

ЭЛЛИПТИЧЕСКИЙ ПОТОК ЧАСТИЦ В СОУДАРЕНИЯХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ И ВОЗМОЖНОСТЬ ЕГО ИЗМЕРЕНИЯ ПРИ ЭНЕРГИЯХ ЛНС

© 2008 г. В. Л. Коротких*, И. П. Лохтин**, С. В. Петрушанко***,
Л. И. Сарычева****, А. М. Снигирев*****, Г. Х. Эйюбова*****

*Научно-исследовательский институт ядерной физики
Московского государственного университета, Россия*

Поступила в редакцию 21.03.2008 г.

Азимутальная анизотропия распределения частиц — одна из важных наблюдаемых, характеризующих коллективные эффекты на начальной стадии образования и расширения кварк-глюонной материи при столкновении релятивистских ядер. Ожидается, что с ростом энергии от RHIC к ЛНС коэффициент азимутальной анизотропии v_2 увеличится, но при этом возрастут непотоковые эффекты (вклад от мини-струй и другие корреляции между частицами). В настоящей работе на основе событий, смоделированных с помощью генератора HYDJET для столкновений Pb + Pb при энергиях ЛНС, проведен анализ методов определения коэффициента азимутальной анизотропии v_2 с оценкой вклада непотоковых эффектов. Оценена точность измерения коэффициентов v_2 в зависимости от поперечного импульса и псевдобыстроты в экспериментальных условиях на ЛНС.

PACS: 25.75.-q, 12.38.Mh

1. ВВЕДЕНИЕ

Азимутальная анизотропия распределения заряженных частиц — одна из наиболее важных характеристик системы, рожденной в столкновениях тяжелых ионов. В нецентральных столкновениях ядер направление оси пучка и прицельный параметр столкновения определяют плоскость реакции. Наблюдаемый выход частиц как функция азимутального угла по отношению к плоскости реакции в каждом событии дает информацию о динамике столкновения на ранней стадии [1–4].

Первоначальная область перекрытия ядер при ненулевом прицельном параметре имеет эллиптическую форму. В процессе термализации рожденного вещества из-за пространственной анизотропии системы создаются градиенты давления: максимального вдоль меньшей оси эллипса и минимального — вдоль большей оси. В результате азимутальное импульсное распределение частиц становится анизотропным. Количественно эллиптический поток характеризуется вторым коэффициентом v_2 в разложении распределения частиц по азимутальному углу относительно плоскости реакции в ряд Фурье.

Из экспериментальных данных ускорителя RHIC для столкновений Au + Au при энергии 200 А ГэВ [5–7] можно видеть, что $v_2(p_T)$ увеличивается с ростом поперечного импульса до $p_T \simeq 1$ ГэВ/с, а затем достигает насыщения. Увеличение значения v_2 описывается гидродинамической моделью [8]. При более высоких p_T необходимо вводить другие модельные предположения, включая потери энергии жесткими партонами в плотной среде. Изменение режима зависимости v_2 от p_T при промежуточных p_T происходит в области, где начинают проявляться эффекты рождения и подавления струй.

В работе [9] были проанализированы возможности калориметрических детекторов на установке CMS на коллайдере ЛНС для измерения эллиптического потока энергий частиц. Было показано, что можно измерять энергетический поток и азимутальную анизотропию в рождении струй при высоких p_T .

Трековый детектор CMS находится внутри магнитного поля соленоида в 4 Тл. Он состоит из пиксельного детектора и кремниевого стрипового детектора. Вместе эти детекторы охватывают диапазон псевдобыстрот $-2.4 < \eta < 2.4$. Из-за сильного магнитного поля треки с $p_T < 0.8$ ГэВ/с трудно реконструировать. Однако использование только пиксельного цилиндрического детектора позволяет реконструировать треки с $p_T > 0.1$ ГэВ/с, а также дает возможность идентификации частиц [10].

*E-mail: vlk@lav01.sinp.msu.ru

**E-mail: igor@lav01.sinp.msu.ru

***E-mail: sergant@lav01.sinp.msu.ru

****E-mail: lis@lav01.sinp.msu.ru

*****E-mail: snigirev@lav01.sinp.msu.ru

*****E-mail: eiiubova@lav01.sinp.msu.ru

В столкновениях тяжелых ядер эффективность алгоритма восстановления треков достигает 75% для всех центральностей, в то время как уровень ложных треков остается ниже 5% для высоких p_T [11]. Общая эффективность реконструкции для треков с высокими p_T составляет 60%. Кроме того, треки с высоким p_T реконструируются с хорошим импульсным разрешением, $\Delta p_T/p_T < 1.5\%$ (для $p_T < 100$ ГэВ/с).

Настоящая работа преследует цель исследования азимутальной анизотропии частиц и сравнения методов определения v_2 в экспериментальных условиях ЛНС (CMS). Во втором разделе дается определение коэффициента азимутальной анизотропии v_2 и обсуждаются методы его вычисления. В третьем разделе анализируются характеристики генератора HYDJET. В четвертом разделе представлены результаты вычисления угла плоскости реакции и коэффициента v_2 с генератором HYDJET. Коэффициент v_2 был вычислен также с упрощенной моделью генератора. В пятом разделе сформулированы основные результаты работы.

2. КОЭФФИЦИЕНТ АЗИМУТАЛЬНОЙ АНИЗОТРОПИИ v_2 УГЛОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЧАСТИЦ

В силу сохранения пространственной четности в разложении азимутального углового распределения в ряд Фурье при достаточно большом числе частиц в событии присутствуют только косинус-члены:

$$\frac{dN}{d^2p_T dy} = \frac{1}{2\pi} \frac{dN}{p_T dp_T dy} (1 + 2v_1 \times \quad (1)$$

$$\times \cos(\varphi - \Psi_R) + 2v_2 \cos[2(\varphi - \Psi_R)] + \dots),$$

где N — число частиц в событии и Ψ_R — азимутальный угол плоскости реакции. Коэффициент v_2 равен среднему косинусу по всем частицам в событии:

$$v_2 = \langle \cos(2(\varphi - \Psi_R)) \rangle. \quad (2)$$

Существуют разные методы измерения коэффициента азимутальной анизотропии, имеющие свои достоинства и недостатки. В настоящей работе мы применяем три метода определения коэффициента v_2 . Первый метод использует определение угла плоскости реакции в событии. При этом известен знак коэффициента v_2 , если угол плоскости реакции определяется по первой гармонике. Вторым и третьим методами — это кумулянтный метод и метод нулей Ли–Янга. При этом знак v_2 не может быть определен.

В методе с определением угла плоскости реакции в событии наблюдаемое значение $v_2^{\text{obs}}\{EP\}$ вычисляется по формуле:

$$v_2^{\text{obs}}\{EP\} = \langle \cos(2(\varphi - \Psi_2)) \rangle. \quad (3)$$

Усреднение выполняется по всем выбранным частицам в событии и затем по всем событиям. Угол плоскости события Ψ_2 является оценкой угла плоскости реакции Ψ_R и определяется в каждом событии как [9, 12, 13]

$$\text{tg}(2\Psi_2) = \frac{\sum_i w_i \sin(2\varphi_i)}{\sum_i w_i \cos(2\varphi_i)}, \quad 0 \leq \Psi_2 < \pi, \quad (4)$$

где φ_i — азимутальный угол i -й частицы и w_i — весовой фактор. Суммирование производится по всем частицам в данном событии. Обычно истинный коэффициент азимутальной анизотропии $v_2\{EP\}$ вычисляется делением наблюдаемого $v_2^{\text{obs}}\{EP\}$ на фактор R , который учитывает “разрешение” угла плоскости события [13]:

$$v_2\{EP\} = \frac{v_2^{\text{obs}}\{EP\}}{R} = \frac{v_2^{\text{obs}}\{EP\}}{\langle \cos(2(\Psi_2 - \Psi_R)) \rangle}. \quad (5)$$

Чтобы избежать тривиальных автокорреляций частиц, возникающих из-за того, что угол плоскости события Ψ_2 и коэффициент азимутальной анизотропии v_2 рассчитываются с использованием одних и тех же частиц в событии, эти величины вычисляются в двух разных “подсобытиях” (например, в двух областях по псевдобыстроте $\eta < 0$ и $\eta > 0$).

Второй метод основан на двухчастичных корреляциях [14, 15]. Он не зависит от определения плоскости события. Вычисляется двухчастичный коррелятор (кумулянт):

$$\begin{aligned} v_2\{2\}^2 &= \langle \cos(2(\varphi_i - \varphi_j)) \rangle = \quad (6) \\ &= \langle \cos[2((\varphi_i - \Psi_R) - (\varphi_j - \Psi_R))] \rangle \simeq \\ &\simeq \langle \cos(2(\varphi_i - \Psi_R)) \rangle \langle \cos(2(\varphi_j - \Psi_R)) \rangle. \end{aligned}$$

Причем так же, как и в первом методе, необходимо исключить автокорреляции. Для этого при вычислении среднего в (6) используется выборка i при $\eta < 0$ и j при $\eta > 0$ или берутся значения $i \neq j$. Приближенное равенство в формуле (6) означает пренебрежение непотоковыми корреляциями, что не является справедливым в общем случае. Непотоковые корреляции частиц возникают из-за всякого рода корреляций, не связанных с плоскостью реакции (например, из-за закона сохранения энергии-импульса, квантовой статистики, распада резонансов, рождения струй).

Методы исключения непотоковых корреляций. Пренебрежение непотоковыми корреляциями в методе вычисления с помощью кумулянтов второго порядка возможно, если $v_2 \gg 1/\sqrt{N}$. Основным преимуществом введения кумулянтов более высокого порядка является подавление вклада непотоковых корреляций в измеряемую величину v_2 . Например, кумулянт четвертого порядка имеет вид [15]

$$c_2\{4\} = \langle e^{i2(\varphi_1 + \varphi_2 - \varphi_3 - \varphi_4)} \rangle - \langle e^{i2(\varphi_1 - \varphi_3)} \rangle \times \quad (7)$$

$$\times \langle e^{\varphi_2 - \varphi_4} \rangle - \langle e^{i2(\varphi_1 - \varphi_4)} \rangle \langle e^{\varphi_2 - \varphi_3} \rangle,$$

а коэффициент v_2 определяется из соотношения

$$v_2\{4\} = [-c_2\{4\}]^{1/4}. \quad (8)$$

Вклад непотоковых корреляций в величину v_2 в этом методе порядка $1/N^{1/4}$ и измерение коэффициента v_2 возможно уже при $v_2 \gg 1/N^{3/4}$.

В методе нулей Ли–Янга [16] вводится генерирующая функция G^θ , которая зависит от комплексной величины ir , где r – положительная действительная переменная:

$$G^\theta(ir) = \langle e^{irQ^\theta} \rangle. \quad (9)$$

Здесь Q^θ есть проекция вектора потока в каждом событии на произвольное направление, составляющее угол 2θ с осью x :

$$Q^\theta = \sum_j^N \cos(2(\varphi_j - \theta)). \quad (10)$$

Усреднение в формуле (9) делается по числу событий. Для получения величины интегрального коэффициента v_2^θ необходимо вычислить модуль $|G^\theta(ir)|$ в зависимости от переменной r . Оценка потока связана со значением первого минимума r_0^θ функции $|G^\theta(ir)|$ следующим образом:

$$v_2^\theta\{\infty\} \equiv \frac{j_{01}}{Nr_0^\theta}. \quad (11)$$

Здесь $j_{01} = 2.405$ – значение первого минимума функции Бесселя $J_0(x)$. Затем величина $v_2\{\infty\}$ вычисляется усреднением по θ , $\theta \in [0, \pi/2]$; обычно берется четыре-пять значений угла θ .

Дифференциальный коэффициент $v_2^{\prime\theta}\{\infty\}$ в определенном фазовом пространстве (например, в заданном интервале Δp_T) определяется уравнением

$$\frac{v_2^{\prime\theta}\{\infty\}}{Nv_2\{\infty\}} \equiv \text{Re} \left(\frac{\langle \cos(2(\varphi - \theta)) e^{ir_0^\theta Q^\theta} \rangle}{\langle Q^\theta e^{ir_0^\theta Q^\theta} \rangle} \right), \quad (12)$$

где угол φ принадлежит данному фазовому пространству. Величина $v_2^{\prime\theta}\{\infty\}$ вычисляется усреднением по θ .

Метод нулей Ли–Янга позволяет получить коэффициент $v_2(\infty)$, который дает оценку истинного потока с высокой точностью. Но этот метод можно использовать только при большой множественности частиц ($v_2 \gg 1/(2\sqrt{N})$), иначе величина статистических ошибок метода приближается к величине систематических ошибок из-за непотоковых корреляций [16].

3. ГЕНЕРАТОР ЯДРО-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ HUNDJET

Для оценки азимутальной анизотропии частиц в столкновениях тяжелых ионов использовался генератор событий HUNDJET. Конечное состояние в ядерных столкновениях в этом генераторе является комбинацией мягкого рождения частиц и жесткой фрагментации (мини)струй [17]. Анизотропный поток вводится для мягкой части HUNDJET-генератора в предположении, что пространственный эксцентриситет области “вымораживания”, $\epsilon = \langle y^2 - x^2 \rangle / \langle y^2 + x^2 \rangle$, напрямую связан с эксцентриситетом системы $\epsilon_0 = b/(2R_A)$ (R_A – радиус ядра), формируемой в зоне начального перекрытия ядер. Этот “скейлинг” позволяет избежать введения дополнительных параметров и в то же время приводит к азимутальной анизотропии генерируемых частиц. Таким образом, коэффициент $v_2^{\text{gen}}(b)$ истинного эллиптического потока в HUNDJET-генераторе не является явным параметром модели, а вычисляется для каждого класса событий.

На рис. 1 показана зависимость множественности заряженных частиц от прицельного параметра b в центральной области быстрот для столкновений Pb + Pb, полученная с помощью HUNDJET-генератора при энергиях LHC. На рис. 2 и 3 соответственно представлены зависимости от прицельного параметра b коэффициента v_2^{gen} для заряженных частиц и его разрешения $\sigma(v_2^{\text{gen}})$. Коэффициент v_2^{gen} определен здесь стандартным способом. Это – средний косинус двойного азимутального угла частиц относительно угла плоскости реакции Ψ_R (который задан в генераторе для каждого события равным нулю).

Как и ожидалось, коэффициент азимутальной анизотропии растет с увеличением прицельного параметра (т.е. с увеличением азимутальной анизотропии области начального перекрытия ядер). Значения поперечного импульса p_T от 0 до ~ 1.5 ГэВ/с – кинематическая область, где поведение спектра частиц определяется гидродинамическим поведением, а вклад рождения струй мал. Так как в HUNDJET-генераторе зависимость $v_2(p_T)$ увеличивается с ростом поперечного импульса до $p_T \sim 1.5$ ГэВ/с, введение обрезания $p_T > 0.9$ ГэВ/с (сплошная линия на рис. 2) приводит к увеличению значения коэффициента азимутальной анизотропии по сравнению со случаем без обрезания (точечная линия).

Обсудим теперь зависимость от прицельного параметра разрешения угла плоскости реакции в HUNDJET-генераторе. Чтобы проиллюстрировать зависимость точности определения угла плоскости реакции от центральности события, с помощью

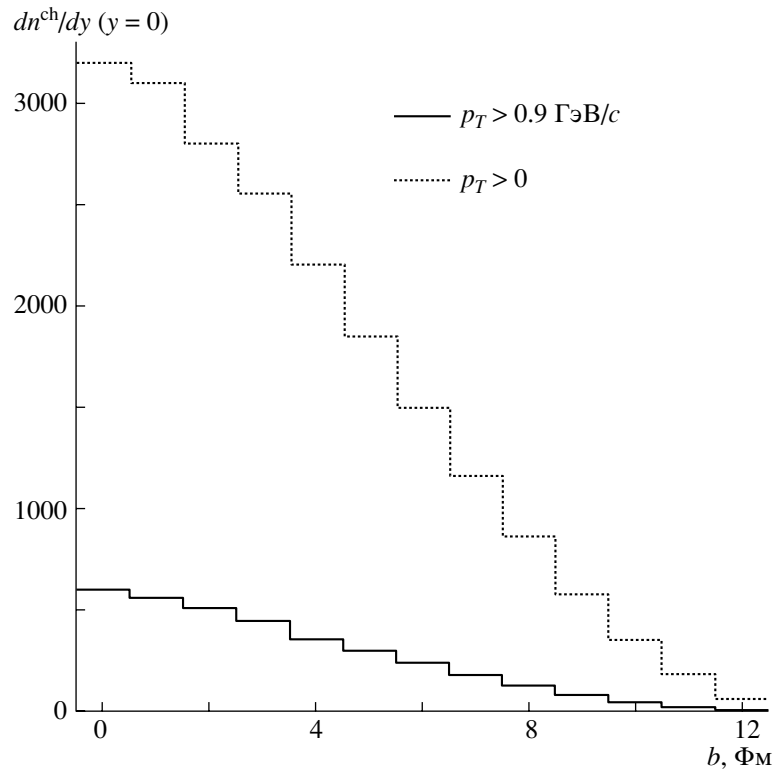


Рис. 1. Зависимость множественности заряженных частиц от прицельного параметра b при $y = 0$ для столкновений Pb + Pb.

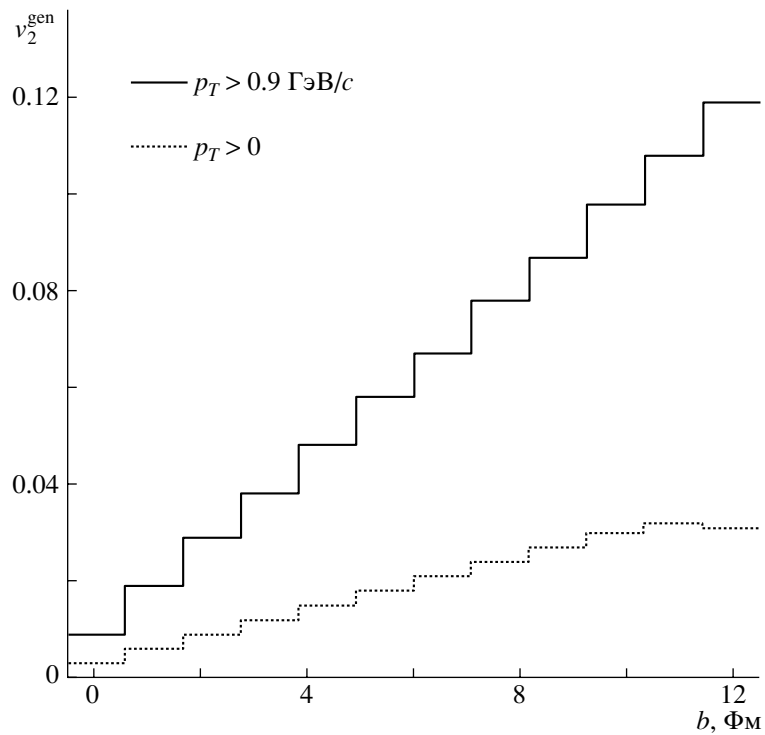


Рис. 2. Зависимость v_2^{gen} от прицельного параметра b в столкновениях Pb + Pb.

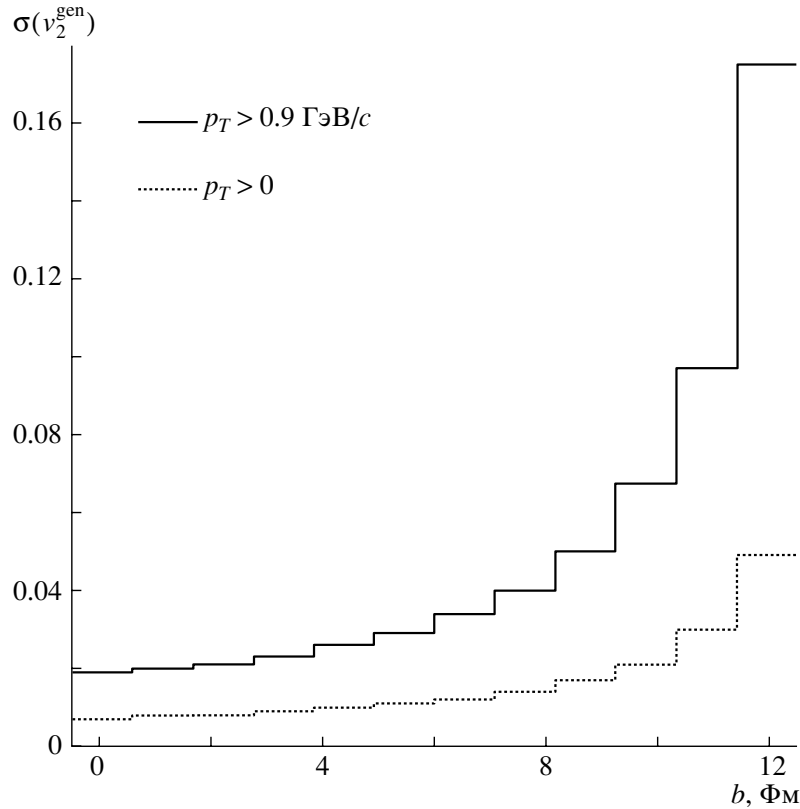


Рис. 3. Зависимость разрешения $\sigma(v_2^{\text{gen}})$ от прицельного параметра b для столкновений Pb + Pb.

HYDJET-генератора были смоделированы наборы по 1000 событий Pb + Pb для 12 интервалов центральности, охватывающих область прицельных параметров от $b = 0$ до $b = 2R_A$ ($R_A^{\text{Pb}} \approx 6.7$ ФМ). Средняя полная множественность мягкой части центральных событий Pb + Pb составляла 26HYDJET ген, что соответствует средней полной множественности N_0 ($b = 0$) $\approx 58\,000$ и средней плотности заряженных частиц $dN_{\text{ch}}/d\eta(b = 0) = 3000$ при $\eta = 0$. Для анализа угла плоскости реакции рассматривались стабильные заряженные частицы в диапазоне псевдобыстрот $|\eta| < 2.4$. Было применено дополнительное обрезание поперечного импульса заряженных частиц ($p_T^{\text{ch}} > 0.9$ ГэВ/с) для того, чтобы учесть эффект установки CMS коллайдера LHC. Заряженные частицы с меньшими значениями p_T не попадают в калориметр, так как они закручиваются в магнитном поле, равном 4 Тл.

На рис. 4 показано вычисленное разрешение $\sigma(\Delta\Psi)$ как функция прицельного параметра в столкновениях Pb + Pb, определенное здесь как гауссовская ширина распределения разности между углом плоскости реакции Ψ_R , заданным в генераторе, и вычисленным по формуле (4) углом Ψ_2 с весами $w_i = 1$. Точность определения угла плоскости реакции главным образом чувстви-

тельна к двум параметрам модели: к величине эллиптического потока и к множественности N_0 частиц в событии. Как видно из рис. 1 и рис. 2, эти величины имеют разный характер поведения в зависимости от центральности; это приводит к тому, что наилучшее разрешение достигается при прицельных параметрах порядка радиуса ядра, $b \sim R_A$, и промежуточных значениях v_2 . Тот же эффект приводит к достаточно малой разности между $\sigma(\Delta\Psi)$ для случаев с обрезанием $p_T^{\text{ch}} > 0.9$ ГэВ/с и без него.

В заключение этого раздела заметим, что полученное разрешение угла плоскости реакции сильно зависит от значения множественности “мягкой” части события, которая является свободным параметром в HYDJET-генераторе. Например, увеличение “мягкой” множественности в 2 раза приводит к улучшению разрешения в ~ 1.7 раза без изменения зависимости от центральности события. Введение в модель генератора эффекта подавления струй приводит к увеличению множественности частиц и генерации некоторого дополнительного эллиптического потока в области высоких p_T . Оценка улучшения разрешения угла плоскости реакции в этом случае $\sim 20\text{--}25\%$ как для более низкой, так и для более высокой множественности [18].

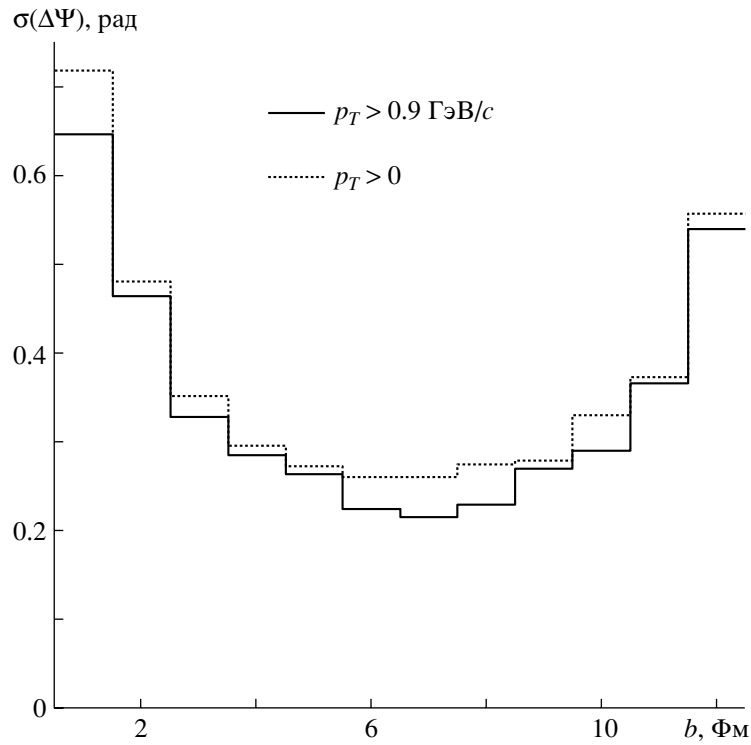


Рис. 4. Зависимость разрешения угла плоскости реакции $\sigma(\Delta\Psi)$ от прицельного параметра b для столкновений Pb + Pb.

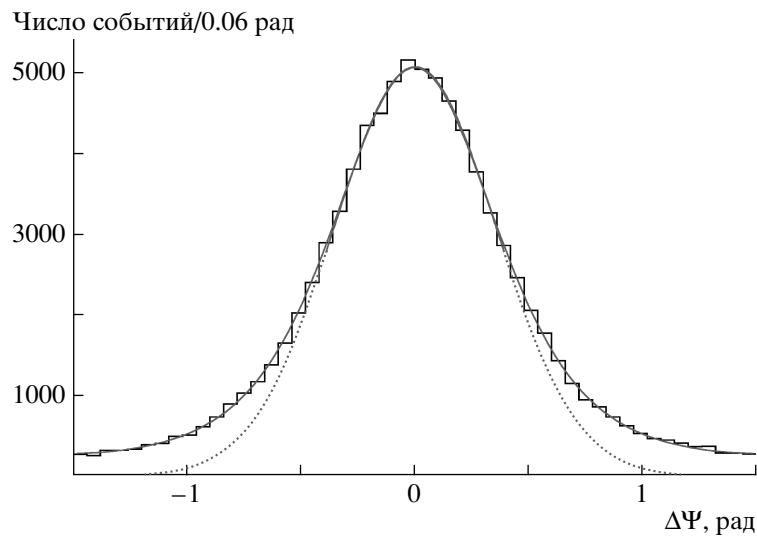


Рис. 5. Распределение $\Delta\Psi = \Psi_2 - \Psi_R$ (разница между вычисленным и заданным углом плоскости реакции) в столкновениях Pb + Pb при прицельном параметре $b = 9$ Фм. Сплошная кривая — результат подгонки формулой (13), точечная — гауссовская функция с параметрами подгонки в области $\pm 1\sigma$ от максимума распределения.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛЕНИЙ

4.1. Реконструкция угла плоскости события

Распределение $\Delta\Psi = \Psi_2 - \Psi_R$, где Ψ_2 — угол плоскости события, вычисленный по формуле (4) с весом $w_i = 1$ для сгенерированных событий в столкновениях Pb + Pb при прицельном параметре

$b = 9$ Фм, показано на рис. 5. Это распределение может быть описано аналитической формулой [12, 13]

$$\frac{dP}{d(2\Delta\Psi)} = \frac{1}{2\pi} \left(e^{-\xi^2/2} + \xi \sqrt{\frac{\pi}{2}} \cos(2\Delta\Psi) \times \right) \quad (13)$$

Таблица 1. Результаты вычислений интегрального значения v_2 с упрощенным генератором

“Модель”	Поток, $N_0 = 200, v_2 = 0.1$	С непотоковыми корреляциями	
		$N_0 = 200, v_2 = 0.1$	$N_0 = 200, v_2 = 0.05$
v_2^{true}	0.099	0.101	0.051
$v_2\{EP\}$	0.099	0.152	0.164
$v_2\{2\}$	0.099	0.125	0.090
$v_2\{\infty\}$	0.102	0.103	0.057

Таблица 2. Коэффициенты азимутальной анизотропии v_2 в столкновениях Pb + Pb с прицельным параметром $b = 9$ Фм в области $p_T > 0.9$ ГэВ/с для генератора HYDJET

Метод	v_2		$v_2^{\text{rec}}/v_2^{\text{sim}}$
	сгенерированные	реконструированные	
$v_2\{EP\} = \langle \cos(2(\varphi - \Psi_2)) \rangle / R$	0.099	0.102	1.03
$v_2\{EP\}/v_2^{\text{gen}}$	1.16	1.20	
$v_2\{2\} = \sqrt{\langle \cos(2(\varphi_i - \varphi_j)) \rangle},$ $i \in \eta \geq 0, j \in \eta < 0$	0.093	0.094	1.02
$v_2\{2\}/v_2^{\text{gen}}$	1.09	1.11	
$v_2\{2\} = \sqrt{\langle \cos(2(\varphi_i - \varphi_j)) \rangle}, i \neq j$	0.100	0.102	1.02
$v_2\{2\}/v_2^{\text{gen}}$	1.18	1.20	
$v_2^{\text{gen}} = \langle \cos(2\varphi) \rangle, \Psi_R = 0$	0.085	0.085	1.01

$$\times e^{-\frac{\xi^2 \sin^2(2\Delta\Psi)}{2}} \left(1 + \operatorname{erf} \left(\frac{\xi \cos(2\Delta\Psi)}{\sqrt{2}} \right) \right),$$

которая в отличие от гауссовского распределения точно описывает область “хвостов”. Безразмерный параметр ξ зависит от множественности частиц и степени анизотропии. В пределе сильного потока уравнение (13) превращается в гауссовское распределение.

В настоящем анализе мы можем задать угол плоскости реакции в каждом событии. Поэтому поправочный фактор R в формуле (5) мы можем вычислить непосредственно по формуле $R = \langle \cos(2(\Psi_2 - \Psi_R)) \rangle$. Мы сравниваем полученное распределение $\Delta\Psi$ как с функцией (13), так и с гауссовской функцией. Из подгонки формулой (13) найден параметр $\xi = 1.120 \pm 0.004$. Вычисление поправочного фактора R для параметра ξ по интерполяционной формуле (23) работы [13] дает значение $R_1 = 0.605 \pm 0.002$. Подгонка гауссовской функцией позволяет найти разрешение угла плоскости реакции для событий. Подгонка в интервале $\pm 1\sigma$ от максимума пика дает значение $\sigma(\Delta\Psi) = 0.357 \pm 0.005$ рад. Прямое вычисление фактора $R = \langle \cos(2(\Psi_2 - \Psi_R)) \rangle$ дает $R_2 = 0.607 \pm 0.002$,

что совпадает в пределах ошибки с R_1 , полученным из распределения $\Delta\Psi$ (рис. 5).

При анализе реальных данных, в которых плоскость реакции неизвестна, поправочный фактор вычисляют, используя три разных подсобытия и средний косинус между углами Ψ_2 в этих подсобытиях [13].

4.2. Коэффициент азимутальной анизотропии v_2 с упрощенным генератором

Для контроля и проверки методов определения коэффициента азимутальной анизотропии v_2 было разыграно $N_{\text{evn}} = 1000$ событий с упрощенным генератором. Распределение по углу φ задавалось в виде

$$\frac{dN}{d\varphi} = \frac{N_0}{2\pi} (1 + 2v_2 \cos(2(\varphi - \Psi_R))) \quad (14)$$

при множественности $N_0 = 200$. Кроме того, для каждой частицы разыгрывалась псевдобыстрота по равномерному распределению $\eta \in [-2.4, 2.4]$, чтобы разделить событие на два подсобытия, используя области $\eta > 0, \eta < 0$. Угол плоскости реакции Ψ_R в каждом событии случайный.

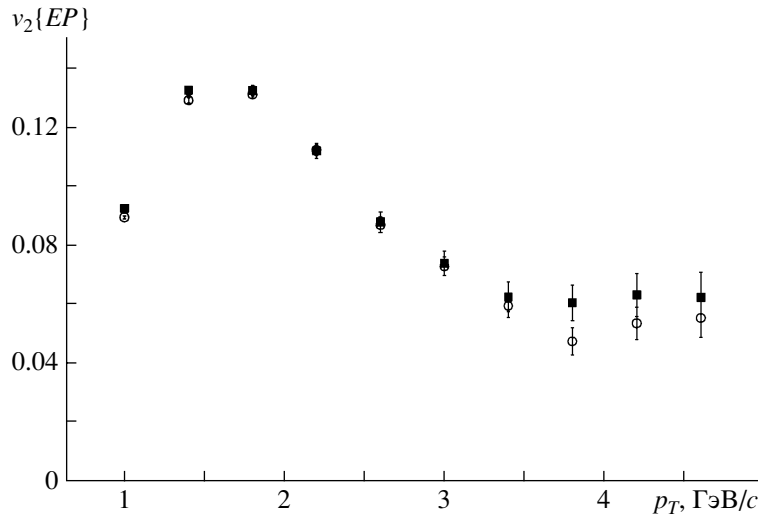


Рис. 6. p_T -Зависимость коэффициентов $v_2\{EP\}$ для столкновений Pb + Pb при прицельном параметре $b = 9$ Фм. Точки: \circ — смоделированные события, \blacksquare — реконструированные. Статистические ошибки — для 100 000 событий. Систематические ошибки, связанные с непотоковыми корреляциями, не включены.

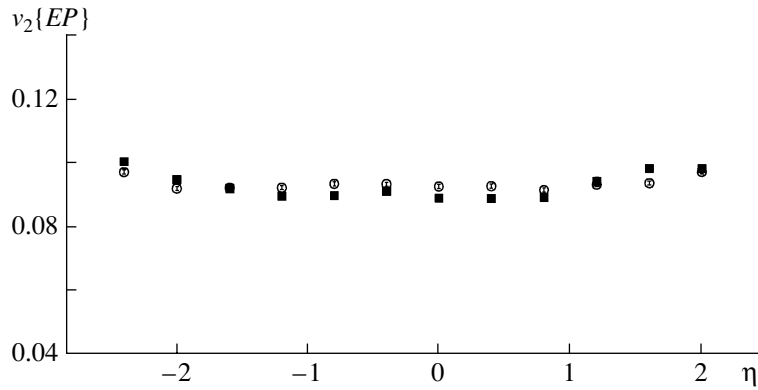


Рис. 7. То же, что на рис. 6, но для η -зависимости $v_2\{EP\}$.

В табл. 1 (второй столбец) показаны значения коэффициента азимутальной анизотропии, полученные различными методами при параметре $v_2 = 0.1$ в формуле (14), а v_2^{true} обозначает непосредственное вычисление среднего $\cos(2(\varphi - \Psi_R))$ с известным углом плоскости реакции. Видно, что в отсутствие непотоковых корреляций все методы хорошо восстанавливают значение коэффициента v_2 .

Непотоковые корреляции в генераторе можно ввести простым образом [15]: распределение (14) разыграем в виде пар частиц с одинаковым углом φ в паре, оставляя разной псевдобыстроту η . Число пар возьмем 100, чтобы множественность N_0 осталась прежней. В третьем и четвертом столбцах табл. 1 приведены значения коэффициента азимутальной анизотропии для событий с непотоковыми корреляциями, введенными таким образом для

двух значений параметра $v_2 = 0.1$ и 0.05 в формуле (14). Так как методы вычисления коэффициента v_2 с определением плоскости события и кумулянта второго порядка основаны на двухчастичных корреляциях, они не могут исключить непотоковые эффекты, связанные с корреляциями пар частиц; для этого необходимо применять кумулянты более высокого порядка. Из табл. 1 видно, что вычисленные величины $v_2\{EP\}$ и $v_2\{2\}$ дают значение коэффициента азимутальной анизотропии, завышенное в 1.5 или даже в 3 раза в зависимости от силы потока. Метод нулей Ли–Янга дает разумное значение $v_2\{\infty\}$, согласующееся с истинным коэффициентом v_2 .

4.3. Коэффициент азимутальной анизотропии v_2 с генератором HYDJET

Возможность определения коэффициента v_2 в экспериментальных условиях изучена на приме-

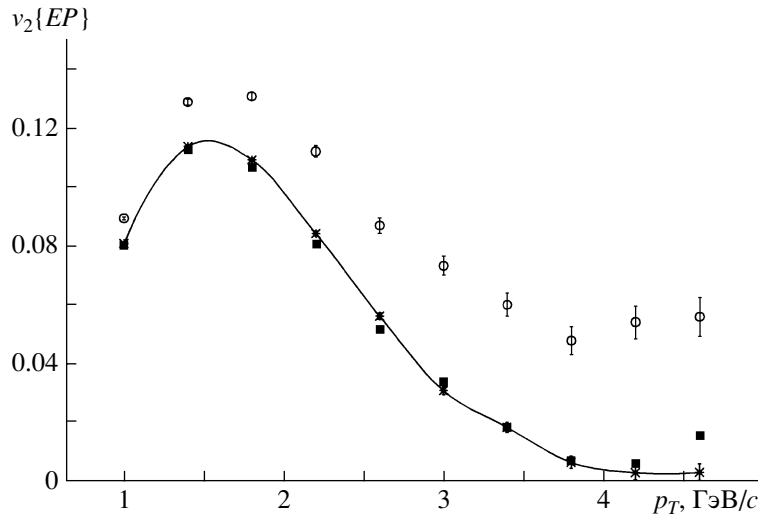


Рис. 8. p_T -Зависимость коэффициентов v_2 для смоделированных событий в столкновениях Pb + Pb при прицельном параметре $b = 9$ Фм. Точки: \circ — $v_2\{EP\}$, $*$ — v_2^{gen} , \blacksquare — результат анализа методом нулей Ли–Янга.

ре трекового детектора установки CMS на LHC (CERN). Для этого на основе сгенерированных событий с помощью генератора HYDJET моделировались отклики данной установки и получались реконструированные события. Использовался набор событий Pb + Pb при одном фиксированном прицельном параметре $b = 9$ Фм при энергиях коллайдера LHC. Средние значения коэффициентов v_2 , полученные различными методами, приведены в табл. 2. Чтобы избежать автокорреляций в методе двухчастичных корреляций (формула (6)), использовалось два способа: $i \neq j$ и выборка i при $\eta < 0$ и j при $\eta > 0$. О систематических ошибках методов можно судить по отношениям $v_2^{\text{method}}/v_2^{\text{gen}}$, а о систематических ошибках, вносимых CMS трекером, — по отношениям $v_2^{\text{rec}}/v_2^{\text{sim}}$ (см. табл. 2). Для v_2^{gen} исключены неопределенности, связанные с плоскостью события и с автокорреляциями, а также вклады от непотоковых корреляций, заложенные в генератор событий. Оба метода анализа с помощью формул (5) и (6) дают близкие результаты. Метод двухчастичных корреляций с подсобытиями дает систематическую ошибку около 10%. Во всех случаях систематическая ошибка не превышает 20%. Коэффициенты $v_2\{EP\}$ и $v_2\{2\}$ для реконструированных трекером CMS событий отличаются от коэффициентов в сгенерированных событиях не более чем на 3% в обоих методах, что свидетельствует о высокой эффективности реконструкции треков.

Дифференциальный эллиптический поток как функция $p_T(\eta)$ для столкновений Pb + Pb при прицельном параметре $b = 9$ Фм показан на рис. 6 (7). Для p_T -зависимости использовались два подсобытия с $\eta \geq 0$ и $\eta < 0$. Для η -зависимости фактор R

вычислялся в каждом интервале $\Delta\eta$ гистограммы с использованием частиц из других интервалов, за исключением данного интервала и двух соседних. Небольшой рост $v_2(\eta)$ при больших $|\eta|$ обусловлен “краевыми” эффектами. Некоторое расхождение реконструированных и смоделированных значений $v_2(\eta)$ при больших $|\eta|$ связано с конструктивными особенностями трекера CMS (наличие пассивного материала). На рис. 8 представлена дифференциальная зависимость $v_2(p_T)$ для смоделированных генератором HYDJET событий, вычисленная различными методами: $v_2\{EP\}(p_T)$ — методом с вычислением угла плоскости события, $v_2\{\infty\}(p_T)$ — методом нулей Ли–Янга, а также истинное значение потока $v_2^{\text{gen}}(p_T)$, определенное с известным углом плоскости реакции. Видно, что значение $v_2\{EP\}(p_T)$ превышает истинное значение потока во всем диапазоне p_T , а начиная с $p_T \sim 2$ ГэВ/с их поведение различается существенно. Из этого можно сделать вывод, что основной вклад непотоковых корреляций дает жесткая часть события и рождение струй. Значение $v_2\{\infty\}(p_T)$ правильно описывает поток и исключает непотоковые корреляции. Интегральное значение $v_2\{\infty\}$, полученное методом нулей Ли–Янга на генераторном уровне, равно $v_2\{\infty\} = 0.084$ и совпадает с $v_2^{\text{gen}} = 0.085$.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проанализированы различные методы определения азимутальной анизотропии частиц, рожденных в столкновении тяжелых ионов при энергии LHC. С помощью генератора событий HYDJET получена оценка значения эллиптического потока и разрешения угла плоскости реакции в

столкновениях ядер Pb + Pb. В рамках модельного расчета показано, что значение коэффициента азимутальной анизотропии v_2 для адронов с $p_T > 0.9$ ГэВ/с может достигать $\sim 12\%$ в периферических соударениях (параметр удара b порядка двух радиусов ядра) и уменьшается с ростом центральности (уменьшением параметра удара b). Наилучшее разрешение угла плоскости реакции, ~ 0.2 рад, достигается в полуцентральных соударениях (значения параметра удара b порядка радиуса ядра).

Впервые проанализирована возможность трековой системы эксперимента CMS на LHC по измерению азимутальной анизотропии частиц. Зависимость коэффициента азимутальной анизотропии v_2 от поперечного импульса и псевдобыстроты реконструируется с достаточно высокой точностью (отличие реконструированных значений от смоделированных меньше 3%). Систематическая ошибка интегрального коэффициента азимутальной анизотропии, включающая учет конечной множественности и непотоковые корреляции от рождения струй, не превышает 10–20%. Таким образом, показано, что трековая система эксперимента CMS на LHC позволяет с достаточной степенью точности проводить измерения эллиптического потока частиц в соударениях тяжелых ионов на LHC.

Авторы благодарят Д. д'Энтерриа, Д. Крофчека, О. Кодолову, К. Роланда, С. Сандерса, И. Варданын, Г. Вереса, К. Лоизидеса, П. Барталини, В. Адама и Б. Вислоуха за полезные обсуждения и предложения.

Работа была выполнена при поддержке гранта РФФИ 08-02-91001-ЦЕРН-а, грантов Президента Российской Федерации для поддержки веду-

щих научных школ НШ-1456.2008.2 и поддержки молодых российских ученых, докторов наук МД-107.2008.2.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. J.-Y. Ollitrault, Phys. Rev. D **46**, 229 (1992).
2. H. Sorge, Phys. Rev. Lett. **82**, 2048 (1999).
3. И. П. Лохтин, С. В. Петрушанко, Л. И. Сарычева, А. М. Снигирев, ЯФ **65**, 974 (2002).
4. И. П. Лохтин, Л. И. Сарычева, А. М. Снигирев, ЯФ **66**, 2250 (2003).
5. K. Adcox *et al.* (PHENIX Collab.), Nucl. Phys. A **757**, 1 (2005).
6. B. Back *et al.* (PHOBOS Collab.), Nucl. Phys. A **757**, 28 (2005).
7. J. Adams *et al.* (STAR Collab.), Nucl. Phys. A **757**, 102 (2005).
8. P. Huovinen *et al.*, Phys. Lett. B **503**, 58 (2001).
9. I. P. Lokhtin, S. V. Petrushanko, L. I. Sarycheva, and A. M. Snigirev, CMS Note 2003/019 (2003).
10. F. Sikler, ph/0702193.
11. C. Roland, CMS Note 2006/031 (2006).
12. S. A. Voloshin and Y. Zhang, Z. Phys. C **70**, 665 (1996).
13. A. M. Poskanzer and S. A. Voloshin, Phys. Rev. C **58**, 1671 (1998).
14. S. Wang *et al.*, Phys. Rev. C **44**, 1091 (1991).
15. N. Borghini, P. M. Dinh, and J.-Y. Ollitrault, Phys. Rev. C **64**, 054901 (2001).
16. R. S. Bhalerao, N. Borghini, and J.-Y. Ollitrault, nucl-th/0310016.
17. I. P. Lokhtin and A. M. Snigirev, Eur. Phys. J. C **46**, 211 (2006).
18. D. d'Enterria *et al.*, J. Phys. G **34**, 2307 (2007).

ELLIPTIC FLOW OF PARTICLES IN HEAVY-ION COLLISIONS AND THE POSSIBILITY OF ITS OBSERVATION AT LHC ENERGIES

G. Kh. Eyyubova, V. L. Korotkikh, I. P. Lokhtin, S. V. Petrushanko, L. I. Sarycheva, A. M. Snigirev

Azimuthal anisotropy of particle distribution is one of the major observables characterizing the collective effects at an early stage of formation and expansion of quark–gluon matter in collisions of relativistic nuclei. As the energy increases from RHIC to LHC, the azimuthal anisotropy coefficient v_2 is expected to grow, however the nonflow effects (contribution from jets and other particle correlations) also will get stronger. In this work, we analyze the methods of v_2 determination with estimation of contribution of nonflow effects for Pb + Pb events simulated with HYDJET event generator at LHC energies. The accuracy in measuring the transverse momentum and rapidity dependence of the coefficient v_2 is estimated for LHC experimental conditions.