

高エネルギー重イオン衝突における
生成粒子の方位角相関測定用検出器
-核子当たり 20GeV の
コンピューターシミュレーションによる評価-

筑波大学自然科学類物理学専攻

学籍番号 970442

益井 宙

卒業論文

指導教官：三明康郎、江角晋一

2001年2月5日

概要

CERN・SPSにおける核子あたり 158GeV の鉛ビームによる高エネルギー重イオン衝突において、クォークグルオンプラズマ (QGP) の生成が確認されたとの報告が2000年2月に行われた。現在までの実験結果等から QGP 生成の証拠として期待されるものの一つとしてハドロン放出における集団的運動 (flow) 強度の減少が考えられている。flow の研究には非中心衝突の際に決まる反応面 (reaction plane) の決定が必要不可欠である。この集団運動的振る舞いに核子あたりのエネルギーが 10GeV (AGS) の領域から 150GeV (SPS) の領域では幾つかの興味ある変化が観測されている。

本研究では、 20GeV のエネルギーで理論モデル JAM を稼働し、target 領域では reaction plane がどのくらいの精度で求まるのかを評価した。また、GEANT と呼ばれるシミュレーションコードを用いて Hadron Calorimeter を計算機上に再現し、Hadron Calorimeter のある projectile 領域でも reaction plane を決定することができるか、できるとしたらどのくらいの精度でできるのかを評価した。

結果を下の表に示す。ここで示した結果は semi-central ($5\text{fm} < b < 10\text{fm}$ b: impact parameter) での計算値で、reaction plane 分解能が最も良くなる場合の値である。

検出器	reaction plane 分解能	v_1
Plastic Ball	$59^\circ (0.516 \pm 0.005)$	0.253 ± 0.006
Hadron Calorimeter	$40^\circ (0.768 \pm 0.005)$	0.121 ± 0.004
両検出器をあわせた場合	$38^\circ (0.792 \pm 0.004)$	—

表のように Plastic Ball 検出器と Hadron Calorimeter の結果を合わせると、reaction plane 決定の分解能が向上し、その値は $\sigma = 38^\circ (0.792 \pm 0.005)$ となることが分かった。

また、各検出器で測定される directed flow 強度の値は予測値と誤差の範囲で一致した。

目次

第 1 章	序論	3
第 2 章	本研究に関する基礎知識	6
2.1	高エネルギー重イオン衝突	6
2.1.1	QGP と高エネルギー重イオン衝突実験	6
2.1.2	高エネルギー重イオン衝突の特徴	7
2.1.3	高エネルギー重イオン衝突実験でよく用いられる物理量	9
2.2	collective flow	12
2.2.1	flow とは	12
2.2.2	radial flow	12
2.2.3	directed flow	12
2.2.4	elliptic flow	15
2.2.5	directed flow,elliptic flow の b,y,P_t 依存性	16
2.3	reaction plane 決定の分解能	18
2.4	検出器	19
2.4.1	Calorimeter	19
2.4.2	シンチレーションカウンター	22
2.4.3	Plastic Ball 検出器	23
2.5	本研究の動機と位置付け	25
第 3 章	計算の setup	26
3.1	JAM	26
3.1.1	20GeV での proton の directed flow	26
3.1.2	JAM の y 分布、 P_t 分布	26
3.2	JAM を用いた Reaction plane の計算方法	29
3.2.1	Reaction plane を決めるための検出器	29
3.2.2	Plastic Ball 検出器を用いた reaction plane の計算	29
3.3	GEANT	32
3.3.1	Hadron Calorimeter の setup	32
3.3.2	相互作用の設定	33
3.3.3	エネルギー損失の計算	33
3.3.4	エネルギー損失を用いた reaction plane の決定	33

3.4	Auto correlation について	36
第 4 章	結果	37
4.1	シミュレーションの結果	37
4.1.1	Hadron Calorimeter を置く極角の範囲の決定	37
4.1.2	Hadron Calorimeter から求めた reaction plane 分解能	39
4.1.3	Plastic Ball 検出器から求めた reaction plane 分解能	39
4.1.4	Reaction plane 分解能の最終的な値	39
4.1.5	両検出器から求めた directed flow 強度の値	40
第 5 章	考察	42
5.1	Reaction plane 分解能と検出器の acceptance	42
第 6 章	まとめ	45
付 録 A	program	49
A.1	プログラムリスト	49
A.1.1	main1.f	49
A.1.2	geant.f	54

第1章 序論

ビッグバン宇宙の極めて初期には宇宙は QGP(クォークとグルオンのプラズマ状態)として存在していたと考えられている。QGP はエネルギー密度が約 $1-2\text{GeV}/fm^3$ の非常に高温高密度な状態であり、高エネルギー重イオン衝突が地上で高温高密度状態を作り出すユニークな方法である。物質の存在形態として全く未知なる QGP の研究は多くの分野を巻き込んだ研究課題となっている。

米国ブルックヘブン国立研究所 (BNL) では世界初の衝突型高エネルギー重イオン加速器 (RHIC; Relativistic Heavy Ion Collider) の建設が進められてきたが、2000 年の春から核子あたり 100GeV の金の原子核同士の衝突実験が始まった。衝突型加速器であることから以前の静止標的を用いた実験に比べて衝突エネルギーが格段に増大し、反応中心部の数百 fm^3 の領域において、 $2-6\text{GeV}/fm^3$ ものエネルギー密度が達成されると予測される。これは、QGP 生成の閾値を十分越えていて、かつ人類が手にしたことのない最高のエネルギー密度である。

RHIC が完成する前の重イオン加速器としては 1992 年に BNL で建設された AGS 加速器 (核子当たり 10GeV) や 1994 年に CERN がフランスに建設した SPS 加速器 (核子当たり 158GeV) がある。これらの加速器で行われた実験から興味深い研究結果が報告されている。それは proton、 π 中間子の方位角相関 (flow) であり、これは原子核・原子核衝突の非中心衝突の場合に反応面 (reaction plane) が決定するという固有の事情に基づいている。重イオン衝突実験では原子核同士はランダムな位置関係で衝突し、これをコントロールすることはできないが、非中心衝突の場合には実験的に reaction plane を決定することが可能であり、そこから粒子の方位角分布を測定することができる。この方位角分布は通常次式のフーリエ級数で表される。

$$N(\phi) = N_0\{1 + 2v_1 \cos(\phi - \Psi_0) + 2v_2 \cos(2(\phi - \Psi_0))\} \quad (1.1)$$

ϕ : 生成粒子の方位角

Ψ_0 : reaction plane の角度

第一項は radial flow、第二項は directed flow、第三項は elliptic flow と呼ばれている。

10GeV (AGS) の領域から 150GeV (SPS) の領域では、この集団運動的振舞に幾つかの興味ある変化が観測されている。この領域では以下にあげるような事が起こっていると考えられる。

- バリオン密度が最大になる (図 1.1 参照)
- Elliptic flow の強度 (v_2) の符号が変わる (図 2.9 参照)

これまでの実験では、target 領域か projectile 領域のどちらかでしか reaction plane を決定していなかった。例えば、SPS 加速器を用いた実験 (WA98) では、target 領域に全方位角を覆うような Plastic Ball 検出器と呼ばれる検出器を置いて、reaction plane を決定した。Target 領域と projectile 領域で reaction plane を決定することができれば、reaction plane を決定する精度がもっと向上するであろう。

本研究では、今後行われるであろう AGS-SPS 間のエネルギーでの実験において、方位角相関を測定するのにまず必要となる reaction plane が

1. Plastic Ball 検出器 (target 領域) ではどのくらいの精度で決定できるのか
2. projectile 領域に置かれた Hadron Calorimeter では reaction plane を決定することができるか。決定できるとしたらどのくらいの精度でできるのか
3. 1、2 の両方から reaction plane が決まった場合、どのくらい精度が向上するのか

以上の3点を評価するために、高エネルギー原子核実験でよく用いられる理論モデル JAM を用いて、 20GeV での flow 強度を予測した。さらにシミュレーションツール GEANT を用いて Hadron Calorimeter を計算機上に再現し、方位角相関がどの程度観測できるかを評価した。

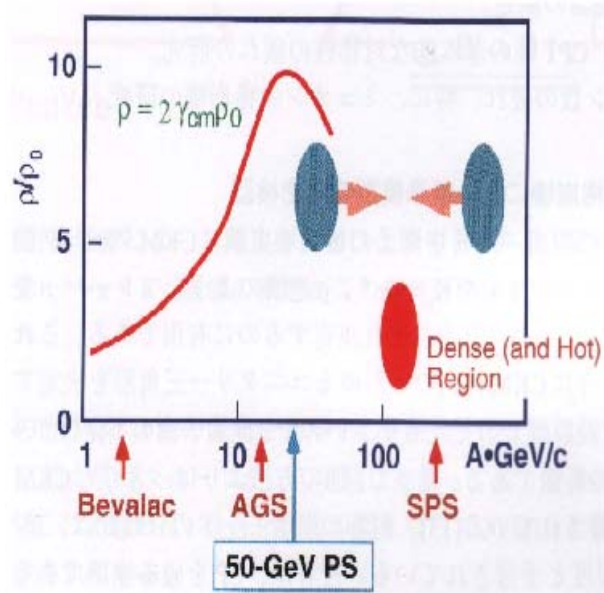


図 1.1: 横軸が実験室系での核子当たりのエネルギー、縦軸は生成粒子の密度である。AGS-SPS 間のエネルギーで密度が最大になっていることが分かる。

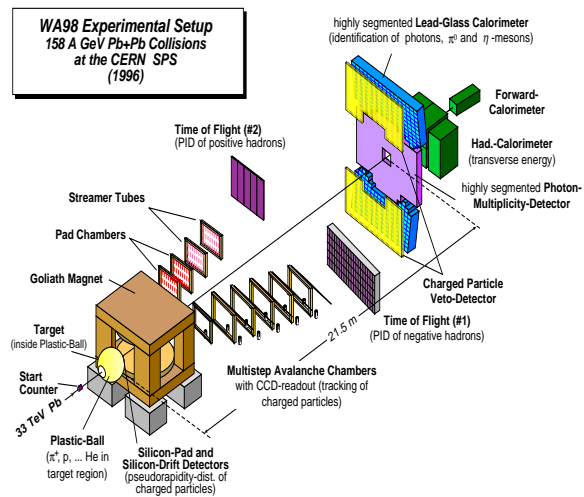


図 1.2: CERN・SPS 加速器を用いて行われた実験 WA98 の setup

第2章 本研究に関する基礎知識

2.1 高エネルギー重イオン衝突

この節では高エネルギー重イオン衝突における基本的な知識、及び高エネルギー実験でよく使われる物理量について述べる。

2.1.1 QGP と高エネルギー重イオン衝突実験

通常低温の原子では、電子は原子核のまわりのクーロン力によって束縛されている。このとき原子核は、その電荷の数と同数の電子をまとっているため、原子は全体として中性の状態にある。ところが放電等によって加熱されると、電子は原子核の束縛を逃れることができ、原子は正イオンと自由電子とに分離する。これがよく知られたプラズマ状態である。

ところで通常の原子核は核子(陽子と中性子の総称)から成り、またこの核子は3つのクォークから構成されている(陽子は uud 、中性子は udd)。クォークから構成される粒子には核子などのように3種類のクォークから成る重粒子の他にクォーク・反クォークから成る中間子がある。クォークはグルーオンと呼ばれる粒子によって強く結びつけられているため、通常クォーク単体では飛び出すことはできない。

しかし、原子核を圧縮して核子間距離が核子の半径(約 $1fm$)以下になると核子の境界は意味を持たなくなり、クォーク・グルーオンが自由に動き回ると考えられている。この状態を原子のプラズマ状態との比較からクォーク・グルーオンプラズマ(QGP)と呼んでいる(図 2.1)。この QGP を実験室で生成するためには、非常に高温高密度な状態を作ることが必要になるが、このときに用いられるのが原子核・原子核衝突である。

原子核は原子の約1万分の1の大きさでありながら、原子全体の質量のほとんどを占めている。つまり、原子核は数億トン $/cm^3$ という途方もない高密度の世界なのである。このような高密度の原子核同士を相対論的なエネルギーまで加速して正面衝突させると、その中心部では原子核の圧縮及び高密度の粒子生成によって、さらなる高温高密度な状態ができると期待される。PHENIX 実験においては、金の原子核同士が核子あたり $100GeV$ まで加速される。このとき反応中心部ではエネルギー密度が $2-6GeV/fm^3$ にも及び QGP 生成の閾値 $1.5GeV/fm^3$ をはるかに越えるであろうと期待されている。

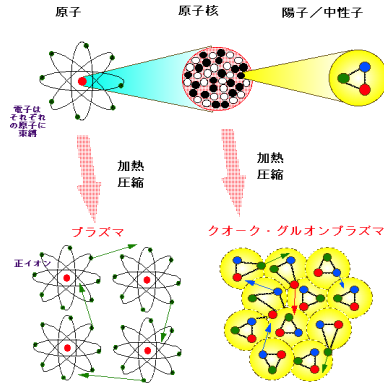


図 2.1: クォーク・グルーオン・プラズマ (QGP)

2.1.2 高エネルギー重イオン衝突の特徴

高エネルギーでの原子核同士の衝突を重心系で見ると、図 2.2 のように衝突前の核はローレンツ収縮により球というよりは碁石のように見え、これが衝突する時全くの正面衝突を除けば一般に 3 個の塊ができるであろう。入射核と標的核が重なり合った部分 (これを反応関与部という) は激しい核子・核子衝突とそれによって生ずる π 中間子をはじめとする二次粒子群がさらに衝突を繰り返して高温・高密度状態が形成される。

入射核と標的核の切りとられて取り残された部分に含まれる核子は、衝突時間が極めて短いため直接には衝突に関与できず、衝突をいわば”傍観”しているの、これらの部分のことを反応傍観部という。

原子核半径 R_A 及びドブロイ波長 λ_d は次の式で表せる。

$$R_A \cong 1.2A^{1/3} \quad [fm] \quad (2.1)$$

$$\lambda_d = \frac{\hbar}{p} \quad [fm] \quad (2.2)$$

ここで A は質量数、 $\hbar = 1.2 [GeV \cdot fm/c]$ 、 p は運動量 $[GeV/c]$ である。本研究でのエネルギー (実験室系で核子当たり $20GeV$) で考えると、重心系で核子あたり $E \sim 6GeV$ であり、核子の静止質量より核子の運動量は十分大きいと考えられるので、 $p \sim 6GeV/c$ とすると式 (2.2) より、

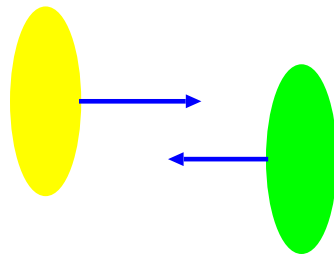
$$\lambda_d = 0.2 \quad [fm] \quad (2.3)$$

となり、また鉛原子核は $A = 208$ なので

$$R_A \sim 7.0 \quad [fm] \quad (2.4)$$

となる。よって

Before collision



After collision

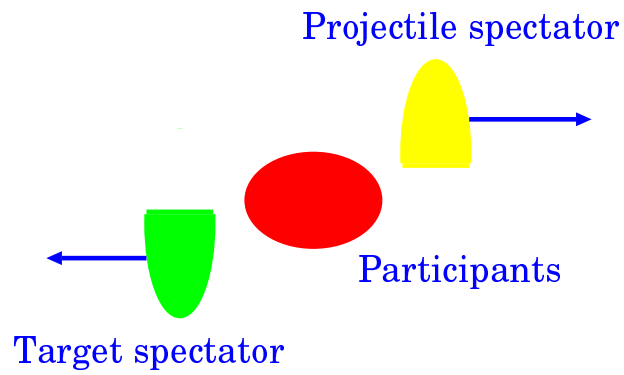


図 2.2: 上が衝突前の図。下が衝突後の図

(核子の de-Broglie 波長) \ll (原子核のサイズ)

となり、原子核・原子核衝突は核子・核子衝突を素過程として考えて良いことが分かる。

2.1.3 高エネルギー重イオン衝突実験でよく用いられる物理量

impact parameter: b , reaction plane の角度: Ψ_0

原子核同士が衝突する際、beam 軸と原子核の中心を通る beam 軸に平行な直線から決まる距離を impact parameter といい通常 b で表す。単位は一般に $fm (= 10^{-15}m)$ であり、鉛の原子核の半径はおよそ $7fm$ であるので b の最大値はおよそ $14fm$ くらいになる。実際の実験では b の範囲による区別をするために、 b によって呼び方を変えることがある。統一された b の区切り方、呼び方があるわけではないが、この論文では central 衝突 ($0 < b(fm) < 5$)、semicentral 衝突 ($5 < b(fm) < 10$)、peripheral 衝突 ($10 < b(fm) < 14$) と呼ぶことにする。

また、impact parameter と beam 軸から 1 つに決まる平面を reaction plane または反応面と呼び、この面の水平方向からのずれを Ψ_0 で表す。(図 2.3 参照)

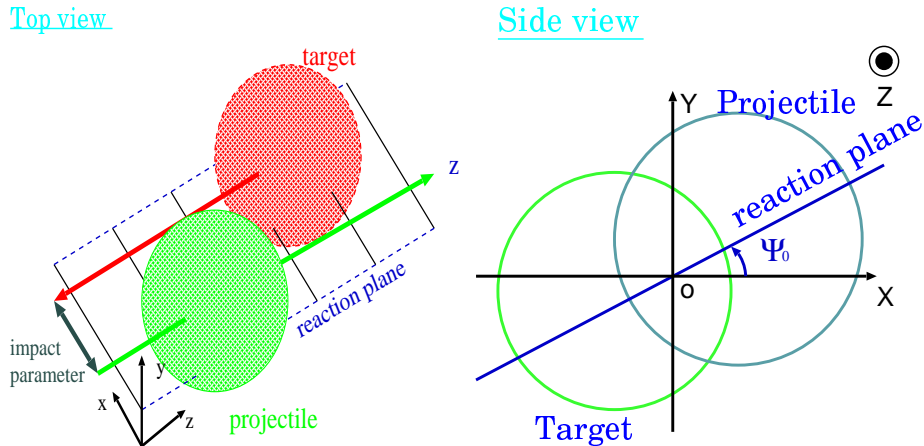


図 2.3: b 及び Ψ_0 の定義

rapidity: y

非相対論では粒子の速度は概念として分かりやすく、速度の合成は単なるベクトルの和で表される。しかし粒子の速度が大きくなり相対論的運動になるとそうではなくなる。例えば、慣性系 K に対し z 軸正の向きに速度 u で走る座標系 K' を考える。 K'

系で z 軸に対する粒子の速度を v とし、 v を K 系で見たときの速度を w とすると、

$$w = \frac{u + v}{1 + uv/c^2} \quad (2.5)$$

となる。つまりローレンツ変換によって速度は非線形の合成則に従い、かつ上限が光速 c で抑えられてしまう。このように相対論的な運動では速度という概念は決して便利な量ではなくなる。そこで、ローレンツ変換に対し線形の合成則に従い、beam 軸方向のある種の速度を表す量として、次のように rapidity という量を定義しこれを y で表す。

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + P_z}{E - P_z} \right) \quad (2.6)$$

ここで E は全エネルギー、 P_z は beam 軸方向の運動量である。

高エネルギー重イオン反応で放出される粒子の rapidity 分布について述べる。上の式 (2.6) で定義した rapidity についての分布を調べると、図 2.2 の標的核傍観部 (target spectator) は実験室系でほとんど静止していて、したがってこの部分から放出される粒子は $y=0$ にピークをもつ。一方、入射核傍観部 (projectile spectator) の方は入射ビームの rapidity、 y_B の方にピークを持つ分布を示す。これに対して、反応関与部から放出される粒子は、標的核と入射核が同一の場合には、 $y = y_B/2$ を中心とした幅広い山状の分布となる (図 2.4(a))。もし、同一核が impact parameter $b = 0$ で正面から衝突すると、傍観部は存在せず、すべての核子が反応に関与するために (b) のように $y = y_B/2$ をピークとする山状の分布のみが見られることになる。実際に図 2.4(a)、(b) のような分布は実験的にも観測されている。

また、高エネルギーでは粒子の静止質量 m と全運動量 P の間に $P \gg m$ が成り立つので、

$$y \approx \frac{1}{2} \ln \left(\frac{P + P_z}{P - P_z} \right) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta} \right) = -\ln \left(\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right) \quad (2.7)$$

となり、粒子の放出角だけで定義されるようになる。この y を η で表し擬ラピディティと呼ぶ。

横運動量 (transverse momentum): P_t

高エネルギー重イオン衝突では beam 軸方向にはローレンツ変換するが、beam 軸に垂直な方向にはローレンツ変換されない。そこで beam 軸方向に平行なローレンツ変換 (例えば、実験室系から重心系への変換) に対して不変な量として、横運動量 P_t を用いる。 P_t は以下の式で与えられる。

$$P_t = \sqrt{P_x^2 + P_y^2} = P \sin \theta \quad (2.8)$$

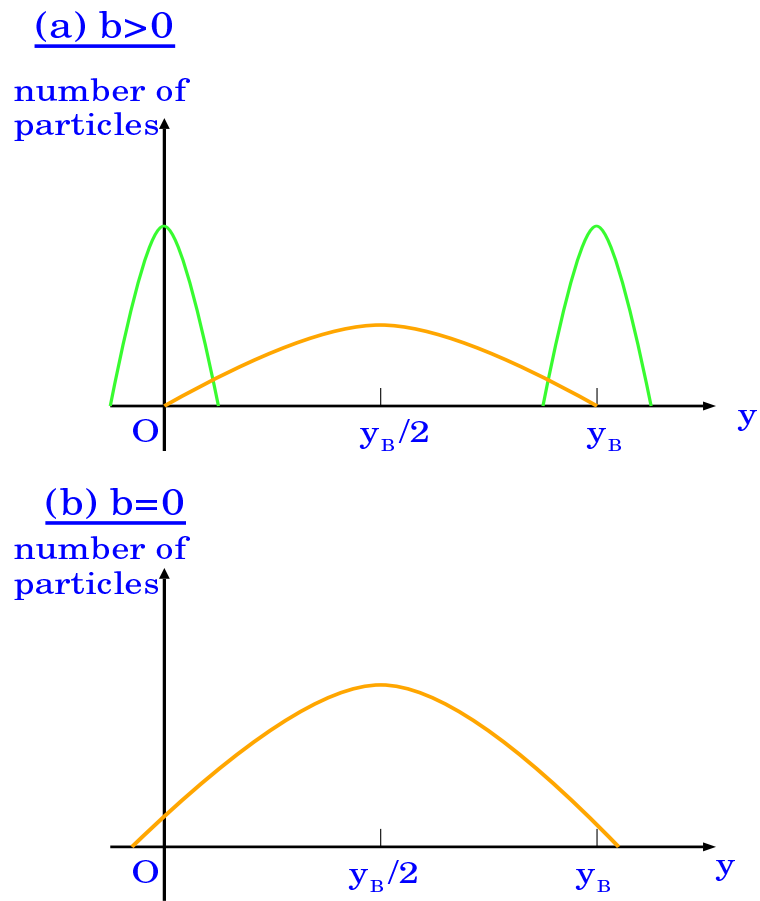


図 2.4: 高エネルギー重イオン反応で放出される粒子の rapidity 分布

2.2 collective flow

今までの AGS、SPS 加速器等での実験結果から、いろいろな種類のハドロンの生成を集団的運動 (flow) を仮定することで説明しようという試みがなされ、多くの成果を挙げている。この節ではその中から非中心衝突の際に見られる flow について現在までの結果及び解釈を述べる。

2.2.1 flow とは

重イオン衝突実験において非中心衝突の場合、反応面 (reaction plane) が一つに決まる事を用いて proton, π 中間子等の方位角相関が SPS 加速器での結果を中心に現在まで解析されてきた。その結果 reaction plane を中心とした proton, π 中間子の方位角分布にある偏りがあることがわかってきた。観測された方位角分布に対しては一般に次のフーリエ級数による解析が行われている。

$$N(\phi) = N_0\{1 + 2v_1 \cos(\phi - \Psi_0) + 2v_2 \cos(2(\phi - \Psi_0))\} \quad (2.9)$$

ここで ϕ は生成粒子の方位角、 $N(\phi)$ は ϕ 方向における粒子の総数、 Ψ_0 は reaction plane の角度、 N_0 は定数である。

第一項は radial flow と呼ばれ、等方的な粒子の放出を表し、第二項、第三項はそれぞれ directed flow, elliptic flow と呼ばれ、非等方的な放出を表す。Directed flow, elliptic flow の強さはそれぞれフーリエ係数である v_1, v_2 , で特徴づけられる。3 つの flow の様子を図 2.5 に示す。

2.2.2 radial flow

Radial flow の様子を図 2.5(a) に示す。radial flow は方位角方向に対し reaction plane の向きに関係なく等方的に広がっていく。

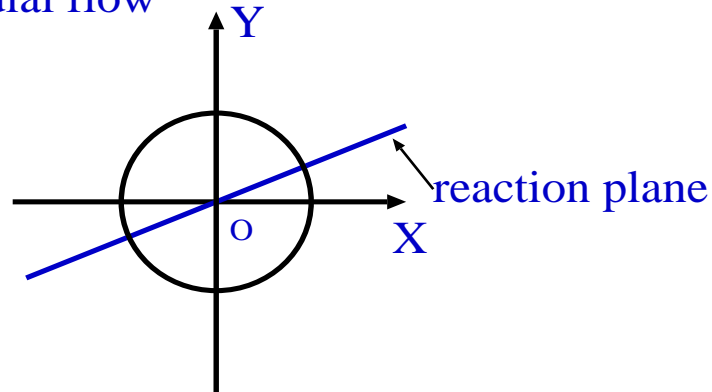
2.2.3 directed flow

図 2.5(b) にある瞬間の directed flow の様子を示す。Directed flow の強度は v_1 で表される。 $v_1 > 0$ の時は reaction plane 内のある一方に偏り、 $v_1 < 0$ の時は逆方向に粒子の放出が偏る。Directed flow は原子核・原子核衝突の際の圧力の様子が反映されると考えられていて、QGP への相転移が起こると、そのエネルギーで directed flow が減少すると理論的に予想されている。(図 2.6 参照)

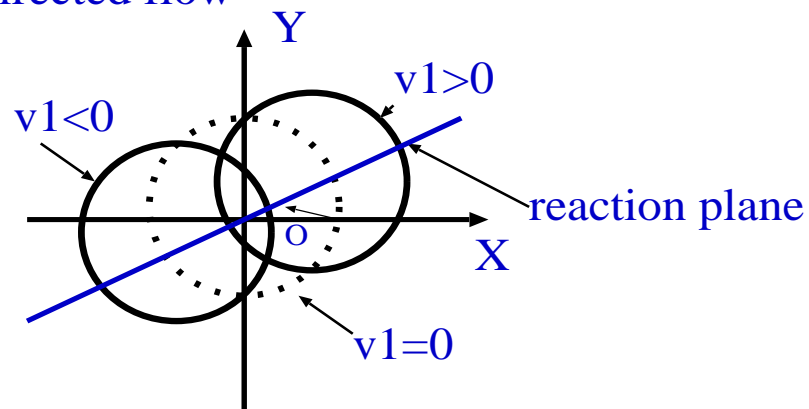
次に現在までの directed flow 強度の実験結果を図 2.7 に示す。横軸は実験室系での全エネルギー、縦軸は水平方向の運動量の平均値を reaction plane に投影した値で

$$F_y = \frac{d\langle P_t \cos \phi \rangle}{dy} = \frac{d\langle P_x \rangle}{dy} \quad [MeV/c] \quad (2.10)$$

(a) radial flow



(b) directed flow



(c) elliptic flow

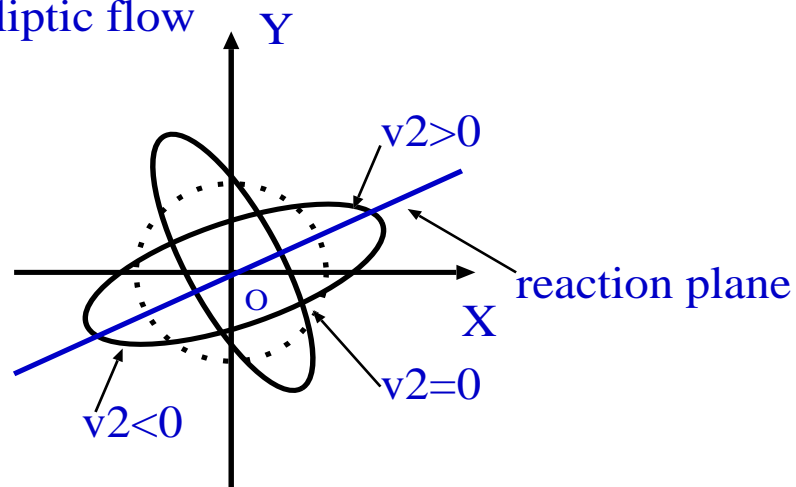


図 2.5: 3種類の flow がを中心としてどのように広がっていくかを示した図。flow は時間とともに広がっていくが上の図はある瞬間における flow の様子を表している

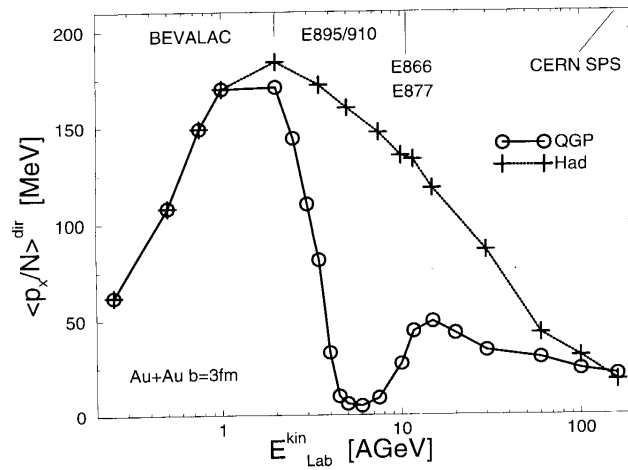


図 2.6: QGP 相転移がある場合、ない場合の directed flow 強度のエネルギー依存性。縦軸は directed flow 強度、横軸は beam energy

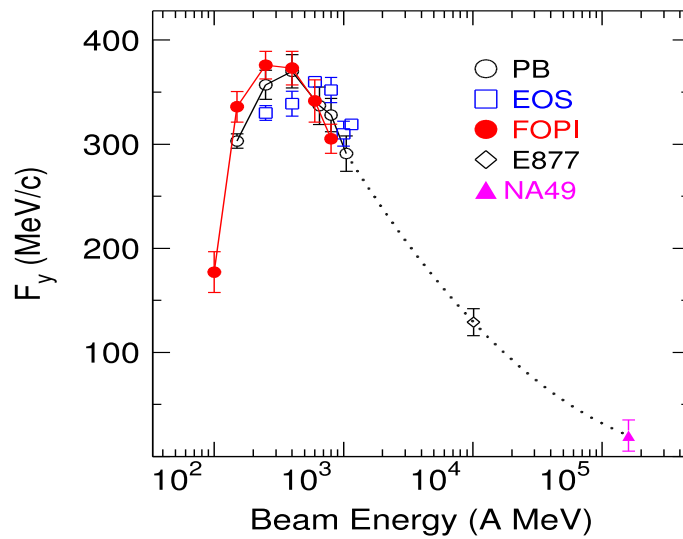


図 2.7: directed flow と beam energy の関係

と表される。

また directed flow の強度は rapidity にも大きく依存することが知られており、beam(target) rapidity 領域で最大になり、mid-rapidity 領域では小さい。特にエネルギーが 10GeV を越えたあたりから、mid-rapidity 領域で flow が 0 になるという興味深い実験結果が報告されている。(図 2.8 参照)

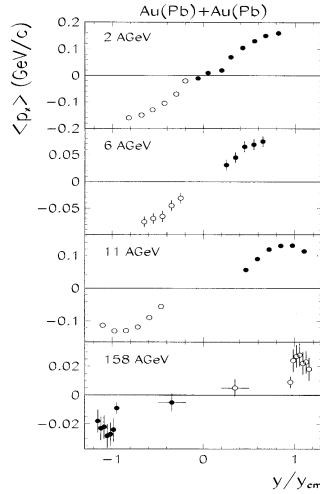


図 2.8: directed flow 強度と rapidity の関係。beam energy の増加に伴い mid-rapidity で平坦になる

2.2.4 elliptic flow

図 2.5(c) に elliptic flow の様子を示す。Elliptic flow の強度は v_2 で表される。 $v_2 > 0$ の時は reaction plane 内に粒子が多く放出され、これを in-plane の elliptic flow と呼ぶ。 $v_2 < 0$ の時は reaction plane に垂直な面に粒子が多く放出され、これを out-of-plane の elliptic flow と呼ぶ。

現在まで elliptic flow についての実験結果を図 2.9 に示す。この図からエネルギーの低い所では proton、 π 中間子ともに out-of-plane になっていることがわかる。これは beam energy が小さいため、反応に関与していない原子核が飛び去る時間よりも、反応中心部でハドロンが発生する時間の方が早く、原子核が壁のようになってハドロンが reaction plane 内に飛び出していこうとするのを妨げてしまうからだと考えられている。この現象は squeeze out と呼ばれている。Beam energy が十分高くなると、elliptic flow は in-plane になると考えられるが、SPS での K^+ 中間子の解析結果は out-of-plane を示している。

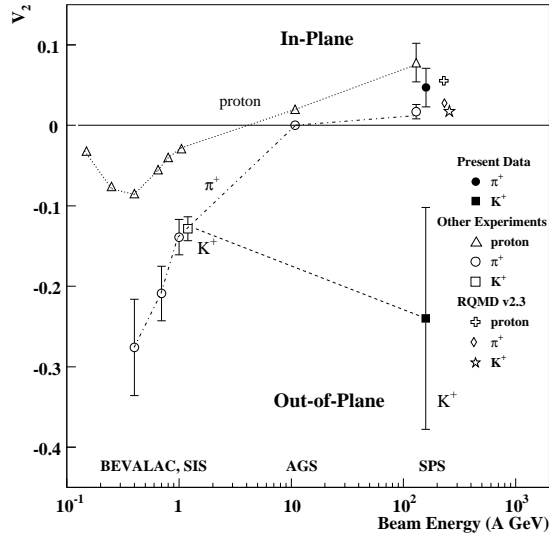


図 2.9: elliptic flow と beam energy の関係

2.2.5 directed flow, elliptic flow の b, y, P_t 依存性

Directed flow (v_1), elliptic flow (v_2) は impact parameter (b), rapidity (y), 横運動量 (P_t) に大きく依存する。CERN の SPS 加速器で行われた 158 A GeV の鉛・鉛衝突実験で得られた flow の b, y, P_t の依存性について述べる。

impact parameter 依存性

Directed flow の impact parameter 依存性を図 2.10 に示す。proton の directed flow は semi-central で最大になり、central では 0 になる。また π 中間子の directed flow はマイナスの値になっているが、これは反応傍観部 (spectator) の吸収によるものだと考えられる。

今 rapidity の大きな領域で考えると、その方向に発生した π 中間子の方位角分布は等方的だとしても spectator がある部分は吸収されてしまい、その結果ある方位角に飛んでいった π 中間子しか観測できない。Impact parameter が大きくなると、 π 中間子の発生数が少なくなるので、吸収されなかった π 中間子の方位角の偏りがより顕著になると考えられる。

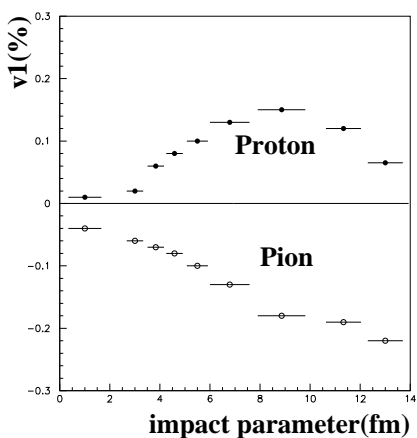


図 2.10: directed flow の impact parameter 依存性

rapidity 依存性

Flow の rapidity 依存性を図 2.11 に示す。図から分かるように proton, π 中間子ともに directed flow は target rapidity 領域と beam rapidity 領域付近で最大になり、elliptic flow は mid-rapidity 領域で最大になる。

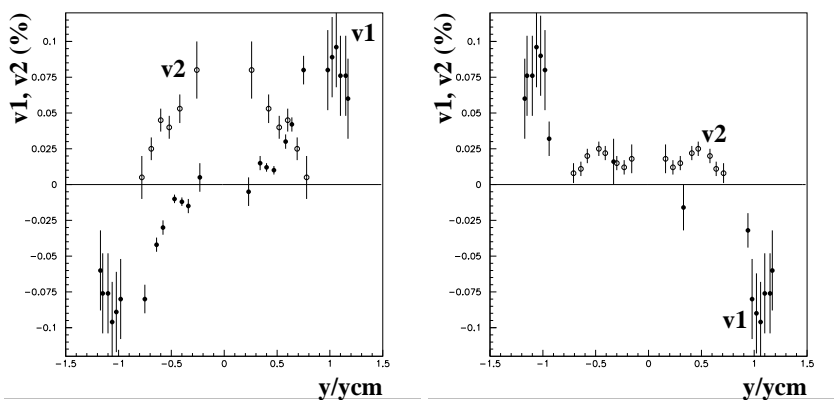


図 2.11: flow 強度の rapidity 依存性
左図が proton の v_1, v_2 。右図が π 中間子の v_1, v_2 。

P_t 依存性

flow の P_t 依存性を図 2.12 に示す。図から、 P_t が増加すればそれにつれて flow の強度も大きくなる事が分かる。

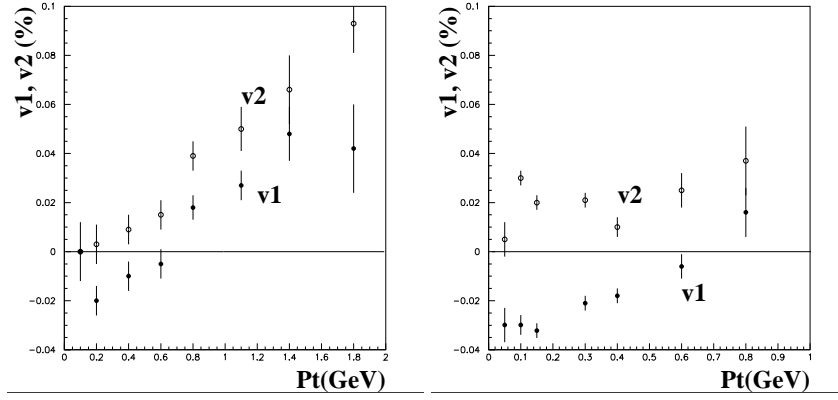


図 2.12: flow 強度の P_t 依存性
 左図が proton の v_1, v_2 。右図が π 中間子の v_1, v_2 。

2.3 reaction plane 決定の分解能

ここでは、reaction plane を決定する際に重要な reaction plane の分解能について述べる。

まずある測定量 G (粒子の横運動量や多重度) の方位角分布を考える。理論的には G の方位角分布は以下の式で与えられる。

$$\begin{aligned} \frac{dG}{d\phi} &= \frac{G}{2\pi} \left(1 + \sum_{n=1}^N 2v_n \cos(n\phi) \right) \\ \phi &= \phi_{lab} - \Psi_0 \end{aligned} \quad (2.11)$$

ϕ_{lab} は測定した G の方位角, Ψ_0 は実際の反応面の角度である。実験的には、 G の方位角分布は以下の式で与えられる。

$$\begin{aligned} \frac{dG}{d\phi'} &= \frac{G}{2\pi} \left(1 + \sum_{n=1}^N 2v'_n \cos(n\phi') \right) \\ \phi' &= \phi_{lab} - \Psi_{measured} \end{aligned} \quad (2.12)$$

$\Psi_{measured}$ は実験により決まった反応面の角度である。ここで v_n と v'_n の関係は

$$\begin{aligned} v'_n &= \frac{\langle G \cos(n\phi') \rangle}{G/2\pi} \\ &= \frac{\langle G \cos(n\phi) \cos(n(\Psi_{measured} - \Psi_0)) \rangle}{G/2\pi} + \frac{\langle G \sin(n\phi) \sin(n(\Psi_{measured} - \Psi_0)) \rangle}{G/2\pi} \\ &= \frac{\langle G \cos(n\phi) \rangle \langle \cos(n(\Psi_{measured} - \Psi_0)) \rangle}{G/2\pi} \\ &= v_n \langle \cos(n(\Psi_{measured} - \Psi_0)) \rangle \end{aligned} \quad (2.13)$$

$\langle \sin(n(\Psi_{measured} - \Psi_0)) \rangle$ の項は対称性により消えてしまう。よって、真の v_n の値は実験的に測定された v'_n の値を $\cos(\Psi_{measured} - \Psi_0)$ の平均値で割ることにより求まる。

$$v_n = \frac{v'_n}{\langle \cos(n\Delta\Psi_{measured}) \rangle}$$

$$\Delta\Psi_{measured} = \Psi_{measured} - \Psi_0 \quad (2.14)$$

(上にでてきた bracket $\langle \rangle$ は全てのイベントの全ての粒子についての平均値である。)

式 (2.14) から分かるように、reaction plane の分解能 ($\cos(n\Delta\Psi_{measured})$ の平均値) の精度が悪いと v_n の値の誤差が非常に大きくなり、求めたい v_n の値が正しく定まらない。従って、reaction plane の分解能の精度を向上させることは、生成粒子の集団的運動を理解する上で非常に重要であると言える。

2.4 検出器

ここでは本研究で用いる検出器 (Hadron Calorimeter, Plastic Ball 検出器) について述べる。

2.4.1 Calorimeter

原子核や素粒子の実験において、高エネルギー粒子のカスケードシャワー現象を測る測定器を Calorimeter と呼ぶ。Calorimeter はシャワーを吸収できるだけの厚い物質で構成され、そこでの電離量やシンチレーション光量などを測る機能を持ち、エネルギーを求めることに使われる測定器である。Calorimeter には大別して全吸収型と Sampling 型がある。

全吸収型 Calorimeter は NaI, BGO 等の密度が一様かつ高い無機結晶からなっており、粒子が Calorimeter に落とす全エネルギーを光に変換できるので、エネルギーの損失が少なくエネルギー分解能は優れている。しかしこのように均質な物質で構成される測定器は高価であり、実用的な厚さに限度がある等の欠点から、主に電磁 Calorimeter に使用される。

Sampling 型 Calorimeter は、吸収層と検出層の組合せで構成される。Calorimeter に入った粒子は鉛や鉄等を使用した吸収層と相互作用してシャワーを起こす。このようにして発生したシャワーを構成する粒子を検出層 (シンチレータ等) で検出する。Sampling 型 Calorimeter のエネルギー分解能は、吸収層でエネルギーを測定出来ない分全吸収型に比べて悪くなる。しかし、以下に挙げるように多くの利点がある。

- 鉛等の相互作用長が小さい物質を使用できるので検出器を小さくできる
- 比較的安価である
- 全体の厚さを自由に設定できる

- シャワー発達の様相を記録できる
- いろいろな種類の検出器を使える

Sampling 型 Calorimeter の中にもサンドイッチ型やスパゲッティ型といった種類がある。本研究では Sampling 型 Calorimeter を用いた。

Calorimeter は以下に示すような4つの重要な特徴を持つ。

1. シャワーは反応ごとの変動が大きい素過程の積み重ねであり、大きな統計的変動がつきまとう。しかしエネルギーが高くなると、この相対的変動の大きさは \sqrt{E} に逆比例するので Calorimeter の性能は向上する。
2. 高密度物質中でシャワーの横方向の広がり小さく、横方向に分割した構成により、多数粒子の同時検出とともに、個々の粒子の入射位置を求めることもできる。
3. シャワーは入射粒子の電荷の有無にかかわらず起きるので、 γ 線 (光子) や中性子などの中性粒子のエネルギーと位置を測定できる。
4. 素過程の種類によってシャワー発達の大局的なようすに違いを生ずるため、粒子の種類、特にハドロン (陽子や π 中間子等) とレプトン (電子や μ 粒子等) を区別する重要な手段ともなる。

これらの特徴を兼ね備えた Calorimeter は、高エネルギーの実験において不可欠な測定器である。

物質中でのエネルギー損失

陽子や π 中間子といった重い荷電粒子は物質との電磁的な相互作用をするので、物質原子内の電子の励起や電離などによってエネルギーを失う。このエネルギー損失は電離損失と呼ばれ、粒子の速度が極めて遅い場合を除いて、すべてのエネルギー領域で最も重要な過程である。このエネルギー損失の値は Bethe-Bloch の式で与えられる (式 (2.15) 参照)。物質 $1g/cm^2$ を通過するとき、(スピンをもたない粒子の場合)

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N_0 Z z^2 e^4}{m_e v^2 A} \left[\ln \frac{2m_e v^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 \right] \quad (2.15)$$

ここで x は g/cm^2 単位の物質の厚さ、 I はすべての電子についての有効電離ポテンシャルで、 $v, \beta (= v/c)$ および ze は入射荷電粒子の速度と電荷、 N_0 はアボガドロ定数、 Z および A は物質の原子番号および質量数、 m_e は電子の質量である。スピンをもつ粒子の場合も、電離損失の平均値には Bethe-Bloch の式が当てはまる。

この式からわかるように、電離損失によるエネルギー損失の特徴は次のとおりである。

1. 入射粒子の荷電 z の二乗に比例、質量に依存しない。

2. 電荷 z の入射粒子の電離損失は、非相対論的速度 ($v \ll c$) のとき $1/v^2$ に従う。また相対論的速度 ($\gamma \gg 1$) においては $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ の増加に伴いゆっくり上昇する。
3. $\beta = z/137$ 付近で最小になり、 $\beta > z/137$ でもわずかに増加するだけ。これより、 $\beta > z/137$ の粒子は全てほぼ一定のエネルギーを電離によって失うことになる。このようなエネルギー領域にある粒子を最小電離損失粒子 (Minimum Ionizing Particle) という。

電磁シャワー

1GeV 以上の高エネルギーの電子や光子が物質に入射すると、重い荷電粒子と同様に原子と散乱を起こす。衝突によるエネルギー損失は Bethe-Bloch の公式で与えられる。しかしこれとは別に、粒子の質量が非常に小さいために原子核とのクーロン散乱が起こり (制動放射 (bremsstrahlung))、 γ 線、電子対が生成される (電子陽電子対生成 (pair production))。二次的に生まれた光子や電子も、物質の中を走行中、さらに電子・陽電子対生成や制動放射を起こす。上の過程が Calorimeter 中で繰り返し起こり、その深さにつれて、電子、陽電子、光子の数は増大していく。この現象を電磁カスケードシャワーという。入射時に電子や光子が持っていたエネルギーは多数の生成粒子に分配されるので、1つ1つの粒子のエネルギーは粒子数の増加に伴い減少する。こうして電子や陽電子のエネルギーが物質によって決まる臨界エネルギー (critical energy : E_c) まで減少すると一放射長当たりの電離損失エネルギーが制動放射によるエネルギー損失を上まわるようになり、制動放射やそれにより発生する光子による電子・陽電子対生成を通しての粒子増殖も止まり、粒子の数は物質の深さとともに減少する。臨界エネルギー E_c は粒子の電離損失と放射損失が等しくなるエネルギーと定義され、近似的に

$$E_c \sim \frac{800}{(Z+1.2)} \text{ [MeV]} \quad (2.16)$$

と表される。ここで Z は物質の原子番号である。

縦方向の電磁シャワーを記述する単位として放射長 (radiation length : X_0) がある。 X_0 は電子が物質中を走行しながら制動放射によってエネルギーを失い、最初に持っていたエネルギーの $1/e$ のエネルギーになる時の通過物質層の厚さである。放射長は次式で表される。

$$X_0 = \frac{716.4A}{Z(Z+1)\ln(287/\sqrt{Z})} \text{ (} Z > 5 \text{) [g/cm}^2\text{]} \quad (2.17)$$

ここでは A は物質の質量数、 Z は原子番号である。

ハドロンシャワー

π 中間子等のハドロンがあるエネルギーを持って物質に入射した場合、物質中の核子との弾性散乱だけでなく、非弾性相互作用も起こる。エネルギー損失があるのはこのうちほぼ非弾性衝突による過程のみであり、エネルギー損失量は Bethe-Bloch の公式で与えられる。一回の原子核との非弾性衝突で生成される二次粒子の平均的な数は、入射粒子の持つエネルギーが高くなるにつれて増加するが、高エネルギーにおいては相関がなくなっていく。このような粒子との衝突反応においては π 中間子及び K 中間子、陽子または中性子などからなる数個の二次粒子が反応の結果放出される。入射粒子のエネルギーは部分的にこれらの二次粒子に分配され、二次粒子としてのハドロンがまた次の非弾性散乱を起こす。さらに三次粒子としての多数のハドロンの生成も起こる。このようにして指数関数的に粒子数を増加させる。この現象をハドロンシャワーと呼ぶ。ハドロンシャワーは生成ハドロンのエネルギーが小さくなり電離損失で止まるか、核反応によって吸収されてしまうまで続き、指数関数的に粒子数を減少させる。

縦方向のシャワーは原子核相互作用長 (nuclear interaction length : λ_I) の単位で記述される。 λ_I はおよそ以下の式で表される。

$$\lambda_I \sim 35A^{1/3} \quad [g/cm^2] \quad (2.18)$$

ここで A は物質原子の質量数である。

Calorimeter に必要な厚さ、つまりシャワーの奥行きはエネルギーとともに対数的に増える。電子や γ 線による電磁シャワーは電磁相互作用を素過程とするので、放射長が厚さの単位になる。中間子や核子がおこすハドロンシャワーでは原子核を相手にした強い相互作用が素過程となるので、核吸収長を単位とする。だいたい電磁シャワーには 15-20 放射長、ハドロンシャワーには 6-10 吸収長が必要となる。測定したい粒子によって設計は違ってくる。

2.4.2 シンチレーションカウンター

シンチレーションカウンターは放射線の計数およびエネルギーを測定するのに用いられる。シンチレーター (蛍光体) に光電子増倍管を組み合わせた検出器である。

シンチレーターとは荷電粒子が当たったときに蛍光を発する物質のことで、この発光現象をシンチレーション、光のことをシンチレーション光と呼ぶ。実際に利用されるシンチレーターの条件として、次のことが上げられる。

1. 荷電粒子の運動エネルギーを高いシンチレーション効率で検出可能な波長が可視光領域付近 (300 – 600nm) にあること。
2. できるだけ広い範囲の光の収量が付与エネルギーに比例すること。
3. 良好な集光特性を得るためにその材料に対して透明であること。

4. 粒子の通過後短時間内に光が放出されること、シンチレーション光の減衰時間が短いこと。
5. シンチレーション材料は光学的性質が良好で、実際の検出器として十分な大きさのものが制作できること。
6. シンチレーション光を光電子増倍管へ効率よく導くため、シンチレーション光の屈折率がガラスの値（約 1.5）に近いこと。

これらすべてを満足する材料はないので、シンチレーターを選定するに当っては目的に合わせてこれらの条件とその他の因子を妥協させることになる。大きく分けてシンチレーターには無機材料によるものと有機材料によるものの二種類あり、シンチレーション機構に違いがある。有機物質中の蛍光過程は単一分子のエネルギー準位間での遷移によって生じる。これは分子の種類によって定まるものでその物理的状态には依存しない。一方無機結晶シンチレーターは規則的な結晶格子がシンチレーション過程の基礎になっている。有機シンチレーターは無機材料によるシンチレーターに比べると光の集率はあまり良くないが、応答時間ははるかに速く（ ns 程度、一方無機シンチレーターは μs 程度）、計数率の高い測定により向いている。

本研究ではプラスチックシンチレーターを用いるが、使用するプラスチックシンチレーター（BICRON BC-404）の物理定数は以下の通りである。

立ち上がり時間（Rise Time）	:	0.7 ns
立ち下がり時間（Decay Time）	:	1.8 ns
パルス半値幅（Pulse Width,FWHM）	:	2.2 ns
光減衰長（Light Attenuation Length）	:	140 cm
最大発光波長（Wavelength of Max.Emission）	:	408 nm
反射係数（Refractive Index）	:	1.58
密度（Density）	:	1.032 g/cm ³

入射粒子のエネルギーが高いとき、シンチレーターによる蛍光量とエネルギー損失はほぼ比例する。

シンチレーターによって発した蛍光は光電子増倍管によって検出される。光電子増倍管は、光を真空容器（ガラス管）中の金属または半導体より成る光電面にあてて光電子を放出させる光電陰極と、この電子を何段かのダイノード（二次電子放出面）にあてて二次電子を増殖させて電流として取り出す電子増倍器より構成されている。光電子増倍管にも時間分解能に優れているタイプ、エネルギー分解能に優れているタイプ等があり、大きさも様々なものがある。

2.4.3 Plastic Ball 検出器

Plastic Ball 検出器は 655 の module からなる検出器で、target 領域の全方位角と擬 rapidity で $-1.7 < \eta < 0.5$ の範囲（極角 $30^\circ < \theta < 160^\circ$ ）を覆っている。Plastic

Ball 検出器のスケッチを図 2.13 に示す。各 module は 2 つのシンチレーターと 1 つの光電子増倍管から構成されていて、前面にある薄いシンチレーターで ΔE を測定し、その後ろに設置された厚いシンチレーターで E を測定する。測定した ΔE と E を比較することで、250 MeV までの proton や π 中間子, deuteron, triton, $^3,4\text{He}$ などを識別することができる。 ΔE を測定する $\text{CaF}_2(\text{Eu})$ の厚さは 4mm で、 E を測定するプラスチックシンチレーターの長さは 36cm である。

本研究では、target 領域で reaction plane を決定する検出器としてこの Plastic Ball 検出器を用いるが、前方に飛び出す粒子の密度が高いので、前方では 1 つの module に何個も粒子が入ってしまい正しい測定ができるとは限らない。そこで前方を除いた領域、すなわち粒子が 1 つの module に 1 つ入って来るような領域 $-1.7 < \eta < 0.1$ ($84^\circ < \theta < 160^\circ$) でのみ計算を行った。

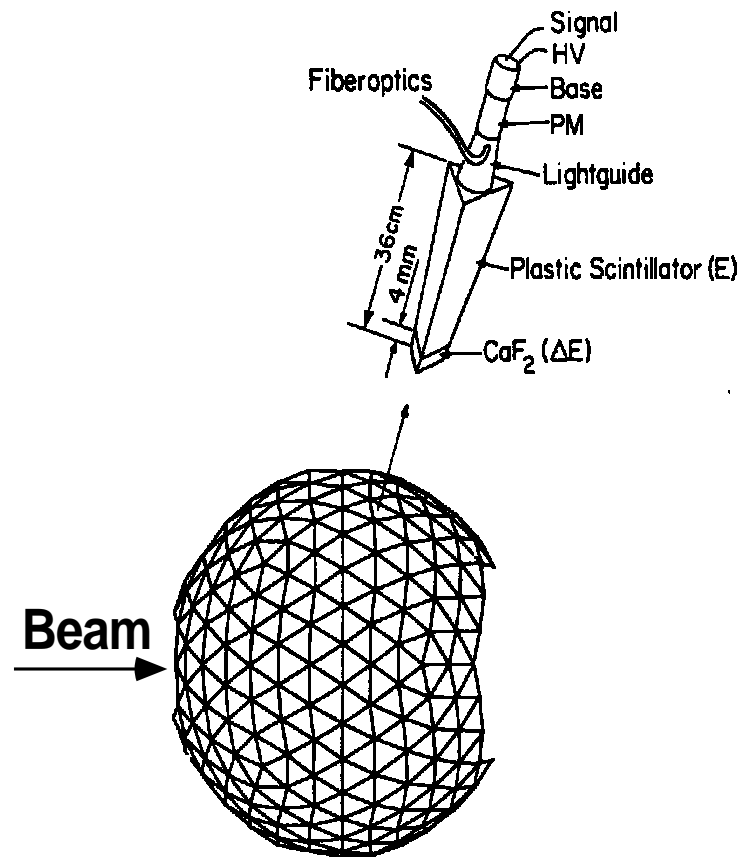


図 2.13: Plastic Ball 検出器

2.5 本研究の動機と位置付け

高エネルギー重イオン衝突実験において、reaction plane を決定する測定技術は反応機構を理解する上で重要であるという認識が最近特に持たれてきた。従来の reaction plane を決定する測定では、directed flow を用いた projectile 領域もしくは target 領域の方位角異方性を用いて測定していたために reaction plane の方位角分解能が十分に得られなかった。

本研究では projectile 領域に置かれた Hadron Calorimeter と target 領域に置いた Plastic Ball 検出器を同時に使用することによって、reaction plane の分解能を向上させることを目的に計算を行った。

第3章 計算のsetup

3.1 JAM

この節では、核子当たり 20GeV (実験室系のエネルギー) での flow 効果を観測するために用いた、高エネルギー実験でよく使われている理論モデル JAM (Jet AA Microscopic Model) を用いた directed flow 強度の予測と、JAM によって発生させた粒子の rapidity 分布、 P_t 分布について述べる。

なお、今回のシミュレーションでは flow の研究が比較的なされている proton, π^+ , π^- に発生粒子を絞った。

3.1.1 20GeV での proton の directed flow

本研究では 20GeV で計算を行うので、 20GeV での target 領域と projectile 領域の directed flow 強度がどのくらいになるかを見積もっておく必要がある。JAM で発生させた 20GeV の directed flow 強度を図 3.1 に示した。図 3.1 から directed flow 強度を

$$\begin{aligned}v_1^{projectile} &= 0.139 \pm 0.006 \\v_1^{target} &= 0.239 \pm 0.013\end{aligned}$$

と予測した。 $v_1^{projectile}$ は Hadron Calorimeter で測定される directed flow 強度、 v_1^{target} は Plastic Ball 検出器で測定される directed flow 強度である。Plastic Ball 検出器では粒子識別ができるので、予測値は純粋に proton だけの directed flow である。しかし、Hadron Calorimeter では粒子識別をすることができないので、予測値は Hadron Calorimeter に入射した全ての粒子 (ここでは proton, π^+ , π^-) についての平均値である。

3.1.2 JAM の y 分布、 P_t 分布

図 3.2 に理論モデル JAM で発生させた proton, π 中間子の rapidity 分布、図 3.3 に P_t 分布を示す。縦軸はそれぞれ event 数、単位 rapidity、単位 P_t で規格化してある。

Proton の y 分布は target 領域と projectile 領域に peak が見える。これは、2.1.3 節で説明した通りで反応に関与しなかった傍観部である。 P_t 分布で言えば $P_t < 0.3$ の所に見える peak がこれにあたる。

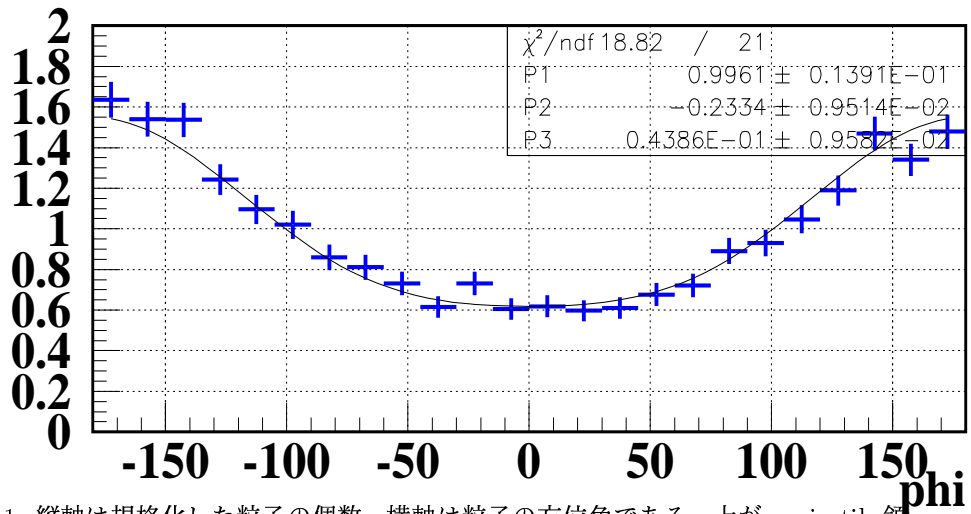
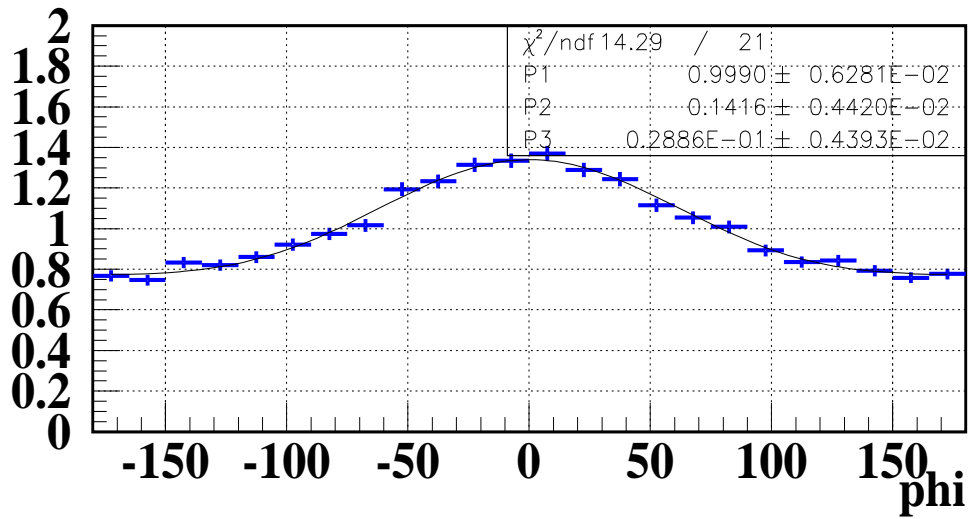


図 3.1: 縦軸は規格化した粒子の個数、横軸は粒子の方位角である。上が projectile 領域の全粒子の方位角分布、下が target 領域の proton の方位角分布

dN/dy jam

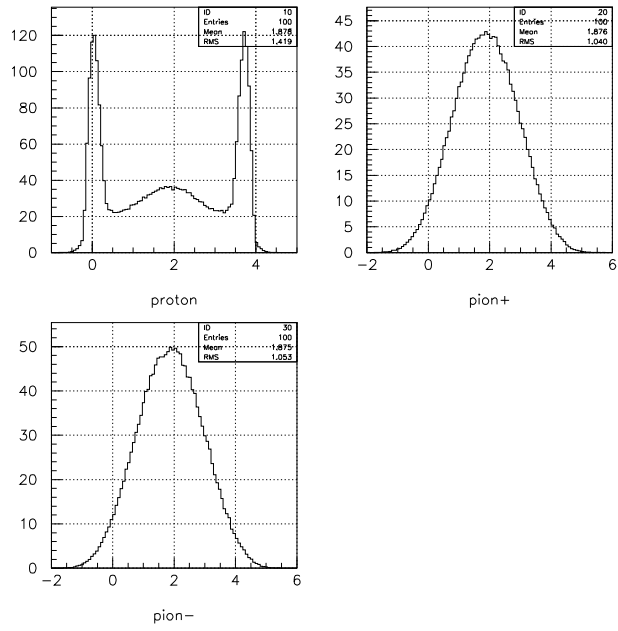


図 3.2: JAM による規格化した rapidity 分布。縦軸は規格化した粒子の個数で横軸は rapidity

dN/dp_t jam

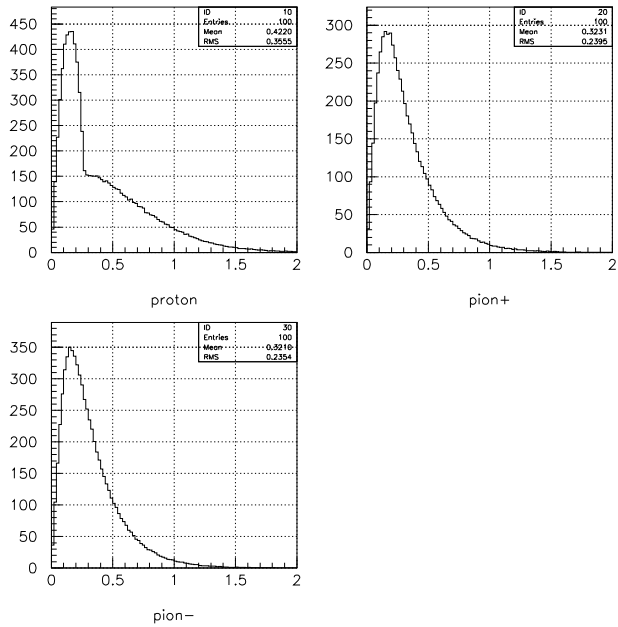


図 3.3: JAM による規格化した P_t 分布。縦軸は規格化した粒子の個数で横軸は P_t

3.2 JAM を用いた Reaction plane の計算方法

この節では JAM を用いて reaction plane を計算するための方法について述べる。本研究では反応面を決めるための検出器として Plastic Ball 検出器と Hadron Calorimeter を用いるが、Plastic Ball 検出器は粒子識別ができるので検出器としての細かい構造は考えず検出器が覆っている範囲だけを考え、そこに入って来るような粒子を用いて reaction plane を決定した。

3.2.1 Reaction plane を決めるための検出器

本研究では reaction plane を決めるための検出器として、Plastic Ball 検出器と Hadron Calorimeter を用いた。Reaction plane を精度よく決めるための条件として考えられるものを以下に挙げた。

1. Directed flow を観測するために target (beam) rapidity 領域に設置されている
2. Elliptic flow を観測するために mid-rapidity 領域に設置されている
3. Flow の効果をできるだけ観測するために衝突点に近い所に設置されている
4. 方位角方向の acceptance が良いこと
5. 粒子識別ができること

Plastic Ball 検出器は 1、3、4、5 の条件を満たし、Hadron Calorimeter は条件 1、4 を満たしている。

3.2.2 Plastic Ball 検出器を用いた reaction plane の計算

ここでは Plastic Ball 検出器を用いて reaction plane を決める方法について述べる。Hadron Calorimeter は GEANT というシミュレーションコードを用いて実際に計算機上に再現し計算を行ったので、これについては次の章で述べる。

検出器に入り得るといふ cut のかけ方

シミュレーションを行う際に JAM の出力に対して Plastic Ball 検出器に入るといふ cut をかける必要がある。粒子の放出角を θ とすると Plastic Ball 検出器は $30^\circ < \theta < 160^\circ$ を覆っているが、2.4.3 節でも述べたように粒子識別が困難な領域を除いた $84^\circ < \theta < 160^\circ$ で測定した。この θ に入る proton だけを使って reaction plane を決定した。

Reaction plane の計算方法

Plastic Ball 検出器を用いて以下の方法で reaction plane を求めた。

1. JAM で $\Psi_0 = 0^\circ$ (Ψ_0 は reaction plane の角度) に固定して粒子を発生させた。
2. JAM の 1event ごとの出力に対して Plastic Ball 検出器に入り得るものという cut をかけた。かけた cut は

$$84^\circ < \theta < 160^\circ$$

である。この領域で観測された proton で計算を行った。また今回用いた Plastic Ball 検出器は、横方向の運動エネルギーが $50 < E_{kin}(MeV) < 250$ の範囲でしか粒子識別できないことが実験から分かっている。そこで cut をかけた場合と、cut をかけなかった場合の両方を計算した。

3. Plastic Ball 検出器にて観測された proton に対し、以下の式で reaction plane を 1event ごとに決定した。

$$\Psi_{measured} = \arctan\left(\frac{\sum_{i=1}^n P_{t_i} \sin \phi_i}{\sum_{i=1}^n P_{t_i} \cos \phi_i}\right) \quad (3.1)$$

4. 式 (3.1) で決まった reaction plane に対し、以下の式で reaction plane の分解能を求めた。

$$\sigma = \langle \cos(\Psi_{measured} - \Psi_0) \rangle \quad (3.2)$$

今 reaction plane の角度は 0° に固定しているので上式で Ψ_0 は 0 である。

Plastic Ball 検出器により求めた reaction plane の分布を図 3.4 に示す。今 reaction plane を 0° に固定して発生させているので、測定される reaction plane は 0° か 180° のどちらかに偏っているはずである。Plastic Ball 検出器では 180° の方に偏っていることが分かる。

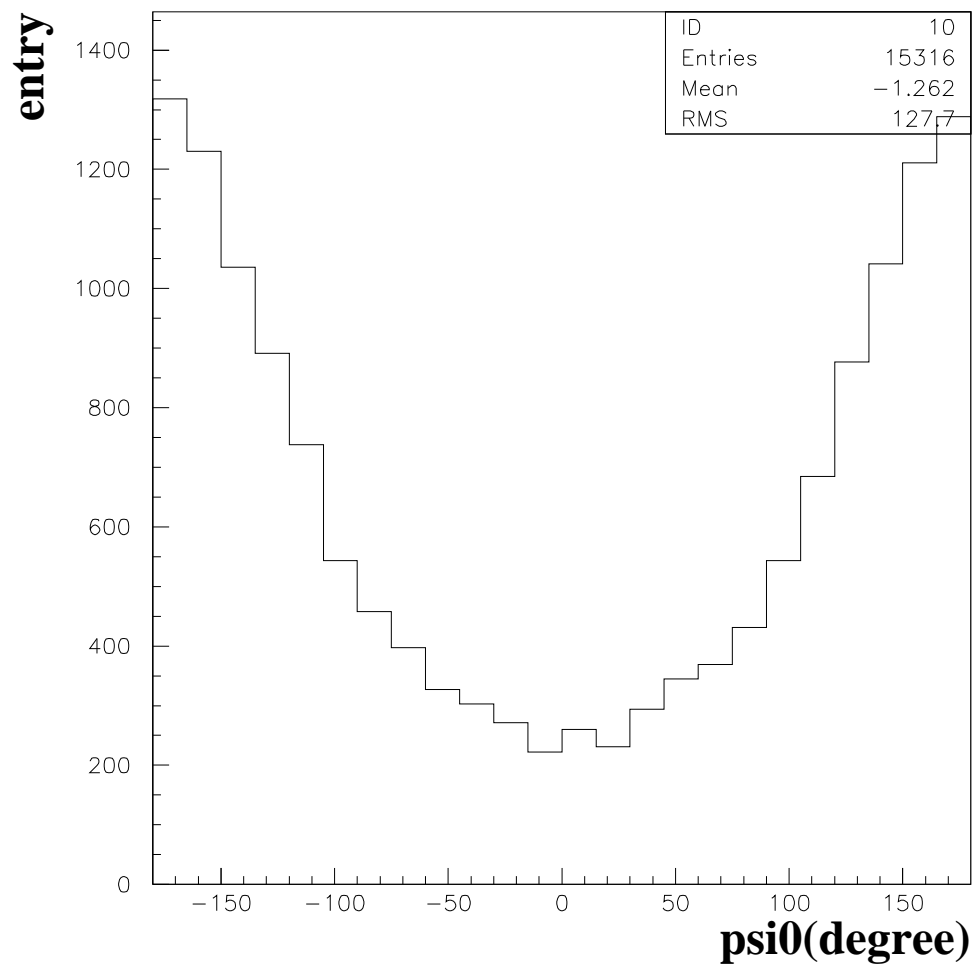


図 3.4: Plastic Ball 検出器で測定された reaction plane の分布。180° を中心にある幅を持って分布していることが分かる。

3.3 GEANT

GEANT とは高エネルギー物理学でよく用いられるシミュレーションツールである。User が望む検出器をその材質、大きさなどを指定して計算機上に再現し、粒子との相互作用をモンテカルロ法を用いてシミュレーションすることができるツールである。ちなみに GEANT という名前は *GEometry ANd Tracking* の略である。

3.3.1 Hadron Calorimeter の setup

GEANT に入力した Hadron Calorimeter の構造を図 3.5 に示す。本研究では円柱形のサンドイッチ型 Calorimeter を用いた。Hadron Calorimeter は ϕ 方向に 24 分割されており各 sector 毎に光電子増倍管が設置されていて、24 箇所の読みだしがあるとした。ただし、今回の計算では光電子増倍管の構造は再現していない。Hadron Calorimeter で測定したエネルギー損失から reaction plane を決定した (詳細は 3.3.4 節)。

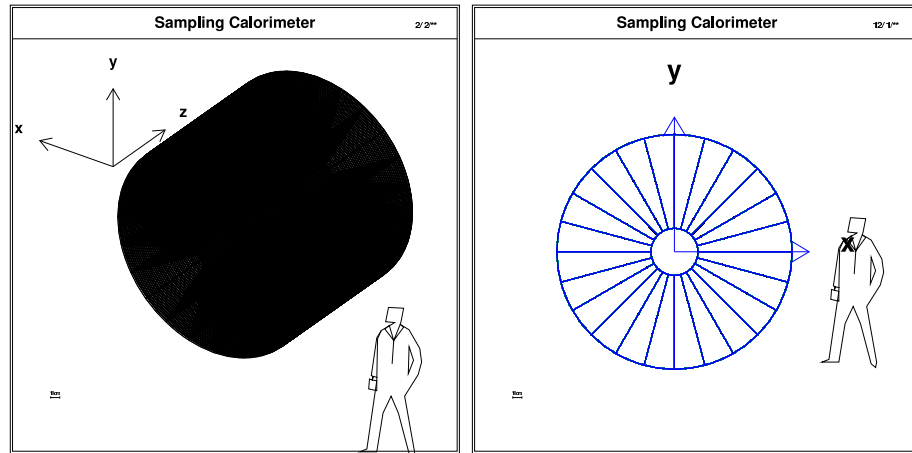


図 3.5: GEANT に入力した Hadron Calorimeter

Hadron Calorimeter は 2.5cm の薄い鉄板と 0.5cm のプラスチックシンチレーターとのサンドイッチ構造になっており、66 組の鉄とシンチレーターが z 軸にそって置かれている。

図 3.5 で z 軸に沿って beam 軸があり原点で beam と target が衝突する。この原点を衝突によって発生した粒子の発生点とする。Hadron Calorimeter は衝突点より 30m の位置にある。Hadron Calorimeter の物質は以下の通りである。

定義した物質				
物質	原子量	原子番号	密度 (g/cm^3)	放射長 (cm)
シンチレーター (BC-404)	6.221	3.373	1.032	42.4
鉄 (Fe)	55.850	26.000	7.870	1.76

Hadron Calorimeter 以外の影響は極力なくして考えたので、Hadron Calorimeter は真空の中に配置した。

3.3.2 相互作用の設定

発生粒子と物質との相互作用として以下のものを考えた。

- 電子・陽電子対生成
- コンプトン散乱
- 光電効果
- δ 線放射
- 陽電子対消滅
- 制動放射
- ハドロン間の相互作用
- μ 粒子・原子核相互作用
- 粒子の崩壊
- エネルギー損失 (Landau のゆらぎ)
- 多重散乱 (モリエール散乱)

3.3.3 エネルギー損失の計算

GEANT ではシンチレーターの蛍光量は計算しない。その代わりにシンチレーターにおけるエネルギー損失の総量で評価した。図 3.6 は 20GeV の proton を入射したときの、Hadron Calorimeter のシンチレーターにおけるエネルギー損失である。

3.3.4 エネルギー損失を用いた reaction plane の決定

この節では Hadron Calorimeter を用いて reaction plane を決定する方法について述べる。本研究では GEANT で計算されるエネルギー損失をそのまま使って、reaction plane を決定した。3.3.1 節でも述べたように、Hadron Calorimeter は方位角方向に 24 分割されている。各 sector で測定されたエネルギー損失をみてやれば、どの方位角方向に粒子が偏っているかが分かる。Hadron Calorimeter では以下の式で reaction plane を決定した。

$$\Psi_{measured} = \arctan\left(\frac{\sum_{i=1}^n E_i \sin \phi_i}{\sum_{i=1}^n E_i \cos \phi_i}\right) \quad (3.3)$$

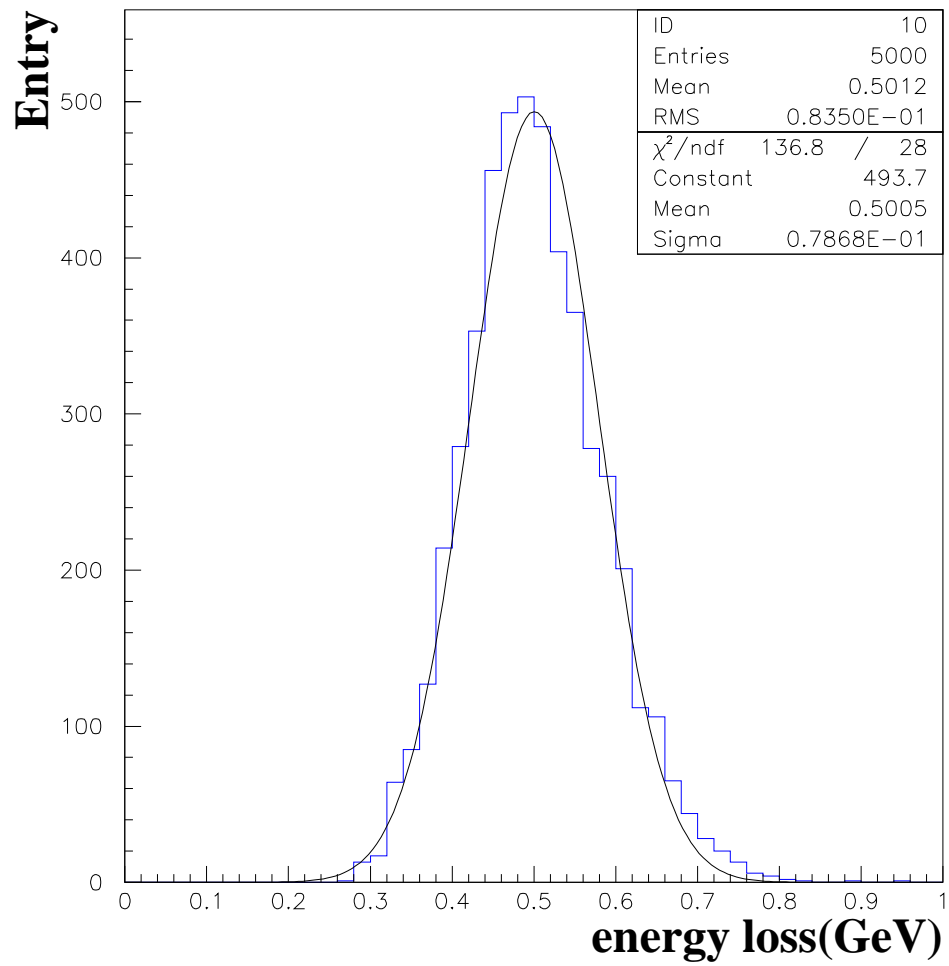


図 3.6: 20GeV の proton を入射したときの Hadron Calorimeter のシンチレーターにおけるエネルギー損失

E は各 sector で落したエネルギー損失、 ϕ は各 sector が覆う方位角である。式 (3.3) から求めた reaction plane $\Psi_{measured}$ と式 (3.2) から、Hadron Calorimeter における reaction plane の分解能を求めた。

図 3.7 に Hadron Calorimeter で測定した reaction plane の分布を示す。Hadron Calorimeter で測定した reaction plane の分布は、Plastic Ball 検出器で測定した場合と逆で 0° の方に偏っていることが分かる。

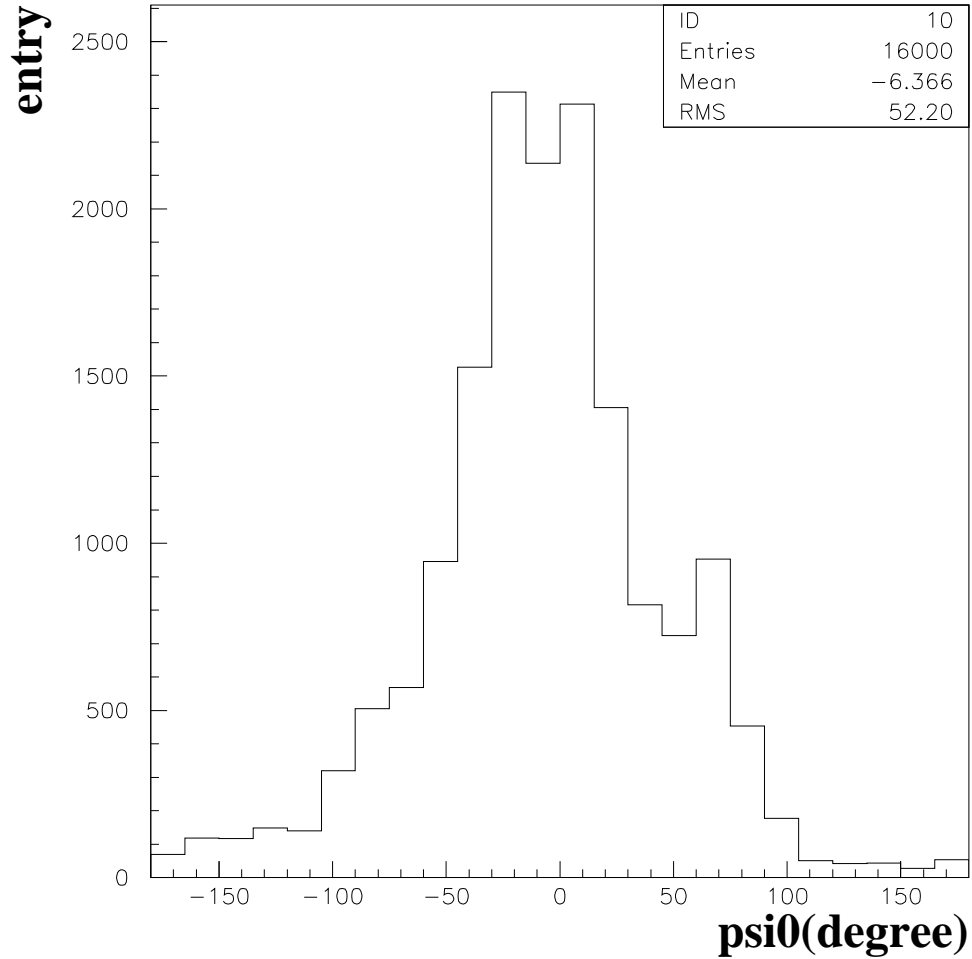


図 3.7: Hadron Calorimeter のエネルギー損失から求めた reaction plane の分布。 0° を中心にある幅を持って分布していることが分かる。

3.4 Auto correlation について

この節では決定した reaction plane から directed flow 強度 v_1 を求めるときに考慮しなければならない auto correlation について述べる。

実験などで実際に観測される directed flow 強度 v_1 の値は 2.3 節でも述べたが、reaction plane 分解能と以下のような関係がある。

$$v_n = \frac{v'_n}{\langle \cos(n\Delta\Psi_{measured}) \rangle}$$
$$\Delta\Psi_{measured} = \Psi_{measured} - \Psi_0$$

実際に測定されるのは上式の v'_1 の値で、それに実験的に決まった reaction plane 分解能の補正をかけて真の v_1 の値とする。

本研究では Plastic Ball 検出器と Hadron Calorimeter で reaction plane を決定するが、各検出器で測定された directed flow 強度を各検出器で測定された reaction plane の分解能で補正すると同じ粒子を使っているために、そこに相関があることから実際の v_1 の値よりも大きめの値になることがこれまでの実験結果から分かっている。例えば、Plastic Ball 検出器で測定した reaction plane を用いて Plastic Ball 検出器で測定された v'_1 の値に補正をかけるとそこから求まる v_1 が大きめの値になるということである。このような auto correlation を取り除くために本研究では以下のようにして v_1 の値を求めた。

1. 各検出器で directed flow 強度 v'_1 を求める
2. 求めた v'_1 に reaction plane 分解能の補正をかける。このとき、Plastic Ball 検出器の v'_1 に対しては Hadron Calorimeter で決めた reaction plane 分解能の補正をかける。逆も同様にして計算する。

このように計算した v_1 の値は auto correlation が消え予測した値と一致するはずである。結果については次章で述べる。

第4章 結果

4.1 シミュレーションの結果

この節では JAM 及び GEANT を用いたシミュレーションの結果について述べる。

4.1.1 Hadron Calorimeter を置く極角の範囲の決定

Hadron Calorimeter を置く位置は projectile 領域であるが、2.2 節でも述べたように proton と π 中間子の directed flow(v_1) は符号が逆であるから、もし proton と π 中間子が Hadron Calorimeter に同数だけ入って来るようなことになると、directed flow は打ち消しあってしまいあたかも flow がなかったように観測されてしまう。これを防ぐためには、proton の数が π 中間子の数に比べて十分多い領域に Hadron Calorimeter を置かなくてはならない。今の場合、極角 θ (粒子の放出角) を上の条件を満たすように決定する必要がある。これは JAM の出力から決定した。以下それについて述べる。

まず、Hadron Calorimeter は projectile 領域に置かれるので、rapidity の cut は $3.2 < y$ とした。また本研究で測定するのは粒子の方位角相関であるから、それに関係のない spectator は極力観測にかからないようにしたい。そこで proton の P_t 分布から spectator が見える領域を見積もると、 $P_t < 0.3$ となった。よって、極角の範囲決定のためにかけた cut は

1. $y > 3.2$

2. $P_t > 0.3$

である。この cut をかけて得たのが図 4.1 である。横軸は極角 θ 、縦軸はその極角に入った粒子の数である。図 4.1 から、上に述べたように proton が多くて π 中間子が少ないような領域を選んだ。本研究では比較のために以下の 2 つの範囲に Hadron Calorimeter を置いて計算を行った。

$$0.5^\circ < \theta < 2.5^\circ$$

$$0.5^\circ < \theta < 1.5^\circ$$

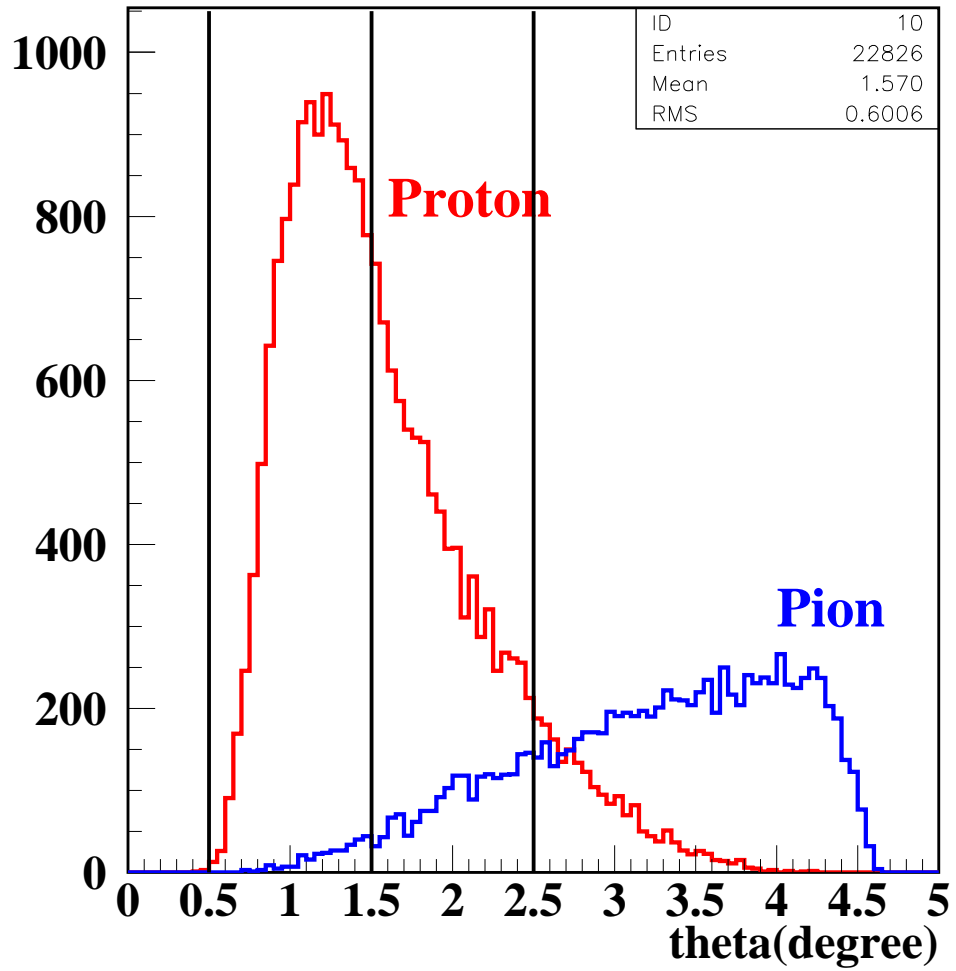


図 4.1: 本研究では $0.5^\circ < \theta < 2.5^\circ$ と $0.5^\circ < \theta < 1.5^\circ$ の範囲で計算を行った。

4.1.2 Hadron Calorimeter から求めた reaction plane 分解能

GEANT による計算から求めた Hadron Calorimeter での reaction plane 分解能の値は $0.5^\circ < \theta < 2.5^\circ$ では

$$\sigma_{calorimeter} = 47^\circ \quad (0.678 \pm 0.008)$$

となり、 $0.5^\circ < \theta < 1.5^\circ$ では

$$\sigma_{calorimeter} = 40^\circ \quad (0.768 \pm 0.005)$$

となった。

4.1.3 Plastic Ball 検出器から求めた reaction plane 分解能

Plastic Ball 検出器で測定された reaction plane 分解能の値は、 E_{kin} の cut がある場合で

$$\sigma_{plasticball} = 67^\circ \quad (0.396 \pm 0.012)$$

となり、 E_{kin} の cut がない場合で

$$\sigma_{plasticball} = 59^\circ \quad (0.516 \pm 0.005)$$

となった。

4.1.4 Reaction plane 分解能の最終的な値

この節では Plastic Ball 検出器と Hadron Calorimeter から求めた reaction plane 分解能から、最終的に 1 つ reaction plane 分解能を求めるための計算とその結果について述べる。

Reaction plane 分解能の計算式

Plastic Ball 検出器から求めた reaction plane を $\Psi^{plasticball}$ 、Hadron Calorimeter から求めた reaction plane を $\Psi^{calorimeter}$ とすると、両検出器から求まる reaction plane は

$$\Psi_{measured} = \arctan \left(\frac{w \sin(\Psi^{calorimeter}) - v \sin(\Psi^{plasticball})}{w \cos(\Psi^{calorimeter}) - v \cos(\Psi^{plasticball})} \right) \quad (4.1)$$

となる。ここで w 、 v は定数で reaction plane の分解能によって決める重みである。 v の符号が負になっているのは、target 領域で決まる reaction plane と projectile 領域で決まる reaction plane が角度で π だけ違うためである。

式 (4.1) から求めた reaction plane と次式

$$\sigma = \langle \cos(\Psi_{measured} - \Psi_0) \rangle$$

から最終的な reaction plane の分解能を求めた。<> は全 event の平均値を表している。

最終的な reaction plane 分解能

両検出器のから求めた reaction plane 分解能を下の表に示した。() の中は $\cos(\Psi_{measured} - \Psi_0)$ の平均値である。

	$50 < E_{kin}(MeV) < 250$	cut なし
Plastic Ball	$67^\circ (0.396 \pm 0.012)$	$59^\circ (0.516 \pm 0.005)$

	$0.5 < \theta < 2.5$	$0.5 < \theta < 1.5$
Calorimeter	$47^\circ (0.678 \pm 0.008)$	$40^\circ (0.768 \pm 0.005)$

これらの値から、最も reaction plane 分解能が良くなる場合で

$$\sigma = 38^\circ (0.792 \pm 0.004)$$

となることが分かった。

4.1.5 両検出器から求めた directed flow 強度の値

両検出器で求めた directed flow 強度 v_1 の値を下の表に示した。

検出器	JAM	Ψ_0	補正前	補正後
Calorimeter	0.139 ± 0.006	0.122 ± 0.002	0.049 ± 0.001	0.121 ± 0.004
Plastic Ball	0.239 ± 0.013	0.250 ± 0.008	0.173 ± 0.004	0.253 ± 0.006

Hadron Calorimeter の方は JAM の値以外は全て GEANT を用いて計算した値である。Plastic Ball 検出器の方は全て JAM で計算した値である。ここで表の中の JAM とは理論モデル JAM から予測した値で、 Ψ_0 とは計算する時に真の reaction plane を使って計算した値である。今 reaction plane は 0° に固定しているので式 (2.14) で $\langle \cos(\Psi_{measured} - \Psi_0) \rangle = 1$ の時の値である。また、補正前というのは 3.4 節で述べたような auto correlation を差し引いたときの測定された directed flow 強度で、補正後とは補正前の値に reaction plane 分解能の補正をした値である。

Plastic Ball 検出器の方は全て JAM で計算しているので誤差の範囲で厳密に一致するはずである。実際誤差の範囲で一致していることが分かる。しかし Hadron Calorimeter では JAM で計算した v_1 と GEANT で計算した v_1 が一致するとは限らない。その理由としては、GEANT ではエネルギー損失を用いて計算しているので、

粒子の種類によるエネルギー損失の違いが効いて JAM の計算値とずれるのではないかと考えられる。実際 Hadron Calorimeter で計算した directed flow 強度の値を見ると、JAM で計算した値の方が GEANT で計算した値よりも大きくなっている。Hadron Calorimeter において GEANT を用いて計算した v_1 の値は誤差の範囲で一致した。

第5章 考察

5.1 Reaction plane 分解能と検出器の acceptance

本研究では Plastic Ball 検出器は $84^\circ < \theta < 160^\circ$ の範囲で、Hadron Calorimeter は $0.5^\circ < \theta < 2.5^\circ$ と $0.5^\circ < \theta < 1.5^\circ$ の範囲で計算を行った。計算の結果から Hadron Calorimeter の方が reaction plane の分解能が良いことが分かった。このように reaction plane 分解能が決まった理由について考察した。

両検出器で reaction plane 分解能に差がでた原因として考えられるのは

1. 観測される粒子の数に差がある。
2. 検出器の acceptance
3. 検出器の性能

である。1 は 2 と 3 から決まる要素であるが、各検出器で観測される粒子の数を 1event 毎に比べてみると、Hadron Calorimeter で観測される粒子の数の方が Plastic Ball 検出器でのそれに比べて非常に多いことが分かった。Plastic Ball 検出器では proton が 1 つも入って来ない event も存在した。次に 2 の検出器の acceptance について述べる。両検出器の acceptance を擬 rapidity (2.1.3 節参照) で表したのが図 5.1 である。上の図で縦軸は規格化した粒子の個数、下の図で縦軸は粒子の directed flow 強度 v_1 の値である。各検出器が覆う範囲を擬 rapidity で表すと

- Plastic Ball : $-1.7 < \eta < 0.1$
- Hadron Calorimeter($0.5 < \theta < 2.5$) : $3.8 < \eta < 5.4$
- Hadron Calorimeter($0.5 < \theta < 1.5$) : $4.3 < \eta < 5.4$

となる。図 5.1 にも各検出器の acceptance が示してある。この図から、projectile 領域では proton の数が π 中間子の数に比べて十分多いことが分かる。Target 領域では proton と π 中間子がほぼ同数入ってきている。ただし本研究では、target 領域には粒子識別が可能な Plastic Ball 検出器を置いているので、target 領域での π 中間子の数はあまり問題ではない。本研究では reaction plane の分解能は Hadron Calorimeter の方が良かったので、target 領域にも Hadron Calorimeter を置いて測定をすると reaction plane 分解能がより向上するのではないかと考えられる。しかし target 領域では上でも述べたように proton と π 中間子がほぼ同数であるため、Calorimeter のように粒子識別できない検出器は、reaction plane 測定用検出器として有効であるとは言

難い。今後の方針としては、Plastic Ball 検出器を改良して reaction plane の精度を向上させる工夫をすること、Plastic Ball 検出器に代わる検出器を開発することなどが挙げられる。

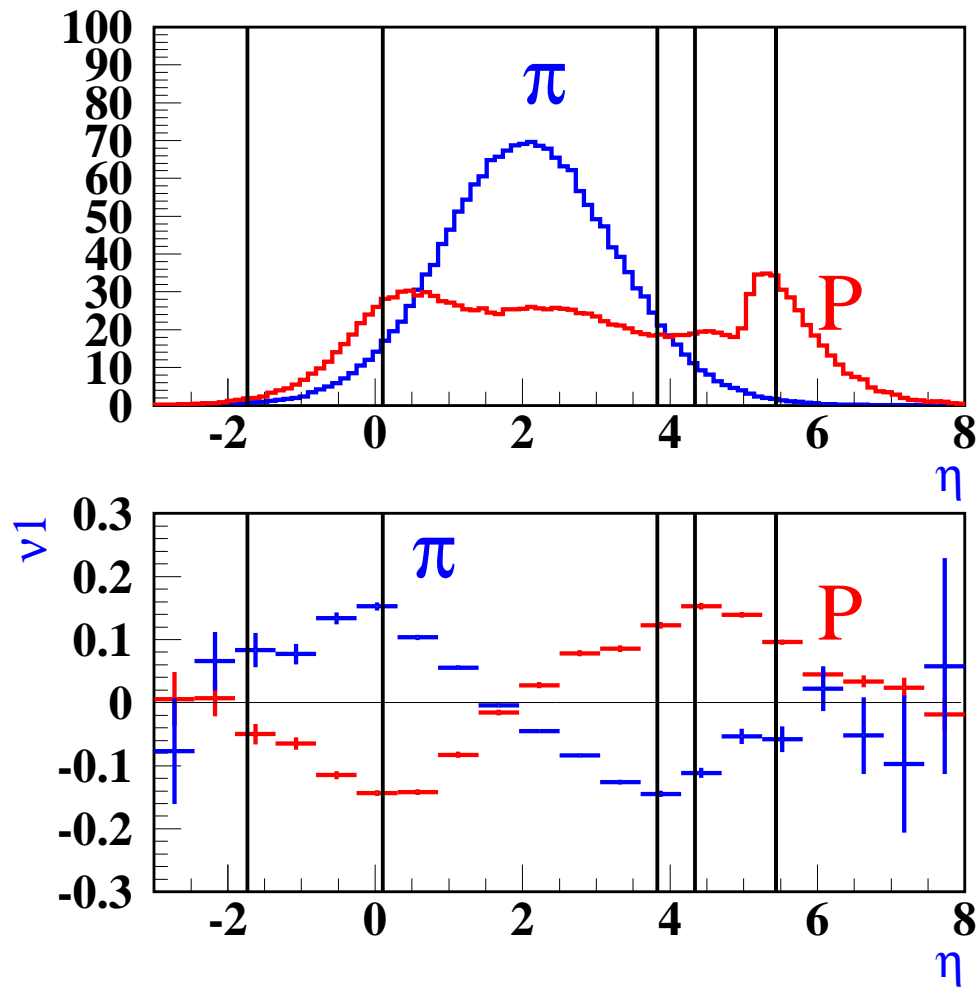


図 5.1: 上の図：縦軸は規格化した粒子の個数。下の図：縦軸は directed flow 強度 v_1 で、横軸は両図とも擬 rapidity である

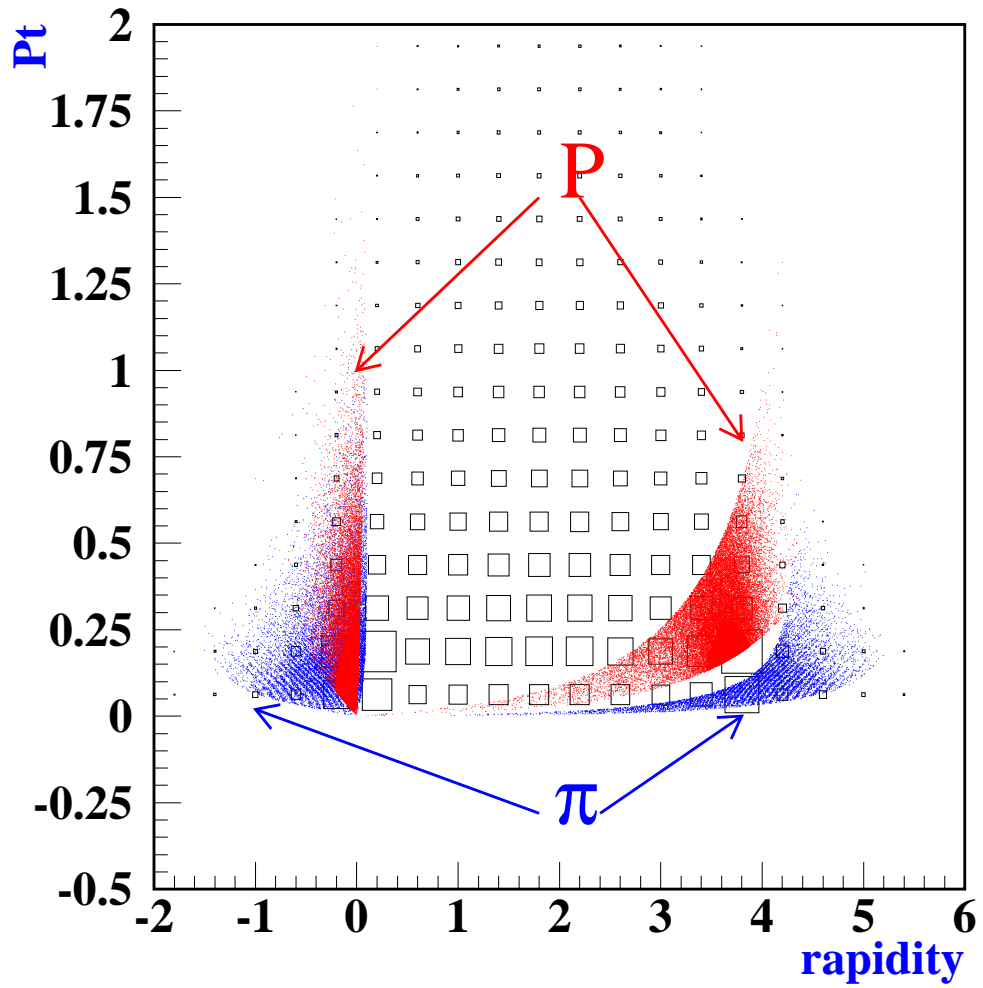


図 5.2: 縦軸は横運動量。横軸は rapidity。左側が Plastic Ball 検出器で測定される proton と π 中間子で、右側が Hadron Calorimeter で観測される proton と π 中間子である。

第6章 まとめ

本研究では target 領域の Plastic Ball 検出器と projectile 領域の Hadron Calorimeter を用いて、実験室系で核子あたり 20GeV ではどのくらいの精度で reaction plane を決めることができるか、さらに決まった reaction plane から Plastic Ball 検出器と Hadron Calorimeter でどの程度 directed flow の効果が観測されるかをコンピューターシミュレーションにより評価した。また、シミュレーションツール GEANT を用いて Hadron Calorimeter の構造を計算機上に再現した。

Reaction plane の分解能は、2つの検出器を合わせることによってその精度を向上させることができた。Reaction plane 分解能は最も良くなる場合で $\sigma = 38^\circ$ (0.792 ± 0.004) と求められた。また、求めた reaction plane 分解能で補正した directed flow 強度 v_1 の値は両検出器とも予測値と誤差の範囲で一致した。

謝辞

本研究を行うにあたり、とても魅力のあるテーマを与えて下さるとともに、様々な御指導、御助言を頂いた三明康郎教授には深く感謝致します。

江角晋一講師、佐藤進助手、技官の加藤純夫さんには本研究の物理や計算機などの様々な方面で相談に乗ってもらい多くのアドバイスを頂きました。特に江角晋一講師には reaction plane の計算方法や flow について相談にのってもらい、本研究を進めるうえで非常に有用な助言を頂きました。

また、研究室の先輩である清道明男さん、相沢美智子さん、坏雄大さん、箱崎大祐さん、小野雅也さん、鶴岡裕士様には本研究を進めるにあたり、様々な助言を頂き、困っているときに何度も助けて頂きました。特に、清道明男さんにはシミュレーションツール GEANT について多くのことを教えて頂きました。また、小野雅也さんには JAM や flow generator の事についてたくさんのアドバイスを頂きました。

また、研究室の同じ4年生である黒木善昭君、坂井真吾君、進藤美紀さん、団村絢子さんには本研究内容や計算機、その他研究室内外での活動など、様々な面で助言をもらいました。特に黒木善昭君には計算機でつまづいたときには何度も助けてもらいました。また、進藤美紀さんには flow について僕の理解が浅い所を丁寧に教えてもらいました。お世話になった皆さんに心から感謝を申し上げたいと思います。

最後に、本研究を行うにあたり、精神的な面や生活面で支えてくれた両親と友人達、せいこうえんの徳原文治さん、徳原典子さんに感謝します。

参考文献

- [1] CERMLIB -CERN Program Library Short writeups
CERN Program library
- [2] GEANT -Detector Description and Simulation Tool
CERN Program library
- [3] PAW -Physics Analysis Workstation User's guide
CERN Program library
- [4] HBOOK -Statistical Analysis and Histogramming Reference Manual
CERN Program library
- [5] PHYSICAL REVIEW D
The American Physical Society
- [6] Mizuki KURATA , Azimuthal Anisotropy of Particle Emission at Target Rapidity Region in Pb + Pb 158 AGeV Collisions , 1999
- [7] Kazuhiko ENOSAWA Study of the Azimuthally Anisotropic Emission of Kaons in 158 A GeV Pb+Pb Collisions at CERN-SPS ,1999
- [8] 小野雅也 前田 憲勲、平成 11 年度卒業論文、相対論的重イオン衝突実験における方位角相関測定のコピューターシミュレーションによる評価
- [9] 清道明男、平成 7 年度卒業論文、衝突型高エネルギー重イオン実験における飛行時間測定器と電磁カロリメーターのコピューターシミュレーションによる評価
- [10] Yasushi Nara , JAM 1.009:A microscopic simulation program for ultra-relativistic nuclear collisions
- [11] Peter Braun-Munzinger Gesellschaft für Schwerionenforschung , Dynamics of Ultra-Relativistic Nuclear Collisions with Heavy Beams: An Experimental Overview
- [12] WA98 Collaboration , Directed Flow in 158 A·GeV $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$ Collisions. , 1998

- [13] WA98 Collaboration , Elliptic Emission of K^+ and π^+ in 158 A·GeV Pb + Pb Collisions , 1999
- [14] Yasuo MIAKE , Review of High Energy Heavy Ion Experiments , 1999
- [15] 栗屋 隆、データ解析 -アナログとデジタル- [改訂版]、学会出版センター、1991
- [16] N.C.Barford、実験精度と誤差 -測定の確からしさとは何か- 丸善株式会社、1997
- [17] Glenn F. Knoll , 放射線計測ハンドブック [第 2 版]、日刊工業新聞社、1990

付録A program

A.1 プログラムリスト

今回の卒業研究で使用したプログラムの主要なものを載せる。

main1.f: JAM による粒子発生の main program

geant.f: GEANT による検出器の配置とエネルギー損失計算の program

A.1.1 main1.f

```
c  A main program for S(200GeV/c)+S
    include 'jam1.inc'
    include 'jam2.inc'
    character frame*8,proj*8,targ*8,cwin*15

c...Initialize JAM
    mstc(1) =88888      ! random seed.
    mevent=20          ! total simulation event
    bmin=0.1           ! minimum impact parameter
    bmax=8             ! maximum impact parameter
    dt=100.0D0         ! collision time(fm/c)
    nstep=1            ! time step
    cwin='200gevc'    ! incident energy
    frame='nn'         ! comp. frame
    proj='32S'         ! projectile
    targ='32S'         ! target
c  mstc(8)=1          ! job mode.
    mstc(156)=1       ! analysis of collision distribution
    fname(1)='jam.cfg'
c...Initialize JAM.
    call jaminit(mevent,bmin,bmax,dt,nstep,frame,proj,targ,cwin)
    nevent=mstc(2)
c...Initialize analysis.
```

```

        call anal1
cccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccc
        open(11,FILE='jamtime.dat',STATUS='UNKNOWN')
cccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccc
c...Simulation start.
        do iev=1,nevent
cccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccc
                write(11,*) '27'
cccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccc
c...Simulate one event.
                call jamevt(iev)

c...Data analysis.

                call anal2

c...List phase space data.
                call jamlist(1)

                call output ! by Daisuke Hakozaiki

        end do

c...Final output.
        call jamfin

c...Print analysis results.
        call anal3

        end

cccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccccc
        subroutine output
                include 'jam1.inc'
                include 'jam2.inc'
                integer hit
                hit=0

                open(10,FILE='jam.dat',STATUS='NEW')

```



```

call vbook1(12,'dN/dy - pion- ',nymx,ymin,ymax)
call vbook1(13,'dN/dy - pion+ ',nymx,ymin,ymax)
call vbook1(14,'dN/dy - charged',nymx,ymin,ymax)
call vbook1(15,'dN/dy - p-p-bar',nymx,ymin,ymax)
call vbook1(16,'dN/dy - h-',nymx,ymin,ymax)
ylab=pard(17)

return

c*****

entry anal2

c...Loop over all particles.
do i=1,nv

    rap=0.5D0*log( max(p(4,i)+p(3,i),1.D-8)/max(p(4,i)-p(3,i),
& 1.D-8) )
    if(mstc(4).eq.0) then
    else if(mstc(4).eq.3) then
    else
        rap=rap+ylab
    endif

    kch=jamchge(k(2,i))
c...Charged particles.
    if(kch.ne.0) then
        call vfill1(14,rap,1.D0/wy)
c...Negative charged particles.
        if(kch.lt.0) call vfill1(16,rap,1.D0/wy)

    endif

    kf=k(2,i)

c.....Protons.
    if(abs(kf).eq.2212) then
        call vfill1(15,rap,isign(1,kf)/wy)
        if(kf.eq.2212) call vfill1(11,rap,1.D0/wy)

```

```

c.....Pions.
    else if(kf.eq.-211) then
        call vfill1(12,rap,1.D0/wy)
    else if(kf.eq.211) then
        call vfill1(13,rap,1.D0/wy)
    else if(kf.eq.111) then
        endif

end do

return

c*****

    entry anal3

c...Output of histograms.
c...Event weight
    fac=1.D0/real(mstc(2))
    mnorm=0
    mform=0
    do i=1,6
        call vscale(10+i,fac)
        call vprint(10+i,mnorm,mform)
    end do

end

```

A.1.2 geant.f

```
c
c   Input 'jamfile'
c   Divide calorimeter into N sector
c
c
c   number(1)----
c   number(2)---- number of scintillator ....66
c   number(3)---- number of division .....24
c
c
c
c
c-----
*****
      SUBROUTINE UGEOM
*****

      COMMON/GCSETS/IHSET, IHDET, ISET, IDET, IDTYPE, NVNAME, NUMBV(20)
      INTEGER ISET, IDET

      COMMON/GCTMED/NUMED, NATMED(5), ISVOL, IFIELD, FIELEDM, TMAXFD, STEMAX
+           , DEEMAX, EPSIL, STMIN, CFIELD, PREC, IUPD, ISTPAR, NUMOLD

      COMMON/GCVOLU/NLEVEL, NAMES(15), NUMBER(15),
+LVOLUM(15), LINDEX(15), INFROM, NLEVMMX, NLDEV(15), LINMX(15),
+GTRAN(3,15), GRMAT(10,15), GONLY(15), GLX(3)
      CHARACTER*4 NAMES
      INTEGER NUMBER, LINMX
      integer nopart
      parameter ( nopart = 5000 )
      COMMON/user/eloss,x0,y0,phi,phical,pid(nopart),
+   mass,beta,pzlab,gamma,nsec,
+   n_all(nopart),bdat(nopart),phisec(nopart),
+   xsec(nopart),ysec(nopart),
+   flag(nopart),dEsec(nopart),
+   sector(nopart),jpart
c-----
c   Define detector geometry
```



```

C-----
      REAL CAVE(3)/4000.,4000.,4000./,
+      IRON(3)/26.2,131.,1.25/,
+      SCNT(3)/26.2,131.,0.25/,
+      LEAD(3)/26.2,131.,1.25/
C
      REAL FIELDM,TMAXFD,DMAXMS,DEEMAX,EPSIL,STMIN,UBUF(3),NWBUF
      real diron,dscnt,dlead
C-----
c      Define new material (Plastic Scintillator)
C-----
      CALL GSMATE(101,'Scintillator $',6.221,3.373,1.032,0.424E+2,
+      0.820E+2,UBUF,NWBUF)
C-----
c      Define tracking medium
C-----
c      ISVOL=0      !not a sensitive volume
      IFIELD=0      !no magnetic field
      FIELDM=0.     !maximum field value(Kilogauss)
      TMAXFD=5.00!maximum angle due to field permitted in one step(in degree)
      DMAXMS=0.1 !maximum displacement for multiple scattering in one step(cm)
      DEEMAX=0.1 !maximum fractional energy loss in one step
      EPSIL=0.1  !tracking precision(cm)
      STMIN=1.0  !minimum step due to energy loss or multiple scattering(cm)
*
      CALL GSTMED(1,'Vacuum $',16,0,IFIELD,FIELDM,TMAXFD,DMAXMS,
+      DEEMAX,EPSIL,STMIN,UBUF,3)
      CALL GSTMED(2,'IRON $',10,0,IFIELD,FIELDM,TMAXFD,DMAXMS,
+      DEEMAX,EPSIL,STMIN,UBUF,3)
      CALL GSTMED(3,'Scintillator $',101,0,IFIELD,FIELDM,TMAXFD,DMAXMS,
+      DEEMAX,EPSIL,STMIN,UBUF,3)
      CALL GSTMED(4,'LEAD $',13,0,IFIELD,FIELDM,TMAXFD,DMAXMS,
+      DEEMAX,EPSIL,STMIN,UBUF,3)

c Rotation matrix-----
      CALL GSROTM(1,90.0,0.0,90.0,90.0,0.0,0.0)
      CALL GSROTM(2,90.0,90.0,90.0,180.0,0.0,0.0)

c Set BOX shape mother volume-----

```

```

CALL GSVOLU('CAVE', 'BOX ',1,CAVE,3,IVOLU)

c Calorimeter geometry-----
CALL GSVOLU('IRON', 'TUBE',2,IRON,3,IVOLU) ! IRON
CALL GSVOLU('SCNT', 'TUBE',3,SCNT,3,IVOLU) ! plastic scintillator
CALL GSVOLU('LEAD', 'TUBE',4,LEAD,3,IVOLU) ! LEAD

c Divide Calorimeter-----
nsec=24
CALL GSDVN('IRN2', 'IRON',nsec,2)
CALL GSDVN('SNT2', 'SCNT',nsec,2)
CALL GSDVN('LED2', 'LEAD',nsec,2)

c Position Calorimeter-----
do 10 i=1,66
diron=i*3+1
dscnt=diron+1.5
CALL GSPOS('IRON',i,'CAVE',0.,0.,diron,1,'ONLY')
CALL GSPOS('SCNT',i,'CAVE',0.,0.,dscnt,1,'ONLY')
10 continue
CALL GGCLOS

RETURN
END

*****
SUBROUTINE UGINIT
*****
C=====
c
c current debug flag
c -----
c ISWIT(10) in /GCFLAG/ : Flags reserved for user
c ISWIT(1) = 2 ...the content of the temporary stack for secondaries
c in the common /GCKING/ is printed
c
c (2) = 1 ...the current point of the track is stored in the JDXYZ
c bank via the routine GSXYZ
c 2 ...the current infomation on the track is printed via the

```

```

c          routine GPCXYZ
c          3 ...the current step is drawn via the routine GDCXYZ
c          4 ...the current point of the track is stored in the JDXYZ
c            bank via the routine GSXYZ. When the particle stops the
c            track is drawn via the routine GDTRAK and the space
c            occupied by the track in the structure JDXYZ released
c
c          (3) = 1 ...the current point of the track is stored in the JDXYZ
c            bank via routines GSXYZ
c
c          (4) = 1 ...prints constants of all particles
c            2 ...prints tracking medium parameters
c            3 ...prints volume parameters
c            4 ...prints the material constants
c
c          (5) = 1 ...write b, n_gen, lpart ( event by event )
c            2 ...draw calorimeter & shower production
c
c=====
c-----
c Initialise once in the session
c-----
c
c          PARAMETER (NWGEAN=9000000,NWPAW=2000000,NWKUIP=30000)
c          COMMON/GCBANK/GEANT(NWGEAN)
c          COMMON/PAWC/PAW(NWPAW)
c
c          COMMON/GCFLAG/IDEBUG, IDEMIN, IDEMAX, ITEST, IDRUN, IDEVT, IERUN
+          , IEOTRI, IEVENT, ISWIT(10), IFINIT(20), NEVENT, NRNDM(2)
c          COMMON/GCPHYS/IPAIR, SPAIR, SLPAIR, ZINTPA, STEPPA
+          , ICOMP, SCOMP, SLCOMP, ZINTCO, STEPPO
+          , IPHOT, SPHOT, SLPHOT, ZINTPH, STEPPH
+          , IPFIS, SPFIS, SLPFIS, ZINTPF, STEPPF
+          , IDRAY, SDRAY, SLDRAY, ZINTDR, STEPDR
+          , IANNI, SANNI, SLANNI, ZINTAN, STEPAN
+          , IBREM, SBREM, SLBREM, ZINTBR, STEPBR
+          , IHADR, SHADR, SLHADR, ZINTHA, STEPHA
+          , IMUNU, SMUNU, SLMUNU, ZINTMU, STEPMU
+          , IDCAY, SDCAI, SLIFE , SUMLIF, DPHYS1
+          , ILOSS, SLOSS, SOLOSS, STLOSS, DPHYS2

```

```

+           ,IMULS,SMULS,SOMULS,STMULS,DPHYS3
+           ,IRAYL,SRAYL,SLRAYL,ZINTRA,STEPRA
integer nopart
parameter ( nopart = 5000 )
COMMON/user/eloss,x0,y0,phi,phical,pid(nopart),mass,
+   beta,pzlab,gamma,nsec,n_all(nopart),
+   bdat(nopart),phisec(nopart),xsec(nopart),ysec(nopart),
+   flag(nopart),dEsec(nopart),
+   sector(nopart),jpart
c Ntuple -----
character*8 nt_tag(6)='x','y','phi','phical',
+   'eloss','b'/
c-----

CALL GINIT           ! Initialize GEANT system

IPAIR=1 ! pair production with generation of electron/positron
ICOMP=1 ! compton scattering with generation of electron/positron
IPHOT=1 ! photo-electric effect with generation of electron
IDRAY=1 ! delta-ray production with generation of electron
IANNI=1 ! positron annihilation with generation of photons
IBREM=1 ! bremsstrahlung with generation of gamma
IHADR=1 ! hadronic interactions with generation of secondaries
IMUNU=1 ! muon-nucleus interactions with generation of secondaries
IDCAY=1 ! decay in flight with generation of secondaries
ILOSS=2 ! continuous energy loss without generation of delta-rays
          !           and full Landau-Vavilov-Gauss fluctuations
IMULS=1 ! multiple scattering according to Moliere theory

CALL GZINIT
CALL GDINIT
CALL GPART
CALL GMATE
CALL UGEO
CALL GPHYSI

c-----
c Histogram Booking
c-----

call hropen(11,'gx_top','gen1.ntp','N',1024,istat)

```

```

        call hbookn(1, 'all ', 6 , 'gx_top',1000,nt_tag)
c-----
c Prints parameters
c-----
c for debugs
    if(ISWIT(4).eq.1) call GPPART(0)
    if(ISWIT(4).eq.2) call GPTMED(0)
    if(ISWIT(4).eq.3) call GPVOLU(0)
    if(ISWIT(4).eq.4) call GPMATE(0)
c-----
    write(6,*)'swit = ',ISWIT

    Return
    END

*****
      SUBROUTINE GUKINE
*****
c-----
c Initialization of each event
c-----
      COMMON/GCFLAG/IDEBUG, IDEMIN, IDEMAX, ITEST, IDRUN, IDEVT, IEBORUN
+          , IEOTRI, IEVENT, ISWIT(10), IFINIT(20), NEVENT, NRNDM(2)
      COMMON/GCOMIS/ICOMIS, JUINIT, JUGEOM, JUKINE, JUSTEP, JUOUT, JULAST

      COMMON/GCONST/PI, TWOPI, PIBY2, DEGRAD, RADDEG, CLIGHT, BIG, EMASS
      COMMON/GCONSX/EMMU, PMASS, AVO

      integer nopart
      parameter ( nopart = 5000 )
      COMMON/user/eloss,x0,y0,phi,phical,pid(nopart),mass,
+      beta,pzlab,gamma,nsec,n_all(nopart),
+      bdat(nopart),phisec(nopart),xsec(nopart),ysec(nopart),
+      flag(nopart),dEsec(nopart),
+      sector(nopart),jpart
      REAL      UBUF,PLAB(3),VERT(3)
      INTEGER   NVTX,NT,IPART
      integer pid
c-----

```

```

c -----for read FLOW GEN.-----
c      Written by Masaya Ono
c-----
      integer MAX_MULT
      parameter (MAX_MULT=15000)
c event header
      integer n_gen, n_all
      real bdat

c output of FLOW GEN.
      real p(0:3,MAX_MULT),em(MAX_MULT)
c nclcnt = No. of collisions
      integer ityp(MAX_MULT), lundid(MAX_MULT)
c counters etc.
      integer n_ev      !, i_ev
      integer kpart,lpart, j
      integer i
      character*60 jamfile
c event information written as a namelist
      namelist /OUTPUT/ b
c hbook
      real pbeam, enn, pnn, ycm
      parameter ( pbeam = 20. )
c initialization-----
      do i=1,nopart
         bdat(i) = 0.0
      enddo

      enn = sqrt(PMASS/2*(PMASS+sqrt(pbeam**2+PMASS**2)))
      pnn = sqrt(enn**2-PMASS**2)
      ycm = 0.5*log((enn+pnnc)/(enn-pnn))

      open (unit=9, file='gen1.dat', err=801, status='old')
      open (unit=10,file='psi1.dat', err=801, status='new')
c event loop-----
      n_ev = 200
      do i_ev=1, n_ev

         read (9, nml=OUTPUT, end=800, err=801)

```

```

        bdat(i_ev) = b

        read(9,*) n_gen
        n_all(i_ev) = n_gen

        if (ISWIT(5).eq.1 ) then
            write(6,*) 'b =',b
        endif

c subevent loop-----
        do kpart = 1, n_all(i_ev)
            read (9, 1906) ityp(kpart),
&                (p(i,kpart), i=0,3),
&                em(kpart)

1906        format(i10,1x,f15.3,1x,f15.3,1x,f15.3,1x,f15.3,1x,f15.3)
            lundid(kpart) = ityp(kpart)

            if(lundid(kpart).eq.211)then ! pi+
                ipart=8
                pid(kpart) = ipart
            elseif(lundid(kpart).eq.-211)then ! pi-
                ipart=9
                pid(kpart) = ipart
            elseif(lundid(kpart).eq.2212)then ! p
                ipart=14
                pid(kpart) = ipart
            else
                go to 79
            endif
79            continue
        enddo
c subevent loop -----
        enddo
c event loop -----

        IF(JUKINE.NE.0) THEN
            CALL CSJCAL(JUKINE,0,X,X,X,X,X,X,X,X,X)
            GO TO 99

```

```

ENDIF

c Lorentz Trasformation-----
  beta = tanh(ycm)
  gamma = 1./sqrt(1.-beta**2)

  if(IEVENT.gt.1)then
    do i = 1, IEVENT-1
      do kpart = 1, n_all(i)
        enddo
      enddo
    endif

  do lpart = 1, n_all(IEVENT)
    pzlab = gamma*(beta*p(0,lpart)+p(3,lpart ))

    PLAB(1)= p(1,lpart)    ! Mom [GeV/c] in x
    PLAB(2)= p(2,lpart)    ! Mom [GeV/c] in y
    PLAB(3)= pzlab         ! Mom [GeV/c] in z
    vert(1)=0.             ! Vertex [cm] in x
    vert(2)=0.             ! Vertex [cm] in y
    vert(3)=-3000.         ! Vertex [cm] in z

    CALL GSVERT(VERT,0,0,UBUF,1,NVTX) ! Define vertex
    CALL GSKINE(PLAB,pid(lpart),NVTX,UBUF,1,NT) ! Define Mom.& PID
  enddo

  IF((IDEBUG.EQ.1).AND.(ISWIT(10).EQ.1))THEN ! Debug Mode
    CALL GPRINT('VERT',0)
    CALL GPRINT('KINE',0)
  ENDIF

800  continue
    write(6,*)'end of tracking'
    write(6,*)'multiplicity  =',n_all(IEVENT)
    go to 888

801  continue
    write(6,*)'error !!!!!!!!!!'

```



```

        go to 888

888  continue

        if (ISWIT(5).eq.1 ) then
            write(6,*)'event number =',IEVENT
        endif

        close(9)                ! close jamfile
99  END

*****
      SUBROUTINE GUTREV
*****

      integer nopart
      parameter ( nopart = 5000 )
      COMMON/user/eloss,x0,y0,phi,phical,pid(nopart),mass,
+   beta,pzlab,gamma,nsec,n_all(nopart),
+   bdat(nopart),phisec(nopart),xsec(nopart),ysec(nopart),
+   flag(nopart),dEsec(nopart),
+   sector(nopart),jpart
      real eloss,x0,y0,phi,phical,mass
      integer sector,flag
      real phisec,xsec,ysec,dEsec
      real jpart

      eloss = 0.
      x0 = 0.
      y0 = 0.
      phi = 0.
      jpart = 0.

      do i=1,nopart
          xsec(i) = 0.
          ysec(i) = 0.
          phisec(i) = 0.0
          flag(i) = 0
          dEsec(i) = 0.0
          sector(i) = 0

```

enddo

CALL GTREVE
RETURN
END

SUBROUTINE GUSTEP

c-----
c This routine called at the end of each tracking step
c-----

COMMON/GCFLAG/IDEBUG, IDEMIN, IDEMAX, ITEST, IDRUN, IDEVT, IEBORUN
+ , IEOTRI, IEVENT, ISWIT(10), IFINIT(20), NEVENT, NRNDM(2)

COMMON/GCKINE/IKINE, PKINE(10), ITRA, ISTAK, IVERT, IPART, ITRTYP
+ , NPART(5), AMASS, CHARGE, TLIFE, VERT(3), PVERT(4), IPAOLD
integer ITRA

COMMON/GCONST/PI, TWOPI, PIBY2, DEGRAD, RADDEG, CLIGHT, BIG, EMASS
COMMON/GCONSX/EMMU, PMASS, AVO

INTEGER MXGKIN
PARAMETER (MXGKIN=100)
COMMON/GCKING/KCASE, NGKINE, GKIN(5, MXGKIN),
+ TOFD(MXGKIN), IFLGK(MXGKIN)
INTEGER KCASE, NGKINE, IFLGK
REAL GKIN, TOFD

COMMON/GCKIN3/GPOS(3, MXGKIN)
REAL GPOS

COMMON/GCTRAK/VECT(7), GETOT, GEKIN, VOUT(7), NMEC, LMEC(30)
+ , NAMEC(30), NSTEP, MAXNST, DESTEP, DESTEL, SAFETY, SLENG
+ , STEP, SNEXT, SFIELD, TOFG, GEKRAT, UPWGHT, IGNEXT, INWVOL
+ , ISTOP, IGAUTO, IEKBIN, ILOSL, IMULL, INGOTO, NLDOWN, NLEVIN
+ , NLVSAV, ISTORY
real vect, getot, destep

```

CHARACTER*4 NAMEC

COMMON/GCTMED/NUMED,NATMED(5),ISVOL,IFIELD,FIELEDM,TMAXFD,STEMAX
+      ,DEEMAX,EPSIL,STMIN,CFIELD,PREC,IUPD,ISTPAR,NUMOLD
COMMON/GCTLIT/THRIND,PMIN,DP,DNDL,JMIN,ITCKOV,IMCKOV,NPCKOV
integer NUMED

COMMON/GCVOLU/NLEVEL,NAMES(15),NUMBER(15),
+LVOLUM(15),LINDEX(15),INFROM,NLEVMX,NLDEV(15),LINMX(15),
+GTRAN(3,15),GRMAT(10,15),GONLY(15),GLX(3)
CHARACTER*4 NAMES

COMMON/GCOMIS/ICOMIS,JUNIT,JUGEOM,JUKINE,JUSTEP,JUOUT,JULAST
integer nopart
parameter (nopart = 5000)
COMMON/user/eloss,x0,y0,phi,phical,pid(nopart),mass,
+      beta,pzlab,gamma,nsec,n_all(nopart),
+      bdat(nopart),phisec(nopart),xsec(nopart),ysec(nopart),
+      flag(nopart),dEsec(nopart),
+      sector(nopart),jpart

IF(JUSTEP.NE.0)THEN
  CALL CSJCAL(JUSTEP,0,X,X,X,X,X,X,X,X,X)
  GO TO 99
ENDIF
CALL GSXYZ      ! Store space points into JXYZ

IF(NGKINE.NE.0) THEN
  CALL GSKING(0) ! Save secondaries generated in this step
ENDIF

if ((NAMES(nlevel).eq.'SNT2').and.(destep.gt.0.0)) then
c      jpart=jpart + 1
c      write(6,*)jpart
      eloss = eloss + destep ! Total energy loss

c read out in a sector -----
      dEsec(number(3)) = dEsec(number(3)) + destep

```

```

                                ! energy loss in one sector

    xsec(number(3)) = vect(1)
    ysec(number(3)) = vect(2)
    phisec(number(3)) = atan2(vect(2),vect(1))

    flag(number(3)) = flag(number(3)) + 1 ! number of hit in a sector
    sector(number(3)) = number(3)
c    write(6,*)'n(3)=' ,number(3)
endif

```

```

99 CONTINUE
   END

```

```

*****
SUBROUTINE GUOUT
*****

```

```

c-----
c Routine called at the end of each event
c-----

```

```

COMMON/GCFLAG/IDEBUG, IDEMIN, IDEMAX, ITEST, IDRUN, IDEVT, IEBRUN
+      , IEOTRI, IEVENT, ISWIT(10), IFINIT(20), NEVENT, NRNDM(2)

```

```

COMMON/GCOMIS/ICOMIS, JUINIT, JUGEOM, JUKINE, JUSTEP, JUOUT, JULAST

```

```

COMMON/GCONST/PI, TWOPI, PIBY2, DEGRAD, RADDEG, CLIGHT, BIG, EMASS
COMMON/GCONSX/EMMU, PMASS, AVO

```

```

COMMON/GCVOLU/NLEVEL, NAMES(15), NUMBER(15),
+LVOLUM(15), LINDEX(15), INFROM, NLEVMMX, NLDEV(15), LINMX(15),
+GTRAN(3,15), GRMAT(10,15), GONLY(15), GLX(3)

```

```

integer nopart
parameter ( nopart = 5000 )
COMMON/user/eloss,x0,y0,phi,phical,pid(nopart),mass,
+      beta,pzlab,gamma,nsec,n_all(nopart),

```

```

+   bdat(nopart),phisec(nopart),xsec(nopart),ysec(nopart),
+   flag(nopart),dEsec(nopart),
+   sector(nopart),jpart

real nt_data(30),seg_data(30) ! For Ntuple
integer hit
real bsec,resophi,phis,phic

IF(JUOUT.NE.0)THEN
  CALL CSJCAL(JUOUT,0,X,X,X,X,X,X,X,X,X)
  GO TO 99
ENDIF

c initialization -----
  esum = 0.0
  hit = 0
  bsec = 0.0
  resophi = 0.

c-----
c calculate phi in a sector -----
  do j = 1, nsec
    if(flag(j).gt.0) then
      hit = hit + 1
    else
      go to 78
    endif
78  enddo

  write(6,*)'hit    =',hit

  write(10,1000)bdat(IEVENT)
  write(10,*)hit
1000 format(f18.15)
1100 format(f15.10,1x,f15.10)

  do i = 1, nsec
    if(flag(i).gt.0) then
      phis = phis + sin(phisec(i))*dEsec(i)
      phic = phic + cos(phisec(i))*dEsec(i)

```

```

        x0 = x0 + xsec(i)*dEsec(i)
        y0 = y0 + ysec(i)*dEsec(i)
        write(6,*)' phi ',phisec(i)
        write(10,1100)180/PI*phisec(i),dEsec(i)
    endif
enddo

```

c-----

```

    phi = (180./PI)*atan2(phic,phis)
    x0 = x0/eloss
    y0 = y0/eloss

```

```

    phical = (180./PI)*atan2(y0,x0)

```

```

    write(6,*)'phi ',phi
    write(6,*)'phical',phical
    write(6,*)'x0 ',x0
    write(6,*)'y0 ',y0
    write(6,*)'event?',IEVENT

```

```

    nt_data(1) = x0
    nt_data(2) = y0
    nt_data(3) = phi
    nt_data(4) = phical
    nt_data(5) = eloss
    nt_data(6) = bdat(IEVENT)

```

```

    call hfn(1, nt_data)

```

```

    IAX = 2
    CUTVAL = 0.
    U0 = 9.
    V0 = 9.
    SU = 0.04
    SV = 0.04
    If(ISWIT(5).eq.2)Then
        call GSATT('CAVE','SEEN',1)
    EndIf

```

```

        call GSATT('IRON','SEEN',1)
        call GSATT('SCNT','SEEN',1)
C       call GSATT('LEAD','SEEN',1)
c       CALL ICLRWK(0,0)
        CALL GDHEAD(101,'Sampling Calorimeter$',.5)
        CALL GDXYZ(0)          ! plot tracks
        CALL GDMAN(17.,8.)     ! draw a man
        CALL GDPART(0,11,0.25) ! write particle name
        CALL GDSCAL(2.,2.5)    ! draw scale
        CALL GDRAW('CAVE',0.,0.,0.,U0,V0,SU,SV)
c       call IGSET('TXCI',3.)
c       call GDHITS('*','*',0,840,3.,)
endif
If(ISWIT(5).eq.3)Then
        call GSATT('CAVE','SEEN',1)
        call GSATT('IRON','SEEN',1)
        call GSATT('SCNT','SEEN',1)
C       call GSATT('LEAD','SEEN',1)
c       CALL ICLRWK(0,0)
        CALL GDHEAD(101,'Sampling Calorimeter$',.5)
        CALL GDXYZ(0)          ! plot tracks
        CALL GDMAN(17.,8.)     ! draw a man
        CALL GDPART(0,11,0.25) ! write particle name
        CALL GDSCAL(2.,2.5)    ! draw scale
        call GDRAWC('CAVE',IAX,CUTVAL,U0,V0,SU,SV) ! cut y-axis
c       call IGSET('TXCI',4.)
c       call GDHITS('*','*',0,840,3.,)
endif
RETURN
99  END

```

```

*****
SUBROUTINE UGLAST
*****
c-----
c Termination of the process
c-----
COMMON/GCOMIS/ICOMIS,JUNIT,JUGEOM,JUKINE,JUSTEP,JUOUT,JULAST

```

```

IF(JULAST.NE.0)THEN
  CALL CSJCAL(JULAST,0,X,X,X,X,X,X,X,X,X)
  GO TO 99
ENDIF

CALL GLAST
Call hrout(0,icycle,' ') ! Save Hbook's
Call hrend('gx_top') !

CALL IGEND
RETURN
99 END

```

```

*****
SUBROUTINE GUFLD(X,F)
*****
c-----
c Give the magnetic field Field at space point X
c-----

RETURN
END

```