

卒業論文

高エネルギー原子核衝突における強磁場生成

広島大学理学部物理科学科
クォーク物理学研究室
B084158

辻 亜紗子

指導教官 杉立 徹 教授
主査 志垣 賢太 准教授
副査 高橋 徹 准教授

平成24年2月10日

概要

我々は、高エネルギー原子核衝突における強磁場生成の直接的検出を目指している。電荷を持った原子核が光速に近い速さで非中心衝突をすると極めて強力な磁場が生成され、BNL-RHIC 加速器のエネルギー領域で $10^{18} Gauss$ 、CERN-LHC 加速器のエネルギー領域では $10^{19} Gauss$ に達すると考えられる。近年、カイラル磁気効果 [1] などの興味深い機構が議論されるが、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。

この磁場の直接検出の方法として、電子・陽電子対を用いた仮想光子偏極測定を提案する。反応平面に対する電子・陽電子対崩壊の非等方性の測定により仮想光子の偏極度に迫り、その運動量依存性などの系統的測定を通して、強磁場生成に付随するシンクロトロン放射などの種々の現象の解明までを視野に入れている。

本研究では、グラウバー模型およびカスケード計算により、原子核衝突の衝突径数・衝突エネルギーなどの諸条件を加味し、生成される磁場の強度及びその時間依存性を求めた。また、強磁場中での仮想光子偏極による電子・陽電子対崩壊の非等方性に着目し、高エネルギー原子核衝突実験における強磁場検出の実現性を評価した。

目次

第 1 章	序論	6
1.1	高エネルギー原子核衝突	6
1.1.1	participant-spectator の描像	6
1.1.2	Glauber 模型	8
1.1.3	stopping 領域と scaling 領域	9
1.1.4	原子核衝突の時空発展	10
1.2	高エネルギー原子核衝突における強磁場の物理	12
1.2.1	強磁場生成の原理	12
1.2.2	強磁場生成に伴う物理現象	13
1.3	研究目的	15
第 2 章	磁場計算の方法	17
2.1	グラウバー模型を用いた磁場計算	17
2.1.1	full stopping での磁場計算	17
2.1.2	stopping power を考慮した磁場計算	20
2.2	カスケード計算による磁場計算	22
第 3 章	磁場の計算結果	24
3.1	衝突径数依存性と衝突エネルギー依存性	24
3.1.1	full stopping での磁場	24
3.1.2	stopping power を考慮した磁場	25
3.2	時間依存性	26
3.2.1	spectators が作る磁場	26
3.2.2	participants が作る磁場	27
第 4 章	強磁場の直接検出	28
4.1	強磁場の検出方法	28
4.1.1	直接仮想光子の測定	28
4.1.2	仮想光子の偏極測定	29
4.2	強磁場の検出実現性	30
第 5 章	考察	32
5.1	磁場の時間依存性について	32
5.1.1	spectators と participants が作る磁場の違い	32
5.1.2	磁場が最大になる時間	32
5.2	グラウバー模型による磁場とカスケード計算による磁場の関係	33
5.3	粒子生成時間	33

5.4	衝突ごとの磁場の揺らぎ	34
5.5	磁場検出の可能性	35
第 6 章	結論	36
	付録	37
	謝辞	39
	参考文献	40

目次

1.1	半径 R の原子核どうしの中心衝突 (central collision) と非中心衝突 (peripheral collision) を表したものの [3]	7
1.2	原子核衝突の衝突前後の様子 [3]	7
1.3	モンテカルロシミュレーションによる N_{binary} と N_{part} の衝突径数依存性 [6]	8
1.4	net-proton の rapidity 分布 [13]	9
1.5	原子核衝突の時空発展の様子 [7]	10
1.6	高エネルギー原子核衝突における強磁場生成の様子 [19]	13
1.7	強磁場中でのクォークのシンクロトロン放射によるエネルギーロス。(a)RHIC(b)LHC[8]	14
1.9	擬 rapidity $\eta = 0, 1$ における実光子崩壊確率の方位角分布	14
1.8	光子の横方向運動量の関数で示した実光子崩壊確率。(a)RHIC(b)LHC, 茶: $\gamma \rightarrow d\bar{d}$, 緑: $\gamma \rightarrow u\bar{u}$, 赤: $\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$, 青: $\gamma \rightarrow e^+e^-$ [9]	15
2.1	インパクトパラメータ b ごとの金原子核 1(赤) と金原子核 2(黒) の xy 平面でみた位置	18
2.2	インパクトパラメータ b ごとの金原子核の xy 平面でみた位置 赤: participant, 黒: spectator	19
2.3	グラウバー計算による得られた核子-核子衝突の回数 (N_{binary}) と participants の数 (N_{part}) と spectators の数 (N_{spec}) を求めたもの	19
2.4	各衝突径数における反応関与部の数 [14]	21
2.5	グラウバー模型のモンテカルロシミュレーションによる各衝突径数ごとの反応関与部の陽子数	21
2.6	$b=10\text{fm}, t=-0.5\text{fm}/c$, 金金衝突の三次元プロット 赤: 核子	22
2.7	$b=10\text{fm}, t=1.5\text{fm}/c$, 金金衝突の三次元プロット 赤: 核子, 青: バリオン, 緑: メソン	22
2.8	$t=0.5[\text{fm}/c]$ での粒子情報の一部。左から、粒子の種類、電荷の三倍の値、位置 x, y, z 、運動量 p_x, p_y, p_z 、エネルギー、質量となっている。	23
3.1	磁場の衝突径数・エネルギー依存性	24
3.2	stopping power を考慮した磁場の衝突径数・エネルギー依存性	25
3.3	Spectator が作る磁場	26
3.4	participant が作る磁場	27
4.1	直接光子の発生量 [18]	29
4.2	QGP 相から仮想光子が出てきて電子陽電子に崩壊する様子	29
4.3	ハドロンの初期状態から仮想光子が生成され、電子対に崩壊する様子	30
4.4	電子陽電子対の不変質量分 Au+Au(Min.Bias)@200GeV, $1.0 < p_T < 1.5\text{GeV}/c$	31
4.5	磁場の検出実現性	31
5.1	粒子生成時間 (formation time) のイメージ [21]	33

5.2	グラウバー模型による磁場計算で得られた $b=0\text{fm}$ の時に生成される磁場のヒストグラム	34
5.3	グラウバー模型による磁場計算で得られた $b=6\text{fm}$ の時に生成される磁場のヒストグラム	34
5.4	カスケード模型による磁場計算で得られた $b=6\text{fm}, t=0[\text{fm}/c]$ の時に生成される spectators が作る磁場のヒストグラム	34
5.5	カスケード模型による磁場計算で得られた $b=6\text{fm}, t=0.03[\text{fm}/c]$ の時に生成される participants が作る磁場のヒストグラム	34
6.1	JAM による金金衝突@200GeV の時間発展の様子	37

表 目 次

1.1	現在の宇宙に存在する磁場と高エネルギー原子核衝突における強磁場の比較	12
2.1	各衝突エネルギーにおける陽子陽子の全散乱断面積 σ	18
2.2	各セントラリティごとの dN/dy [14]	20
2.3	グロウバー模型のモンテカルロシミュレーションによる各衝突径数ごとの反応関与部の数	21
2.4	各衝突径数における反応関与部の陽子数	21
3.1	Au+Au@200GeV での stopping power を考慮した磁場	25
3.2	LHC エネルギーにおける stopping power を考慮した磁場 (centrality:0-5% ,impact parameter:b=3fm)	25
3.3	各衝突径数における spectators が作る磁場の最大値とその時刻	26
3.4	各衝突径数における participants が作る磁場の最大値とその時刻	27
5.1	金衝突@ 200GeV における、full stopping を仮定した磁場と JAM で計算された participants が作る磁場	33

第1章 序論

高エネルギー原子核衝突において2種類の高強度な場が生成されると考えられている。ひとつは量子色力学 (QCD) で記述されるカラー電磁場である。衝突前の原子核は、グルーオンが高密度に飽和した状態 (カラーグラス凝縮) にあり、強いグルーオン場を持っている。衝突後はその場が初期条件となって時間発展し、進行方向に強い相関持つ強いカラー電磁場が生成される。もう一つは、電磁気学 (QED) で記述される電磁場であり、本論文では高エネルギー原子核衝突における強磁場生成に着目する。

この章では、本研究を進める上で必要な高エネルギー原子核衝突の基礎知識と、高エネルギー原子核衝突における強磁場生成の原理、また、それに伴う物理現象について説明し、本研究の目的を述べる。

1.1 高エネルギー原子核衝突

高エネルギー原子核衝突実験は、極初期宇宙に存在していたと考えられる高温高密度状態を人工的に作り出すことのできる唯一の方法である。そのような状況下ではクォークやグルーオンが閉じ込めから開放され、クォーク・グルーオン・プラズマ (QGP) と呼ばれる状態に相転移する。このQGPの研究を行うことで極初期宇宙の解明に迫ることができるのである。高エネルギー原子核衝突実験は、スイスにある欧州合同原子核機構 (CERN) の LHC 加速器やアメリカにあるブルックヘブン国立研究所 (BNL) の RHIC 加速器で行われており、我々のグループはそれらに属する ALICE 実験と PHENIX 実験に正式加盟している。ここでは、高エネルギー原子核衝突の基礎知識について述べる。

1.1.1 participant-spectator の描像

原子核衝突の物理を議論する際に、衝突径数 $b [fm]$ (impact parameter) というものがしばしば使用される。衝突径数は原子核の進行方向に対する中心間の距離で定義され、 $b \cong 0$ ならば中心衝突 (central collision)、 $b < 2R$ ならば非中心衝突 (peripheral collision) をする (図 1.1)。

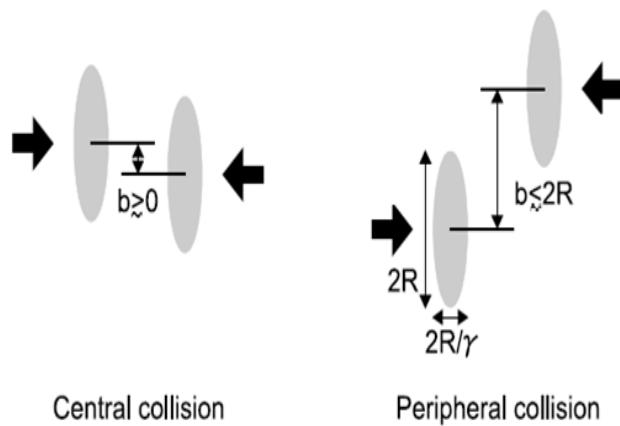


図 1.1: 半径 R の原子核どうしの中心衝突 (central collision) と非中心衝突 (peripheral collision) を表したもの [3]

中心衝突の場合、同じ種類の原子核を衝突させると全ての核子が衝突に関与するが、非中心衝突の場合には、互いに重なり合う部分だけが反応に関与する。反応に関与した部分を反応関与部 (participant)、反応に関与せず通り過ぎた部分を反応傍観部 (spectator) と呼ぶ。spectators はそのまま光速で呼び去っていくが participants は入射エネルギーによってその様相が変化する。図 (1.2) は、衝突径数を b とした原子核衝突の衝突前後の様子である。

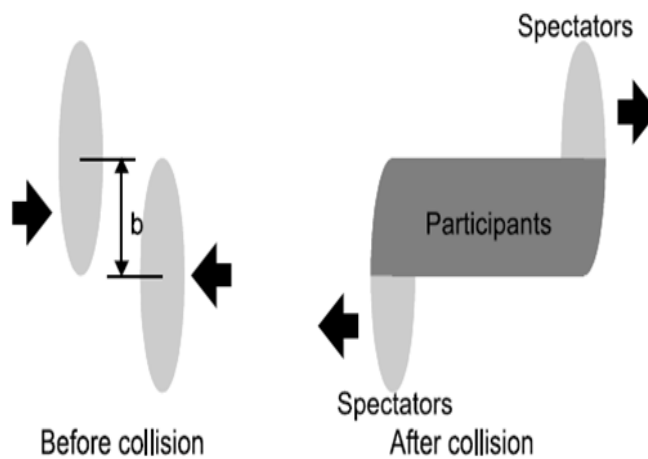


図 1.2: 原子核衝突の衝突前後の様子 [3]

1.1.2 Glauber 模型

Glauber 模型は高エネルギー原子核衝突の幾何学的描像をよく表している模型である。原子核衝突を核子・核子衝突の重ね合わせと考え、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。

Glauber 模型では、衝突原子核の初期分布と核子-核子の反応断面積 σ_{NN} を与えることで、衝突径数 b の関数として核子-核子衝突の回数 (N_{binary}) や participants の数 (N_{part}) を求めることができる。また、実際の実験では衝突径数を決めて衝突させることは不可能なので、実験データとグライバー模型を比較することで、衝突中心度 (centrality) というものを導いている。図 (1.3) は、モンテカルロシミュレーションによって計算された N_{binary} (図では N_{coll}) と N_{part} の衝突径数依存性である。

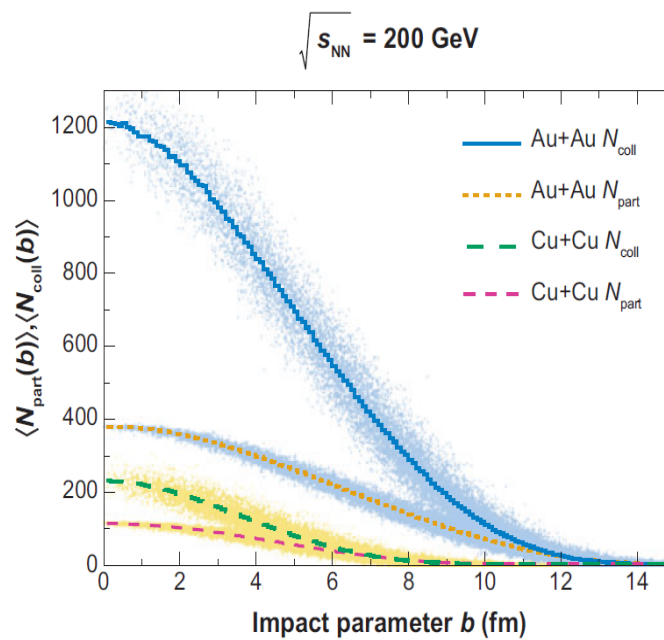


図 1.3: モンテカルロシミュレーションによる N_{binary} と N_{part} の衝突径数依存性 [6]

1.1.3 stopping 領域と scaling 領域

高エネルギー領域の原子核衝突において、participant の描像は入射する粒子のエネルギーによって変わってくる。実験室系でのエネルギーが核子あたり数十 GeV 以下の衝突では、エネルギー阻止能 (Stopping power) が大きいために入射核子中の核子が衝突において中央で静止し、そこから発生するハドロンは中心 rapidity(付録参照) 近傍に集まる。この領域を stopping 領域と言う。一方、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、Stopping power が小さいために核子がすり抜けて、粒子の rapidity 分布の幅が広がり、中心 rapidity では低いバリオン密度状態になる。この領域を scaling 領域と言い、その描像を Bjorken 描像という。図 (1.4) は net-proton の rapidity 分布を示したものである。net-proton とは、陽子の数から反陽子の数を引いたものである。原子核衝突によって生成された粒子と反粒子の数は同じはずなので、残った陽子の数は最初の原子核からのものだということが分かる。実線はシミュレーションにより計算されたもので、プロットは実験データである。RHIC や LHC のエネルギー領域ではすり抜けの効果が顕著に表れており、中心 rapidity 付近では dN/dy の値は小さくなっている。しかし、 $dN/dy \neq 0$ であることから、すり抜けずに残った陽子が存在することが分かる。

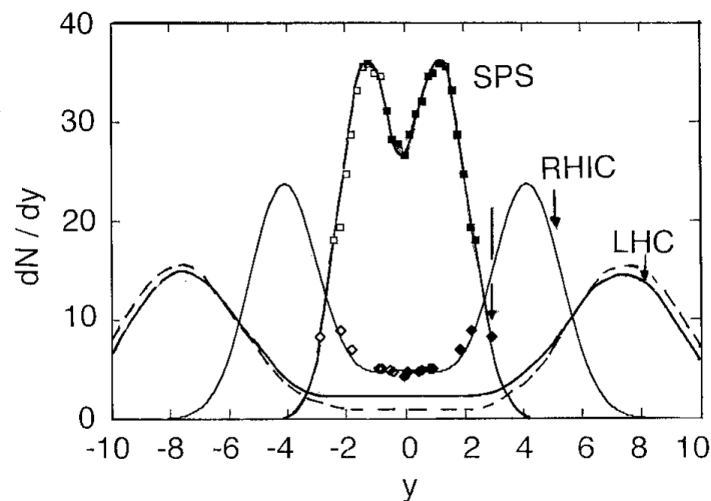


図 1.4: net-proton の rapidity 分布 [13]

1.1.4 原子核衝突の時空発展

ここでは高エネルギー原子核衝突の中心衝突における時間経過の様子を示す。図 (1.5) に RHIC での高エネルギー原子核衝突の時空発展を示す。

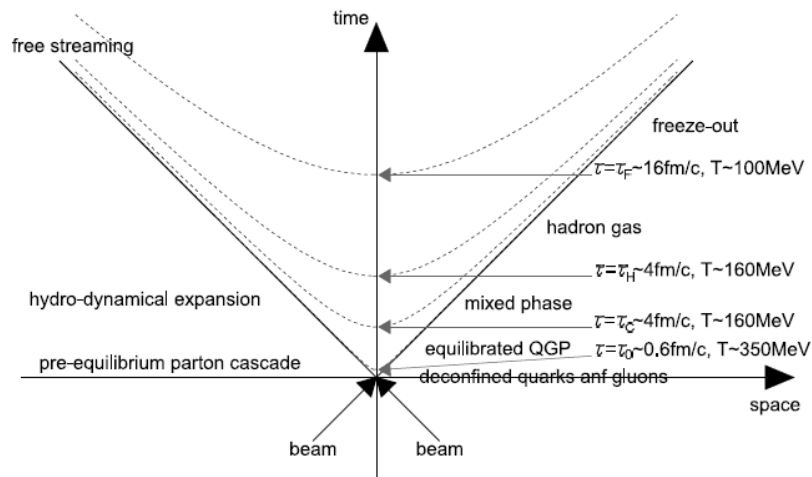


図 1.5: 原子核衝突の時空発展の様子 [7]

Pre equilibrium: $\tau = 0 \sim \tau_0$

LHC 加速器や RHIC 加速器で光速近くまで加速された原子核は、ローレンツ収縮によってパンケーキ状になって衝突し、非常に小さい領域に巨大なエネルギーを持ち込む。多数のパートンやグルーオンが作られ、やがてボルツマン分布に従うような局所的平衡状態となる。

QGP in thermal equilibrium: $\tau = \tau_0 \sim \tau_C$

その後、熱平衡に達すると QGP 相に相転移する。QGP 相は流体的な取扱いが可能となり、膨張を続けながら温度を下げていく。

Mixed phase between QGP and hadrons: $\tau = \tau_C \sim \tau_H$

臨界温度を超えると一部がハドロン化されはじめ、ハドロンと QGP 相が混ざった状態になる。

Hadron gas: $\tau = \tau_H \sim \tau_F$

その後も系が膨張するにつれて温度が下がり、やがてハドロン相へ相転移する。ハドロン相も膨張を続け、ハドロン間による非弾性散乱が終了し、生成粒子の種類が固定される (化学的凍結)。次にハドロンガスの弾性散乱が終わり、それぞれの粒子の運動量が固定され (運動量凍結)、拡散していく。

1.2 高エネルギー原子核衝突における強磁場の物理

高エネルギー原子核衝突における強磁場生成の可能性は、今から約 30 年程前に予言された [2]。しかし、その当時は強磁場生成について盛んな研究は行われず、その後高エネルギー原子核衝突における強磁場生成について議論している論文は [4] や [5] に限っていた。ところが近年、高強度レーザーの発展とともに強高度場の物理に興味が集まり、高エネルギー原子核衝突における強磁場生成の可能性にも注目を浴び始めた。

高エネルギー原子核衝突で高強度な場が発生するとそのダイナミクスにさまざまな影響を与える可能性があり、カイラル磁気効果 [1] やグルーオンのシンクロトロン放射 [8] などの興味深い現象が現れる。

以下に、高エネルギー原子核衝突における強磁場生成の原理とそれに伴う現象について説明する。

1.2.1 強磁場生成の原理

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で $\sim 10^{18}$ Gauss、CERN-LHC 加速器のエネルギー領域では $\sim 10^{19}$ Gauss に達するとの見積もりがある [5]。この磁場は、強い磁場を持つことで知られる中性子星の一種である Magnetar よりも 1000 倍以上も強く、現在この宇宙で存在する磁場の中で最も高強度である。表 (1.1) に高エネルギー原子核衝突で生成される磁場と現在の宇宙に存在する磁場の比較をしたものを示す。

表 1.1: 現在の宇宙に存在する磁場と高エネルギー原子核衝突における強磁場の比較

Strength[Gauss]	Realized as
0.6	The Earth's magnetic field
100	A typical hand-held magnet
8.3×10^4	Superconducting magnets in LHC
4.5×10^5	Strongest steady magnetic field
$\sim 10^{12}$	Surface field of neutron stars
4×10^{13}	Critical magnetic field of electrons
$\sim 10^{15}$	Surface field of magnetars
$\sim 10^{18}$	Noncentral heavy-ion coll. at RHIC
$\sim 10^{19}$	Noncentral heavy-ion coll. at LHC

このような極めて大きな磁場が高エネルギー原子核衝突で生成される原理を以下に示していく。相対論的運動をする荷電粒子が時刻 t 、位置 r に作る磁場は、Lienard-Wiechert potential から式 (1.1) により記述される。

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

ここで、 $\mathbf{R} = \mathbf{r} - \mathbf{r}'$ 、 μ_0 は真空の透磁率、 ϕ_{Rv} は、 \mathbf{R} と \mathbf{v} のなす角である。高エネルギー原子核衝突では、光速近くまでに加速された原子核、つまり荷電粒子の集団が走っているため、式 (1.1) をそのまま使うことができる。各荷電粒子の位置と速度の情報が分かれば、各粒子が作る磁場を求めることができ、それを全荷電粒子で足しあげれば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。光速近くまで加速された荷電粒子の集団が $\sim 10\text{fm}$ という非常に狭い領域で非

中心衝突をすることによって、一瞬ではあるが極めて強力な磁場が生成されるのである。

原子核が衝突をすると、1.1.1のように spectator と participant に分かれる。それぞれが作る磁場は、時間や衝突エネルギー、衝突径数によって違いが出てくると予想する。

spectators は、図 (1.6) のように z 方向に速度を持ってすれ違うので、spectators が作る磁場は y 軸方向となる。すれ違う瞬間は強い磁場を作るがその後すぐに光速で飛び去ってしまうので、磁場は速い時間スケールで減衰してしまうと考える。また、より peripheral な衝突ほど Spectator の数が多くなるので、衝突係数が大きいほど磁場は大きくなると推測する。

participants が作る磁場は、すり抜けずに残った陽子が角運動量を持って y 軸を回転軸として回転しつづけるので、 y 軸方向の磁場を持ち、Spectator が作る磁場よりも長く保たれると考える。理想的には永遠に回転し続けるはずだが、実際には抵抗を受けて回転しなくなり、やがて QGP の寿命を迎えると粒子は最終的に飛び散ってしまう。よって、磁場は QGP の寿命程度の時間までは保たれると推測する。

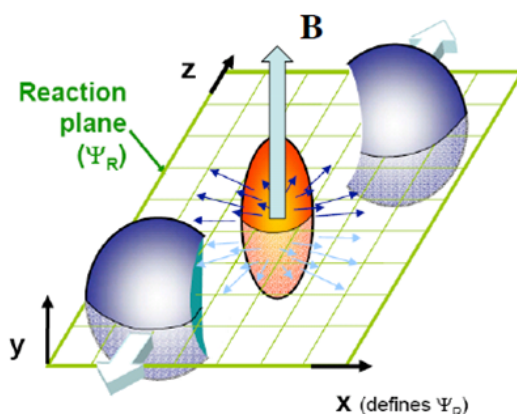


図 1.6: 高エネルギー原子核衝突における強磁場生成の様子 [19]

1.2.2 強磁場生成に伴う物理現象

強磁場の生成によって高エネルギー原子核衝突のダイナミクスにどのような影響が現れるのかということは非常に興味深い。ここでは、強磁場生成に伴う現象として、シンクロトロン放射と実光子崩壊、カイラル磁気効果について簡単に説明することにする。

シンクロトロン放射 [8]

QGP 相では閉じ込めから解放されたクォークやグルーオンが多数存在する。そこに強磁場が生成されると、クォークは電荷を持っているので、磁場に巻き付いてグルーオンを放射する。ちょうど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である。この現象が起こるのは、QCD の結合定数が QED の結合定数よりも十分大きいからである。クォークや反クォーク

クがグルーオンを放出すると、クォークや反クォークはエネルギーロスを起こす。通常は、エネルギーロスは高温物質中を通過することによって起こると考えられているので、シンクロトロン放射によるエネルギーロスは、新たなエネルギーロスの原因として位置づけられる。[8] では、長さ当たりのエネルギーロス $-\Delta\mathcal{E}/l$ を横運動量 p_T の関数として求められている (図 1.7)。

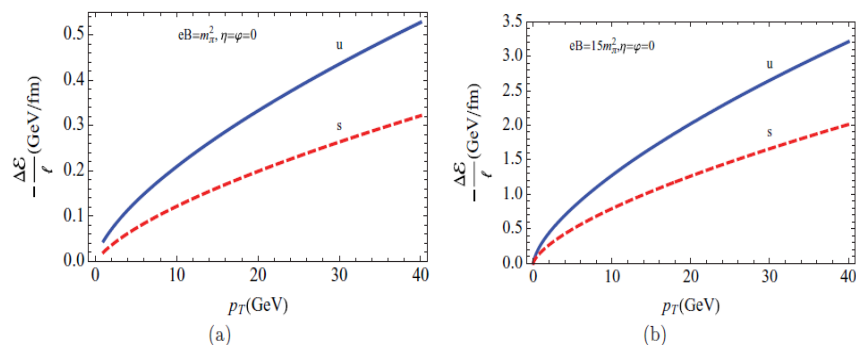


図 1.7: 強磁場中でのクォークのシンクロトロン放射によるエネルギーロス。(a)RHIC(b)LHC[8]

強磁場中での実光子崩壊 [9]

通常、エネルギー保存則により実光子がフェルミオン対に崩壊することはありえないが、驚くべきことに強磁場中ではそれが可能となる。これは、非線形 QED の現象である。高エネルギー原子核衝突では、直接光子や熱的光子、崩壊光子などさまざまな光子が放出され、QGP の情報を得る手がかりとなっているが、それらが強磁場中でフェルミオン対に崩壊する可能性を考えると QGP の正しい情報が取り出せているとは限らないのである。[9] では、強磁場中での実光子崩壊の確率を求めている (図 1.8)。また、崩壊確率の rapidity 依存性や方位角依存性も求めており (図 1.9)、これによると中心 rapidity で磁場の方向に強い抑制が見られる。そこからさらに楕円フローを計算し、光子の横方向運動量を $k_T = 1\text{GeV}$ と仮定して RHIC では $v_2 \simeq 2\%$ 、LHC では $v_2 \simeq 14\%$ という予言をしている。

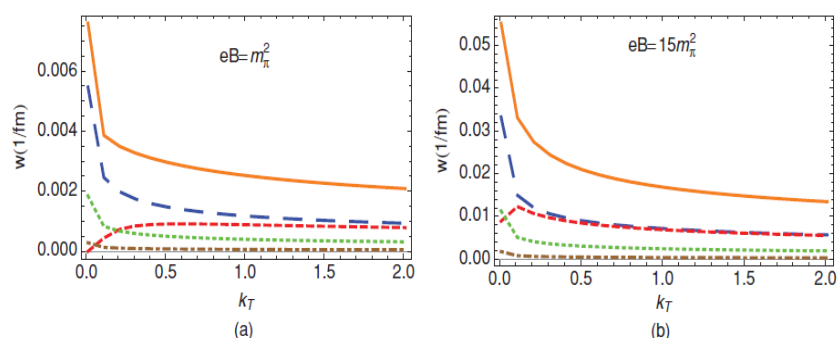


図 1.8: 光子の横方向運動量の関数で示した実光子崩壊確率。(a)RHIC(b)LHC, 茶: $\gamma \rightarrow d\bar{d}$, 緑: $\gamma \rightarrow w\bar{w}$, 赤: $\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$, 青: $\gamma \rightarrow e^+e^-$ [9]

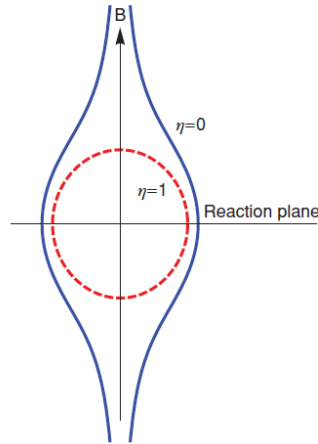


図 1.9: 擬 rapidity $\eta = 0, 1$ における実光子崩壊確率の方位角分布

カイラル磁気効果 (chiral magnetic effect) [1]

これは非線形 QED の現象ではないが、QED と QCD の関係性が見られる興味深い現象である。カイラル磁気効果 (chiral magnetic effect) とは、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現象のことをいう。実際の高エネルギー衝突実験では、電流そのものを観測することは不可能だが、電流によって引き起こされる電荷非対称性の揺らぎがカイラル磁場効果の証拠ではないかと考えられている。RHIC の STAR 実験グループは、トポロジカルな効果を取り入れない理論計算では説明ができない電荷非対称性の揺らぎを観測している [10]。

また、カイラル磁気効果の実験的証拠はカイラル対称性の回復の証拠になり得る可能性や、カイラル磁気効果に伴う CP 非保存の可能性など、非常に興味深い議論がなされている。

その他、強磁場中で光子が二つに光子に分裂えうる現象 (photon splitting) や強磁場中で屈折した光子によって QGP の大きさを測定しようという試みなど、強磁場によって現れる様々な現象の理論予想がされている。

しかし、それらの根幹にある強磁場生成についての研究は今だ不十分であるとともに、そもそも本当に $\sim 10^{18}$ [Gauss] もの高強度な磁場が生成されているのかという実験的検証は行われていないのが現状である。

1.3 研究目的

我々は、高エネルギー原子核衝突における強磁場生成の直接的検出を目指している。本研究では、強磁場生成の直接的検出のための基礎研究を行う。

磁場の検出を行うに当たって、原子核衝突の衝突径数や衝突エネルギーなどの諸条件のもと、磁場がどのようなふるまいをするのかを知るの重要なことである。よって第一に、グラウバー模型およびカスケード計算により、衝突径数・衝突エネルギーなどの諸条件を加味し、生成される磁場の強度及びその時間依存性を求めることを目的とする。第二に、強磁場中での仮想光子偏極に

よる電子・陽電子対崩壊の非等方性に着目し、高エネルギー原子核実験における強磁場検出の実現性を議論する。

第2章 磁場計算の方法

この章では磁場の計算方法を述べる。磁場の計算には2つの方法をもちいた。まず、グラウバー模型により磁場のエネルギー依存性・衝突径数依存性を求める。次に、カスケード計算により磁場の時間依存性を求める。今回計算した磁場はすべて原点に作る磁場である。

2.1 グラウバー模型を用いた磁場計算

モンテカルロシミュレーションによりグラウバー模型を作り、式(1.1)により磁場を求める。まず、full stoppingを仮定して計算を行う。次にnet-proton分布を使い、stopping powerを考慮した場合の計算を行う。

2.1.1 full stopping での磁場計算

1.1.3で述べたように核子辺りのエネルギーが重心系で100GeV以上の領域ではbjorken描像がよく衝突の様子を再現しており、scaling領域で扱う必要がある。しかしここでは第一段階として、全核子が中心rapidity付近で静止する、つまりfull stoppingを仮定して計算を進める。中心rapidity付近で静止した核子はすべて角運動量を持ち、y軸を軸方向として回転し続けるという描像を作る。以下にシミュレーションの流れを示す。

1. 衝突径数 b を決め、中心を $(b/2, 0, 0), (-b/2, 0, 0)$ とする原子核 1,2 を作る。核子分布はウッズサクソン分布 式(2.1)に従うとする。

$$\rho(r) = \frac{\rho(0)}{1 + \exp(\frac{r-R}{a})} \quad (2.1)$$

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

$a = 0.54[fm]$:diffuseness parameter

r :原子核中心からの距離

図 2.1 は、衝突径数 $b = 0 \sim 14[fm]$ ほどの金原子核の xy 平面で見た位置である。

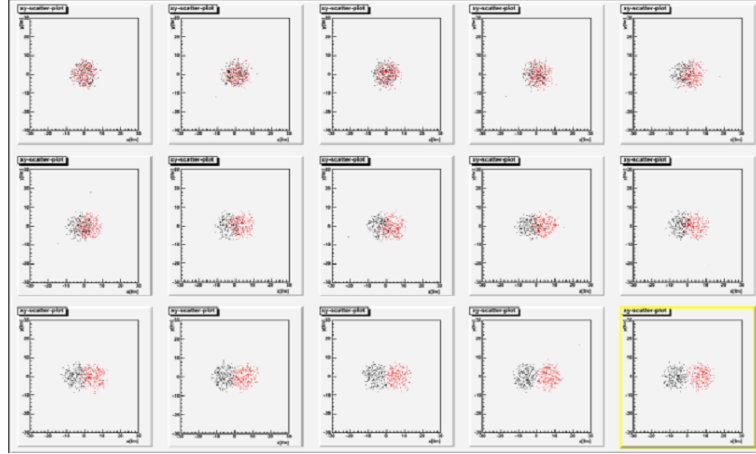


図 2.1: インパクトパラメータ b ごとの金原子核 1(赤) と金原子核 2(黒) の xy 平面でみた位置

- 衝突したかどうかの判断は、陽子陽子の全散乱断面積 σ を用いる。原子核 1 の核子と原子核 2 の核子の距離 r_{12} が、

$$R_{12} = \sqrt{\sigma/\pi} > r_{12} [fm] \quad (2.2)$$

ならば衝突したとみなし、少なくとも一回衝突したものを participant として採用する。表 (2.1) に、各エネルギーにおける陽子陽子の全散乱断面積 $\sigma [mb]$ の値を示す [11]。式 (2.2) に代入するときは、 $1mb = 10^{-27} cm^2$ を用いて単位を合わせる。

表 2.1: 各衝突エネルギーにおける陽子陽子の全散乱断面積 σ

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

ここまでがグラウバー模型を作る過程である。図 (2.2) に衝突径数ごとの participants と spectators の様子を示す。図 (2.3) は、Glauber 模型を用いたモンテカルロシミュレーションにより得られた核子-核子衝突の回数 (N_{binary}) と participants の数 (N_{part}) と spectators の数 (N_{spec}) である。

- 式 (1.1) と衝突した陽子の位置情報をもとに、すべての participant proton が作る磁場を足し合わせ、1event での原点に作る磁場を算出する。ここで participant の速度 v は光速 c とした。
- これを複数 event 繰り返し、ヒストグラムを作る。gauss 分布で fitting し、mean の値をその衝突径数での磁場の強度とする。

以上のような方法で磁場の衝突径数依存性とエネルギー依存性を求める。

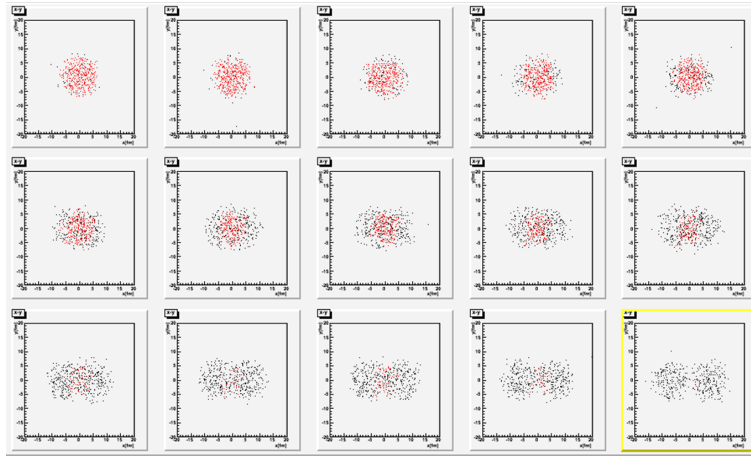


図 2.2: インパクトパラメータ b ごとの金原子核の xy 平面でみた位置 赤: participant, 黒: spectator

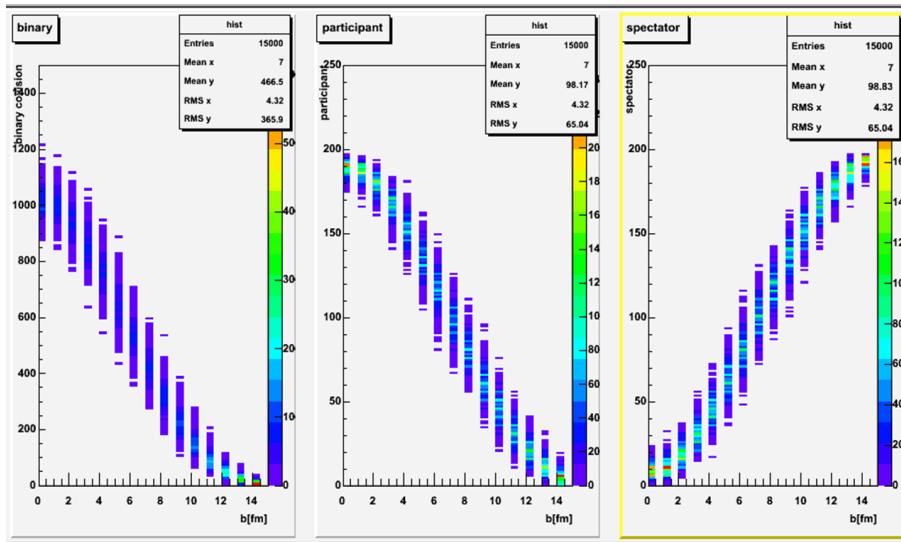


図 2.3: グラウバー計算による得られた核子-核子衝突の回数 (N_{binary}) と participants の数 (N_{part}) と spectators の数 (N_{spec}) を求めたもの

ここまでは fullstopping を仮定した計算である。しかし RHIC や LHC エネルギー領域での原子核衝突をよく表している Bjorken 描像によると、実際には全核子が中心 rapidity 付近で静止し、角運動量を持って回転するわけではなく、核子がすり抜けて図 (??) のように rapidity 分布に広がりを持ち、中心 rapidity 付近ではバリオン密度が低くなる。次に、この効果を考慮した磁場の計算方法について述べる。

2.1.2 stopping power を考慮した磁場計算

full stopping ではすべての participant proton が角運動量を持って 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。しかし実際は、小さな stopping power によって核子がすり抜けてしまってすべての陽子が角運動量を持つわけではない。よって、stopping power を考慮することで、すり抜けずに残った陽子を作る磁場を求めることができる。表 (2.2) は、核子あたりの重心エネルギー 200GeV での金金衝突の実験データから求められた中心 rapidity 付近 ($y \sim 1$) での陽子 p ・反陽子 \bar{p} の収量 dN/dy である。net proton は陽子の収量から反陽子の収量を差し引いたものである。net proton の収量が $dN/dy \neq 0$ であることから、中心 rapidity 付近にすり抜けずに残った陽子が存在することが分かる。

表 2.2: 各セントラリティごとの dN/dy [14]

$y \sim 1$	0-10%	10-20%	20-40%	40-60%
p	18.0 ± 0.17	12.7 ± 0.15	7.4 ± 0.1	2.97 ± 0.08
\bar{p}	12.1 ± 0.14	8.9 ± 0.13	5.5 ± 0.09	2.29 ± 0.08
$N_{net-p}(p - \bar{p})$	5.9 ± 0.3	3.8 ± 0.28	1.9 ± 0.19	0.68 ± 0.16

以下に stopping power を考慮した場合の計算方法について述べる。方針としては、中心 rapidity 付近での各衝突径数ごとの net proton の数 (N_{net-p}) と participant proton の数の比率を full stopping を仮定して求めた磁場にかけることで求めることができる。rapidity の範囲について、どの rapidity 領域の粒子がすり抜けずに残っているのがというのは明確ではないが、今回は $-1 < y < 1$ の rapidity 領域を選んでいる。

1. まず、表 (2.2) のセントラリティを衝突径数に焼き直す作業を行う。表 (2.2) におけるセントラリティと N_{part} の関係は図 (2.4) のようになっている。グラウバー模型でのモンテカルロシミュレーションにより求めた、衝突径数ごとの participant の数の二次元ヒストグラム (表 2.3) と図 (2.4) を比較して衝突径数を求める。
2. 次に求めた衝突径数における full stopping を仮定した時の participant proton の数 N_{fs-p} を図 (2.5) から求める。表 (2.4) は図 (2.5) から求めた N_{fs-p} である。
3. これで各衝突径数における N_{net-p} と N_{fs-p} が分かったので、比率 $R_{NN} \equiv N_{net-p}/N_{fs-p}$ を計算し、full stopping を仮定して求めた磁場 B_{fs} にかけることで求めることができる。よって、stopping power を考慮した磁場 B_{sp} は、以下の式により求める。

$$\begin{aligned}
 B_{sp} &= \frac{N_{net-p}}{N_{fs-p}} \times B_{fs} \\
 &= R_{NN} \times B_{fs}
 \end{aligned} \tag{2.3}$$

Centrality(%)	N_{part}
0-10%	328 ± 6
10-20%	239 ± 10
20-40%	140 ± 11
40-60%	62 ± 10

図 2.4: 各衝突径数における反応関与部の数 [14]

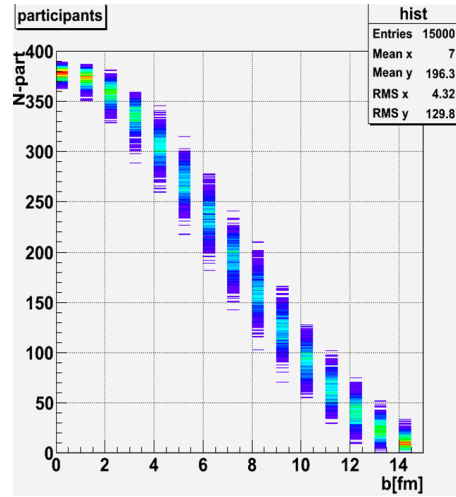


表 2.3: グラウバー模型のモンテカルロシミュレーションによる各衝突径数ごとの反応関与部の数

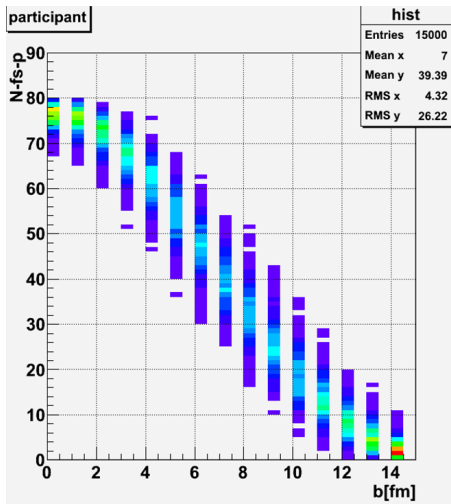


図 2.5: グラウバー模型のモンテカルロシミュレーションによる各衝突径数ごとの反応関与部の陽子数

impact parameter b[fm]	N_{fs-p}
3.2 ± 0.2	68 ± 2
6.0 ± 0.3	48 ± 2
9.0 ± 0.3	25 ± 2
11.0 ± 0.5	14 ± 2

表 2.4: 各衝突径数における反応関与部の陽子数

2.2 カスケード計算による磁場計算

次にカスケード計算による磁場の計算方法について述べる。

イベントジェネレータとして微視的輸送模型 JAM[12](付録参照) を用いた。JAM は原子核-原子核散乱を時間を追いかけて記述するハドロンカスケードのシミュレーションコードであり、さまざまなハドロン自由度(ハドロン共鳴、String 生成、Jet 生成) が取り入れられている。これらの衝突を繰り返して、初期の原子核-原子核の状態から反応過程を経て終期の粒子分布までを記述できる。つまり、カスケード模型を使えば、ある時間における粒子の位置と運動量の情報を取り出すことができるので磁場の時間依存性を計算することが可能となる。以下に磁場の計算手順を示す。

1. JAM で $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$ の金金衝突をシミュレートする。図 (2.6) と図 (2.7) は、シミュレーションによって得られた衝突前後の粒子の 3 次元位置分布である。

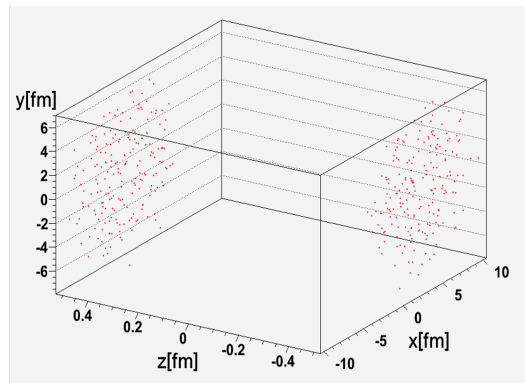


図 2.6: $b=10\text{fm}$, $t=-0.5\text{fm}/c$, 金金衝突の三次元プロット 赤: 核子

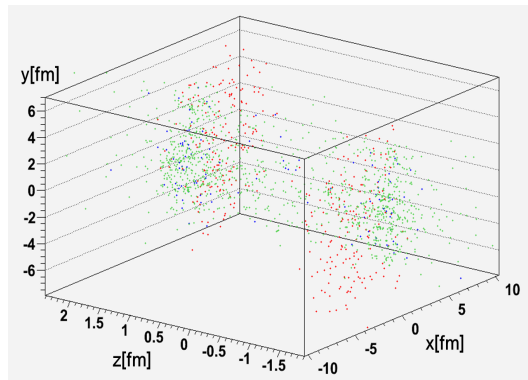


図 2.7: $b=10\text{fm}$, $t=1.5\text{fm}/c$, 金金衝突の三次元プロット 赤: 核子、青: バリオン、緑: メソン

2. ある時間ごとにスナップショットを撮り、その時間に存在するすべての粒子種類・電荷量・位置・運動量・エネルギー・質量・バリオン数・衝突回数を記録する。図 (2.8) は、 $t=0.5[\text{fm}/c]$ の時の粒子情報の一部である。


```

time 0.5000 fm/c
2212 3 -1.3839 1.0942 0.0365 -0.8059E-01 -0.2163E+00 -0.9383E+02 0.9383E+02 0.9383E+00
2212 3 -0.2408 6.6627 0.0508 -0.1064E+00 -0.2767E-01 -0.9036E+02 0.9036E+02 0.9383E+00
2212 3 -2.7664 -4.0019 0.0823 -0.2250E+00 -0.3409E-01 -0.1026E+03 0.1026E+03 0.9383E+00
2212 3 -3.9962 3.6764 0.0900 -0.6214E-01 -0.2012E+00 -0.1068E+03 0.1068E+03 0.9383E+00
2212 3 2.6877 -1.8460 0.0183 0.8655E-01 -0.1174E+00 -0.9175E+02 0.9175E+02 0.9383E+00
2212 3 0.5664 -3.8628 0.0067 0.3429E-01 0.1425E-01 -0.9467E+02 0.9467E+02 0.9383E+00
2212 3 -3.4470 2.0412 0.0489 -0.1214E+00 0.1613E+00 -0.8589E+02 0.8589E+02 0.9383E+00
2212 3 2.0542 -4.7055 0.1119 -0.4593E-02 0.5283E-01 -0.8743E+02 0.8743E+02 0.9383E+00
2212 3 3.6875 0.4620 0.0512 0.3005E+00 -0.3923E-01 -0.8753E+02 0.8753E+02 0.9383E+00
2212 3 2.9279 0.0499 0.0716 -0.9523E-01 0.4580E-01 -0.8256E+02 0.8256E+02 0.9383E+00
2212 3 -2.3130 -5.5586 0.0652 0.2574E-01 0.9431E-01 -0.7806E+02 0.7806E+02 0.9383E+00
2212 3 -1.4994 -1.8386 0.0583 0.5322E-01 -0.1705E+00 -0.8242E+02 0.8242E+02 0.9383E+00
2212 3 3.2914 -2.6322 0.0794 -0.1854E+00 -0.1168E+00 -0.1155E+03 0.1155E+03 0.9383E+00
2212 3 -1.2947 -2.7850 0.0862 -0.1605E+00 -0.6123E-02 -0.1213E+03 0.1213E+03 0.9383E+00
2212 3 -0.4340 3.5046 0.0251 0.2380E-01 -0.1061E+00 -0.1226E+03 0.1226E+03 0.9383E+00
2212 3 1.7959 1.9318 0.0684 -0.1927E+00 0.1301E+00 -0.1096E+03 0.1096E+03 0.9383E+00
2212 3 -1.7266 -4.7117 0.0856 -0.1447E+00 0.1217E+00 -0.9093E+02 0.9093E+02 0.9383E+00
2212 3 -2.8169 -2.1505 0.0327 0.8844E-01 0.1882E+00 -0.9466E+02 0.9466E+02 0.9383E+00

```

図 2.8: $t=0.5[\text{fm}/c]$ での粒子情報の一部。左から、粒子の種類、電荷の三倍の値、位置 x,y,z 、運動量 p_x,p_y,p_z 、エネルギー、質量となっている。

3. 式 (1.1) に位置と速度と電荷の情報を入れて足し合わせ、ある時間における磁場の強度を求める。
4. 複数 event 繰り返して衝突させ、ヒストグラムを作る。gauss 分布で fitting し、mean の値を磁場の強度とする。

第3章 磁場の計算結果

ここでは、上述の手順に基づいて計算した結果を示す。

3.1 衝突径数依存性と衝突エネルギー依存性

まず、グラウバー模型を用いた計算結果である。

3.1.1 full stopping での磁場

図(3.1)に、full stopping を仮定した時の磁場の衝突径数・エネルギー依存性を示す。どのエネルギー領域においても impact parameter が $b=6 \sim 10$ [fm] の場合に磁場が最大となっていることが分かる。RHIC エネルギー領域では $\sim 10^{18}$ [Gauss]、LHC エネルギー領域では $\sim 10^{19}$ [Gauss] に達している。また、磁場の衝突径数に対する振る舞いは RHIC と LHC エネルギー領域において同様であることが分かる。

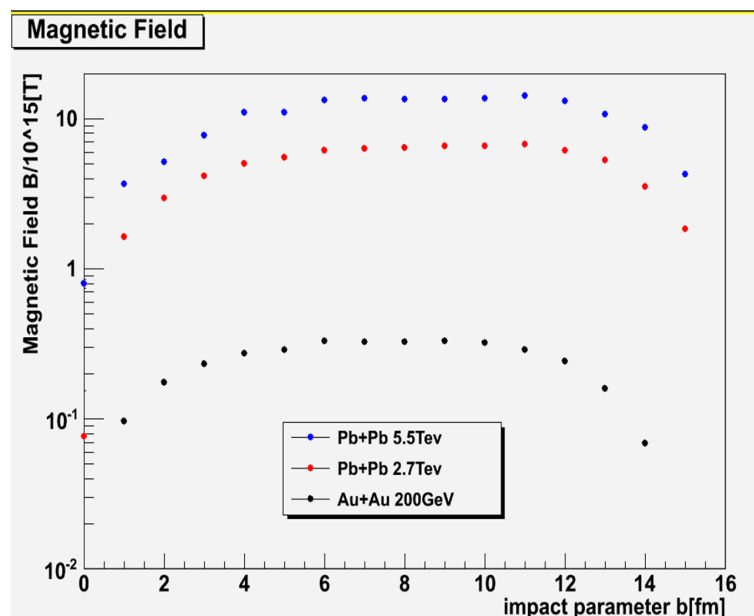


図 3.1: 磁場の衝突径数・エネルギー依存性

3.1.2 stopping power を考慮した磁場

図 (3.2) に、stopping power を考慮した磁場の衝突エネルギー依存性を示す。LHC エネルギーでの rapidity 分布は、まだ実験データの解析が行われていないため、[15] で行われたシミュレーションによる値を用いた。表 (3.1) に RHIC エネルギー、表 (3.2) に LHC エネルギーでの計算に用いた値と求めた磁場の値を示す。stopping power を考慮すると、 R_{NN} の値から RHIC では最大 10%、LHC では 3% 程度に磁場が減少するが、大小関係の変化はなく、エネルギーが大きいほど磁場も大きい。また、RHIC エネルギーでは、stopping power を考慮しても衝突径数が $b = 6 \sim 10 [fm]$ の時に磁場が最大になる。3.1.1 よりエネルギーを変えても衝突径数に対する磁場の振る舞いの変化は無かったので、LHC エネルギーでも $b = 6 \sim 10 [fm]$ で磁場が最大になると推測できる。

表 3.1: Au+Au@200GeV での stopping power を考慮した磁場

centrality	0-10%	10-20%	20-40%	40-60%
impact parameter:b[fm]	3.2 ± 0.2	6.0 ± 0.3	9.0 ± 0.3	11.0 ± 0.5
R_{NN}	0.087 ± 0.005	0.079 ± 0.007	0.076 ± 0.01	0.049 ± 0.01
$B_{fs}/10^{14}[T]$	2.33 ± 0.61	3.32 ± 0.57	3.31 ± 0.54	2.89 ± 0.47
$B_{sp}/10^{14}[T]$	0.203 ± 0.054	0.262 ± 0.051	0.252 ± 0.053	0.142 ± 0.037

表 3.2: LHC エネルギーにおける stopping power を考慮した磁場 (centrality:0-5% ,impact parameter:b=3fm)

$\sqrt{S_{NN}}$	2.7TeV	5.5TeV
R_{NN}	0.025	0.0187
$B_{fs}/10^{15}[T]$	4.128	16.4
$B_{sp}/10^{14}[T]$	1.032	3.07

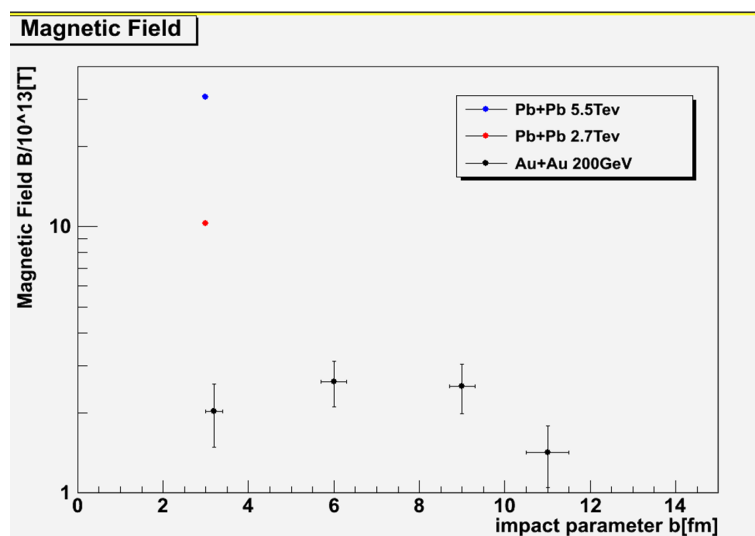


図 3.2: stopping power を考慮した磁場の衝突径数・エネルギー依存性

3.2 時間依存性

次に、カスケード計算による磁場の時間依存性を示す。 $t=0\text{fm}/c$ は原子核の中心が重なる時間として定義した。

3.2.1 spectators が作る磁場

spectators が作る磁場を図(3.3)に示す。各衝突径数における磁場の最大値とその時間を表(3.3)にまとめる。spectators の識別として、その時間までに一回も衝突をしていないものを選んだ。

spectators が作る磁場は、衝突径数 $b=10\text{fm}$ で最大になることが分かる。また、磁場が最大になる時間は、 $t < 0$ つまり中心が重なる前になっており、全く衝突を起こさないように衝突径数を $b=50\text{fm}$ にして求めた磁場は $t=0\text{fm}$ で最大になっている。

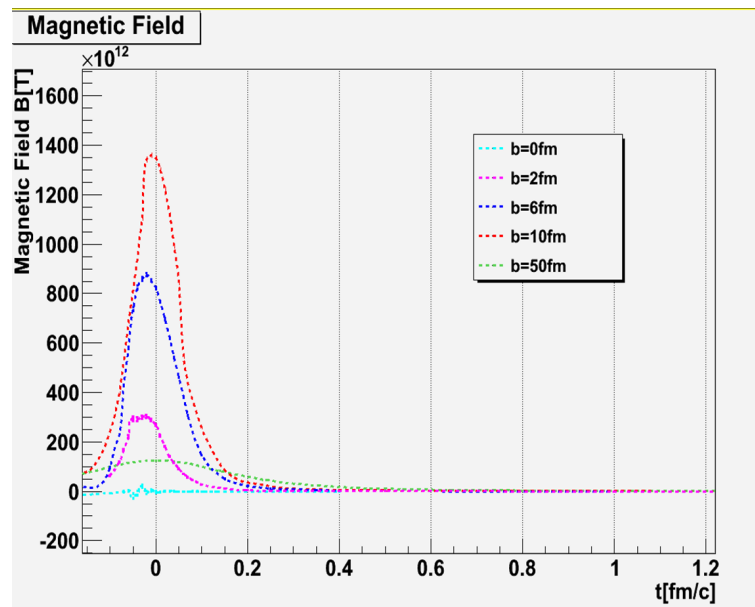


図 3.3: Spectator が作る磁場

表 3.3: 各衝突径数における spectators が作る磁場の最大値とその時刻

impact parameter: $b[\text{fm}]$	$B_{max}[\text{T}]$	$t[\text{fm}/c]$
0	2.06×10^{13}	-0.03
2	3.00×10^{14}	-0.03
6	8.76×10^{14}	-0.02
10	1.36×10^{15}	-0.01
50	1.25×10^{14}	0

3.2.2 participants が作る磁場

participants が作る磁場を図 (3.4) に示す。各衝突径数における磁場の最大値とその時間を表 (3.4) にまとめる。ここでは spectators 以外の全ての荷電粒子が作る磁場を participants が作る磁場と呼んでいる。衝突で生成される粒子と反粒子は同数であるはずなので、それらが作る磁場の寄与は少ないと考える。よって、全ての荷電粒子が作る磁場を足し合わせることで participants が作る磁場を求めることができる。

participants が作る磁場は、 $b=6[\text{fm}]$ で最大になることが分かる。また、磁場が最大になる時間は $b=0$ 以外の衝突径数で $t=0.03[\text{fm}/c]$ になっている。

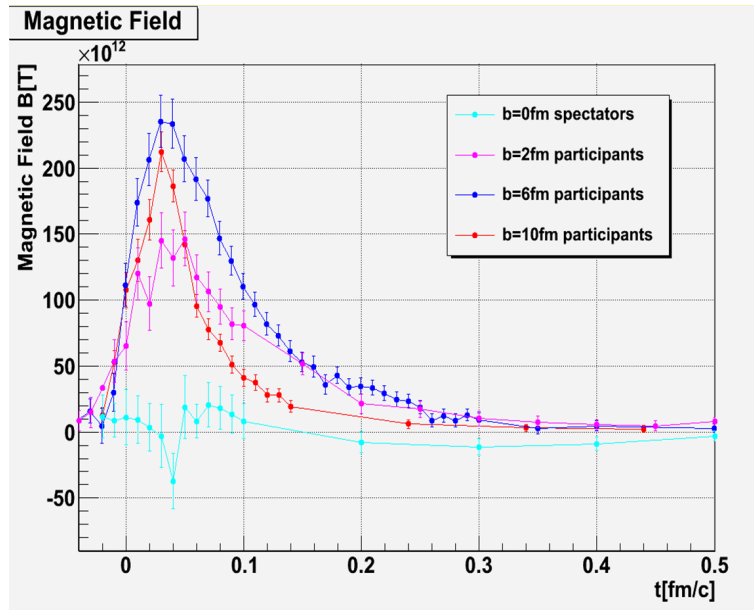


図 3.4: participant が作る磁場

表 3.4: 各衝突径数における participants が作る磁場の最大値とその時刻

impact parameter: $b[\text{fm}]$	$B_{max}[\text{T}]$	$t[\text{fm}/c]$
0	-3.76×10^{13}	0.04
2	1.45×10^{14}	0.03
6	2.35×10^{14}	0.03
10	2.12×10^{14}	0.03

第4章 強磁場の直接検出

この章では、強磁場の直接的検出の方法とその可能性について述べる。

4.1 強磁場の検出方法

磁場の直接検出の方法として、電子・陽電子対を用いた仮想光子偏極測定を提案する。反応平面 (reaction plane) に対する電子・陽電子対崩壊の非等方性の測定により仮想光子の偏極度に迫り、その運動量依存性などの系統的測定を通して、強磁場生成に付随するシンクロトロン放射などの種々の現象の解明までを視野に入れている。

4.1.1 直接仮想光子の測定

直接仮想光子の測定には、高エネルギー原子核衝突実験における熱的光子の探索で大きな成功を収めた、仮想光子崩壊起源の電子陽電子を測定する方法を適用する [17]。

熱的光子は原子核衝突初期に発生し、その周りに作られている高密度物質 (QGP) の影響を受けずに外部に放出されるため、その発生量とエネルギー分布は衝突初期の温度とその後の時間発展を反映している。よって、熱的光子を測定することで衝突初期の温度を直接的に測定することが可能になる。

理論予想 [18] による横運動量 p_T の関数で表した直接光子の発生量を図 (4.1) に示す。QGP とあるのが QGP 相からの熱的光子である。initial pQCD とあるのはクォークとグルーオンの散乱で生じる光子で、量子色力学 (QCD) の摂動計算理論で計算できる。Hadron gass とあるのは、光子の QGP が冷えた後にできるハドロンガスから発生する光子の量である。この図から、 $1\text{GeV}/c$ 以下になると Hadron gass からの光子が多くなり、 3GeV 以上ではクォークとグルーオンの散乱で生じる光子が多くなることが分かる。よって、QGP 相からの熱的光子探索には $1\text{GeV} < p_T < 3\text{GeV}$ の光子を使用している。

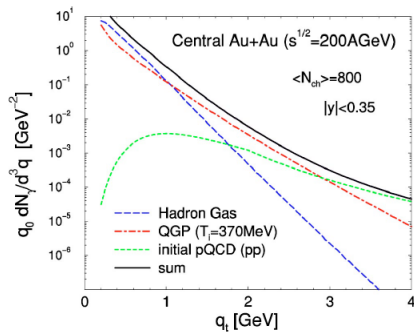


図 4.1: 直接光子の発生量 [18]

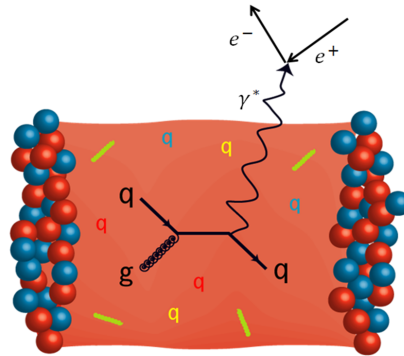


図 4.2: QGP 相から仮想光子が出てきて電子陽電子に崩壊する様子

しかし、原子核衝突では熱的光子などの直接光子以外にハドロン崩壊による光子が多く生成され、それが熱的光子探索において大きなバックグラウンド (雑音光子) となり測定を困難にしている。そこで考えられたのが、光子の一部が電子陽電子に変換する、つまり仮想光子を利用した測定法である。この手法を使うと、約 10 倍近くあった雑音光子を約 5 分の 1 に減らすことに成功し、熱的光子の発生量とエネルギー分布を求めることができた。そして、RHIC で生成される QGP の温度の推定に成功している。(詳しくは参考文献 [17] 参照)

4.1.2 仮想光子の偏極測定

ここでは仮想光子の偏極の測定原理について説明する。

原子核衝突の初期で生成された仮想光子が強磁場中を通ると磁場の方向に偏った偏極を持つと考えられる。その後電子・陽電子対に崩壊すると、opening angle の向きに非等方性が現れる。この非等方性を反応平面に対して測定することで磁場の直接的検出を試みる。

偏極した仮想光子による電子対がどのような非等方性を持つかを知るためには、強磁場中での Dilepton Production rate を計算する必要があるが、現在計算中でまだ結果が出ていない。よってここでは、その計算の方針と現状について述べることにする。

真空中での Dilepton Production rate (図 4.3) は教科書でもよく目にする式で、

$$R_{l+l-} = \frac{2\alpha^2}{\pi} \int d^4p (F_{\mu\alpha} D^{\mu\nu} D^{\alpha\beta*}) \frac{\rho_{\nu\beta}(p)}{e^{\omega/T} - 1} \quad (4.1)$$

とかける。ここで、

$$F_{\mu\alpha} = \frac{1}{6\pi} (P_\mu P_\alpha - P^2 g_{\mu\alpha}) F\left(\frac{m^2}{p^2}\right) \quad : \quad \text{真空中のレプトン分布} \quad (4.2)$$

$$D^{\mu\nu} = \frac{-ig^{\mu\nu}}{P^2} \quad : \quad \text{真空中の仮想光子の伝搬関数} \quad (4.3)$$

$$\frac{\rho_{\nu\beta}(p)}{e^{\omega/T} - 1} \quad : \quad \text{真空中のクォーク分布} \quad (4.4)$$

である。これを強磁場中に行くと、上の三つの項がすべてが変化し、格子 QCD の計算など非常に高度な計算をする必要が出てくる。よって、仮想光子が崩壊して電子対になる時は磁場の領域を抜け

ていると仮定し、仮想光子の伝搬関数のみを磁場と作用させるという操作を行う。他の項は真空中と同じ式を使って強磁場中での Dilepton Production rate を求め、真空中の Dilepton Production rate と比較することで偏極率に迫るという方針である。

強磁場中の仮想光子伝搬関数は、磁場の強さや扱う仮想光子の質量領域によって Lowest Landau Level 近似が使える場合があるが、今回の場合は Lowest Level の次の項も効果に入れる必要があるため近似なしの計算を行う。近似をしていない計算は、[22] により行われており、現在はその理解を進めているところである。

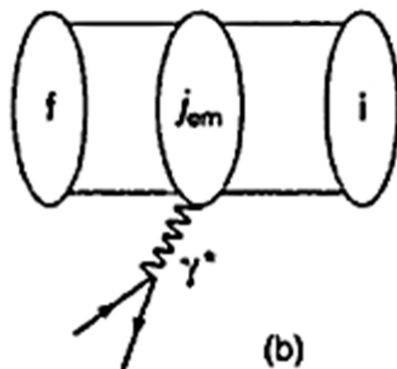


図 4.3: ハドロンの初期状態から仮想光子が生成され、電子対に崩壊する様子

4.2 強磁場の検出実現性

ここでは上述の方法で測定を行った場合の検出実現性について議論をする。磁場は仮想光子のみに影響すると考え、電子対に崩壊した後は磁場の領域を抜けていると考える。また、強磁場中での仮想光子の偏極度は現在計算中でまだ結果が出ていないので、偏極度を P と仮定して議論を進めることにする。

図 (4.4) に PHENIX 実験のアクセプタンスで求められた電子陽電子対の不変質量分布を示す。黒い実線の部分が仮想光子の質量領域として選ばれた部分である。この領域 $0.12 < m_{e^+e^-} < 0.3 \text{ GeV}/c^2$ を積分すると、PHENIX の検出器系で測定できる 1event 当たりの仮想光子の数を求めることができる。この測定では、 $8 \times 10^8 \text{ event}$ 使われているので、

$$N_{\text{virtual}} = 2 \times 10^{-4} \times (0.3 - 0.12) \times 8 \times 10^8 = 2.88 \times 10^4 (\text{個}) \quad (4.5)$$

の仮想光子が測定できたことになる。

磁場が無い場合にこの仮想光子が等方的に分布しているとする、角度分布関数を $f(\phi)$ として、

$$\begin{aligned} \int_0^{2\pi} d\phi \frac{dN(\phi)}{d\phi} &= N_{\text{virtual}} \text{より、} \\ f(\phi) &\equiv \frac{dN(\phi)}{d\phi} = \frac{N_{\text{virtual}}}{2\pi} = 4.6 \times 10^3 (\text{個}) \end{aligned} \quad (4.6)$$

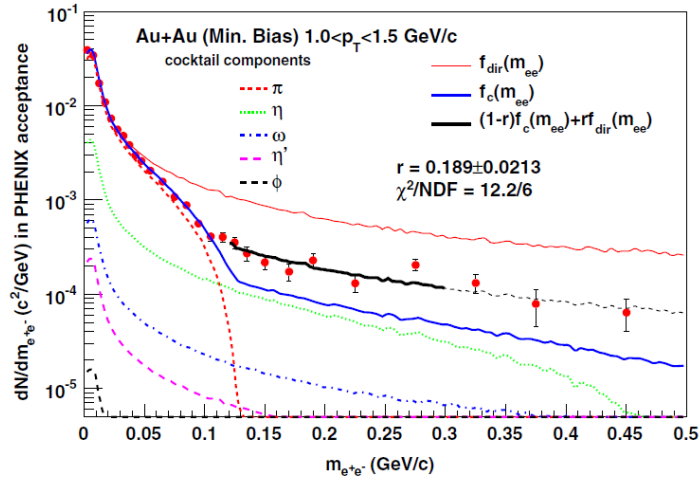


図 4.4: 電子陽電子対の不変質量分 Au+Au(Min.Bias)@200GeV, $1.0 < p_T < 1.5 \text{ GeV}/c$

とかける。偏極度を P とすると

$$\begin{aligned}
 \text{significance} &= \frac{\text{signal}}{\sqrt{\text{signal} + BG}} \\
 &= \frac{P \times f(\phi)}{\sqrt{f(\phi)}} \\
 &= \frac{P \times 4.6 \times 10^3}{\sqrt{4.6 \times 10^3}}
 \end{aligned} \tag{4.7}$$

となる。これをもとに計算した結果を図 (4.5) に示す。

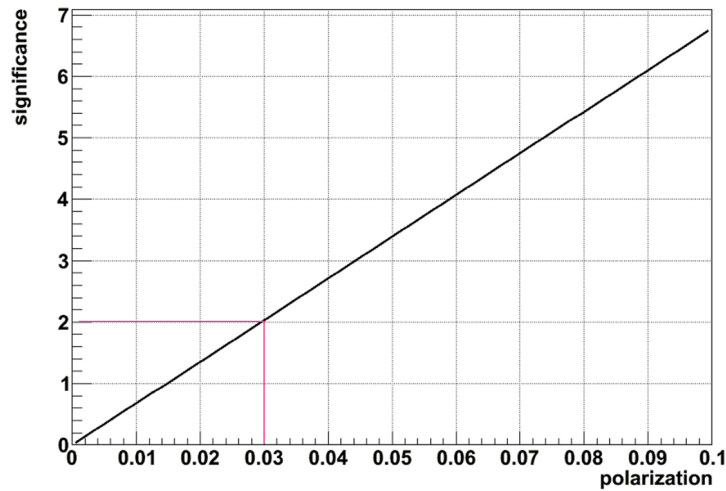


図 4.5: 磁場の検出実現性

この結果によれば、偏極度が 3% 以上であれば significance が 2σ を超え、測定が可能になると判断する。

第5章 考察

5.1 磁場の時間依存性について

5.1.1 spectators と participants が作る磁場の違い

spectators はすれ違ったあとすぐに光速で飛び去っていき、participants は角運動量を持って y 軸を軸とした回転運動をして磁場を保ち続けるため、spectators が作る磁場は participants が作る磁場よりも減衰の仕方が速いと推測した。しかし、JAM による磁場計算によるとさほど減衰の速さに差はないことが分かった。これはカスケード模型が、核子核子散乱の重ね合わせで記述されているために衝突後の participant が角運動量を持って y 軸を回転軸としてまわり続けるという描像は組み込まれていないからである。participants が作る磁場がどのくらい長く保たれるはずかの議論をするにはカスケード模型では不可能であり、流体模型などでの原子核衝突のシミュレーションを行う必要があると考える。

5.1.2 磁場が最大になる時間

磁場は、原子核の中心が重なりあった $t=0$ [fm/c] で最大になるはずである。しかし、spectators が作る磁場は $t < 0$ 、participants が作る磁場は $t > 0$ で最大となっている。これは、spectators と participants の識別方法に問題があるからである。今回用いた識別方法は、ある時刻の粒子情報を見たとき、1 回も衝突をしていないものを spectator、一回でも衝突したものを participants として識別している。spectators の場合、衝突の前後でその数は変化しないはずだが、この方法を適用すると衝突しながら spectator の数が減っていく効果が入っていることになる。よって、spectators が作る磁場は、原子核の中心が重なる前（つまり $t < 0$ ）に、spectator の数が最も多くなりもう一方の原子核と最も接近するので、磁場が最大値をとることになる。また、participants の場合は、この方法を適用すると衝突し始めてからその数が増える効果が入ってくることになる。よって、原子核の中心が重なった後（つまり $t > 0$ ）に、participant の数が最も多くなりもう一方の原子核と最も接近するので、磁場が最大になる。今後シミュレーションを行う際は、衝突後の粒子分布を zx 平面でみて、時間を進めても座標が変わらないものを spectators として決めて計算するべきである。

5.2 グラウバー模型による磁場とカスケード計算による磁場の関係

グラウバー模型で計算した full stopping を仮定した磁場と、カスケード計算による participants が作る磁場の最大値が、同じ衝突径数においてほぼ一致していることが分かった。表 (5.1) に金金衝突 @ 200GeV での同じ衝突径数における磁場の比較を示す。

表 5.1: 金金衝突 @ 200GeV における、full stopping を仮定した磁場と JAM で計算された participants が作る磁場

full stopping	Participants by JAM
$b = 6 \sim 10 [fm]$	$b = 6 [fm]$
$3.3 \times 10^{18} [Gauss]$	$2.3 \times 10^{18} [Gauss]$
-	$t = 0.03 [fm/c]$

full stopping を仮定して求めた磁場は、時間発展していない静的な磁場であるが、原子核の中心が重なる瞬間、すなわちすれ違う瞬間の磁場を計算しているとも考えることもできる。カスケード計算による participants が作る磁場は、実際は $t = 0$ がすれ違う瞬間になるが、5.1.2 の考察により $t = 0.03$ ですれ違うと考えれば、participants が作る磁場の最大値と、full stopping を仮定した磁場が同じ衝突径数で一致するのは妥当なことである。

5.3 粒子生成時間

JAM には粒子生成時間 (formation time) というものが組み込まれている。粒子生成時間は、ストリングを用いたハドロンカスケード模型において、原子核衝突で核子が散乱したあとにハドロン化するまでの時間を表すものである (図 5.1)。

JAM では、粒子生成時間は $t=1 [fm/c]$ に設定してあり、まだハドロン化していない粒子を無視するか含めるかの設定ができる。本研究では、まだハドロン化していない粒子も含めて磁場の計算を行っている。まだハドロン化されていない粒子を無視してしまうと、エネルギーや運動量、電荷までも保存しなくなるからである。一方で、まだハドロン化していない何か分からない粒子の位置や運動量などを決定して扱うことは相対論的・量子力学的に正しいのかという疑問もでてくる。しかし、量子力学的な取扱いが必要になっても、電荷は運んでいるはずなので、仮にその位置と運動量を決定して計算を行うことは正しいといえる。

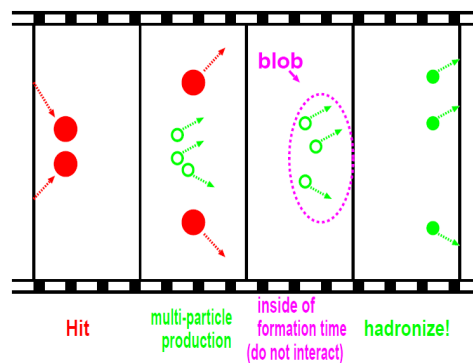


図 5.1: 粒子生成時間 (formation time) のイメージ [21]

5.4 衝突ごとの磁場の揺らぎ

求めた磁場の中心値は結果で示したようになるが、衝突ごとの磁場の強度を見てみると、大きい揺らぎがあることが分かった。図 (5.2) と図 (5.3) に、グラウパー模型による磁場計算で得られた磁場のヒストグラムを示す。横軸は磁場で縦軸はカウント数である。図 (5.2) をみると中心値はほぼ 0 だが、衝突によっては $B = \pm 10^{15} [T]$ に達するものもある。カスケード模型による磁場計算においても同様の傾向が見られた。図 (5.4) と図 (5.5) に、カスケード模型による磁場計算で得られた磁場のヒストグラムを示す。揺らぎの程度は、spectator が作る磁場の方が participant が作る磁場より小さくなっている。

この揺らぎの原因としては、核子の初期分布の揺らぎが効いてきているのではないかと考える。また、この揺らぎは磁場検出や種々の現象の測定に影響を与える可能性がある。

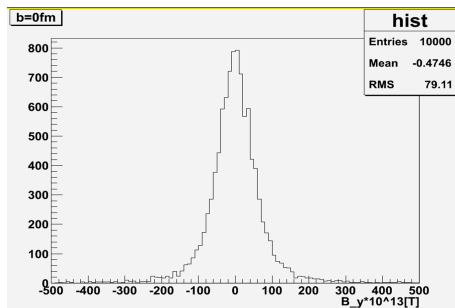


図 5.2: グラウパー模型による磁場計算で得られた $b=0\text{fm}$ の時に生成される磁場のヒストグラム

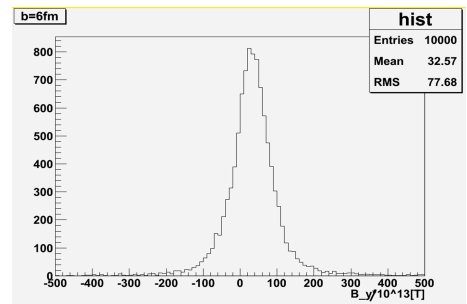


図 5.3: グラウパー模型による磁場計算で得られた $b=6\text{fm}$ の時に生成される磁場のヒストグラム

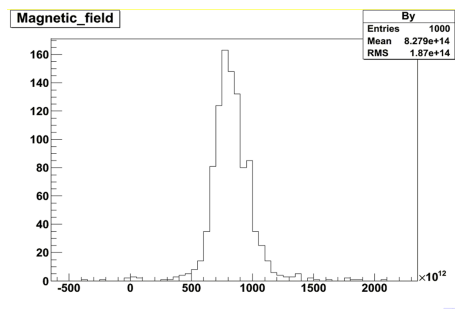


図 5.4: カスケード模型による磁場計算で得られた $b=6\text{fm}, t=0[\text{fm}/c]$ の時に生成される spectators が作る磁場のヒストグラム

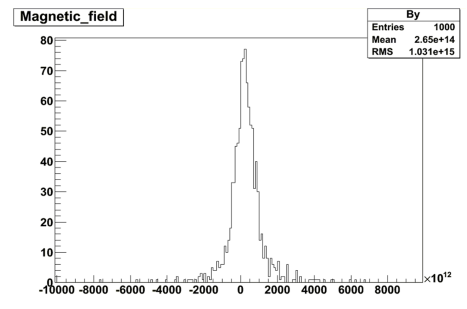


図 5.5: カスケード模型による磁場計算で得られた $b=6\text{fm}, t=0.03[\text{fm}/c]$ の時に生成される participants が作る磁場のヒストグラム

5.5 磁場検出の可能性

磁場検出の検出実現性について、4.2より有意な測定ができると判断した。今回は単純に測定可能な仮想光子の数に注目し偏極度を仮定して議論を行うに留まったが、偏極度の観測には反応平面に対する電子陽電子対の非等方性の測定を行うので、イベント毎の反応平面の分解能や5.4での磁場の揺らぎなど、まだ考慮に入れなくてはならないことは多くある。

また、本研究ではPHENIXの検出器系での検出可能性についてしか議論していないが、ALICEの検出器系での実現性も議論し、どちらがより偏極が見えやすいかを判断する必要がある。今後は、強磁場中での仮想光子の計算を完結させるとともに検出実現性の議論を明確にし、高エネルギー原子核衝突における強磁場生成の最初の直接的検出を目指す。

第6章 結論

本研究では、グラウバー模型及びカスケード計算により、磁場の衝突径数依存性、エネルギー依存性、時間依存性をもとめることができた。participant が作る磁場は、衝突径数 $b=6 \sim 10\text{fm}$ の非中心衝突で最も高強度になり、RHIC エネルギー領域で $\sim 10^{18}[\text{gauss}]$ 、LHC エネルギー領域では $\sim 10^{19}[\text{gauss}]$ に達する。spectators が作る磁場は、RHIC エネルギーでは $b = 10\text{fm}$ で最大となり、その値は $1.36 \times 10^{19}[\text{gauss}]$ に達した。また、spectator が作る磁場と participant が作る磁場は減衰の仕方がほぼ同じで $1\text{fm}/c$ も経たないうちに三桁ほど小さくなる。さらに、磁場にはイベントごとの揺らぎがあることが分かり、磁場生成の直接的検出に影響を与える可能性がある。

仮想光子偏極測定による磁場検出の可能性については PHENIX で測定された電子陽電子対の不変質量分布を使って議論することができた。偏極度が 3% 以上であれば有意な測定ができると判断した。しかし今回の検出実現性の議論だけでは不十分であり、今後は、強磁場中での仮想光子の偏極度の計算を完結させるなど、検出実現性の議論をより明確なものにする必要がある。

課題はまだ多く残っているが、本研究は、高エネルギー原子核衝突における強磁場生成の直接的検出に向けた第一歩であると位置づける。

付録

JAM(ver 1.150) について

微視的輸送コード JAM(Jet AA Microscopic Transport Model) 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反応を記述するコードである。図(6.1)は JAM のホームページ (<http://nucl.sci.hokudai.ac.jp/ohtsuka/jam/>) にある誰でも簡単に高エネルギー衝突の様子を視覚化できるようにしたものである。

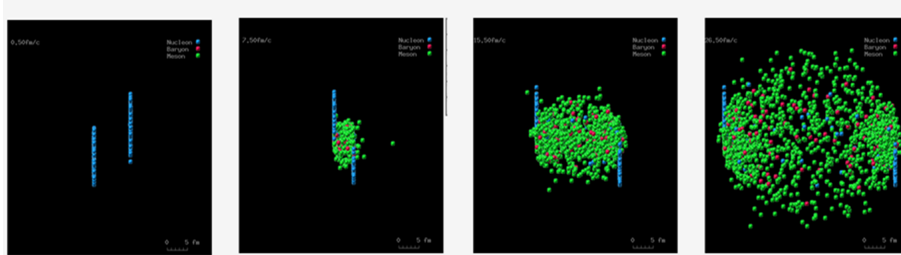


図 6.1: JAM による金金衝突@200GeV の時間発展の様子

実際にシミュレーションを行うにはメインプログラム (FORTRAN77 で書かれている) を書く必要がある。以下にその一例を示す。Initialize JAM の部分で衝突の条件 (エネルギーや衝突径数) や output したい情報の設定をする。mstc(164)=3 の部分は、粒子の時間情報を取り出すサブルーチン (jamout3) を呼び出すオプションで、parc(7) の部分で時間間隔を設定できる。

ソースコード 6.1: mainR.f の一部

```
c...A main program for Au+Au RHIC

include 'jam1.inc'
include 'jam2.inc'
character frame*8,proj*8,targ*8,cwin*15
real*8 jamemjet
logical dump, isana
data isana /.false./
data dump/.false./

if (dump)
  open(33, file='phase.dat', form='unformatted', status='new')
```

```

c.... Initialize JAM.....
  mstc(1) =12971      ! random seed
  mevent=5000        ! total simulation event
  bmin=0.0D0         ! minimum impact parameter
  bmax=0.0D0         ! maximum impact parameter
  dt=1.50D0          ! collision time(fm/c)
  nstep=1
  cwin='200gev '     ! incident energy
  frame='collider '  ! comp. frame
  proj='197Au'       ! projectile
  targ='197Au'       ! target

  mstc(16)=1         ! display on/off.
  parc(6)=5.0        ! scale of display
  mstc(8)=0          ! job mode.
  mstc(164)=3        ! Output phase space data
  parc(7)=0.10D0    ! Output time interval (fm/c)

c.....

  call jaminit(mevent, bmin, bmax, dt, nstep, frame, proj, targ, cwin)
  nevent=mstc(2)
  if(dump) write(33) nevent, pard(17), pard(5), pard(6), mstc(4)

```

以下省略.....

このメインプログラムをコンパイルし、./jamgo でシミュレーションを開始することができる。

rapidity と pseudo rapidity

rapidity とは、

$$y \equiv \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \quad (6.1)$$

で定義される物理量である。ここで、E は入射粒子の全エネルギー、 p_z はその粒子のビーム軸方向の運動量である。rapidity は粒子の入射方向の速度を表す目安のようなもので、Lorentz 不変な量である。粒子生成の rapidity 分布 dN/dy もローレンツ不変な量となる。

また、運動量が質量に対して十分に大きい時 rapidity は近似的に、次の pseudo rapidity で示すことができる。高エネルギー衝突実験では、ビーム軸に対する粒子の放射角を θ とおくと $p_z = p \cos \theta$ となるので、

$$y \sim \eta = -\ln \left(\tan \frac{\theta}{2} \right) \quad (6.2)$$

とかける。

謝辞

この卒業研究を行うにあたって関わって頂いた全ての方々に感謝します。

杉立先生には、研究室配属直後から実験や物理に関する様々なことを指導していただきました。ミーティングではいつも鋭い指摘や質問をしてくださり、研究の理解を深めることができました。

志垣先生には、大変お世話になりました。この研究に取り組むきっかけを与えてくれ、的確な目標設定や助言をしてくださりながら、正しい方向へと導いてくださいました。行き詰っていたら誰よりも先に声をかけてくださり、励ましてもらいました。この研究をやり遂げ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します。

本間先生、三好先生には、さまざまな視点から物理の議論をしてくださり、物理の面白さを改めて感じさせてくださいました。

素粒子物理学研究室の石川先生には、お忙しい中、私のために毎週時間を割いてくださり、原子核理論の勉強を手伝ってくださいました。春の学会に向けて、難しい計算も教えてくださっています。ありがとうございます。

JAMの開発者である国際教養大学の奈良さんには、JAMについてのいろいろな質問に丁寧な返事をしてくださり、研究を進める上で非常に助けになりました。

槌本さんには、コンピュータに関することをたくさん教えてくださいました。パソコンが死のエラーになった時はすぐに駆けつけてくれて本当にありがとうございました。また、将来や人生について熱く語ってくれ、自分のこれから進むべき方向性を明確にすることができました。

大学院の先輩方には、日々多くのアドバイスと励ましをいただき、元気付けられました。特に中宮さんには、大変お世話になりました。わたしの未熟な質問にも丁寧に答えてくださったり、分からないことがあれば一緒に考え、議論をしてくださりました。また、要旨や論文の書き方を教えてくださいました。一緒に文章を考えてくださり、とても感謝しています。

最後に、四年生の大久保くん、久米くん、佐藤くん、長谷部くん、息抜きに付き合ってくれたり、物理の議論をしたり、とても有意義な1年間を送ることができました。これからもよろしく申し上げます。

このように皆様の支援があったからこそこの研究を進めることができたと思っています。本当にありがとうございました。

参考文献

- [1] K.Fukushima, D.E.Kharzeev, H.J.Warringa, Phys.Rev.D 78, 074033(2008)
- [2] D.N.Voskresensky and N.Y.Anisimov, Sov.Phys.JETP 51,13 (1980)
- [3] Y.Yamaguchi, "Direct photon measurement with virtual photon method in d+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$ " Tokyo University, doctor thesis(2011)
- [4] D.E.Kharzeev, L.D.McLerran, and H.J.Warringa, Nucl.Phys.A 803, 227 (2008)
- [5] V. Skokov, A. Illarionov, and V. Toneev, Int. J. Mod. Phys. A24, 5925 (2009)
- [6] Annu.Rev.Nucl.Part.Sci.2007.57:205-43
- [7] P.F.Kolb,Heavy Ion Phys.21,243(2004)
- [8] K.Tuchin, Phys Rev C 82,034904(2010)
- [9] K.Tuchin,Phys Rev C 83,017901(2011)
- [10] STAR Collabration, Phys.Rev.C 81,054908(2010), Phys.Rev.Lett 103,251601(2009)
- [11] Journal of Physics G Vol 37 p396
- [12] Y. Nara, N. Otuka, A. Ohnishi, K. Niita, and S. Chiba, Phys. Rev. C 61 (2000),024901
- [13] R. Kuiper, G. Wolschin,,Annalen Phys. 16 (2007),67.
- [14] BRAHMS Collaboration, Phys Rev C 72,014908(2005)
- [15] Y.Mehtar-Tani, G.Wolschin, Phys Lett B 688(2010) 174-177
- [16] 永江 知文、永宮正治、原子核物理学、裳華房
- [17] PHENIX Collaboration, Phys Rev Lett.104,132301(2010)
- [18] S.Turbide et al PRC 69 (2004)014903
- [19] <http://lambda.phys.tohoku.ac.jp/kaneta/pukiwiki/index.php?FrontPage>
- [20] <http://solomon.as.utexas.edu/duncan/magnetar.html>
- [21] 大塚直彦、大西明、相対論的重イオン衝突における粒子生成時間の効果 (日本物理学会年次大会,2000.9.23)
- [22] V.N.Baier,V.M.Kaykov,Phys.Rev.D 75,073009(2007)