で決定し、得られた磁場をローレンツ変換する。本研究では電場を考慮していないため、磁場を CMS へローレンツ変換する式は、LS での磁場 \mathbf{B} を (B_x, B_y, B_z) 、CMS での磁場 \mathbf{B}^* を (B_x^*, B_y^*, B_z^*) とおくと

$$B_x^* = -\gamma(\beta_z B_x - \beta_y B_y) \quad (2.1)$$

$$B_y^* = -\gamma(\beta_x B_z - \beta_z B_x) \quad (2.2)$$

$$B_z^* = -\gamma(\beta_y B_x - \beta_x B_y) \quad (2.3)$$

となる。

崩壊した電子を a、陽電子を b とし、それぞれの質量を m_a, m_b 、CMS でのエネルギーを a_0^*, b_0^* とおく。仮想光子の質量を m_0 とすると、a, b の運動量 $\mathbf{a}^*, \mathbf{b}^*$ は CMS において

$$|\mathbf{a}^*| = \frac{\sqrt{(m_0^2 - (m_a + m_b)^2)(m_0^2 - (m_a - m_b)^2)}}{2m_0} \quad (2.4)$$

$$\mathbf{b}^* = -\mathbf{a}^* \quad (2.5)$$

a の LS での 4 元運動量を (a_0, a_x, a_y, a_z) 、CMS での 4 元運動量を $(a_0^*, a_x^*, a_y^*, a_z^*)$ とおき、CMS において a と X^* 軸との角度を ϕ 、 Y^* 軸との角度を θ とすると、

$$a_x^* = |\mathbf{a}^*| \sin \theta \cos \phi \quad (2.6)$$

$$a_y^* = |\mathbf{a}^*| \sin \theta \sin \phi \quad (2.7)$$

$$a_z^* = |\mathbf{a}^*| \cos \theta \quad (2.8)$$

$$(2.9)$$

と表せる。b も同様にして求める。

これより、 B^* の X^* 軸との角度を ξ_x 、 Z^* 軸との角度を ξ_z とする。また新たに X' 軸、 Y' 軸、 Z' 軸を定義する。 Z' 軸は Z 軸と同様ビーム軸方向であるが、 Y' 軸は磁場方向となる。 $X'Z'$ plane は原子核衝突の reaction plane である。

これらを用いて、電子と Y' 軸との角度を ζ 、 X' 軸との角度を χ とおき、粒子の崩壊方向が磁場に垂直な時には

$$\begin{aligned} \zeta &= \text{random} \\ \chi &= \frac{\pi}{2} \end{aligned}$$

磁場に平行な時には

$$\begin{aligned} \zeta &= \frac{\pi}{2} \\ \chi &= \frac{\pi}{2} \end{aligned}$$

となるように電子を崩壊させ、 ϕ 、 θ を求める。また、CMS から LS へのローレンツ変換は

$$\begin{aligned} a_0 &= \gamma(a_0^* + \beta_x a_x^* + \beta_y a_y^* + \beta_z a_z^*) \\ a_x &= \gamma \left(\beta a_0^* + \frac{\beta_x a_x^* + \beta_y a_y^* + \beta_z a_z^*}{\beta} \right) \left(\frac{\beta_x}{\beta} \right) + \left(\left(1 - \frac{\beta_x^2}{\beta^2} \right) a_x^* - \frac{\beta_x \beta_y}{\beta^2} a_y^* - \frac{\beta_x \beta_z}{\beta^2} a_z^* \right) \\ a_y &= \gamma \left(\beta a_0^* + \frac{\beta_x a_x^* + \beta_y a_y^* + \beta_z a_z^*}{\beta} \right) \left(\frac{\beta_y}{\beta} \right) + \left(-\frac{\beta_x \beta_y}{\beta^2} a_x^* + \left(1 - \frac{\beta_y^2}{\beta^2} \right) a_y^* - \frac{\beta_y \beta_z}{\beta^2} a_z^* \right) \\ a_z &= \gamma \left(\beta a_0^* + \frac{\beta_x a_x^* + \beta_y a_y^* + \beta_z a_z^*}{\beta} \right) \left(\frac{\beta_z}{\beta} \right) + \left(-\frac{\beta_x \beta_z}{\beta^2} a_x^* - \frac{\beta_y \beta_z}{\beta^2} a_y^* + \left(1 - \frac{\beta_z^2}{\beta^2} \right) a_z^* \right) \end{aligned}$$

として表せる。

b も同様にして導出し、各運動学変数を求める。

2.2 運動学変数ベクトル

強磁場は直接測定する事が出来ないため、代わりに電子陽電子対の decay plane と、運動学変数ベクトルの間の角度を測定する。decay plane は

$$(P_{e^+} \times P_{e^-})$$

で表す。

この本シミュレーションで考察する運動学変数ベクトルは以下の4つである。

1. 運動学変数ベクトル 1

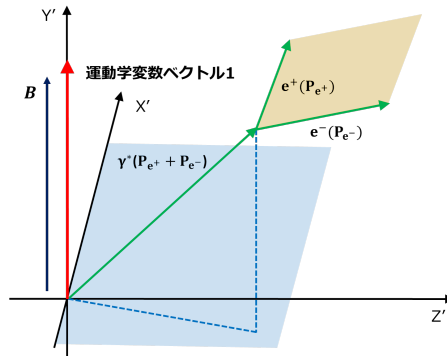


図 2.2: 運動学変数 1

運動学変数ベクトル 1 は

$$(e_{x'} \times e_{z'})$$

と定義する。これは磁場ベクトルを表す。

そのため、最も直接的に強磁場と decay plane との関係を観測する事が出来る。

2. 運動学変数ベクトル 2

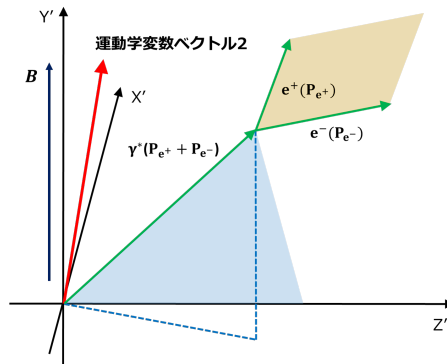


図 2.3: 運動学変数 2

運動学変数ベクトル 2 は

$$(P_{e^+} + P_{e^-}) \times e_{z'}$$

と定義する。 P_{e^+}, P_{e^-} はそれぞれ e^+, e^- の運動量である。

これは γ^* の運動量ベクトルとビーム軸方向の外積をとる運動学変数ベクトルであり、常に $X'Y'$ plane 上に位置する。磁場ベクトルは Y' 軸であるため、この運動学変数も decay plane との関係が理解しやすい変数である。

3. 運動学変数ベクトル 3

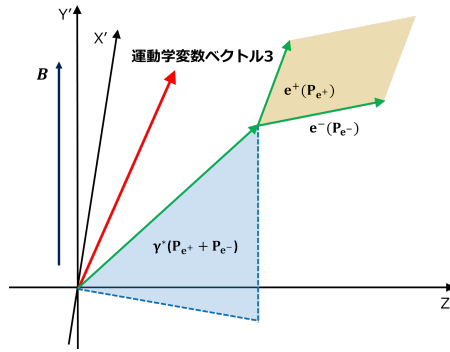


図 2.4: 運動学変数 3

運動学変数ベクトル 3 は

$$(P_{e+} + P_{e-}) \times (P_{e+} + P_{e-})_{x'z'}$$

と定義する。 $(P_{e+} + P_{e-})_{x'z'}$ は $P_{e+} + P_{e-}$ を $X'Z'$ plane に射影したものである。

これは運動学変数ベクトル 2 に加え、磁場方向を考慮した運動学変数ベクトルであり、常に $X'Z'$ plane 上に位置する。

γ^* の位置に応じ、磁場ベクトルに対して直行する軸を任意に決定出来るため、 γ^* により対応した変数である。

4. 運動学変数ベクトル 4

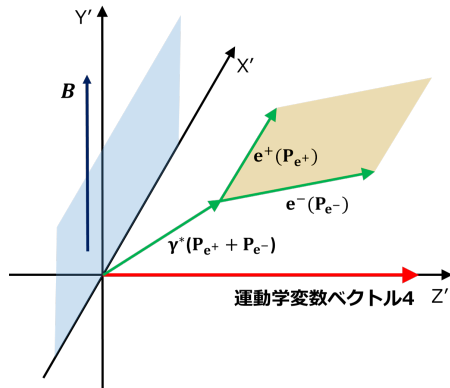


図 2.5: 運動学変数 4

運動学変数ベクトル 4 は

$$e_{z'}$$

と定義する。つまりビーム軸方向との相関を見る変数である。

磁場の向きとの関係は最も弱いものの、磁場ベクトルによって変化する事が無いため、decay plane の性質をとらえやすくなっている。

これらの運動学変数ベクトルと decay plane の間の角度、即ち運動学変数をそれぞれ $\delta_1, \delta_2, \delta_3, \delta_4$ とする。

また偏光度を Polarization Value (PV) と呼び、各運動学変数を用いて導出した偏光度を、それぞれ PV1, PV2, PV3, PV4 とする。

2.3 PV の導出

PV は偏光度であるため、導出には比率を用いる。したがって、比をとる基準を最初に述べる。仮想光子の放射される方向が磁場に平行の場合、偏光は生じないと考えられる。よって、 γ^* を $x'y'$ 平面に射影した際の角度 ω_{pro} が磁場ベクトルに対して $\frac{\pi}{4}$ 以上 $\frac{\pi}{2}$ 以下を磁場に対して垂直、磁場ベクトルに対して 0 以上 $\frac{\pi}{4}$ 以下を磁場に対して垂直、と磁場ベクトルに対して 2 つに分ける。垂直な時の偏光度を PV_{\perp} 、平行な時の偏光度を PV_{\parallel} として表す。

次に、運動学変数が $0 \sim \frac{\pi}{2}$ で均等に分布する様に空間を 4 等分する。この時、decay plane が磁場に対して平行な場合 n_a 、磁場に対して垂直な場合 n_b とおく。また、運動学変数 1 ~ 3 では $\frac{\pi}{4}$ を基準として分けているが、運動学変数 4 では $\frac{\pi}{3}$ を基準として分けている。具体的に書くと、 $\frac{\pi}{4} < \delta_{1,2} < \frac{\pi}{2}$ では $n_{a\perp,\parallel}$ 、 $0 < \delta_{1,2} < \frac{\pi}{4}$ では $n_{b\perp,\parallel}$ となり、 $0 < \delta_3 < \frac{\pi}{4}$ では $n_{a\perp,\parallel}$ 、 $\frac{\pi}{4} < \delta_3 < \frac{\pi}{2}$ では $n_{b\perp,\parallel}$ となる。 $0 < \delta_4 < \frac{\pi}{3}$ では $n_{a\perp,\parallel}$ 、 $\frac{\pi}{3} < \delta_4 < \frac{\pi}{2}$ では $n_{b\perp,\parallel}$ である。モンテカルロシミュレーションを行う事で $n_{a\perp,\parallel}, n_{b\perp,\parallel}$ を求め、それより $PV_{\perp}, PV_{\parallel}$ を導出し、これより各 PV を最終的に導く。

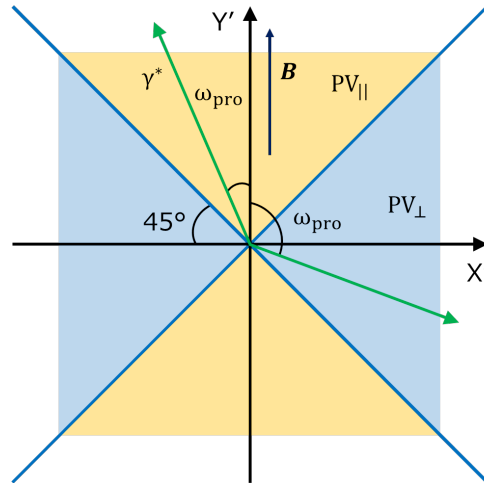


図 2.6: PV の導出

$PV_{\perp,\parallel}$, PV の導出に用いる式は

$$PV_{\perp,\parallel} = \frac{n_{a\perp,\parallel} - n_{b\perp,\parallel}}{n_{a\perp,\parallel} + n_{b\perp,\parallel}}$$

$$PV = \frac{PV_{\perp} - PV_{\parallel}}{1 - PV_{\perp} PV_{\parallel}}$$

である。つまり、仮想光子が磁場に対して垂直に崩壊する際も平衡に崩壊する際も δ が均等に分布する、あるいは同様な偏りを持つ時は $|PV|$ は増加する。また磁場に対して垂直に崩壊する際 δ が大きくなる傾向を持ち、磁場に対して平行に崩壊する際 δ が小さくなる傾向を持つ、という様な仮想光子の放射方向による δ の偏りが存在する時は $|PV|$ は 1 に近づく。以上のようにして PV を各変数ごとに導出し、無偏光時、垂直完全偏光時、平行完全偏光時という極端な 3 つの場合において、最も変化の大きな変数を考察する。

ここで、 $n_{a\perp,\parallel}, n_{b\perp,\parallel}$ の測定に acceptance による制限をかける。仮想光子偏光による強磁場検出は ALICE と PHENIX によって行われている。よって本実験では acceptance が 100% の場合 (All-acceptance)、ALICE 実験の acceptance を用いた場合 (ALICE-acceptance)、PHENIX 実験の acceptance を用いた場合 (PHENIX-acceptance)、の 3 パターンに分けてシミュレーションを行う。 e^-, e^+ の飛跡により仮想光子偏光は観測されているので、ALICE 実験の acceptance は飛跡検出と電子の同定に主に使用されている TPC の acceptance である ($|\eta| < 0.9$) を使用している。PHENIX 実験では主に飛跡の検出には DC が、電子の同定には EMC と RICH が用いられているため、より acceptance の小さい RICH の acceptance である ($|\eta| < 0.375, 30^\circ < |\phi| < 120^\circ$) を使用している。これらの範囲外に電子陽電子の一方、もしくは両方が放射された場合、その試行は PV の計算に含まない。

また、誤差は二項分布の分散を用いて求めた。

本研究においては偏光度 PV を

$$PV = \frac{n_a - n_b}{n_a + n_b}$$

として定義しており、これを $N = n_a + n_b$ とおいて書き直すと

$$\begin{aligned} PV &= \frac{2n_a - N}{N} \\ &= 2\frac{n_a}{N} - 1 \end{aligned}$$

と表せる。分散 $Var(n_a)$ は二項分布の分散関係より

$$Var(n_a) = N\frac{n_a}{N}\left(1 - \frac{n_a}{N}\right)$$

となるため、分散 $Var(PV)$ は

$$\begin{aligned} Var(PV) &= Var\left(\frac{2n_a}{N} - 1\right) \\ &= \left(\frac{2}{N}\right)^2 Var(n_a) \\ &= \left(\frac{2}{N}\right)^2 N\frac{n_a}{N}\left(1 - \frac{n_a}{N}\right) \end{aligned}$$

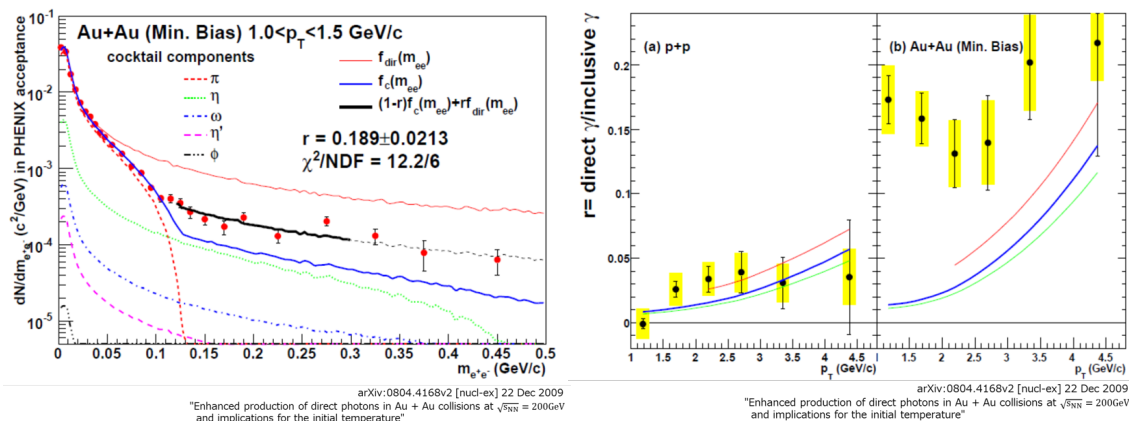
である。これより誤差 ε は

$$\begin{aligned} \varepsilon &= \sqrt{Var(PV)} \\ &= \frac{2}{N}\sqrt{\frac{n_a}{N}\left(1 - \frac{n_a}{N}\right)} \end{aligned}$$

となる。

これを PV_{\perp} , PV_{\parallel} それぞれに対して求める。この2つは互いに独立であるため、独立な場合の誤差伝播に基づいて最終的な PV の誤差を導出する。

このシミュレーションでは各変数の本質をより理解しやすい形で表すために、仮想光子の質量分布、及び運動量を固定している。ALICE 実験の仮想光子に関するデータが無い
ため、固定する質量・運動量には PHENIX 実験の Au+Au 衝突における仮想光子質量・
運動量分布の典型的な値を全ての場合に用いている。



[1] 仮想光子の質量変化

[2] 仮想光子の運動量変化

図 2.7: 仮想光子の質量・運動量分布

第3章 シミュレーション結果

仮想光子の質量・運動量の片方のみを固定し、もう一方を変化させてシミュレーションを行った。シミュレーションの試行回数は10,000回である。また乱数生成に使用するRandom Seedは全場合において同じものを用いている。

3.1 質量変化時

仮想光子の運動量を固定し、質量を変化させる。

最初に、 $p = 1.5\text{GeV}$, $m_{\gamma^*} = 150\text{MeV}$ の仮想光子のPVを挙げる。

表 3.1: $p = 1.5\text{GeV}$, $m_{\gamma^*} = 150\text{MeV}$

偏光の種類	運動学変数	All-acceptance	PHENIX-acceptance	ALICE-acceptance
無偏光	PV1	-0.6584 ± 0.01401	-1 ± 0	-0.9219 ± 0.00850
	PV2	-0.0117 ± 0.02000	-0.0081 ± 0.05933	-0.0154 ± 0.02468
	PV3	0.0140 ± 0.02000	0.0536 ± 0.05908	0.0554 ± 0.02459
	PV4	-0.0181 ± 0.02000	-0.0610 ± 0.06310	-0.0289 ± 0.02591
垂直完全偏光	PV1	-0.9604 ± 0.00329	-0.9999 ± 0.00001	-0.9908 ± 0.00104
	PV2	-0.9533 ± 0.00413	-0.9719 ± 0.01981	-0.8985 ± 0.01033
	PV3	-0.6371 ± 0.03224	-0.9256 ± 0.05168	-0.6632 ± 0.03621
	PV4	-0.9211 ± 0.00603	-0.9807 ± 0.01367	-0.9319 ± 0.00657
並行完全偏光	PV1	error	error	error
	PV2	1 ± 0	1 ± 0	1 ± 0
	PV3	error	error	error
	PV4	0.6854 ± 0.01267	1 ± 0	1 ± 0

次に、 $p = 1.5\text{GeV}$, $m_{\gamma^*} = 300\text{MeV}$ の仮想光子の PV を挙げる。

表 3.2: $p = 1.5\text{GeV}$, $m_{\gamma^*} = 300\text{MeV}$

偏光の種類	運動学変数	All-acceptance	PHENIX-acceptance	ALICE-acceptance
無偏光	PV1	-0.6584 ± 0.01383	-1 ± 0	-0.9244 ± 0.00927
	PV2	-0.0117 ± 0.02000	0.0245 ± 0.07826	-0.0072 ± 0.02586
	PV3	0.0140 ± 0.02000	0.1396 ± 0.07574	0.1317 ± 0.02531
	PV4	-0.0181 ± 0.02000	-0.0891 ± 0.08776	-0.0120 ± 0.02780
垂直完全偏光	PV1	-0.9332 ± 0.00426	-0.9998 ± 0.00023	-0.9853 ± 0.00146
	PV2	-0.9034 ± 0.00623	-0.8450 ± 0.06170	-0.7761 ± 0.01629
	PV3	-0.6210 ± 0.02430	-0.8073 ± 0.07544	-0.5707 ± 0.03137
	PV4	-0.8622 ± 0.00816	-0.9066 ± 0.03823	-0.8512 ± 0.01086
並行完全偏光	PV1	error	error	error
	PV2	1 ± 0	error	1 ± 0
	PV3	error	error	error
	PV4	0.6854 ± 0.01267	error	1 ± 0

最後に、 $p = 1.5\text{GeV}$, $m_{\gamma^*} = 500\text{MeV}$ の仮想光子の PV を挙げる。

表 3.3: $p = 1.5\text{GeV}$, $m_{\gamma^*} = 500\text{MeV}$

偏光の種類	運動学変数	All-acceptance	PHENIX-acceptance	ALICE-acceptance
無偏光	PV1	-0.6584 ± 0.01408	-1 ± 0	-0.9192 ± 0.01102
	PV2	-0.0117 ± 0.02000	0.1128 ± 0.1544	0.0022 ± 0.02766
	PV3	0.0140 ± 0.02000	0.5267 ± 0.1002	0.2226 ± 0.02589
	PV4	-0.0181 ± 0.02000	0.0024 ± 0.2367	-0.0017 ± 0.03065
垂直完全偏光	PV1	-0.9095 ± 0.00495	-1 ± 0	-0.9827 ± 0.00184
	PV2	-0.8552 ± 0.00782	-0.4224 ± 0.1907	-0.6415 ± 0.02128
	PV3	-0.5911 ± 0.02153	-0.2689 ± 0.2132	-0.4623 ± 0.03186
	PV4	-0.8013 ± 0.00981	-0.5678 ± 0.1620	-0.7384 ± 0.01589
並行完全偏光	PV1	error	error	error
	PV2	1 ± 0	error	1 ± 0
	PV3	error	error	error
	PV4	0.6854 ± 0.01267	error	1 ± 0

error となっている箇所は $PV_{\perp} = PV_{\parallel}$ となり、計算が不可能になった部分である。以上を横軸を運動学変数、縦軸を PV としてヒストグラム化したものが次になる。また○：無偏光、▲：垂直完全偏光、▼：並行完全偏光としている。

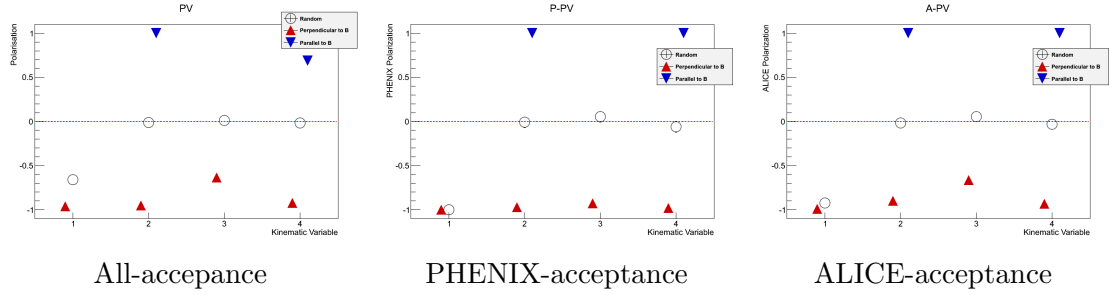


図 3.1: $p=1.5\text{GeV}, m_{\gamma^*}=150\text{MeV}$

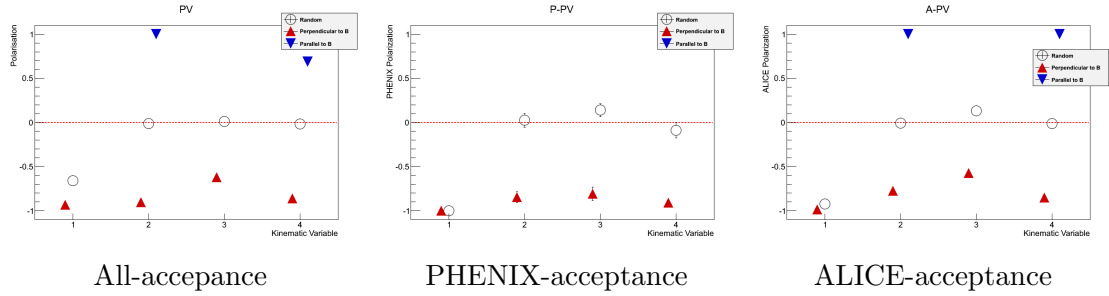


図 3.2: $p=1.5\text{GeV}, m_{\gamma^*}=300\text{MeV}$

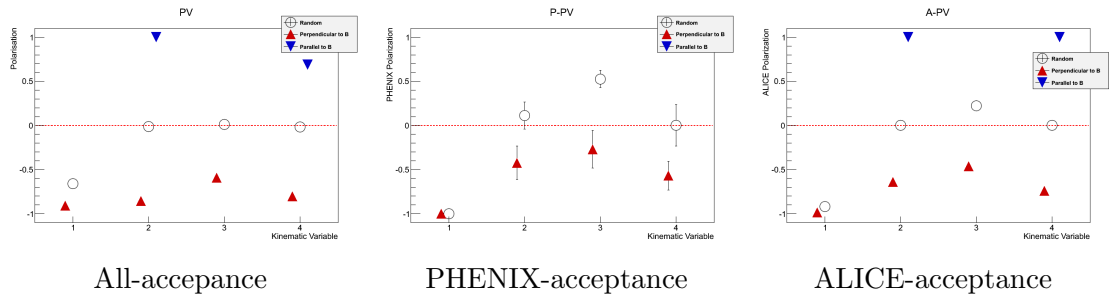


図 3.3: $p=1.5\text{GeV}, m_{\gamma^*}=500\text{MeV}$

$p = 1.5\text{GeV}, m_{\gamma^*} = 500\text{MeV}$ において PHENIX-acceptance の誤差が大きくなっているのは、この範囲では PHENIX 検出器の acceptance 外に飛ぶ電子陽電子が多くなるため、試行回数が減少するためである。

この結果から、運動学変数 2、または 4 が適していると考えられる。変数 2, 4 は PHENIX-acceptance の限定された範囲以外では偏光の種類が判別しやすいためである。

3.2 運動量変化時

次は仮想光子の質量を固定し、運動量を変化させる。

最初に、 $p = 2.0\text{GeV}$, $m_{\gamma^*} = 200\text{MeV}$ の仮想光子の PV を挙げる。

表 3.4: $p = 2.0\text{GeV}$, $m_{\gamma^*} = 200\text{MeV}$

偏光の種類	運動学変数	All-acceptance	PHENIX-acceptance	ALICE-acceptance
無偏光	PV1	-0.6584 ± 0.0141	-1 ± 0	-0.9219 ± 0.00850
	PV2	-0.0117 ± 0.02000	-0.0081 ± 0.05933	-0.0154 ± 0.02468
	PV3	0.0140 ± 0.02000	0.0536 ± 0.05908	0.0554 ± 0.02459
	PV4	-0.0181 ± 0.02000	-0.0610 ± 0.06310	-0.0289 ± 0.02591
垂直完全偏光	PV1	-0.9604 ± 0.00329	-0.9999 ± 0.00001	-0.9909 ± 0.00104
	PV2	-0.9533 ± 0.00413	-0.9719 ± 0.01981	-0.8986 ± 0.01032
	PV3	-0.6371 ± 0.03224	-0.9256 ± 0.05168	-0.6633 ± 0.03620
	PV4	-0.9211 ± 0.00603	-0.9807 ± 0.01367	-0.9319 ± 0.00657
並行完全偏光	PV1	error	error	error
	PV2	1 ± 0	1 ± 0	1 ± 0
	PV3	error	error	error
	PV4	0.6854 ± 0.01267	1 ± 0	1 ± 0

次に、 $p = 3.0\text{GeV}$, $m_{\gamma^*} = 200\text{MeV}$ の仮想光子の PV を挙げる。

表 3.5: $p = 3.0\text{GeV}$, $m_{\gamma^*} = 200\text{MeV}$

偏光の種類	運動学変数	All-acceptance	PHENIX-acceptance	ALICE-acceptance
無偏光	PV1	-0.6584 ± 0.01168	-0.9956 ± 0.00441	-0.9115 ± 0.00882
	PV2	-0.0117 ± 0.02000	-0.0031 ± 0.05511	-0.0151 ± 0.02433
	PV3	0.0140 ± 0.02000	0.0500 ± 0.05496	0.0437 ± 0.02428
	PV4	-0.01808 ± 0.02000	-0.0534 ± 0.05830	-0.0223 ± 0.02541
垂直完全偏光	PV1	-0.9702 ± 0.00287	-0.9999 ± 0.00001	-0.9930 ± 0.00090
	PV2	-0.9726 ± 0.00307	-0.9870 ± 0.12947	-0.9402 ± 0.00755
	PV3	-0.6247 ± 0.03947	-0.9580 ± 0.04159	-0.6496 ± 0.04367
	PV4	-0.9495 ± 0.00475	-0.9920 ± 0.00806	-0.9595 ± 0.00481
並行完全偏光	PV1	error	error	error
	PV2	1 ± 0	1 ± 0	1 ± 0
	PV3	error	error	error
	PV4	0.6854 ± 0.01267	1 ± 0	1 ± 0

最後に、 $p = 4.0\text{GeV}$, $m_{\gamma^*} = 200\text{MeV}$ の仮想光子の PV を挙げる。

表 3.6: $p = 4.0\text{GeV}$, $m_{\gamma^*} = 200\text{MeV}$

偏光の種類	運動学変数	All-acceptance	PHENIX-acceptance	ALICE-acceptance
無偏光	PV1	-0.6584 ± 0.01408	-0.9958 ± 0.00423	-0.9119 ± 0.00863
	PV2	-0.0117 ± 0.02000	0.0084 ± 0.05340	-0.0156 ± 0.02409
	PV3	0.0140 ± 0.02000	0.0525 ± 0.05325	0.02924 ± 0.02407
	PV4	-0.01808 ± 0.02000	-0.0403 ± 0.05648	-0.02216 ± 0.02506
垂直完全偏光	PV1	-0.9742 ± 0.00269	-1 ± 0	-0.9943 ± 0.00081
	PV2	-0.9794 ± 0.00264	-1 ± 0	-0.9555 ± 0.00639
	PV3	-0.6177 ± 0.04462	-1 ± 0	-0.6524 ± 0.04849
	PV4	-0.9663 ± 0.00381	-1 ± 0	-0.9739 ± 0.00371
並行完全偏光	PV1	error	error	error
	PV2	1 ± 0	1 ± 0	1 ± 0
	PV3	error	error	error
	PV4	0.6854 ± 0.01267	1 ± 0	1 ± 0

以上を質量固定時と同様にヒストグラム化したものが次になる。

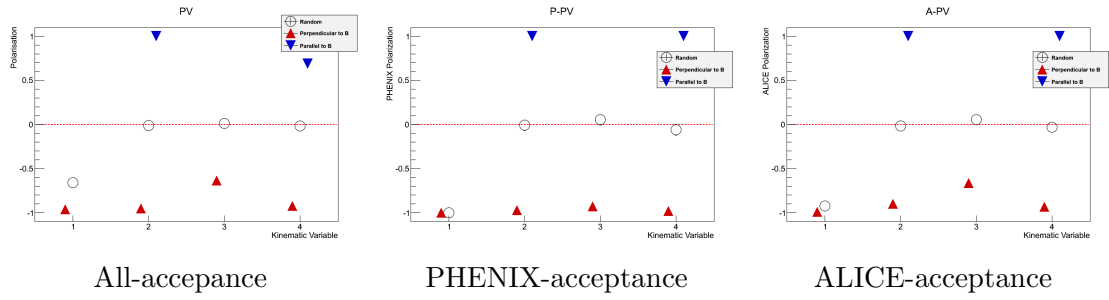


図 3.4: $p=2.0\text{GeV}, m_{\gamma^*}=200\text{MeV}$

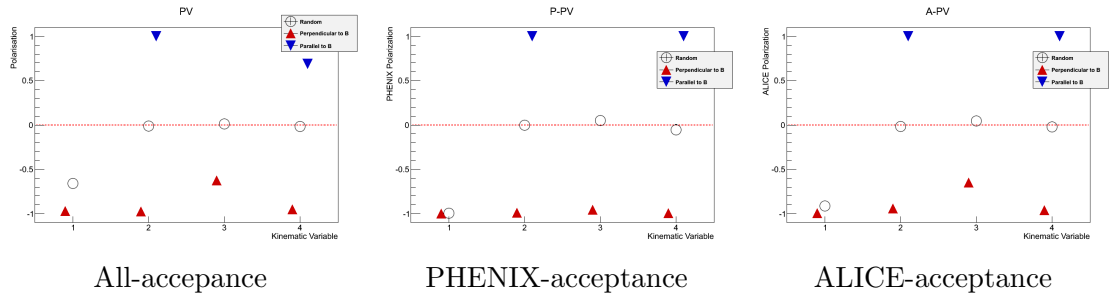


図 3.5: $p=3.0\text{GeV}, m_{\gamma^*}=200\text{MeV}$

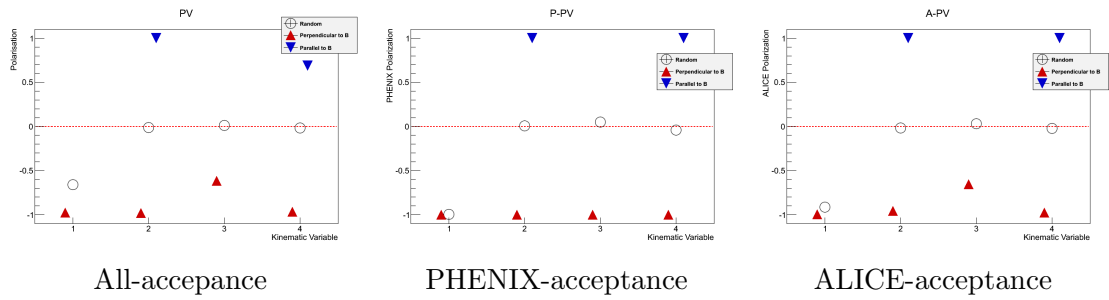


図 3.6: $p=4.0\text{GeV}, m_{\gamma^*}=200\text{MeV}$

これらから、やはり運動学変数 2、または 4 が適していると考えられる。質量変化時と同じく区別しやすい事に加え、どの偏光の状態においても p によらずほぼ一定の値となるためである。

3.3 各変数に対する考察

以上の結果から、各運動学変数の特徴について考察する。

変数1は無偏光時と垂直完全偏光時のPVがほぼ一致している。これは変数ベクトル1が磁場方向ベクトルである事による。PVの導出に用いる $PV_{\perp, \parallel}$ は磁場ベクトルにより区別されるため、 γ^* が磁場に平行に放出される際には δ_1 が大きくなり、 $|PV_{1\perp}|$ は大きくなる[図3.7]。

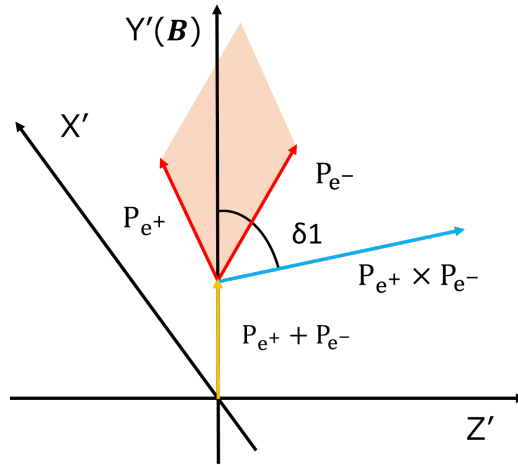


図 3.7: 仮想光子磁場方向放射時の δ_1

一方、垂直時には δ_1 は偏りなく分布するため、 $|PV_{1\parallel}|$ は小さくなる。よって、PV1は無偏光時でも0にはならなくなる。

垂直完全偏光時には δ_1 は小さくなる傾向にある[図3.8]。

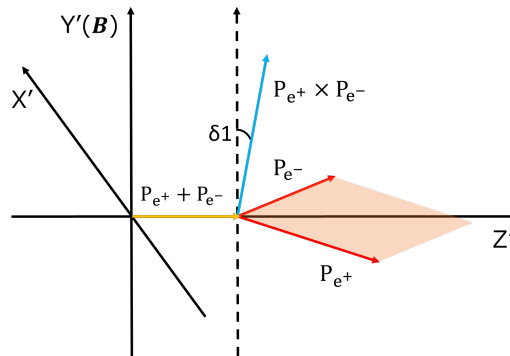


図 3.8: 垂直完全偏光時の δ_1

しかし γ^* が磁場に対して平行である場合、それ以上に δ_1 が大きくなる傾向が強い。 γ^* が磁場に対して垂直である際には単純に δ_1 は小さくなるため互いに強めあい、結果として無偏光時と同程度にPVは大きくなる。並行完全偏光時は平行、垂直どちらの場合も磁

場ベクトルに対してほぼ平行に崩壊するため、 δ_1 は常に大きくなる。よって互いに打ち消しあい、PV は 0 になる。

変数 2, 4 は各偏光状態においてある程度の区別を保っている。これは z 軸が変数ベクトルに影響しているためであると考察する。z 軸は変数ベクトル 1 の様に δ に影響する事が無く、磁場ベクトルがどの方向をとろうとも常に同じ方向をとっている。この事によって偏向状態の影響をより強く表現するのでは無いかと考えられる。

変数 3 は崩壊状態の影響を和らげるのでは無いかと考察する。変数の説明の際に述べたように、変数ベクトル 3 は定義を自身に強く依存している。そのためどの様に仮想光子が崩壊しても大きな違いが生じないような補正がされてしまい、PV が常にほぼ 0 になるのだと考えられる。

3.4 強磁場検出に適した運動学変数の決定

以上の結果から、運動学変数 2 と 4、特に 4 が強磁場検出に適していると考えられる。変数 4 はビーム軸方向という絶対的な基準を直接用いているので、random な部分の影響を極めて受けにくいいためである。

第4章 結論

本研究では、モンテカルロシミュレーションにより、高エネルギー原子核衝突時に発生する強磁場の検出に適した運動学変数を決定した。

具体的な手法として、磁場ベクトルを運動学変数ベクトル 1、 z 軸と仮想光子放射ベクトルの外積ベクトルを運動学変数ベクトル 2、仮想光子放射ベクトルとそれを xz 平面に射影したベクトルの外積ベクトルを運動学変数ベクトル 3、 z 軸を運動学変数ベクトル 4 と定義し、各運動学変数ベクトルと decay plane の角度を運動学変数 1、2、3、4 として、それらの変数を用いて偏光度を求めた。まず、仮想光子の運動量を固定し質量を変化させたシミュレーションを行った。この場合、運動学変数 2 と 4 が強磁場検出に適していると考えた。

次に、仮想光子の質量を固定、運動量を変化させた。この場合も運動学変数 2 と 4 が適していると思われたため、どちらの変数がより適切なものか考察した。その結果、より絶対的な基準を用いている事から変数 4 が 4 変数中最も強磁場検出に適した変数であると結論した。

以上より、強磁場検出に適した運動学変数を決定した。ただしこれは無偏光か完全偏光か、という極端な場合においてのみの結論であり、仮定した仮想光子の質量・運動量も実実験のような幅を持っていないため、実実験との比較を完全に行えるものではない。

以上のような問題点はあるものの、仮想光子崩壊に対する強磁場の影響のみを考えるにはこの手法が適している。また極端な場合を扱う事でより強磁場の影響を理解しやすくなる。今後はこのような利点を踏まえた上でより実実験に即したシミュレーションを可能にし、比較を行えるようにしていく予定である。

謝辞

本研究を行うにあたり、多くの先生、先輩方に大変お世話になりました。心より感謝いたします。

杉立先生には毎週のミーティングの際に多くのご指摘や助言を頂きました。自身では見落としていた問題点に気付く事ができ、研究の理解を一層深める事が出来ました。志垣先生は本研究のきっかけを与えて下さいました。また研究に関する質問に伺った際も的確に助言をして下さり、進展を大きく助けて頂きました。解析ミーティングでも様々な点についてご指摘を頂き、研究の進め方の指針を示して下さいました。本間先生は研究について理解が不十分な点についての的確な指摘を頂き、研究が後になって躓く事の無いようにして下さいました。三好先生は四年生ゼミを担当して下さい、原子核物理に関する理解を大きく手助けして頂きました。素粒子物理学研究室の石川先生と両角先生は、本研究の理論的背景について丁寧に教えて下さいました。

研究室の先輩方には基本的な事から専門的な事に到るまで、大変多くの助言を頂きました。中宮さんには実験の物理からミーティングの際の説明の仕方まで、様々な事を教えて頂きました。星野さんには運動学変数や実実験についてお教え頂きました。辻さんには修士論文で忙しい中、検出に関する実験的な点やシミュレーションの間違いについての疑問、実験の基本的な説明に到るまで研究に関する議論についてお付き合い下さり、大変ありがとうございました。関畑さんにはコンピュータの扱い方から物理現象、検出機器の特徴など多くの事を親身になって教えて頂き、本当にお世話になりました。永島さんは本研究に関する物理的議論に付き合っして下さい、シミュレーションの方法について適切な理解をする手助けをして頂きました。湯浅さんはプログラムの書き方やrootの説明など種々の事を詳しく教えて下さいました。また同期の方々には四年生ゼミやラボエクササイズの際にお世話になりました。また物理的議論や自身の研究内容を説明する事で、物理の理解を深める事が出来ました。

多くの方々のお力を借りて本研究を完成させる事が出来ました。長々となりましたが、皆様本当にありがとうございました。

参考文献

- [1] ALICE Collaboration ”<http://aliceinfo.cern.ch/>”
- [2] LHC ALICE 実験 ”<http://alice-j.org/alice.html>”
- [3] PHENIX ”<http://www.phenix.bnl.gov/>”
- [4] ‘MAGNETARS’, SOFT GAMMA REPEATERS
& VERY STRONG MAGNETIC FIELDS
”<http://solomon.as.utexas.edu/duncan/magnetar.html>”
- [5] Tomoya Hoshino 広島大学大学院 2013 年度修士論文
”Measurement of di-electron anisotropy for strong magnetic field search
in Cu+Cu collisions at $s_{NN}=200$ GeV at PHENIX”
- [6] 辻 亜沙子 広島大学 2012 年度卒業論文
「高エネルギー原子核衝突における強磁場生成」
- [7] 辻 亜沙子 広島大学 2014 年度卒業論文
「核子対あたり 2.76TeV 鉛+鉛原子核衝突における
強磁場生成による仮想光子偏光の評価と測定」
- [8] 谷崎 麗未 広島大学 2013 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」