

平成 23 年度 卒業論文

LHC 加速器エネルギー領域での  
陽子+鉛衝突の数値計算による  
 $J/\psi$  粒子を用いた原子核効果の考察

広島大学 理学部 物理科学科  
クォーク物理学研究室

B082478 長谷部 孝

指導教官 杉立 徹 教授  
主査 本間 謙輔 助教  
副査 奥田 太一 准教授

# 要旨

原子核を構成する核子は、それ自身がクォークとグルーオンの集合体である。原子核中での束縛状態にある核子は、自由な単核子と比べ、グルーオン密度が低下していると考えられており、この現象は Gluon Shadowing(GS) と呼ばれる。しかし、GS の仕組みには未だ明らかでない部分が多く、この効果を説明する理論モデルも複数存在している。現在、モデルと実験結果の比較がおこなわれているものの、統一的な理解には至っていない。

核子のグルーオン密度を知るためには、チャーム・反チャームクォーク対から成る  $J/\psi$  粒子の生成量測定が有効である。その理由の一つとして、チャームクォークは元々核子内には存在せず、高エネルギー衝突におけるグルーオンからの分離過程を通じてのみ生成されることが挙げられる。

高エネルギー衝突実験の中でも、核子+原子核衝突は GS を含んだ原子核効果を観測するのに適している。実際に、BNL-RHIC 加速器で、重陽子+金原子核衝突実験が行われ、 $J/\psi$  粒子の収量を測定すると、核子対当たりの衝突により生成される  $J/\psi$  粒子の量は、単核子同士の衝突時と比較して、抑制されていることが明らかになった。この結果は、GS の発現を強く示唆している。

2012 年、CERN-LHC 加速器においても、陽子+鉛原子核の衝突実験が予定されている。この実験により、RHIC の 10 倍以上という、未知のエネルギー領域での原子核効果の研究が可能となる。

そこで、本論文では、LHC エネルギー領域における原子核効果の研究として、核子対当たり重心衝突エネルギー 8.8TeV の陽子+鉛衝突シミュレーションを行った。ここで、RHIC での結果をよく再現する GS モデルを LHC エネルギー領域に適用したシミュレーターを用い、原子核効果により生じる  $J/\psi$  収量変化を見積もった。また、陽子+鉛の衝突係数による収量変化の違い及びそのラピディティ依存性を評価した。

# 目次

<b>1</b>	<b>序論</b>	<b>5</b>
1.1	強い相互作用	5
1.1.1	クォークとグルーオン	5
1.1.2	QCD	5
1.1.3	摂動 QCD	5
1.1.4	クォークの閉じ込め	5
1.2	陽子の構造	6
1.2.1	衝突散乱実験	6
1.2.2	パートンの発見	7
1.2.3	Bjorken スケーリング	8
1.2.4	Bjorken スケーリングの破れ	9
1.2.5	パートン分布関数	10
1.2.6	$x$ のエネルギー・ラピデティ依存性	11
<b>2</b>	<b>研究動機・研究背景・目的</b>	<b>12</b>
2.1	研究動機	12
2.1.1	原子核中の陽子	12
2.1.2	プローブの選択	13
2.1.3	$J/\psi$ 粒子	13
2.1.4	原子核補正係数	14
2.2	研究背景	15
2.2.1	BNL-RHIC 加速器での重陽子 + 金原子核衝突実験	15
2.2.2	EKS モデル	16
2.2.3	CERN-LHC 加速器での陽子 + 鉛原子核衝突実験	17
2.3	目的	17
<b>3</b>	<b>研究手法</b>	<b>18</b>
3.1	シミュレーション	18
3.2	生成断面積と生成数	18
3.3	陽子 + 陽子衝突シミュレーション	18
3.3.1	PYTHIA と実験値との比較	18
3.3.2	PYTHIA の調整	19
3.3.3	pp8.8TeV シミュレーション	21
3.4	陽子 + 鉛原子核衝突シミュレーション	22
3.4.1	衝突中心度	22
3.4.2	HIJING の調整	22

<b>4</b>	<b>結果</b>	<b>23</b>
4.1	pp8.8TeV シミュレーション . . . . .	23
4.2	pPb8.8TeV シミュレーション . . . . .	24
4.3	核子対衝突当たりの $J/\psi$ 生成断面積 . . . . .	25
4.4	原子核補正係数の導出 . . . . .	27
4.5	$R_{pPb}$ のラピディティ依存性 . . . . .	28
<b>5</b>	<b>考察・結論</b>	<b>29</b>
<b>6</b>	<b>今後の課題</b>	<b>30</b>

# 1 序論

## 1.1 強い相互作用

### 1.1.1 クォークとグルーオン

原子核は陽子、中性子から構成され、この2つをまとめて核子と呼ぶ。核子は、構造をもたない点状粒子であるパートンから構成される。パートンはクォークとグルーオンの2種の素粒子に分類される。クォークはスピン $\frac{1}{2}$ のフェルミ粒子である。クォークには、アップ (u), ダウン (d), ストレンジ (s), チャーム (c), トップ (t), ボトム (b) の計6種類が存在し、それぞれが固有の質量を持つ。クォークはフェルミ粒子であるため、その反粒子である反クォークも同様に6種存在する。グルーオンはスピン1をもつボース粒子であり、クォーク間に働く強い相互作用の媒介粒子としての働きを持つ。

### 1.1.2 QCD

クォークとグルーオンはカラーチャージという量子数を持ち、グルーオンがカラーチャージの伝播を行うことで、これらの粒子間に強い相互作用が発生する。この機構は量子色力学 (Quantum Chromodynamics, QCD) という理論によって記述される。量子電磁力学 (QED) との大きな違いは、電磁相互作用の媒介となる光子自身は電磁相互作用の影響を受けないが、強い相互作用の媒介粒子であるグルーオンは、それ自身に強い相互作用が働く点である。QCDでは、相互作用の大きさを表すパラメータとして、クォークとグルーオンの結合定数 $\alpha_s(r)$ を用いる。QED(量子電磁力学)における結合定数 $\alpha$ は粒子間距離 $r$ の減少関数であるのに対し、 $\alpha_s$ は $r$ の増加関数となる。

### 1.1.3 摂動 QCD

高エネルギー領域では、 $\alpha_s \simeq 0.1$  となり、 $\alpha_s$  の高次の項は摂動的に扱うことができる。このような手法を摂動 QCD(pQCD) という。摂動 QCD の利点は、相互作用を計算によって求めることができることである。

低エネルギー領域では、 $\alpha_s$  が大きくなるため、高次の項を摂動的に扱うことはできない。

### 1.1.4 クォークの閉じ込め

クォーク間に働くポテンシャルは近似的に次のように書ける。

$$V = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s(r) \hbar c}{r} + kr \quad (1)$$

式(1)の意味するところは、グルーオンがクォーク間をバネのように繋ぎ止めており、クォーク同士を引き離そうとすればするほど、 $\alpha_s(r)$  及び第2項の値が大きくなるため、クォーク間に働く力は増すということである。すなわち、無限遠に存在するクォーク間には無限大のポテンシャルが働くということであり、これは、クォークを単独で取り出すことは不可能であること表している。この現象はクォークの閉じ込めと呼ばれる。

## 1.2 陽子の構造

### 1.2.1 衝突散乱実験

物質の構造を知るために、粒子を標的にぶつけるという手法は、原子核発見の時代から用いられてきたものである。1906年、ラザフォードは $\alpha$ 線を金箔に当て、その散乱角を測定した。すると、低い確率で $\alpha$ 線が90度以上の大角度で散乱されることを発見した。これは、原子の中心に高密度で正の電荷を持つ物質が存在することの示唆であり、原子核の発見へと繋がった。簡単に弾性散乱実験の原理を述べる。例えば、標的粒子が構造を持たない点状粒子であると仮定して、電子を標的に衝突させる場合を考える。電子と標的粒子が相互作用を起こす確率を、散乱断面積 $\sigma$ で表すと、単位立体角当たりの散乱断面積は、

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}_{Mott} \equiv \frac{d\sigma}{d\Omega} = 4(Z\alpha\hbar c)^2 \frac{E^2}{(qc)^4} \left(1 - \beta^2 \sin^2 \frac{\theta}{2}\right) \quad (2)$$

と書ける。これを Mott 散乱公式という。 $Z$  は標的粒子の電荷、 $q$  は  $q = k - k'$  で定義され、入射粒子から散乱粒子への4元運動量移行量を表す。

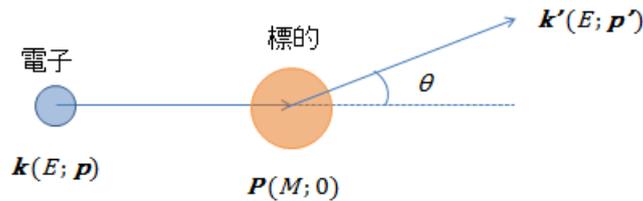


図 1: 弾性散乱の概略図。

Mott 散乱では標的粒子が構造を持たない点状粒子であることを仮定したが、標的が構造を持つ場合、当然散乱断面積は Mott 散乱公式の値とは一致しない。標的の構造を表す物理量として、構造因子  $F$  を用い、次の式によって定義される。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma}{d\Omega}_{Mott} |F(q^2)|^2 \quad (3)$$

すなわち、実験による散乱断面積の値と、Mott 散乱断面積との比をとることで、標的の構造因子の値を知ることができる。

### 1.2.2 パートの発見

陽子内部に点状粒子 (パートン) が発見されたのは、1969 年、米国 SLAC で行われた電子 + 陽子の非弾性散乱実験であった [1]。それまで、陽子は構造をもたず、雲のように広がりを持つ粒子だと考えられていた。しかし SLAC の実験によって、陽子の内部に点状の粒子が存在していることが明らかになった。

非弾性散乱の弾性散乱との違いは、衝突物の中でエネルギーのやり取りが生じる点である。そのため、電子・陽子非弾性散乱の場合、終状態では電子・陽子に加え、ハドロン群が生じる。ここで非弾性散乱で用いられる物理量について簡単に説明する。

$$\nu = \frac{q \cdot P}{M} = E - E' : \text{電子のエネルギー損失}$$

$$Q^2 = -q^2$$

$$W^2 = (P + q)^2 = M^2 + 2P \cdot q + q^2 = M^2 + 2M\nu + q^2 : \text{ハドロン群の不変質量。}$$

$$x = \frac{Q^2}{2M\nu} : \text{陽子の運動量のうち、パートンが担う運動量の比を表す。}$$

$x = 1$  のとき、 $2M\nu = -q^2$  となるので、 $W=M$  となり、これは弾性散乱に相当する。

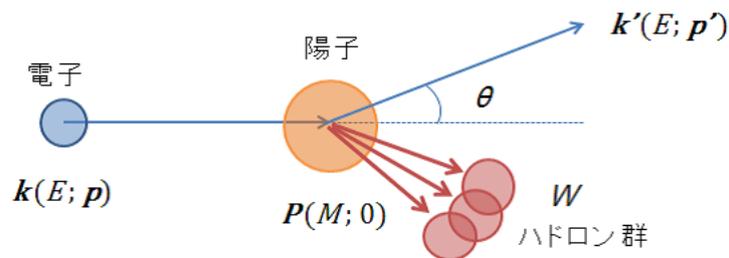


図 2: 電子・陽子非弾性散乱の概略図。M は陽子の質量、P は陽子の 4 元運動量を表す。

### 1.2.3 Bjorken スケーリング

アメリカの物理学者 James Bjorken は、 $Q^2 \rightarrow \infty$  かつ、 $\nu \rightarrow \infty$  の極限では、陽子の構造関数は  $Q^2$  に依らないことを予言した。これは、陽子が点状粒子のみで構成されていることを意味している。さらに Bjorken は、この極限で陽子の構造関数は、

$x = \frac{Q^2}{2M\nu}$  のみで表すことができることを示した。これを Bjorken スケーリングという。SLAC の実験結果は、Bjorken スケーリングに従ったものであり、陽子が内部に点状構造をもつことの発見となった。

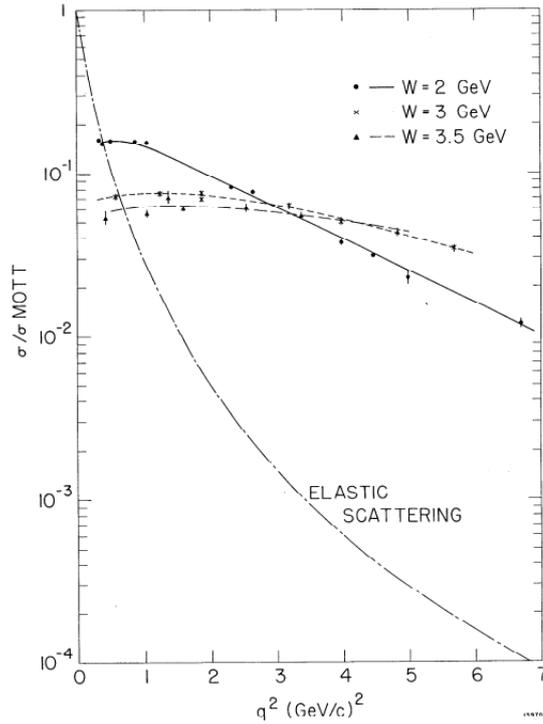


図 3: SLAC 実験の結果。縦軸は陽子の構造関数を表す。 $q^2$  が大きくなるほど陽子の深部の構造を見ていることに対応する。W が大きくなるにつれて、構造関数の  $q^2$  依存性が薄れている。[1]

### 1.2.4 Bjorken スケーリングの破れ

その後の数々の実験で、 $x$  の小さい領域では、Bjorken スケーリングは成り立たないことが分かってきた。

現在では、陽子は  $u, u, d$  の3つのクォークから成ることが分かっている。にもかかわらず、 $x$  によって陽子の構造が変化するのは何故だろうか。それは、陽子の構成粒子パートンはクォークだけではなく、グルーオンを含んでいるためである。図2は、 $x$  の値によって陽子内部のクォークとグルーオンの構成比が変化することを示している。

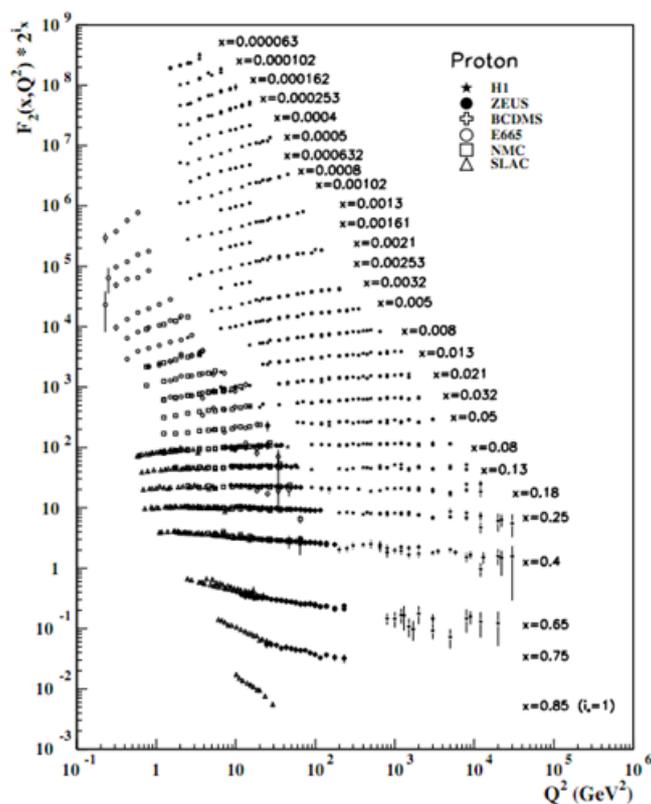


図 4: 陽子の構造関数の  $Q^2$  依存性。  $x$  が小さくなるほど、構造関数に  $Q^2$  依存性が表れる。 [2]

### 1.2.5 パarton分布関数

陽子内部のparton分布は  $x$  の関数として表すことができる。このような関数をparton分布関数 (Parton Distribution Function, PDF) という

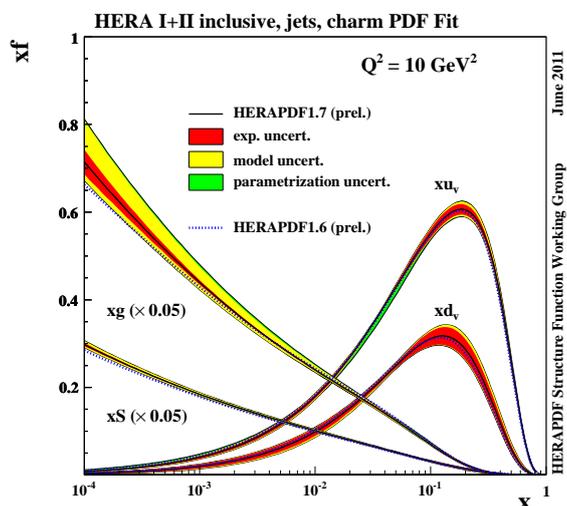


図 5: HERA 実験から得られた PDF。  $x_u, x_d, x_g$  はそれぞれ u クォーク、d クォーク、グルーオンの分布を表す。  $x_s$  は海クォークと呼ばれるものの分布で、グルーオンから生じたクォーク・反クォークを指す。  $x_g, x_s$  は 0.05 倍にスケールアップしてある。この図から、  $x$  が小さくなるにつれて、陽子内部のグルーオン密度は急激に増加することがわかる。 [3]

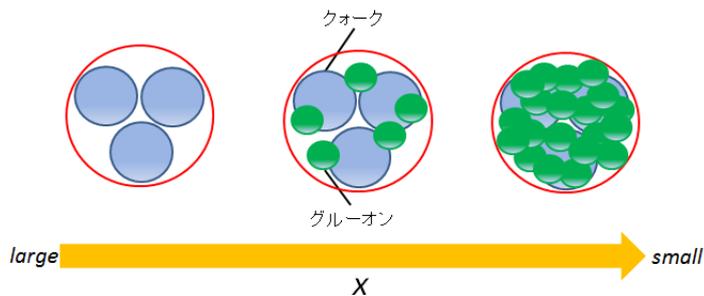


図 6: 陽子の内部構造の模式図。  $x$  の大きい低エネルギー領域では、陽子内部は 3 つのクォークのみと見なせる。  $x$  の小さな高エネルギー領域になるにつれて、陽子内部のグルーオンが増殖し、最終的にはグルーオンの飽和状態を迎えると考えられている。

### 1.2.6 x のエネルギー・ラピディティ依存性

衝突時の陽子のパートン分布は  $x$  によって決まるが、 $x$  は重心系衝突エネルギー  $\sqrt{s}$  とラピディティ  $y$  の依存性をもつ。2つの衝突粒子のエネルギーを、それぞれ  $E_1, E_2$  とすると、

$$\sqrt{s} = \sqrt{4E_1E_2} \quad (4)$$

と定義される。

また、ラピディティは

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + P_z}{E - P_z} = \ln \frac{E + P_z}{\sqrt{M^2 + P_T^2}} \quad (5)$$

で定義される物理量である。 $P_T$  は横方向運動量  $P_T \equiv \sqrt{P_x^2 + P_y^2}$ 、 $P_z$  は縦方向の運動量である。 $\frac{dP_z}{E} = dy$  の関係が成り立つため、相対論的運動をする粒子の縦方向運動量成分を簡潔に示すことのできる物理量として、高エネルギー物理学の分野でよく用いられる。

いま2つの陽子が、共にエネルギー  $E$  で  $z$  軸方向に沿って衝突する系を考える。2つの陽子の  $x$  をそれぞれ  $x_1, x_2$  とすると、パートンの  $z$  軸方向の運動量はそれぞれ、 $x_1E, x_2E$  となる。 $y$  を  $x_1, x_2$  を用いて表すと、

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + P_z}{E - P_z} = \frac{1}{2} \ln \frac{x_2}{x_1} \quad (6)$$

$\sqrt{s} = 2E$  を用いると、

$$x_1 = \sqrt{\frac{M^2 + P_T^2}{s}} \exp(+y) \quad (7)$$

$$x_2 = \sqrt{\frac{M^2 + P_T^2}{s}} \exp(-y) \quad (8)$$

と書ける。

## 2 研究動機・研究背景・目的

### 2.1 研究動機

#### 2.1.1 原子核中の陽子

前章で述べたように、陽子内部のグルーオン密度は  $x$  の減少とともに急激に増加する。では、原子核内の陽子においても、その変化の振る舞いは同様であろうか。

1983年、EMC(European Muon Collaboration)は $\mu$ 粒子と鉄原子核の衝突実験によって、鉄原子核と重陽子の構造関数との比較を行った。原子核内での陽子のパートン分布が、陽子単体と同じであるならば、大きさは違うものの、同じパートン分布が得られるはずである。しかし、実験結果は、 $x$ の領域によって、両者の構造関数の比は変化するという奇妙なものであった。その後、様々な種類の原子核を用いて同様の実験を行ったが、結果は同様のものであった。この振る舞いはEMC効果と呼ばれ、現在でも、その正確な原因は明らかにされていない。

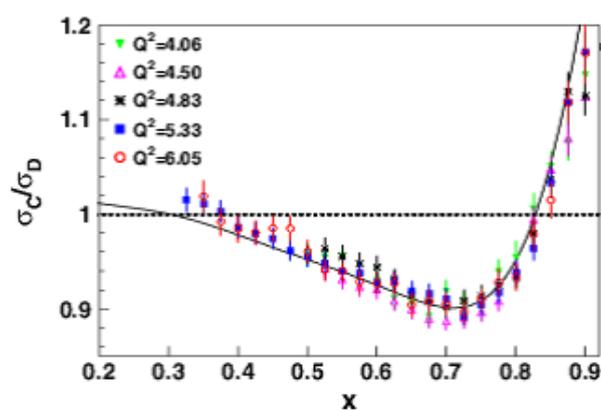


図 7: EMC による  $\mu$  粒子・炭素原子核衝突実験の結果。縦軸は両者のパートン分布の比である。[4]

EMCの結果を受け、さらに小さい $x$ の領域ではどうなるかという疑問が湧いてくる。そのため、大型加速器を用いた高エネルギー衝突実験で、原子核のパートン分布を測定することが次なる課題となった。

### 2.1.2 プローブの選択

$x$  が小さくなると、核子のパートン分布において、グルーオン密度が大きな寄与をもつ。そのため、衝突後に生成されるハドロンの中でも、衝突初期のグルーオン密度をより明瞭に反映するものをプローブとする必要がある。本論文では、チャーム・反チャームクォーク ( $c, \bar{c}$ ) の束縛状態から成るチャーモニウムというハドロンに着目する。チャームクォークは、質量が重いこと、元々核子内部には存在しないことから、核子同士の衝突においては、グルーオン同士の高エネルギー衝突によってのみ生成される。そのため、チャーモニウムは、衝突初期のグルーオン密度を知るための良いプローブとなる。

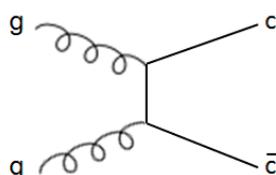


図 8: チャーモニウム生成過程の一例。左は始状態、右は終状態を表す。2つのグルーオンが相互作用することによって、それぞれ  $c, \bar{c}$  に変化する。このような過程をグルーオンフュージョンという。

### 2.1.3 $J/\psi$ 粒子

チャーモニウムの中で最も代表的な粒子として  $J/\psi$  粒子が挙げられる。これは、チャーモニウムの大半が、 $J/\psi$  の励起状態であり、 $J/\psi$  への崩壊チャンネルをもつためである。そのため、チャーモニウム全体の生成量は、 $J/\psi$  粒子の生成量に反映されると考えてよい。

表 1:  $J/\psi$  の物理的性質

質量	$3.096\text{MeV}/c^2$
電荷	0
スピン	1

$J/\psi$  の寿命は非常に短いため、実験的に  $J/\psi$  を直接測定することはできない。実際には、 $J/\psi$  が電子・陽電子対や、 $\mu^+ \cdot \mu^-$  粒子対に崩壊するチャンネルを利用して、これらの粒子対を測定し、不変質量を計算することによって、 $J/\psi$  の同定を行う。

#### 2.1.4 原子核補正係数

具体的に、原子核内の陽子のグルーオン密度を調べるためには、陽子 + 陽子の衝突におけるチャーモニウム生成量と、陽子 + 原子核衝突によるチャーモニウム生成量を比較すればよい。その比較のために、原子核補正係数 (Nuclear Modification Factor) という物理量を用いるのが一般的である。原子核補正係数は次のように定義される。

$$R_{pA} = \frac{1}{\langle N_{coll} \rangle} \frac{N^{p+A}}{N^{p+p}} \quad (9)$$

$N^{p+A}, N^{p+p}$  はそれぞれ、陽子 + 原子核、陽子 + 陽子衝突でのチャーモニウム生成量を表す。 $\langle N_{coll} \rangle$  は、核子 + 原子核衝突のとき、1 個の核子が他の核子と衝突する回数を表す。

すなわち、 $R_{pA}=1$  のときは、陽子 + 原子核衝突でのチャーモニウム生成量は、単に陽子 + 陽子の場合の重ね合わせのみで表すことができることを示しており、これは陽子のグルーオン密度が、単体・原子核中で変わらないことを意味している。このように、原子核補正係数を導出することで、相対的に原子核中の陽子のグルーオン密度を調べることが可能である。

## 2.2 研究背景

### 2.2.1 BNL-RHIC 加速器での重陽子 + 金原子核衝突実験

BNL-RHIC 加速器では、核子対当たり重心衝突エネルギー 200GeV の重陽子 + 金原子核衝突実験が行われた。その結果、原子核補正係数  $R_{dAu} < 1$  となる、 $J/\psi$  の抑制が観測された。RHIC 加速器のエネルギー領域は、原子核の  $x \simeq 10^{-2}$  領域に相当する。実験結果は、 $x \simeq 10^{-2}$  領域では、陽子単体の場合と比較して、原子核中の陽子のグルーオン密度は低くなっていることを示唆している。このような現象をグルーオンシャドウイング (Gluon Shadowing) と呼ぶ。また、RHIC で見られた  $J/\psi$  抑制の振る舞いは、EKS モデルという原子核効果のモデルで説明されることが分かった。

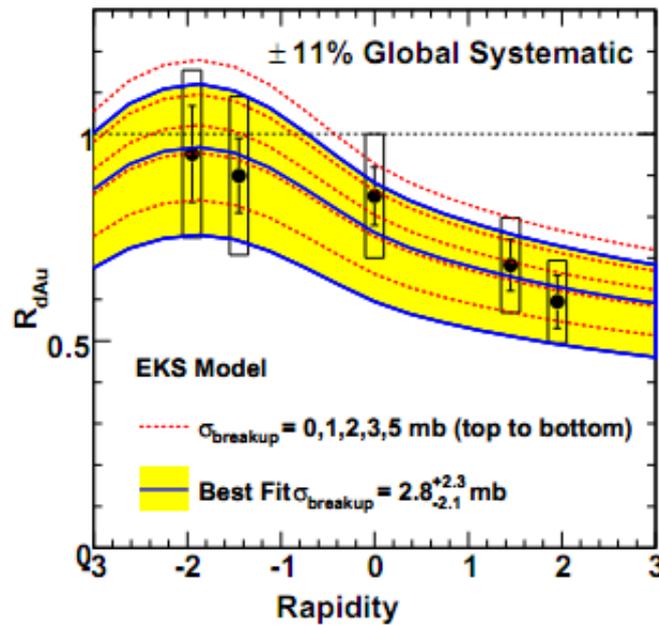


図 9: RHIC 加速器を用いた PHENIX 実験の結果。前方ラピディティ領域 ( $y \geq 0$  方向) で、特に強い  $J/\psi$  の抑制が見られる。PHENIX 実験の場合、前方ラピディティは原子核の small  $x$  領域にあたる。黄色の帯は EKS モデルで予想される  $R_{dAu}$  の範囲を表す。データと EKS モデルは一致している。[5]

### 2.2.2 EKS モデル

EKS モデルは、原子核中陽子のパートン分布  $f_i^A(x, Q^2)$  と陽子単体のパートン分布  $f_i^P(x, Q^2)$  の比を図 10 のように決定している。

$$R_i^A(x, Q^2) \equiv \frac{f_i^A(x, Q^2)}{f_i^P(x, Q^2)} \quad (10)$$

$i$  はパートンの種類を表している。

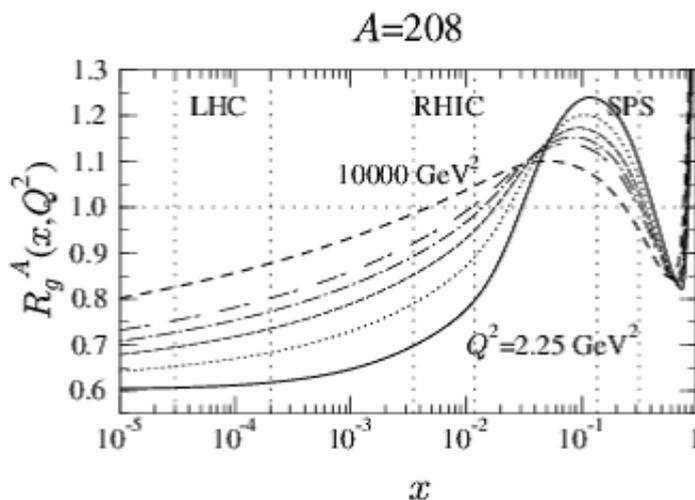


図 10: EKS モデルにおける陽子単体と鉛原子核のグルーオン分布比  $R_g^A(x, Q^2)$ [6]

$x \geq 0.1$  領域に見られる S 字曲線は EMC 効果である。  $x$  が 0.1 を下回るあたりから徐々にグルーオン分布の比率が低下し始める。  $x \leq 0.1$  かつ  $R_g^A \geq 1$  の領域を非シャドウイング領域、  $x \leq 0.1$  かつ  $R_g^A \leq 1$  の領域をシャドウイング領域とよぶ。 EKS モデルは、 RHIC でみられた  $J/\psi$  の抑制はグルーオンシャドウイングに起因するとしている。 グルーオンシャドウイングが起こる原因は、陽子単体に比べ、原子核の束縛を受けた陽子のほうが、グルーオンの飽和状態を早く迎えるためだと理解されている。

### 2.2.3 CERN-LHC 加速器での陽子 + 鉛原子核衝突実験

CERN-LHC(Large Hadron Collider) 加速器では、RHIC よりさらに高エネルギーでの陽子 + 鉛衝突実験が計画されている。核子対当たり重心衝突系エネルギー  $\sqrt{s_{NN}}$  は最高で 8.8TeV に達する予定である。これは、原子核の  $x \simeq 10^{-5}$  領域に相当する値である。LHC での実験により、さらに小さい  $x$  領域での、原子核中陽子パートン分布の解明が期待されている。

## 2.3 目的

これまで原子核中の陽子の構造を明らかにするため、数々の実験が行われたが、未だにその詳細は明らかになっていない。特に  $x$  の小さい領域での振る舞いを調べるためには、さらなる高エネルギー衝突実験を行う必要がある。2009 年には、世界最高エネルギーの衝突型粒子加速器 LHC の稼働が開始され、2012 年には、最初の陽子 + 鉛原子核衝突実験が行われる予定である。この実験によって、 $x \simeq 10^{-5}$  領域での原子核効果の研究が可能となる。そこで本論文では  $\sqrt{s_{NN}}=8.8\text{TeV}$  の陽子 + 鉛衝突実験において、 $J/\psi$  抑制がどの程度見られるかを、EKS モデルを取り入れたシミュレーションを行うことで見積もることを目的とする。

## 3 研究手法

### 3.1 シミュレーション

LHC エネルギー領域での  $J/\psi$  抑制を見積もるため、本論文では、高エネルギー粒子衝突のシミュレーションを行った。シミュレーションには以下のソフトウェアを使用した。

・PYTHIA

任意のエネルギーでの電子・陽子を用いたシミュレーションを行うことができる。本論文では陽子 + 陽子衝突のシミュレートに使用した。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

原子核を用いた衝突をシミュレートすることができる。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、本論文では陽子 + 鉛原子核衝突のシミュレートに使用した。基本的にはPYTHIA と同様のロジックを用いている。

・ALIROOT

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 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が可能となる。

### 3.2 生成断面積と生成数

衝突回数と、粒子の生成数の関係は、次の式で表すことができる。

$$\frac{N_p}{N_{event}} = \frac{\sigma_p}{\sigma_{MB}} \quad (11)$$

$N_p$  は粒子の生成数、 $N_{event}$  は標的の衝突回数、 $\sigma_p$  は粒子の生成断面積、 $\sigma_{MB}$  は標的同士 of 衝突断面積である。粒子の生成数は、粒子の生成断面積に比例している。本論文では、陽子 + 陽子衝突のとき  $\sigma_{MB}=70\text{mb}$ 、陽子 + 鉛原子核衝突のとき  $\sigma_{MB}=2100\text{mb}$  を用いることとする。

### 3.3 陽子 + 陽子衝突シミュレーション

#### 3.3.1 PYTHIA と実験値との比較

LHC では既に、陽子 + 陽子衝突 (以下 pp)7TeV での  $J/\psi$  の生成断面積が測定されている。そこで、PYTHIA が LHC エネルギー領域での  $J/\psi$  生成をどの程度再現しているのかを確認するため、ALICE 実験データとの比較を行った [7]。結果として、LHC エネルギー領域での  $J/\psi$  生成量を PYTHIA でシミュレートしても、実験値に近い値は得られないことが分かった。そこで ALIROOT に用意されているデータベースを使用して、PYTHIA の調整を行った。

表 2:  $\sigma_{J/\psi}$  の PYTHIA,ALICE data での比較

	$\sigma_{J/\psi}(2.5 < y < 4.0)(\mu\text{b})$
PYTHIA	$1.42 \pm 0.03$
ALICE data	$6.31 \pm 1.01$

### 3.3.2 PYTHIA の調整

[生成断面積の調整]

$J/\psi$  生成に關与する粒子の断面積を ALIROOT より読み込む。設定された値は、R.Vogt らによる、QCD 計算より得られたものをベースにしている [8]。この計算結果によると、他の粒子からの崩壊を含む  $J/\psi$  の断面積は  $35\mu\text{b}$  である。ALICE 実験から得られた、全ラピディティ領域での断面積は  $54\mu\text{b}$  であるため、ALIROOT では各粒子につき、計算で得られた値に  $\frac{54}{35}$  を掛けた値が設定されている。

表 3: ALIROOT によって設定された pp7TeV における各粒子の生成断面積

	$\sigma (\mu\text{b})$
$J/\psi$	33.6
$\chi_{c1}$	32.6
$\chi_{c2}$	53.8
$\psi'$	7.6
c クォーク	6.91
b クォーク	0.23

このとき、PYTHIA では c,b クォークの生成は行われないう設定した。したがって、c,b クォークを含む粒子の生成量は、全て表 3 の ALIROOT での値に基づいて決定される。

[ラピデティ分布の調整]

$J/\psi$  のラピデティ分布は、F.Bossù らによる、QCD 計算によって求められた関数にフィットすることで調整されている [9]。ここで用いられる関数は LHC のデータを良く再現している。

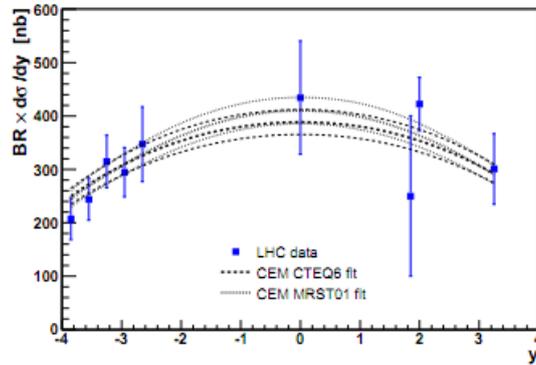


図 11:  $J/\psi$  のラピデティ分布関数と LHCdata との比較 [9]

以上の調整を行った PYTHIA(以下 tuned PYTHIA),PYTHIA,ALICE データにおける、 $J/\psi$  生成断面積の比較をしたものが、図 12 である。

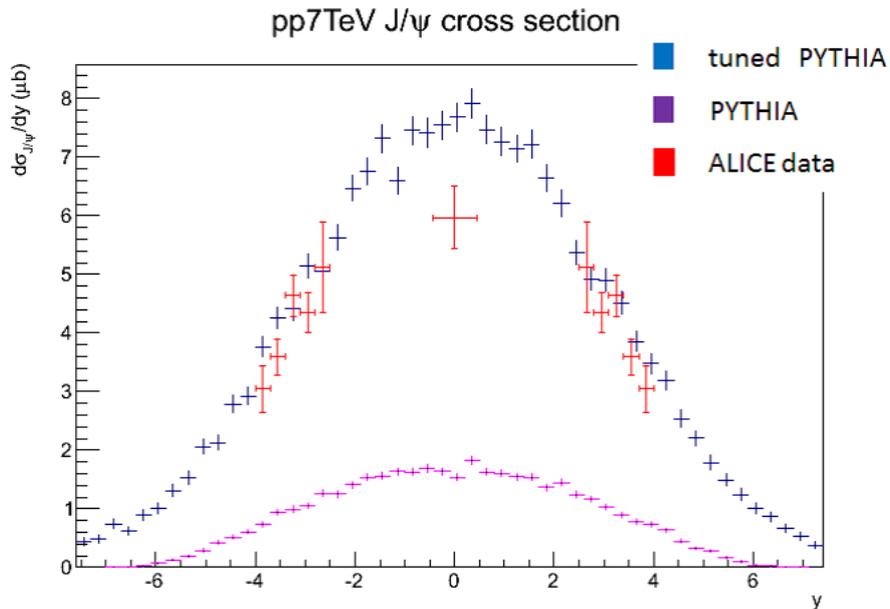


図 12:  $J/\psi$  生成断面積の比較

tuned PYTHIA と ALICE のデータは誤差の範囲で一致しているといえる。

### 3.3.3 pp8.8TeV シミュレーション

本論文の目的である、 $J/\psi$  の原子核補正係数を求めるためには、pp8.8TeV における  $J/\psi$  生成断面積を求めることが不可欠である。しかし、LHC では未だ pp8.8TeV の実験は行われていないため、pp7TeV の場合のように、シミュレーターを実験データと一致するように調整するという手法を用いることはできない。また ALIROOT には、pp8.8TeV 用の生成断面積の値は用意されていない。そのため、次のような手法を用いて、pp8.8TeV シミュレーション用に PYTHIA を調整した。

#### [生成断面積の調整]

基本的には pp7TeV のときと同様の過程で断面積を設定する。すなわち、R.Vogt による pp8.8TeV の計算結果を用い [8]、pp7TeV と同様、 $\frac{54}{35}$  を補正值として掛け合わせる。設定した生成断面積の値を表 4 に示す。

表 4: pp8.8TeV における各粒子の生成断面積

	$\sigma$ ( $\mu\text{b}$ )
$J/\psi$	38.6
$\chi_{c1}$	37.3
$\chi_{c2}$	61.6
$\psi'$	8.72
c クォーク	8.10
b クォーク	0.29

#### [ラピデティ分布の調整]

pp7TeV のときに用いた関数は、実験結果を再現するように決定されたものではなく、理論計算により得られたものなので、8.8TeV の場合も同様にこれを用いてよい。

以上の調整をし、8.8TeV シミュレーションを行った。

### 3.4 陽子 + 鉛原子核衝突シミュレーション

#### 3.4.1 衝突中心度

原子核衝突の場合、衝突係数  $b$  によって衝突に関与する核子数が変化する。原子核半径に対する、衝突係数の比を衝突中心度という。例えば、陽子 + 鉛原子核衝突の場合、陽子が鉛原子核の中心に衝突するとき、 $b=0\text{fm}$  となり、衝突中心度 0% である。鉛原子核の半径は  $10\text{fm}$  なので、 $b=10\text{fm}$  のとき衝突中心度は 100% となる。本論文では、表に示す 5 つの衝突中心度の範囲でシミュレーションを行った。

表 5: 本論文で行ったシミュレーションでの中心衝突度の範囲

衝突中心度 (%)	$b$ (fm)
0-20	0-3.66
20-40	3.66-5.17
40-60	5.17-6.34
60-100	6.34-10
0-100	0-10

#### 3.4.2 HIJING の調整

陽子 + 鉛原子核衝突 (以下 pPb)  $8.8\text{TeV}$  でのシミュレーションを行うために、HIJING を使用する。このとき、グルーオンシャドウイングの効果を反映させたシミュレーションを行う必要がある。ALIROOT には pPb  $8.8\text{TeV}$  シミュレーション用として、5 つの衝突中心度ごとに、粒子の生成断面積・ラピディティ分布のデータが用意されている。これらのパラメータは、EKS シャドウイングモデルを用いた計算によって決定されている。これらを HIJING に読み込ませることで、シミュレーションを行った。

## 4 結果

### 4.1 pp8.8TeV シミュレーション

pp8.8TeV シミュレーションを行い、 $J/\psi$  生成断面積を tuned PYTHIA 7TeV の場合と比較した。

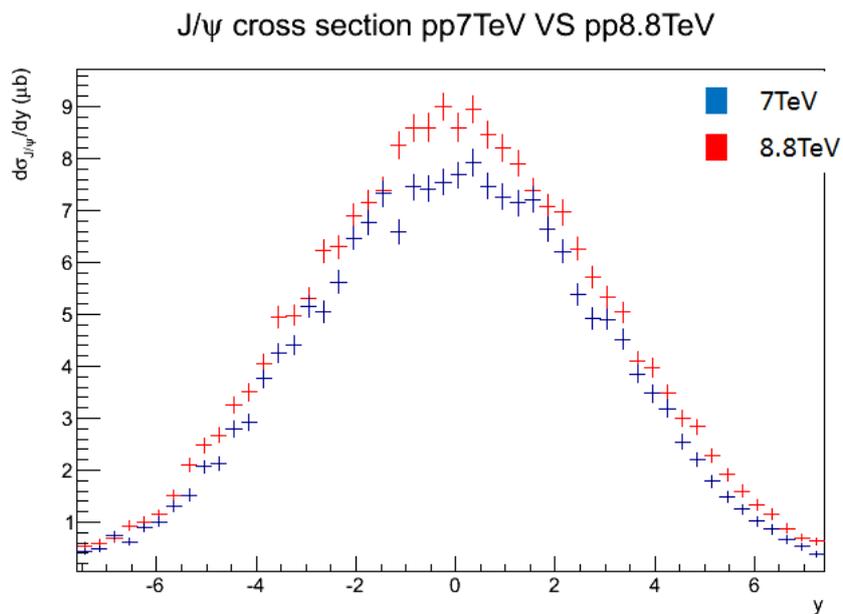


図 13: pp7TeV,pp8.8TeV における  $J/\psi$  生成断面積の比較

全ラピディティ領域において、pp7TeV よりも、生成断面積が増加しているのがわかる。 $J/\psi$  の全生成断面積  $\sigma_{J/\psi}$  を表 6 に示す。

表 6: pp7TeV と 8.8TeV での  $J/\psi$  全生成断面積

	$\sigma_{J/\psi}(\mu\text{b})$
7TeV	$59.8 \pm 0.4$
8.8TeV	$67.0 \pm 0.3$

## 4.2 pPb8.8TeV シミュレーション

5つの衝突中心度において、pPb8.8TeV シミュレーションを行い、 $J/\psi$  生成断面積を求めると以下ようになった。

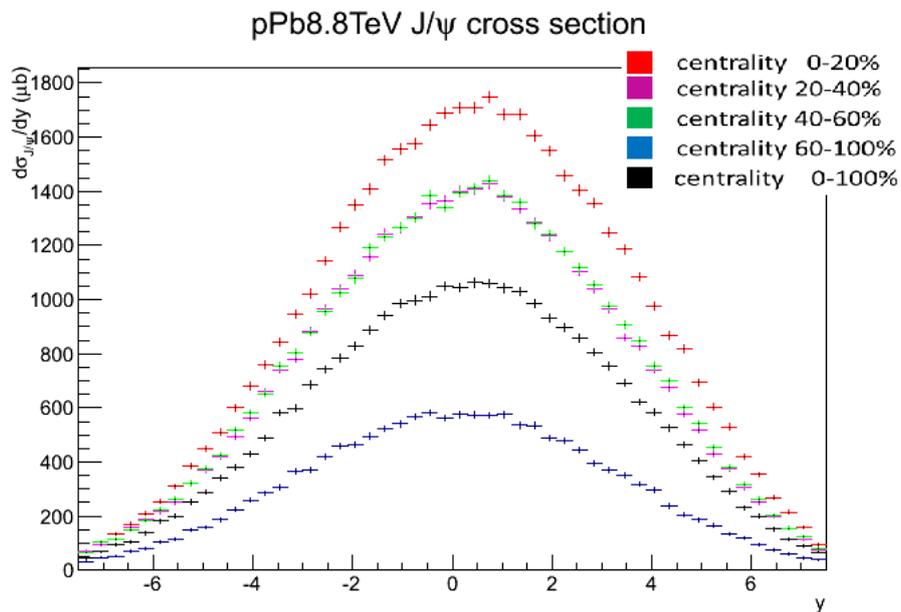


図 14: pp8.8TeV における各衝突中心度ごとの  $J/\psi$  生成断面積。ALIROOT の仕様上、本論文のデータでは、原子核はラビディティ負の方向から正の方向に向かって飛んでくるように座標が定義されている。PHENIX と座標が逆になっている点に注意

表 7: pPb8.8TeV での  $J/\psi$  全生成断面積

衝突中心度 (%)	$\sigma_{J/\psi}$ (mb)
0-20	$13.83 \pm 0.03$
20-40	$11.11 \pm 0.03$
40-60	$11.23 \pm 0.03$
60-100	$4.60 \pm 0.02$
0-100	$8.53 \pm 0.03$

### 4.3 核子対衝突当たりの J/ψ 生成断面積

核子 + 原子核衝突は、核子対衝突の重ね合わせで記述できるとする。ここでは、核子対衝突当たりの J/ψ 生成断面積  $\sigma_{NN}^{J/\psi}$  を考える。pp 衝突のとき  $\sigma_{NN}^{J/\psi} = \sigma_{pp}^{J/\psi}$  となる。pPb 衝突の場合、 $\sigma_{NN}^{J/\psi}$  は以下で定義される。

$$\sigma_{NN}^{J/\psi} = \frac{1}{\langle N_{coll} \rangle} \frac{\sigma_{pp}}{\sigma_{pPb}} \sigma_{pPb}^{J/\psi} \quad (12)$$

$\langle N_{coll} \rangle$  は、核子 + 原子核衝突のとき、1 個の核子が他の核子と衝突する回数を表しており、核種、エネルギー、衝突中心度に依存する。 $\sigma_{pp}, \sigma_{pPb}$  は、pp, pPb の衝突断面積で、 $\sigma_{pp} = 70 \text{mb}, \sigma_{pPb} = 2100 \text{mb}$  を用いる。pPb8.8TeV の  $\langle N_{coll} \rangle$  の値を表に示す。

表 8: pPb8.8TeV における各衝突中心度ごとの  $\langle N_{coll} \rangle$  の値 [10]

衝突中心度 (%)	$\langle N_{coll} \rangle$
0-20	13.4
20-40	10.2
40-60	6.34
60-100	2.31
0-100	6.93

以上の値を用いて pp8.8TeV, pPb8.8TeV の  $\sigma_{NN}^{J/\psi}$  を比較した。

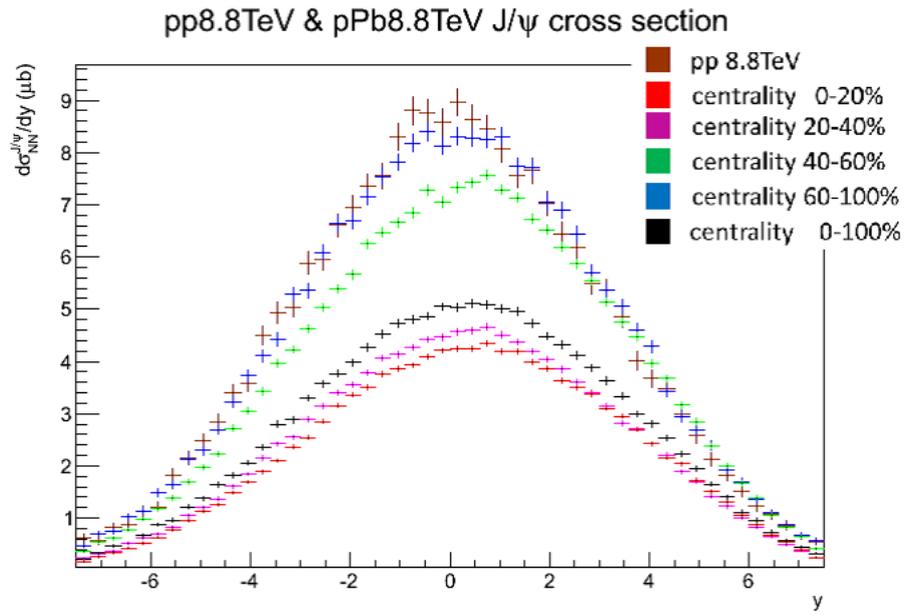


図 15: pp8.8TeV,pPb8.8TeV での核子対当たりの J/ $\psi$  生成断面積

表 9: pp8.8TeV,pPb8.8TeV における核子対当たりの J/ $\psi$  全生成断面積

衝突中心度 (%)	$\sigma_{NN}^{J/\psi}(\mu\text{b})$
pp	$67.0 \pm 0.3$
0-20	$34.4 \pm 0.1$
20-40	$36.3 \pm 0.1$
40-60	$59.0 \pm 0.1$
60-100	$66.4 \pm 0.1$
0-100	$41.0 \pm 0.1$

#### 4.4 原子核補正係数の導出

これまでの結果をもとに、 $J/\psi$  について原子核補正係数  $R_{pPb}$  を求める。ここで、pp について  $\sigma_{NN}^{J/\psi} \equiv \sigma_{pp}^{J/\psi}$ 、pPb について  $\sigma_{NN}^{J/\psi} \equiv \sigma_{pPB}^{J/\psi}$  とすると、

$$R_{pPb} = \frac{\sigma_{pPb}^{J/\psi}}{\sigma_{pp}^{J/\psi}} \quad (13)$$

となる。

表 10: 各衝突中心度ごとの  $R_{pPb}$

衝突中心度 (%)	$R_{pPb}$
0-20	$0.51 \pm 0.01$
20-40	$0.54 \pm 0.01$
40-60	$0.88 \pm 0.01$
60-100	$0.99 \pm 0.01$
0-100	$0.61 \pm 0.01$

表 10 より、pPb 衝突全体では、 $J/\psi$  は約 60%抑制されるという結果になった。また、中心衝突になるほど抑制は強く、衝突中心度 60-100%では抑制はほとんど見られない。

#### 4.5 $R_{pPb}$ のラピディティ依存性

次に  $R_{pPb}$  のラピディティ依存性を求めた。 $R_{pPb}$  を  $y$  の関数として、

$$R_{pPb}(y) = \frac{d\sigma_{pPb}/dy}{d\sigma_{pp}/dy} \quad (14)$$

と定義する。各衝突中心度について、 $R_{pPb}$  の  $y$  依存性は次のようになった。

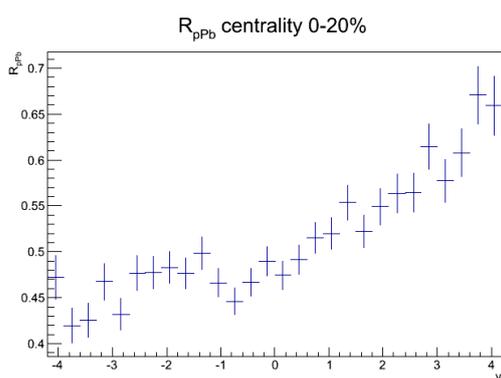


図 16:  $R_{pPb}(y)$  中心衝突度 0-20

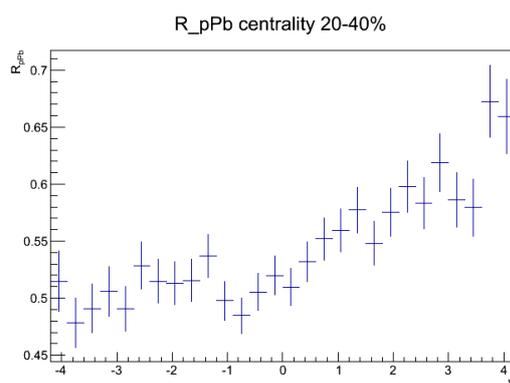


図 17:  $R_{pPb}(y)$  中心衝突度 20-40

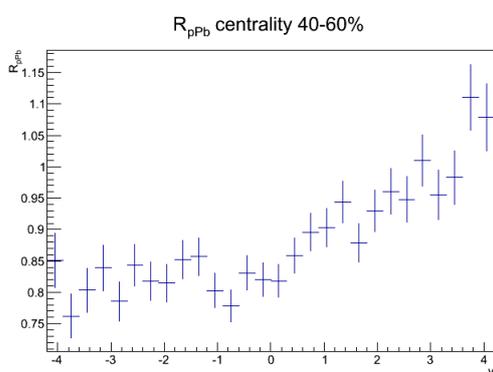


図 18:  $R_{pPb}(y)$  中心衝突度 40-60

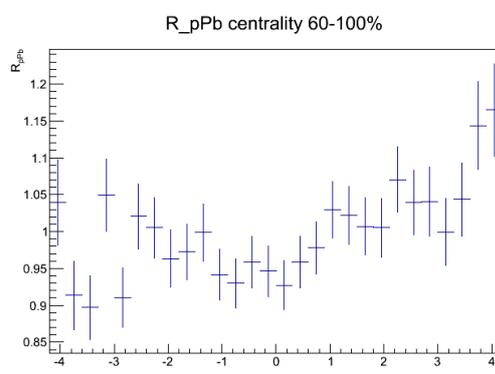


図 19:  $R_{pPb}(y)$  中心衝突度 60-100

全体の傾向として、 $y < 0$  の方向に進むほど  $J/\psi$  の強い抑制が見られる。

## 5 考察・結論

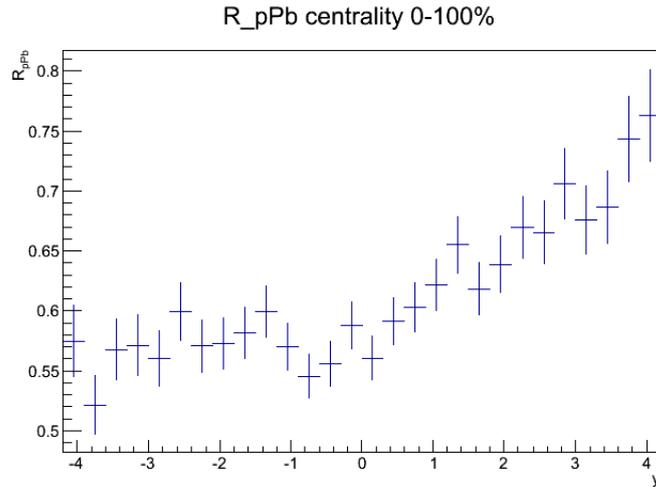


図 20:  $R_{pPb}(y)$  衝突中心度 0-100

本論文のシミュレーションでは、陽子の  $x$  を  $x_1$ 、鉛原子核の  $x$  を  $x_2$  として、次のように定義される。

$$x_1 \equiv \sqrt{\frac{M^2 + P_T^2}{s}} \exp(-y) \quad (15)$$

$$x_2 \equiv \sqrt{\frac{M^2 + P_T^2}{s}} \exp(+y) \quad (16)$$

すなわち、 $y < 0$  の方向に進むほど、陽子の大きい  $x$  と、鉛原子核の小さい  $x$  が支配的になる。このことから、 $y < 0$  の領域で生成される  $J/\psi$  は、原子核起源のグルーオンから生成されたものが大半であるといえる。本研究では、 $y < 0$  の方向に進むほど  $J/\psi$  の抑制が強く見られるという結果になった。これは、 $x$  が小さくなるほど、原子核中の陽子は、陽子単体の場合と比べ、グルーオン密度が低くなっていることを意味している。

さらに、本研究の結果より、LHC エネルギー領域において EKS モデルが適用できると仮定したとき、全衝突中心度、全ラピディティ領域の平均で、60%程度の  $J/\psi$  抑制が起こり、中心衝突になるほど抑制は強く、衝突中心度 60-100%では抑制はほとんど見られないと予想される。

そのため、実験データが本論文の予想と大きく異なるものであるならば、新たな原子核効果モデルの考案が必要となる。

## 6 今後の課題

実際の実験において、 $J/\psi$  の抑制を調べるためには、 $J/\psi$  の生成量を正確に測定する必要がある。しかし、 $J/\psi$  を直接測定することはできないため、 $J/\psi$  から崩壊した電子・陽電子対や  $\mu^+ \cdot \mu^-$  粒子対をもとに、その生成量を調べるしかない。そのためには、検出された電子・ $\mu$  粒子のうち、 $J/\psi$  起源のものを同定し、さらに検出器の検出効率も考慮せねばならないため、精度のよい  $J/\psi$  抑制の測定は容易ではない。我々は、検出器の性能、データ解析技術の更なる向上を目指さねばならない。

また、グルーオンシャドウイングを始めとする原子核効果の詳細な理解は未だ得られておらず、それを説明するモデルも複数存在しているのが現状である。これらについて統一的な見解が得られるには、さらなる理論と実験の比較検証が不可欠である。

## 参考文献

- [1] M.Bleidenbach et al.: Phys.ReV.Lett.,23(1969)935
- [2] Particle Data Group: Review of Particle Physics,37(2011)207
- [3] HERA CombinedResults :  
*[https://www.desy.de/h1zeus/combined\\_results/index.php?do=proton\\_structure](https://www.desy.de/h1zeus/combined_results/index.php?do=proton_structure)*
- [4] Seely,J: Phys.ReV.Lett.103.202301
- [5] PHENIX Collaboration: Phys.ReV.C 77.024912(2008)
- [6] K.J.Eskola,V.J.Kolhinen,R.Vogt:Nuclear Physics A 696(2001)729-746
- [7] ALICE Collaboration: Physics Letter.B704(2011)442-455.
- [8] R.Vogt and Physics Department,University of California at Davis :  
hep-ph:1003.3497 ,p6 ,Table2
- [9] F.Bossù et al.: arXiv:1103.2394
- [10] S.Grigoryan:ALICE PWG3-Muon Meeting slide, Oct 5th 2011

## 謝辞

本論文の執筆にあたり、お世話になりました広島大学クォーク物理学研究室の皆様にご感謝いたします。

教授の杉立先生には、指導教官として、研究内容についてはもちろんのこと、研究活動をするうえでの心構えに至るまで、多岐に渡りご指導をいただきました。

準教授の志垣先生には、研究テーマについて何度も相談に乗っていただきました。

助教の本間先生は、論文の内容を細かくチェックしてくださり、的確なアドバイスをしてくださいました。

博士課程後期中宮さん・来島さんは、論文を書く上で必要な参考文献の紹介、テーマについての理論的な質問等、様々な点でお世話になりました。

同じく博士課程後期の坂口さん、博士課程前期の尾林さん・翠さん・星野さん・八野さんには、プログラミング、シミュレーション方法、解析ソフトの使い方など、解らないことがあれば、いつでも丁寧に教えていただきました。

本論文を完成させることができたのは、クォーク物理学研究室の皆様のおかげです。ありがとうございました。