

LHC–ALICE 実験の初期成果

広島大学大学院理学研究科

志垣 賢太

shigaki@hiroshima-u.ac.jp

筑波大学大学院数理物質科学研究科

中條 達也

chujo.tatsuya.fw@u.tsukuba.ac.jp

東京大学大学院理学系研究科附属原子核科学研究センター

郡司 卓

gunji@cns.s.u-tokyo.ac.jp

2013 年 (平成 25 年) 5 月 10 日

1 はじめに

1.1 高エネルギー原子核衝突

通常はハドロン中に閉込められ単独で存在し得ないクォークは、宇宙開闢後約 $10 \mu\text{sec}$ の間に存在した数百 MeV の高温により閉込めから解放され、クォーク・グルーオン・プラズマ (QGP) 相と呼ばれる素粒子多体系を生成する。高エネルギー原子核衝突によって同相を生成し、極限状態の量子色力学、強い相互作用の場が支配する非閉込めクォークの挙動、高温クォーク物質の性質、カイラル対称性の自発的破れに伴うハドロン質量発現機構など、多くの興味深い物理に実験的に迫る試みが、1980 年代から精力的に追求され、米国ブルックヘブン国立研究所で 2000 年に稼働開始した RHIC 加速器によって、QGP 相の生成がついに確かなものとなった。世界最高エネルギーのハドロン衝突を実現する CERN–LHC 加速器もまた、新世代の原子核衝突施設としての一面を併せ持つ。

1.2 LHC 加速器 ALICE 実験

LHC では陽子相互 ($p+p$) 衝突と並行して原子核衝突プログラムを推進している。RHIC 以上に高温の QGP 相を安定かつ大量に生成し、より詳細な性質探求を目的とする。ALICE 実験は同加速器において原子核衝突の物理に特化した唯一の実験であり、2013 年 5 月現在で 36 カ国 132 研究機関から約 1,200 名の共同研究者が参

加している [1, 2]。図 1 に ALICE 検出器の概略図を示す [2, 3]。日本からは広島大学、筑波大学、東京大学の 3 機関が正式参加し、理化学研究所が準参加機関となっている [4]。図 1 の検出器群のうち、広島大学は高精度光子検出器 PHOS¹、筑波大学はジェット対測定を主目的とする DCAL²、東京大学は電子識別のための TRD 検出器を中心に開発、建設、運用などに参画している。

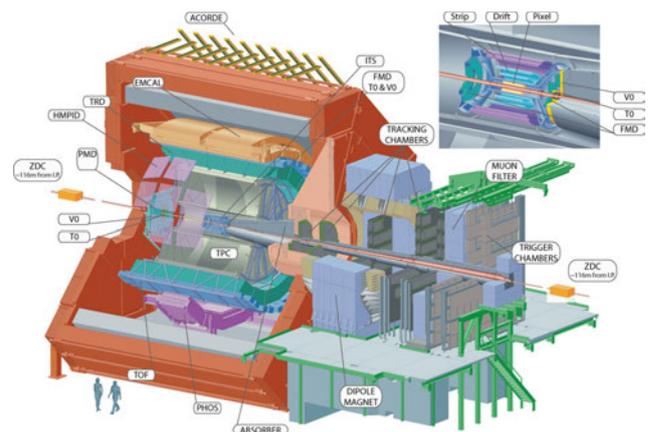


図 1: ALICE 検出器概略図 [2, 3]。

2009 年 11 月の初衝突に始まり 2013 年 2 月に完了した LHC 第一次運転で実現した衝突運転を、ALICE が収集した積分輝度とともに表 1 に示す。LHC におけるハドロン衝突実験は未知のエネルギー領域であるため、原子核相互 (A+A) 衝突と同じ核子対あたり重心系衝

¹PHOTon Spectrometer

²Di-jet CALorimeter

表 1: LHC 第一次運転における衝突系と積分輝度。

年	衝突系	(核子対あたり) 重心系エネルギー	積分輝度
2009	$p+p$	0.90 TeV	0.14 nb^{-1}
	$p+p$	2.36 TeV	
2010	$p+p$	7.00 TeV	8 nb^{-1}
	Pb+Pb	2.76 TeV	$10 \mu\text{b}^{-1}$
2011	$p+p$	7.00 TeV	5 pb^{-1}
	$p+p$	2.76 TeV	1.3 nb^{-1}
	Pb+Pb	2.76 TeV	$143 \mu\text{b}^{-1}$
2012	$p+p$	8.00 TeV	10 pb^{-1}
2013	$p+\text{Pb}$	5.02 TeV	32 nb^{-1}
	$p+p$	2.76 TeV	122 nb^{-1}

突エネルギー ($\sqrt{s_{NN}}$) での $p+p$ 衝突や、高エネルギー原子核の初期状態効果や通常原子核物質の効果などを見積る比較対照実験としての $p+A$ 衝突も、原子核衝突事象を理解する上で極めて重要なデータである。

2 高温パートン物質の生成

LHC のエネルギー領域では RHIC よりもさらに高温、大容積、長寿命の高温相が生成され、QGP 相の性質探究に好適な条件が明らかとなった。

2.1 生成粒子密度とエネルギー密度

高エネルギー原子核衝突により生成する高温相の到達エネルギー密度は、単位ラピディティあたりに放出される横方向エネルギーから推定可能である。 $p+p$ 衝突と A+A 衝突における荷電粒子のラピディティ密度を $\sqrt{s_{NN}}$ の関数として図 2 に示す。RHIC 稼働時には、観測された生成粒子密度が事前の理論予想の多くを下回ったが、LHC では $\sqrt{s_{NN}} = 2.76 \text{ TeV}$ の Pb+Pb 衝突で荷電粒子密度 $dN_{\text{charged}}/d\eta = 1,580 \pm 80$ (系統) と、平均的理論予想を上回る結果を得た [5]。A+A 衝突における生成粒子密度の $\sqrt{s_{NN}}$ 依存性は $p+p$ 衝突よりも急峻であり、高エネルギー原子核衝突反応における粒子生成機構への知見も期待される。さらに、単位ラピディティあたりの横方向エネルギーから単純な一次元膨張描像 [6] を用いて到達エネルギー密度 ϵ を推定すると、熱化時間 τ を用いて $\epsilon\tau \sim 16 \text{ GeV}/\text{fm}^2$ となり、これは RHIC で得られた値の約 3 倍にあたる。LHC のエネルギー領域では熱化時間がより短いと期待され、エネルギー密度はさらに高いことになる。

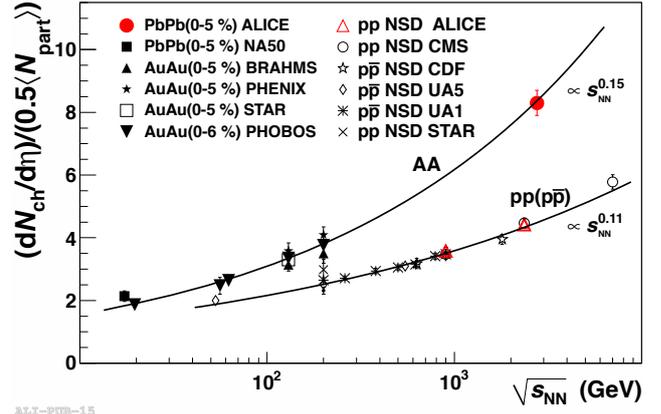


図 2: $p+p$ 衝突と A+A 衝突における荷電粒子ラピディティ密度 [5]。横軸は核子対あたり重心系衝突エネルギー。

2.2 初期到達温度

RHIC において日本グループが米国などとともに主導する PHENIX 実験では、仮想光子を用いて低横運動量領域の光子の間接測定を行い、 $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ の Au+Au 衝突において平均勾配 221 ± 19 (統計) ± 19 (系統) MeV の余剰成分を検出した [7]。この成分が熱輻射とすると、平均勾配は初期到達温度の下限値と考えられる。複数の流体模型計算による初期温度推定は 300 – 600 MeV の範囲を示す [8]。ALICE では実光子の電子対転換を用いた直接測定を行い、図 3 に示すように、 $\sqrt{s_{NN}} = 2.76 \text{ TeV}$ の Pb+Pb 衝突において、熱輻射と考えられる余剰成分を横運動量 2 GeV/c 以下の領域に検出し、平均勾配 $304 \pm 51 \text{ MeV}$ を得た [9]。すなわち RHIC を超える高温状態の実現が示唆される。

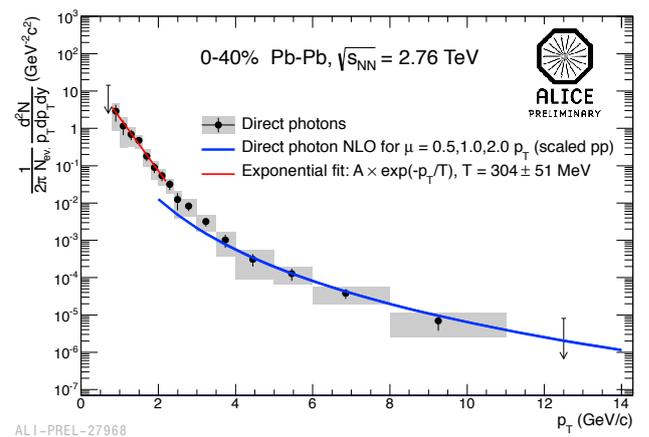


図 3: $\sqrt{s_{NN}} = 2.76 \text{ TeV}$ Pb+Pb 衝突における生成光子の横運動量スペクトル [9]。

2.3 生成高温相の大きさと寿命

生成高温相の空間的な大きさや寿命は、HBT 相関と呼ばれる量子効果の測定により推定可能である。ALICE では $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV の Pb+Pb 衝突において粒子放出源の容積として ~ 300 fm³、寿命として ~ 10 fm の値を得た [10]。各々 RHIC での結果と比較して約 2 倍と 20 – 30% 増にあたる。

3 パートンの集団運動

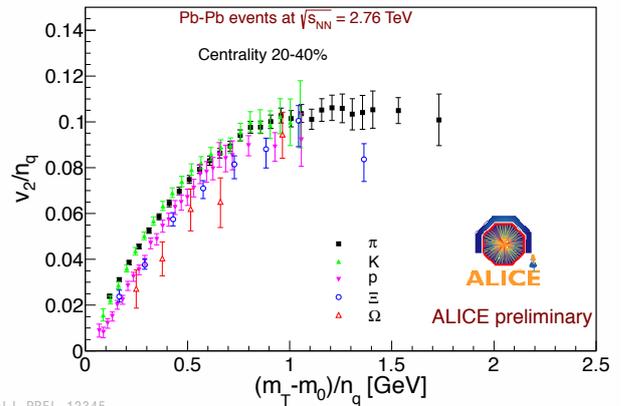
3.1 等方的膨張

高エネルギー原子核衝突で生成された高温パートン物質は、時間とともに発展し、局所的熱平衡状態からハドロン化、化学的凍結や運動学的凍結を経て終状態に到る。その時間スケールは数 10 fm/c と短く、系は急激に膨張し、温度が低下する。この時空発展過程における系の等方的膨張速度 (β_T 、ハドロンの質量に依存しない共通速度場の大きさ) や、運動学的凍結温度を、識別された粒子 (たとえば π 中間子、 K 中間子、陽子など) の横運動量分布を用いて決定可能である [11]。LHC で測定された平均横方向膨張速度 ($\langle\beta_T\rangle$) は中心衝突で約 $0.65c$ である [12, 13]。これは RHIC における値 [14, 15] の約 10% 増にあたり、LHC 原子核衝突におけるより大きな膨張速度場の生成を示す。

3.2 楕円方位角異方性

原子核衝突では、等方的な膨張に加えて、非等方的な膨張も生成される。高エネルギー原子核衝突においては、衝突に関与した原子核中の核子³と関与しなかった核子⁴が明確に分離できるという特徴がある。衝突関与と核子の横方向空間分布は、衝突径数が小さく衝突関与と核子の多い中心衝突ではほぼ円形、衝突径数が大きく衝突関与と核子の少ない周辺衝突では楕円形になる。非中心衝突で衝突関与部の初期形状が楕円であることを用いて、QGP 物性に関する多くの情報が得られる。楕円の短軸方向では長軸方向に比べて圧力勾配が大きくなるため、短軸方向により多くの高横運動量粒子が分布する。すなわち衝突初期の空間的異方性が、運動量空間の異方性に転化する。この生成粒子の偏りを方位角異方性といい、その楕円 (二次) 成分を v_2 で表す。RHIC における測定では大きな方位角異方性が驚きを持って迎えられた [16, 17]。LHC エネルギーにおいても同様に大きな異方性が見られる [18]。図 4 に様々な粒子種に対する v_2 の測定結果を示す [19]。縦軸は v_2 を構成クォーク数で

割った値、横軸は横運動エネルギーを構成クォーク数で割った値である。RHIC においては、この構成クォーク数による規格化により、どの粒子も同じ曲線上に乗ることが発見され、クォーク数スケーリングと呼ばれる。これは v_2 の起源がハドロンレベルではなく、パートンレベルで発展していることを示唆し、QGP 生成の証拠の一つと見なされてきた。一方、LHC においては、図 4 に見られるように、そのスケーリング則に若干の不完全性が現れる。その原因の一つとして、大きな等方的膨張のために陽子などの重い粒子はより強く動径方向にブーストされている可能性があり、ハドロン相互作用の重要性が指摘されている。



ALI-PREL-12345

図 4: 二次の方位角異方性 (v_2) の不完全なクォーク数スケーリング [19]。衝突中心度 (centrality) 20 – 40% とは、最中心衝突を 0%, 最周辺衝突を 100% とし、衝突反応の非弾性散乱断面積のうち中心衝突側から 20% 以上 40% 以下の範囲を表す。

3.3 高次方位角異方性

方位角異方性は、生成物質のずれ粘性エントロピー密度比 (η/s) などの物性量に敏感である点でも重要である。RHIC/LHC における QGP の重要な性質の一つとして、当初予想されていたような気体的に弱く相互作用するプラズマではなく、強く相互作用する「強相関 QGP」であることが分かった [20]。すなわち、実験で得られた大きな v_2 を説明するためには、パートン間相互作用断面積が大きくなければならず、QGP の平均自由行程 λ が系の大きさより十分小さい強相関系の描像を得る。 η/s は、粒子の平均運動量と λ の積で近似できるので、 $\lambda \rightarrow 0$ の極限では量子統計 (不確定性原理) で許される下限値の $1/4\pi$ に近づく。観測された QGP の η/s は既知の物質のうち最小である。

QGP の η/s をより高精度で決定するために、楕円 (二次) 異方性に加えて、より高次の方位角異方性を調べる重要性が重要になってきている。図 5 に ALICE が

³participant nucleons

⁴spectator nucleons

測定した荷電粒子の二次から五次までの高次方位角異方性を示す [21]。 v_2 , v_3 に関して, 異なる η/s での流体力学計算を併せて示す。高エネルギー原子核特有の初期状態を考慮しない通常原子核の描像に基づくグラウバー初期条件では, $\eta/s = 0.08$ で v_3 の実験データは再現するが, v_2 のデータは再現しない。今後, η/s のより精度よい決定のためには, 初期条件も含めた系統的理解が必要である。

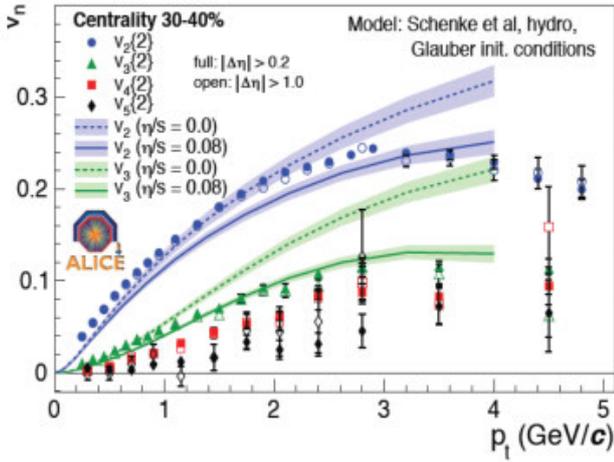
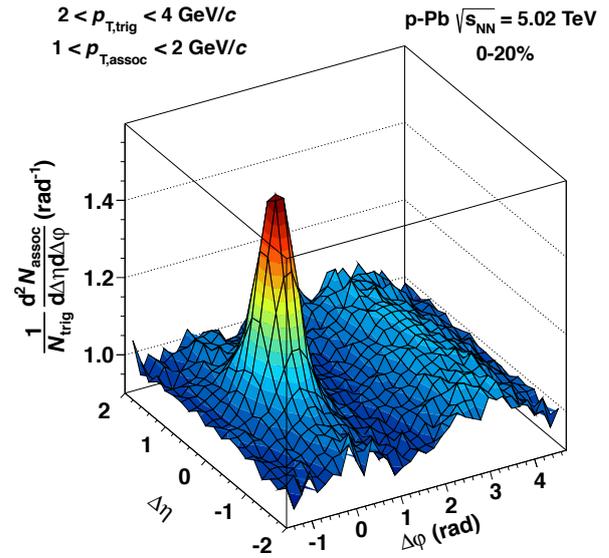


図 5: 荷電粒子の高次方位角異方性 (v_n , $n = 2, 3, 4, 5$) [21]。

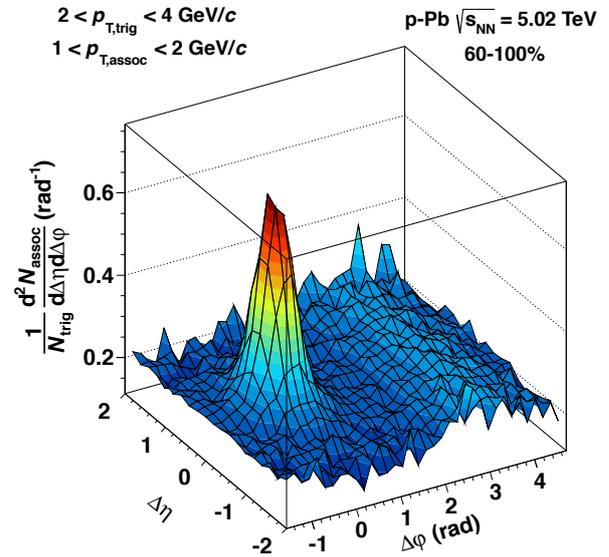
3.4 二粒子相関

パートンの集団運動は, 二粒子相関によっても測定可能である。同一事象で生成した二つの荷電粒子の方位角の差 $\Delta\phi$ と偽ラピディティの差 $\Delta\eta$ を用いて, トリガ粒子あたりの生成粒子数⁵ を測定する。 $p+p$ 衝突では, ジェット生成による特徴的な二粒子相関分布, すなわち $\Delta\phi \sim 0$ 付近のピークと反跳ジェットによる $\Delta\phi \sim \pi$ 付近のピークが現れる。近年, RHIC [22] や LHC の原子核中心衝突 [23] に加えて, LHC での $p+p$ [24] および $p+Pb$ [25, 26] 衝突の高粒子多重度事象においても, $\Delta\phi \sim 0$ における $\Delta\eta$ 方向の長距離相関が観測された。この現象をリッジ (尾根) と呼ぶ。図 6 は $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV の $p+Pb$ 衝突における二つの荷電粒子間の $\Delta\phi - \Delta\eta$ 相関分布である [26]。上が中心衝突, 下が周辺衝突を示す。中心衝突 (すなわち高粒子多重度事象) において, $\Delta\phi \sim 0$ におけるリッジの存在が分かる。リッジの起源についてはまだ不明な点が多いが, ビーム軸方向のカラーチューブ生成, 多重パートン散乱, あるいは高い粒子多重度によって形成される集団運動的なものなど, 様々な可能性が提唱されている [26]。

⁵associated particle



ALI-PUB-46228



ALI-PUB-46224

図 6: $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV の $p+Pb$ 衝突における二つの荷電粒子の方位角 ($\Delta\phi$) - 偽ラピディティ ($\Delta\eta$) 相関分布 [26]。上は中心衝突, 下は周辺衝突。

4 パートンのエネルギー損失

高エネルギー原子核衝突で生成される高温・高エネルギー密度物質の性質, 特に QGP 物質の輸送係数や QGP 中でのパートンのエネルギー損失機構を調べるには, 衝突初期に生じる強散乱⁶パートンが有効なプローブとなる。生成された物質中をパートンが通過する際に, 通過物質の性質を強く反映するためである。強散乱パートンが QGP 中を通過すると, QGP 中のグルーオン密度 (dN_g/dy) に比例したグルーオン放射による, パートンのエネルギー損失が理論的に期待される。

またこれらのパートンの多くは, 終状態において高

⁶hard scattering

い横運動量 (p_T) を持つハドロンの束 (ジェット) として実験的に測定される。従って、A+A 衝突と $p+p$ 衝突でのジェットの収量やエネルギー分布の比較により、QGP の性質が分かる。パートンがエネルギーを失うと、それに伴い高横運動量ジェットの収量も減少する。これをジェット抑制効果⁷と呼ぶ。ここでは、ジェット抑制効果とパートンのエネルギー損失に関する実験結果を報告する。

4.1 高横運動量粒子の抑制

ジェットは高横運動量のハドロンの束であるので、高横運動量のハドロンの生成量を調べることで、ジェット抑制効果を間接的に調べることができる。ここで原子核変貌因子⁸ R_{AA} を以下の量で定義する。

$$R_{AA}(p_T) = \frac{d^2 N_{AA}/dp_T dy}{\langle N_{coll} \rangle \times d^2 N_{pp}/dp_T dy} \quad (1)$$

ここで N_{coll} は核子間二体衝突数であり、 R_{AA} は A+A 衝突における収量を核子対衝突あたりに規格化した上で、 $p+p$ 衝突における収量で割ることで、原子核による効果を見る量である。

一般にパートンの強散乱は、 $p_T \sim 2 \text{ GeV}/c$ 以上の領域で支配的と考えられる。従って、もし A+A 衝突における収量変化がなければ、高横運動量領域で $R_{AA} = 1$ となり、 $p+p$ 衝突の収量の単なる重合せで記述できる。一方、収量の抑制 (あるいは増加) があれば、 $R_{AA} < 1$ (> 1) となる。図 7 に ALICE で測定された $\sqrt{s_{NN}} = 2.76 \text{ TeV}$ の Pb+Pb 中心衝突における様々な粒子の R_{AA} を示す [27, 28]。強散乱が支配的になる高い横運動領域で収量の強い抑制が見られる。 $p_T > 8 \text{ GeV}$ においては、粒子の種類に依存しないほぼ一定の R_{AA} であることがわ

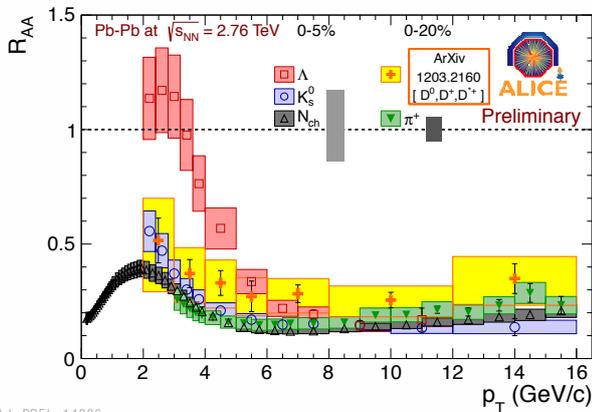
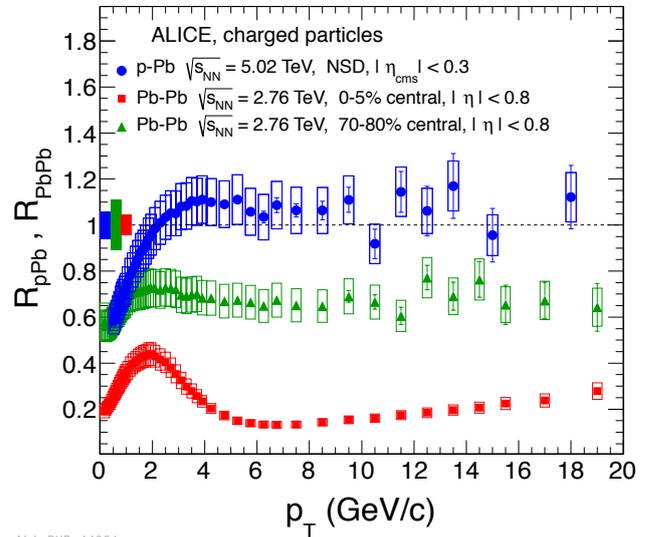


図 7: 全荷電粒子, π^\pm , K^0 , Λ^0 , D の原子核変貌因子 R_{AA} [27, 28]。

⁷jet quenching effect

⁸nuclear modification factor

かる。一方で、2 から $5 \text{ GeV}/c$ の領域では、中間子とバリオンで大きく異なる R_{AA} を示す。この違いは RHIC を用いた実験でも観測されており [14, 29]、クォーク再結合モデルを取入れることで自然に解釈できる [30]。また、 D 中間子など重クォークを含む中間子の R_{AA} も、他のハドロンの同様に高い運動量領域で強い収量抑制を示す。軽い u, d, s クォーク同様に、 c クォークも強い抑制を受けることが分かってきた [28]。一方、図 8 に示すように、 $p+Pb$ 衝突での R_{AA} は高い運動量領域では約 1 の値を示し、収量抑制は見られない [31]。このことから、Pb+Pb 中心衝突でみられた強い収量抑制効果は、初期状態による抑制ではなく、衝突後の効果 (例えば高温パートン物質中でのグルーオン放射) であることが分かる。



ALICE-PUB-44351

図 8: $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ TeV}$ の $p+Pb$ 衝突における荷電粒子の原子核変貌因子 R_{AA} [31]。比較のため、Pb+Pb 衝突における R_{AA} も示す。

4.2 ジェットの抑制

LHC のエネルギー領域では、RHIC エネルギーと比較して多くのジェットが生成されるため、ジェットの直接測定によるパートンのエネルギー損失などの研究が可能である。図 9 に、荷電粒子と中性粒子から再構成したジェットの R_{AA} を示す。ジェットの横運動量が $30 \text{ GeV}/c$ 付近では $R_{AA} \sim 0.2$ であり、横運動量の増加とともに R_{AA} も増加し、 $100 \text{ GeV}/c$ 付近では $R_{AA} \sim 0.5$ のほぼ一定値を示す [32]。この結果は荷電粒子の測定結果と無矛盾である。 $p_T \sim 10$ から $40 \text{ GeV}/c$ 付近での R_{AA} の増加傾向は、 $p+p$ 衝突での横運動量分布の傾きが横運動量増加に伴い緩やかとなる影響、また $p_T \sim 40$ から $100 \text{ GeV}/c$ 付近での $R_{AA} \sim 0.5$ については、ジェッ

トの突抜け⁹効果などが考えられる。今後 ALICE では、ATLAS や CMS では測定が困難な、ジェットと低横運動量粒子との相関測定など、ジェットを基軸とした QGP 媒質応答の研究進展を見込む。

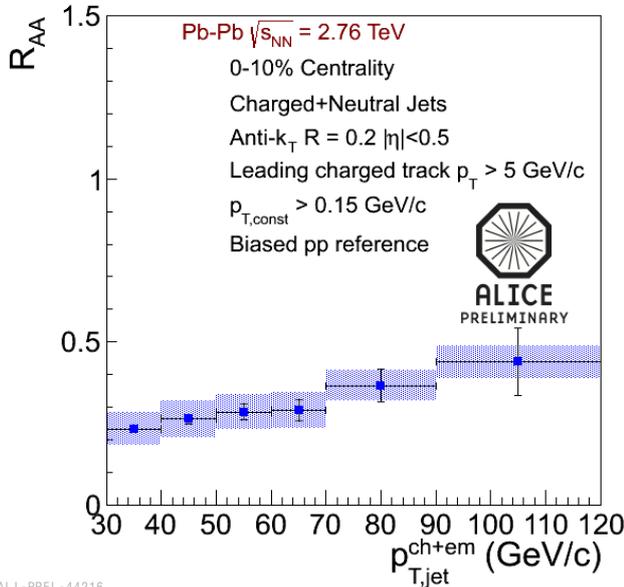


図 9: $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV の Pb+Pb 衝突におけるジェットの原子核変貌因子 R_{AA} [32]。

5 色荷遮蔽とクォーク再結合

5.1 クォークコニア測定の意義

クォークコニアは、重いクォークと同種の反クォークが束縛した中間子 ($c\bar{c}$, $b\bar{b}$) である。高エネルギー原子核衝突におけるクォークコニアの収量抑制は、高温クォーク物質生成の直接的な信号として理論的に提案された [33]。高温クォーク物質中では、クォークと反クォークの間の色荷遮蔽効果によって、束縛状態を形成し難い。束縛状態が消失する温度や密度はクォークコニアの束縛エネルギーや半径に依存し、様々な格子 QCD 計算や有効ポテンシャル計算を総合すると、 J/ψ の融解温度はクォーク物質へ相転移を起す臨界温度 (T_c) の 1.4 – 2 倍程度、その励起状態は 1.2 倍程度、 $\Upsilon(1S)$ は 2 – 4 倍程度、 $\Upsilon(2S, 3S)$ は 1.5 – 2 倍程度と考えられる [34]。

高エネルギー原子核衝突におけるクォークコニア生成は上記以上に複雑である。重クォークはおもに衝突直後の 2 グルーオン融合過程によって生成されるため、その生成は核子内のグルーオン分布に強く依存する。Bjorken x の小さな領域では、核子内グルーオンの多重発生と融合反応により、グルーオン分布の飽和が予想される (原子核効果)。クォークコニア生成後には、他の核子との衝

突過程、クォーク物質中の熱的グルーオンとの動的衝突過程がある。さらに、これらと競合する過程として、異なる核子衝突から作られる重クォーク (特に c クォーク) 同士の再結合によるクォークコニア生成がある。再結合確率は $N_{c\bar{c}}/N_{\text{charged}}$ にほぼ比例し、高エネルギーになるほど重クォークの生成断面積が相対的に大きくなるので、RHIC や LHC のエネルギー領域ではこの再結合過程が無視できない。

原子核効果や色荷遮蔽効果、再結合を検証するには、様々なクォークコニアの収量の衝突中心度、横運動量、ラピディティ依存性や方位角依存性の、様々な衝突エネルギー (SPS, RHIC, LHC) や衝突核種 ($p+p$, $p+A$, $A+A$) での系統的な測定が必要である。

5.2 RHIC での成果と LHC の意義

RHIC-PHENIX では、様々な衝突核種に対してクォークコニアの収量測定を行ってきた [35]。Au+Au 衝突における J/ψ の原子核変貌因子 R_{AA} は、中央ラピディティ ($|y| \leq 0.35$) よりも前方ラピディティ ($1.2 \leq |y| \leq 2.4$) の方がより小さい。 J/ψ の再結合が中央ラピディティで大きいとするのが一つの解釈であるが [36]、高温クォーク物質中での χ_c と ψ' の融解によるフィードダウン J/ψ の減少と直接生成 J/ψ の融解が前方と中央ラピディティで同程度存在するのに加え、前方ラピディティ (より小さな x) ではグルーオン遮蔽やグルーオン飽和などの原子核効果による収量抑制がより強いとの主張もある [37, 38]。後者の計算では J/ψ の融解温度を $2 T_c$ とすることで再結合過程なしに実験データを説明する。

LHC では、重クォーク生成の断面積が格段に大きくなり、RHIC では統計が少ない Υ を高統計で測定できる。 J/ψ に対しては、色荷遮蔽による抑制は強いものの、再結合による効果がそれを凌駕すると考えられているが、前節で述べたように物理解釈は一意でない。 b クォークの再結合は少ないと考えられ、 Υ の測定は色荷遮蔽効果の検証に重要である。特に $\Upsilon(2S)$ と J/ψ は束縛エネルギーが近く、同時比較は非常に有意義である。

5.3 クォークコニア測定と結果

ALICE では、中央ラピディティ ($|y| \leq 0.8$) では電子対崩壊を通じて、前方ラピディティ ($2.5 \leq |y| \leq 4$) ではミューオン対崩壊を通じて、クォークコニアを測定する。LHC において J/ψ を低横運動量から測定可能なのは ALICE だけである。2011 年の Pb+Pb 衝突では、中央ラピディティでは 4 千個の J/ψ を、前方ラピディティでは J/ψ 測定に特化したミューオン対トリガーを用いて 4

⁹punch through

万個近い J/ψ を、各々測定した。また $\Upsilon(1S+2S+3S)$ は、前方ラピディティで 150 個程度を検出している。

Pb+Pb 衝突における全 J/ψ の R_{AA} の粒子多重度依存性を、図 10 に示す [39]。Au+Au 衝突における RHIC-PHENIX の結果と比較すると、ALICE では、中心衝突で PHENIX のように強い J/ψ の収量抑制は観測されない。また、PHENIX と同様に、 J/ψ の抑制は前方ラピディティの方が強い。LHC でより高温のクォーク物質が生成されていることから、色荷遮蔽による大きな抑制を凌駕する J/ψ 再結合効果が支配的と解釈するのが自然である。

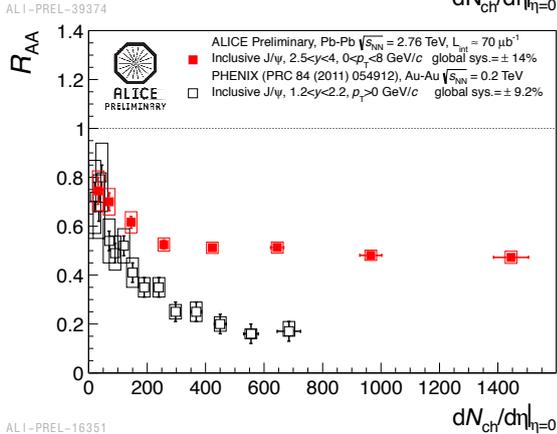
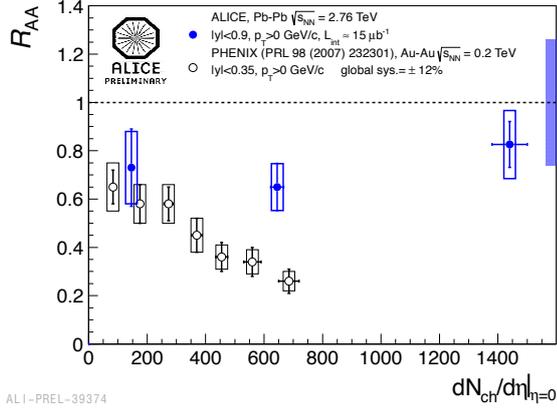


図 10: (上): 中央ラピディティにおける J/ψ の原子核変貌因子 R_{AA} の生成粒子多重度依存性。(下): 前方ラピディティにおける J/ψ の R_{AA} の生成粒子多重度依存性。Closed symbol は ALICE [39], open symbol は PHENIX [35] の結果。

図 11 に、前方ラピディティにおける、低横運動量と高横運動量の J/ψ の R_{AA} の衝突関与核子数依存性を示す。低横運動量の方が収量抑制が弱いことが分かる。クォーク物質の時空発展、 c クォークのクォーク物質中での振舞や物質中でのクォークコニアのスペクトル関数を取入れた理論模型によると、低横運動量では再結合の効果が顕著であり、高横運動量では再結合の効果はほとんどない。これは、 c クォーク生成は低横運動量が支配的であるため、再結合で生成される J/ψ も低横運動量を持ちやすいことによる。

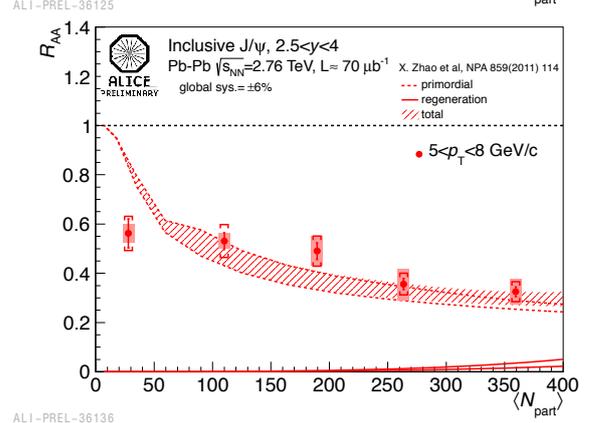
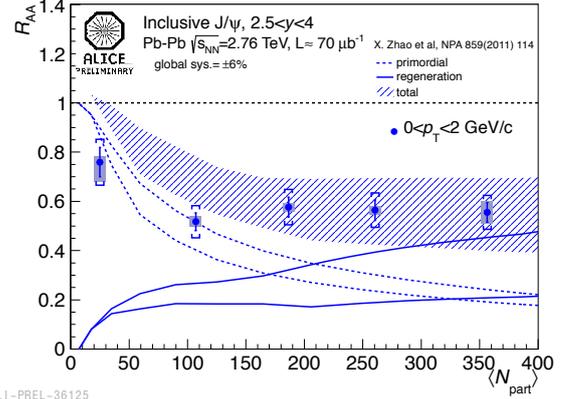


図 11: (上) 前方ラピディティでの低横運動量 ($0 \leq p_T \leq 2 \text{ GeV}/c$) J/ψ の R_{AA} と理論模型計算。(下) 前方ラピディティでの高横運動量 ($5 \leq p_T \leq 8 \text{ GeV}/c$) J/ψ の R_{AA} と理論模型計算。実線は再結合による寄与、破線は色荷遮蔽効果による抑制、ハッチは両者の合計 [39, 40]。

ALICE では、 J/ψ の方位角異方性の横運動量依存性も測定した [41]。中間横運動量 ($p_T \sim 2 \text{ GeV}/c$) では 10% の v_2 を持ち、高横運動量 ($p_T \sim 7 \text{ GeV}/c$) では 0% と無矛盾である。重クォークが大きな v_2 を持つため、再結合で作られる J/ψ も大きな v_2 を持つ。色荷遮蔽効果による異方性は小さいとされているので、この傾向からも R_{AA} の横運動量依存性と同様の結論に至る。

ALICE では J/ψ のほかにも ψ' や Υ の測定が進行中である。 Υ 抑制に関する結果は CMS が報告しており、中心衝突における R_{AA} は $\Upsilon(1S)$ で 0.4, $\Upsilon(2S)$ で 0.1, $\Upsilon(3S)$ は 0.03 程度と、融解温度に応じた抑制を示している [42]。ALICE では、これまで J/ψ に特化した測定を進めてきたが、2015 年以降は、トリガ閾値を高くすることで Υ の高統計測定を可能とする。

ALICE でのクォークコニア測定により、RHIC では決着の付かなかった再結合の寄与が明確になった。再結合が支配的な低横運動量 J/ψ の測定から、現在の大きな不定性である c クォークの生成断面積や c クォークの物質中での振舞 (輸送特性、緩和時間) の理解が進む。高横運動量 J/ψ や Υ の測定の進展は、クォークコニア

のクォーク物質中での対相関やスペクトル関数の変調の理解、クォーク物質の性質解明への足掛りとして重要である。LHC の初期結果より、クォーク物質中におけるクォークの振舞の総合的理解や、それを通じたクォーク物質の物性研究への進展が期待される。

6 まとめと展望

ALICE は、多くの測定量を系統的に測定し、LHC エネルギーにおける高温クォーク物質の研究を進めている。最初の 3 年の原子核衝突を通じて、RHIC を凌駕する高エネルギー密度、高温、大容積、長寿命を持つクォーク物質の生成を確認した。ALICE では、RHIC に比べて格段に大きな生成断面積をもつ強散乱過程（高横運動量ハドロン、ジェット、重クォーク）を通じたクォーク物質の物性研究に新展開をもたらしている。クォーク測定からは、LHC エネルギーで c クォークと \bar{c} クォークの再結合による収量増大を示唆する結果を得た。これらの結果や今後期待されるクォークの集団運動の系統的測定、 $\Upsilon(1S + 2S + 3S)$ の測定や、重クォーク（特に低横運動量側）の高精度測定を通じて、色荷遮蔽効果と再結合の定量的理解やクォーク物質の物性の理解が進む。また、ALICE では、楕円（二次）方位角異方性以外にも、高次の方位角異方性の系統的高精度測定により、衝突初期の衝突核子やグルーオン分布の位相空間における揺らぎと時空発展を通じた、クォーク物質の物性研究を先導している。今後は、このような高次方位角異方性測定を、稀粒子へも拡大して研究を進める。

LHC では、最高エネルギー（ $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$ TeV）での A+A 衝突を 2015 年以降に予定する。ALICE は、2013 – 2015 年の LHC 運転停止期間中に、大立体角電磁カロリメータ EMCAL と対をなす新たな電磁カロリメータ DCAL（筑波大学）を建設する。隣接する高精度光子検出器 PHOS（広島大学）とともに、ジェット対、ジェット-ハドロン相関、ジェット-光子相関測定といったジェットを軸にした測定を進める。また、TRD 検出器の建設もこの期間中に完遂する（東京大学）。

さらに、ALICE は 2018 年を目処に大規模な高度化計画を遂行する [43, 44]。衝突点近傍飛跡検出器系 ITS¹⁰ の最内層にシリコンピクセル検出器 2 層を新たに建設するほか、現在のピクセル 2 層、ドリフト 2 層、ストリップ 2 層を、ピクセル 6 層またはピクセル 2 層とストリップ 4 層に置換える計画である [43]。この ITS の高度化により、チャームバリオンなどを含めて、より高精度の重クォーク測定が可能となる。ALICE の主飛跡検出器である世界最大の TPC 検出器も高度化を予定する。現在は、ゲーティンググリッドの動作や読出データ

量とその転送バンド幅によって、500 Hz – 3.5 kHz のデータ取得が限界である。TPC の高度化は、50 kHz の Pb+Pb 衝突に対して連続運転を可能とするもので、信号増幅部に従来のワイヤーではなく高レート耐性やイオンの漏出抑制に優れたガス電子増幅器（GEM）を用いる [44]。現在、GEM 検出器の開発研究、大型 GEM の開発や読出系の開発を進めている（東京大学）。また、他の各検出器やデータ収集系も 50 kHz の Pb+Pb 衝突に対応すべく読出しの高速化を進めている。

2018 年以降は、Pb+Pb 衝突事象をこれまでの 100 倍の速度となる 50 kHz の最小バイアストリガで収集する。ATLAS や CMS が多重トリガを駆使して興味ある事象のみを選択するのは異なる方向性である。すべての事象を余すところなく取得し、クォーク物質の研究に有益なできるだけ多くの測定量を高精度で計測する。特に、広い横運動量領域での高次方位角異方性やレプトン対（仮想熱的光子、強磁場からの電子対 [45]、熱的電子対、クォークコニア）の高精度測定、重クォークやジェットと光子の高精度測定を進め、衝突直後の非平衡な色場の動力学や系の動的時空発展、強結合 QGP の生成機構、輸送特性、ずれ粘性エントロピー密度比などの物性諸量をも、より精密に検証していく。

参考文献

- [1] <http://aliweb.cern.ch/>.
- [2] ALICE Collaboration (K. Aamodt *et al.*), JINST **3**, S08002 (2008).
- [3] Courtesy of ALICE Collaboration.
- [4] <http://alice-j.org/>.
- [5] ALICE Collaboration (K. Aamodt *et al.*), Phys. Rev. Lett. **106**, 032301 (2011).
- [6] J. D. Bjorken, Phys. Rev. D **27**, 140 (1983).
- [7] PHENIX Collaboration (A. Adare *et al.*), Phys. Rev. Lett. **104**, 132301 (2010).
- [8] PHENIX Collaboration (A. Adare *et al.*), Phys. Rev. C **81**, 034911 (2010).
- [9] ALICE Collaboration (M. Wilde *et al.*), arXiv:1210.5958 [hep-ex] (2012).
- [10] ALICE Collaboration (K. Aamodt *et al.*), Phys. Lett. **B696**, 328 (2011).
- [11] E. Schnedermann *et al.*, Phys. Rev. C **48**, 2462 (1993).

¹⁰Internal Tracking System

- [12] ALICE Collaboration (B. Abelev *et al.*), Phys. Rev. Lett. **109**, 252301 (2012).
- [13] ALICE Collaboration (B. Abelev *et al.*), arXiv:1303.0737 [hep-ex] (2013).
- [14] PHENIX Collaboration (S.S. Adler *et al.*), Phys. Rev. C **69**, 034909 (2004).
- [15] PHENIX Collaboration (S.S. Adler *et al.*), Phys. Rev. C **72**, 014903 (2005).
- [16] STAR Collaboration (K. H. Ackermann *et al.*), Phys. Rev. Lett. **86**, 402-407 (2001).
- [17] PHENIX Collaboration (S. S. Adler *et al.*), Phys. Rev. Lett. **91**, 182301 (2003).
- [18] ALICE Collaboration (K. Aamodt *et al.*), Phys. Rev. Lett. **105**, 252302 (2010).
- [19] ALICE Collaboration (Z. Yin *et al.*), Central Eur. J. Phys. **10**, 1361 (2012).
- [20] 例えば, 浜垣秀樹, 浅川正之, 日本物理学会誌 Vol. **67**, No.9 (2012).
- [21] ALICE Collaboration (K. Aamodt *et al.*), Phys. Rev. Lett. **107**, 032301 (2011).
- [22] STAR Collaboration (J. Adams *et al.*), Phys. Rev. C **73**, 064907 (2006).
- [23] ALICE Collaboration (K. Aamodt *et al.*), Phys. Lett. **B708**, 249 (2012).
- [24] CMS Collaboration (V. Khachatryan *et al.*), JHEP 1009 (2010) 091.
- [25] CMS Collaboration (S. Chatrchyan *et al.*), arXiv:1210.5482 [nucl-ex] (2012).
- [26] ALICE Collaboration (B. Abelev *et al.*), Phys. Lett. **B719** 29-41 (2013).
- [27] ALICE Collaboration (M. Ivanov *et al.*), Quark Matter 2012 proceedings, to be published in Nucl. Phys. **A**.
- [28] ALICE Collaboration (B. Abelev *et al.*), JHEP **1209**, 112 (2012).
- [29] PHENIX Collaboration (S. S. Adler *et al.*), Phys. Rev. Lett. **91**, 172301 (2003).
- [30] R. J. Fries, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **90**, 202303 (2003).
- [31] ALICE Collaboration (B. Abelev *et al.*), Phys. Rev. Lett. **110**, 082302 (2012).
- [32] ALICE Collaboration (R. Reed *et al.*), Hot Quarks 2012 proceedings (2012).
- [33] T. Hashimoto *et al.*, Phys. Rev. Lett. **57**, 2123 (1986); T. Matsui and H. Satz, Phys. Lett. **B178**, 416 (1986).
- [34] M. Asakawa and T. Hatsuda, Phys. Rev. Lett. **92**, 012001 (2004); S. Datta *et al.*, Phys. Rev. D **69**, 094507 (2004); T. Umeda *et al.*, Eur. Phys. J. **C39**, 9 (2005); A. Mocsy and P. Petreczky, Phys. Rev. D **77**, 014501 (2008); P. Petreczky *et al.*, Nucl. Phys. **A885**, 125 (2011); C. Nonaka *et al.*, J. Phys. **G38**, 124109 (2011).
- [35] PHENIX Collaboration (A. Adare *et al.*), Phys. Rev. Lett. **98**, 232301 (2007); PHENIX Collaboration (A. Adare *et al.*), Phys. Rev. Lett. **101**, 122301 (2008); PHENIX Collaboration (A. Adare *et al.*), Phys. Rev. Lett. **107**, 142301 (2011); PHENIX Collaboration (A. Adare *et al.*), Phys. Rev. C **84**, 054912 (2012); PHENIX Collaboration (A. Adare *et al.*), Phys. Rev. C **86**, 064901 (2012).
- [36] R. Rapp, Eur. Phys. J. **C43**, 91 (2005); A. Andronic *et al.*, Phys. Lett. **B652**, 259 (2007); Y. Liu *et al.*, Phys. Lett. **B678**, 72 (2009).
- [37] K. Tuchin, Phys. Lett. **B593**, 66 (2004); D. Kharzeev and K. Tuchin, Nucl. Phys. **A770**, 40 (2006).
- [38] T. Gunji *et al.*, Phys. Rev. C **69**, 051901 (2007).
- [39] ALICE Collaboration (E. Scomparin *et al.*), arXiv:1211.1623 [nucl-ex] (2012); ALICE Collaboration (R. Arnaldi *et al.*), arXiv:1211.2578 [nucl-ex] (2012); ALICE Collaboration (I. C. Arsene *et al.*), arXiv:1210.5818 [nucl-ex] (2012).
- [40] Y.-P. Liu *et al.*, Phys. Lett. **B678**, 72 (2009); X. Zhao and R. Rapp, Nucl. Phys. A **859**, 114 (2011); A. Andronic *et al.* J. Phys. **G38** 124081 (2011); E. Ferreira, arXiv:1210.3209 [hep-ph] (2012).
- [41] ALICE Collaboration (E. Abbas *et al.*), arXiv:1303.5880 [nucl-ex] (2013).

- [42] CMS Collaboration (S. Chatrchyan *et al.*), Phys. Rev. Lett. **109**, 222301 (2012).
- [43] <http://cds.cern.ch/record/1475244/files/AliceITSupgrade-CDR-1.pdf>.
- [44] http://cds.cern.ch/record/1475243/files/ALICE_LOI_CERN-LHCC-2012-012.pdf.
- [45] K.-I. Ishikawa *et al.*, arXiv:1304.3655 [hep-ph] (2013).