РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ПЕТЕРБУРГСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
им. Б.П КОНСТАНТИНОВА

Ф. Г. Лепехин, О. В. Левицкая, Б. Б. Симонов

2492

Оценка импульсов однозарядных фрагментов релятивистских ядер свинца с энергией 160 А ГэВ

Гатчина-2002

УДК 539.172.17

Estimation of the momenta of single-charged fragments of relativistic Pb projectile at 160 A GeV energy

F. G. Lepekhin, O. V. Levitskaya, B. B. Simonov

Abstract

The new method for the estimation of momenta of particles with charge $Z = 1$ is suggested for eduction of meson share in a jet of fragments of a relativistic Pb projectile at 160 A GeV energy. This method is based on the measurement of the relative multiple Coulomb scattering for pairs of particles with charges $Z = 1$ and $Z = 2$ using the average angle between them at the subsequent sites of the tracks. It is shown, that this method for 160 A GeV/c momentum and 6 mm cells gives the signal-to-noise ratio in 2.6 times more in comparison with the traditional one. This has allowed us to estimate the momenta of protons in a jet of Pb fragments, which is equal to 160 GeV/c with 25

Аннотация

Для выделения примеси мезонов в струе фрагментов релятивистского ядра свинца с энергией 160 ГэВ на нуклон предложен новый метод оценки импульсов частиц с зарядом $Z = 1$. Метод состоит в измерении относительного многократного кулоновского рассеяния пар частиц с зарядами $Z = 1$ и $Z = 2$ по среднему углу между ними на соседних участках следов. Показано, что в сравнении с традиционным методом этот метод на ячейке 6 мм при импульсе 160 A ГэВ/с имеет отношение сигнала к шуму в 2.6 раза больше. Это позволило оценить импульс протонов в пучке фрагментов свинца, равный 160 ГэВ/с с ошибкой в 25% .

Введение

Метод оценки величины $p\beta c$ по многократному кулоновскому рассеянию заряженных частиц в фотоэмульсиях возник более 50 лет назад. В середине прошлого века он интенсивно развивался [1, 2]. При высоких энергиях частиц их скорость близка к скорости света, и поэтому часто говорят об оценке импульсов частиц по измерению многократного рассеяния. Этот метод часто используется и до сих пор. В работе [3] этим методом удалось получить оценки выходов изотопов водорода и гелия при фрагментации релятивистских ядер ^6Li, а в работе [4] использование этого метода позволило доказать наличие ядер ^6He в пучке ионов с тем же $Z = 2$.

Во всех работах до сих пор используется координатный метод измерения углов многократного кулоновского рассеяния. Верхняя граница измеряемых импульсов частиц остается на уровне ~ 20 ГэВ/с. Сегодня мы имеем дело с импульсами в десять раз больше, а методов измерения многократного рассеяния частиц в этом интервале импульсов частиц нет.

Для решения задачи выделения π-мезонов в струе фрагментов ядер свинца с энергией 160 ГэВ на нуклон в интервале квазибыстрот за пределом, кинематически запрещенном в нуклон - нуклонных столкновениях, нами предложен, испытан и использован новый метод оценки импульсов частиц по их многократному рассеянию в фотоэмульсии. В данной работе рассмотрены только результаты испытаний нового метода. Физика, полученная с его помощью, будет рассмотрена отдельно.

Координатный метод оценки импульса частицы по ее многократному рассеянию

В первых попытках использования многократного рассеяния частиц для оценки их импульса использовался окулярный гониометр для измерения углов между соседними участками следов. Иногда измерения проводились на увеличенных изображениях следов на экране. Скоро стало понятно, что для реализации разрешающей способности объектива микроскопа и получения максимально возможной точности измерения малых углов рассеяния при возрастающей энергии ускоренных частиц и продуктов их взаимодействия, пригодны только визуальные измерения координат точек следа, отстоящих друг от друга на расстоянии t. Это и есть координатный метод.

Экспериментально было показано [5], что стандартное отклонение наведения нити окулярного микрометра на оптический центр зерна в эмульсии равно $0,002$ микрона. К сожалению, не эта величина определяет реально достижимую точность измерения угла рассеяния частицы в эмульсии. Оптический центр зерна, средний размер которого около $0,5$ микрона, не лежит на траектории частицы. Смещение траектории частицы относительно оптического центра зерна разное даже в двух соседних зернах. Стандартное отклонение этого смещения $\epsilon = 0,2$ мк.Оно было измерено в работе [5]. Смещение это распределено нормально со средним равным нулю и дисперсией ϵ^2. Это называется шумом зерен.

При перемещении стола микроскопа на длину ячейки t вдоль оси X происходят случайные и самопроизвольные смещения стола в перпендикулярном направлении вдоль оси Y. В приборах для измерения многократного рассеяния принимаются все меры для уменьшения этого шума стола, а контролируется он многолучевым интерферометром. В современных микроскопах шум стола при его перемещении на 1000 микрон составляет около $0,02$ микрона. Так как все шумы распределены нормально, то их дисперсии складываются, и результат этого сложения необходимо вычесть из дисперсии непосредственно измеренных величин вторых разностей Y-координат. Если след установлен вдоль оси X микроскопа возможно более точно, а это означает, что оператор как бы визуально минимизирует отклонения следа от оси X в окуляре на всем участке следа, содержащего N ячеек по t микрон, то величина

$$S^2 = \frac{\sum_{i=1}^{i=N-1} D_i^2}{N-2} \tag{1}$$

есть дисперсия вторых разностей $Y-$ координат

$$D_i = Y_i - 2Y_{i+1} + Y_{i+2}, \tag{2}$$

если $i = 1, 2, ..N-1$.

Показано, что величины вторых разностей D_i, полученные в эксперименте, распределены нормально, и с большой точностью

$$< |D| >= S\sqrt{\frac{\pi}{2}}, \tag{3}$$

как это и должно было бы быть для ряда нормально распределенных величин D_i.

Очевидно, что оценка среднего угла отклонения проекции каждого последующего участка следа длиной t мк относительно проекции его направления на плоскость эмульсии на предыдущем таком же участке равна

$$< |\varphi| >=< |D| > /t,$$

а дисперсия этого угла есть

$$S_{\varphi}^2 = S^2/t^2.$$

Дисперсия и средняя величина модуля угла рассеяния как по теории многократного кулоновского рассеяния, так и в многочисленных экспериментах, оказываются обратно пропорциональными величине $p\beta c$ и прямо пропорциональными заряду Z частицы, оставившей след в эмульсии.

При фиксированной величине $p\beta c$ обе эти величины пропорциональны $t^{1/2}$.

Большое число работ было посвящено определению константы рассеяния частиц K в эмульсии в выражении

$$p\beta c = \frac{K \cdot Z \cdot t^{3/2}}{573 \cdot < |D| >}, \tag{4}$$

где $< |D| >$ и t измерены в микронах, а $p\beta c$ в МэВ.

В этих единицах константа рассеяния K лежит в интервале $20 - 30$ (градусов$\cdot$ МэВ)/ (100 мк)$^{1/2}$) для разных по природе и энергии частиц в большом интервале длин ячеек.

Относительная статистическая ошибка оценки импульса по многократному рассеянию оказывается порядка $0,81/\sqrt{(N-1)}$. Если собрать все неопределенности оценки импульса по измерениям многократного рассеяния в эмульсии, то относительная ошибка получается порядка $20-30\%$, что достаточно для классификации однозарядных частиц по массам, но недостаточно для получения импульсных распределений частиц одного типа.

К сожалению, ошибки в оценке углов рассеяния частиц при ячейках более 100 мк оказываются значительно больше ожидаемых их ошибок, обусловленных шумами зерен, отсчета и стола микроскопа. Очень скоро было обнаружено, что существует так называемое ложное рассеяние. Оно состоит в том, что для частиц с импульсами уже в несколько ГэВ/с и более, на ячейках, где кулоновское рассеяние все еще мало, средняя величина модулей вторых разностей растет с длиной ячейки как $a \cdot t^x$.

Величины a и x определялись экспериментально. В интервале импульсов от 4 до 60 ГэВ/с для однозарядных частиц величина a оказалась близка к единице, а величина x лежит в пределах от $0,02$ до $0,04$.

Было предложено несколько способов исключения ложного рассеяния. На них мы останавливаться не будем. Существенно, что ложное рассеяние зависит от многих параметров эмульсионного слоя и сильно меняется от одной эмульсионной камеры к другой.

Природа ложного рассеяния осталась невыясненной. По сути дела, следы в эмульсии являются прямыми только на малых расстояниях порядка 100 микрон. На расстояниях порядка миллиметров друг от друга участки следов как бы повернуты друг относительно друга на случайный угол, величина которого хотя и мала, но становится соизмеримой с углом многократного рассеяния или даже больше его при высокой энергии частиц.

Ложное рассеяние в эмульсии исключается при измерении относительного рассеяния частиц. В этом случае Y-координаты следа измеряются не относительно оси X микроскопа, а относительно другого следа, расположенного в одном поле зрения микроскопа с измеряемым следом, и примерно на той же глубине в эмульсии. Ясно, что случайные смещения обоих следов одинаковы, и поэтому они оказываются исключенными при вычислении вторых разностей Y-координат.

Первоначально измерение относительного рассеяния использовалось для оценки энергии γ-квантов по следам $e^+ - e^-$-пар. При фрагментации релятивистских ядер образуются узкие струи фрагментов [6]. Это обстоятельство нами и было использовано в этой работе.

Новый метод оценки импульса частицы по ее относительному рассеянию

Новизна оценки импульса частицы по ее относительному рассеянию состоит в использовании измерений угла φ в плоскости эмульсии между парой следов фрагментов на ячейке t по измерениям Y-координат $n > 2$ точек следа, отстоящих друг от друга на расстоянии $t/(n-1)$ по оси X (см. работу [7]). Использование n отсчетов Y-координат на участке следа t позволяет уменьшить ошибку измерения величины нулевого угла ($\varphi = 0$), возникающую за счет шума зерен.

Если обозначить через $< X >$, $< Y >$, $< X \cdot Y >$ и $< X^2 >$ оценки математических ожиданий соответствующих величин в серии из n измерений, то наилучшая оценка угла φ будет равна

$$\varphi = \frac{< X \cdot Y > -(< Y > \cdot < X >)}{< X^2 > - < X >^2}. \qquad (5)$$

Здесь величина $Y_i = y_{i,1} - y_{i,2}$ равна разности y-координат следов 1 и 2 в точке с x-координатой равной x_i.

Пара следов фрагментов релятивистского ядра выходит из одной точки, и поэтому угол φ между ними не равен нулю. Но разность углов $\varphi_{k+1} - \varphi_k$ на двух соседних участках длиной t, на каждом из которых измерено N координат X_i и $y_{i,1}$, $y_{i,2}$, при отсутствии шумов и кулоновского рассеяния должна быть равна нулю. Это ее математическое ожидание.

Следовательно, величина

$$D_k = \frac{t \cdot (\varphi_{k+1} - \varphi_k)}{\sqrt{2}} \qquad (6)$$

есть аналог второй разности Y-координат традиционного координатного метода измерения кулоновского рассеяния частиц, отнесенная к одному следу, если импульсы частиц были бы одинаковы.

Экспериментально наблюдаемая величина второй разности Y-координат для пары следов с зарядами $Z = 1$ и $Z = 2$ будет равна сумме четырех случайных величин

$$D_i(exp) = \sum_{k=1}^{k=2} [D_i(culZ = k) + D_i(noiZ = k)]. \qquad (7)$$

Так как

$$S^2(cul) = t^3 \cdot [\frac{C \cdot Z}{A \cdot P_0}]^2, \qquad (8)$$

где A, Z – это массовое число и заряд фрагмента, а P_0 – это импульс на нуклон первичного ядра, то можно записать, что

$$S^2(culZ = 1) = S^2(exp) - S^2(all),$$

где

$$S^2(all) = S^2(culZ = 2) + S^2(noiZ = 1) + S^2(noiZ = 2).$$

Для фрагментов с $Z = 2$ величина $S^2(culZ = 2)$ в два раза меньше дисперсии вторых разностей, вызванных кулоновским рассеянием фрагментов релятивистского ядра с $Z = 1$, а шумы зерен этих следов примерно одинаковы. Если t и S измерены в микронах, то для получения импульса фрагмента в МэВ/с, константа

$$C = \frac{K}{573} \cdot \sqrt{\frac{2}{\pi}} \tag{9}$$

лежит в пределах от $0,0351$ до $0,0445$, если K колеблется в пределах от 25 до 32.

Теперь можно перейти к результатам, полученным этим методом, и сравнить их с результатами традиционного метода.

Результаты

В эмульсионной камере, облученной в CERN ионами свинца с энергией 160 ГэВ на нуклон [8], среди неупругих взаимодействий первичных частиц с ядрами в фотоэмульсии, найденных просмотром вдоль следа, были отобраны события, содержащие одно- и двухзарядные фрагменты с углами между ними в плоскости эмульсии меньше чем $0,001$ радиана. Это позволяло вести измерение многократного рассеяния на длине следа до 5 см. На первом этапе работы координаты x_i, $y_{i,1}$, $y_{i,2}$ на парах следов $1,2$ с датчиков микроскопа МПЭ-11 через 50 мк по оси X записывались в массив на ЭВМ, где затем и обрабатывались.

Вторые разности Y-координат в первом, традиционном методе вычислялись по 3-м точкам через t =

$50,\ 100, ... 2000$ мк, а во втором, новом методе по $n = 5,\ 10,\ 15$ и 20 точкам через 50 мк на ячейках $t = 250,\ 500,\ 1500$ и 2000 мк. Кулоновское рассеяние на этих ячейках мало, и поэтому измеренные величины вторых разностей будут равны суммарному шуму.

Анализ данных приводит к следующим выводам о свойствах суммарного шума 1-го и 2-го методов.

1. Суммарный шум 1-го метода не зависит от длины ячейки, распределен нормально. Его стандартное отклонение равно $0,100$ мк на статистике 4700 отсчетов (см. рис. 1).

2. Суммарный шум 2-го метода на ячейке $t = 250$ мк оказался равным $0,004$ мк, т. е. в 25 раз меньше, чем на этой же ячейке в 1-м методе. Но во 2-м методе суммарный шум на ячейке $t = 2000$ мк увеличился в 2 раза по сравнению с шумом этого же метода на ячейке $t = 250$ мк. Распределение вторых разностей при этом не согласуется с гипотезой о его нормальном распределении. Возможно, что это обстоятельство связано со слишком большим перекрытием при $n = 20$. Тогда углы φ_{i+1} и φ_i на двух соседних участках уже не являются независимыми. Они должны быть сильно коррелированными.

3. И в 1-м, и во 2-м методах шумы на следах пар частиц с одинаковыми зарядами $Z = 1$ и на следах пар частиц, когда одна частица имеет заряд $Z = 1$, а другая имеет $Z = 2$, в пределах ошибок оказались одинаковыми. Предположение о равенстве шумов частиц с $Z = 1$ и $Z = 2$ подтверждается экспериментом.

Для оценки импульсов фрагментов с $Z = 1$ новым методом на минимальной для этого длине ячейки t на этих же парах следов были вновь произведены измерения координат x_i, $y_{i,1}$, $y_{i,2}$ через 250 мк. Обработка велась в первом методе через $t = 1$, 2, 4 и 6 мм, а во 2-м методе на этих же ячейках по $n = 4$, 8, 16 и 24 точкам. Зависимость полученных стандартных отклонений вторых разностей от длины ячейки приведена на рис. 2. Из этого рисунка преимущество 2-го метода очевидно. На ячейке $t = 6$ мм $(n = 24)$ получено отношение сигнала к шуму, равное 2, что в $2,6$ раза больше, чем дает традиционный 1-ый метод. Эта ячейка и была выбрана для оценки импульсов однозарядных фрагментов (см. рис.3). По измерениям на 94 парах следов частиц, одна из которых имела $Z = 1$, среднее значение и ошибка импульса равны 145 ± 42 ГэВ/с.

Заключение

Испытание нового метода оценки величин импульсов фрагментов с зарядом $Z = 1$, испускаемых релятивистским ядром свинца с энергией 160 А ГэВ по их относительному многократному рассеянию, показало его высокую эффективность. Благодаря более низкому уровню шумов этим методом удалось получить оценку импульса протонов с энергией 160 ГэВ на ячейке $t = 6$ мм. Для таких энергий это рекордно малая величина ячейки.

Авторы выражают благодарность Сотрудничеству EMU01 за предоставление эмульсионной камеры, облученной в CERN свинцом с энергией 160 А ГэВ, и Л. Н. Ткач за все проведенные ею измерения на микроскопе МПЭ-11.

Литература

1. *Д. Ритсон*, Экспериментальные методы в физике высоких энергий, пер. с англ. Под ред. В. П. Джелепова, изд. "Наука", Москва, 1964, с.588.

2. *В. Г. Воинов, И. Я. Часников*, Многократное рассеяние частиц в ядерных фотоэмульсиях, изд. "Наука", Каз. ССР, Алма-Ата, 1969, с.130.

3. *F. G. Lepekhin, D. M. Seliverstov, B. B. Simonov*, Eur. Phys. J. **A1** (1998) 137.

4. *M. I. Adamovich et al.*, Particles and Nuclei, Letters, **N1** (2002) 29.

5. *Н. В. Скирда*, Журнал научной и прикладной фотографии и кинематографии, **12** (1969) 12.

6. *Ф. Г. Лепехин*, в сб. "Физика атомного ядра и элементарных частиц", (Материалы 34-ой Зимней школы ПИЯФ), изд. ПИЯФ РАН, С.- Петербург, 2000, с. 474-497.

7. *F. G. Lepekhin, O. V. Levitskaya*, Prepr. PNPI-2428, Gatchina, 2001, p. 18.

8. *M.I. Adamovich et al.*, Eur. Phys. J. **A6** (1999) 421.

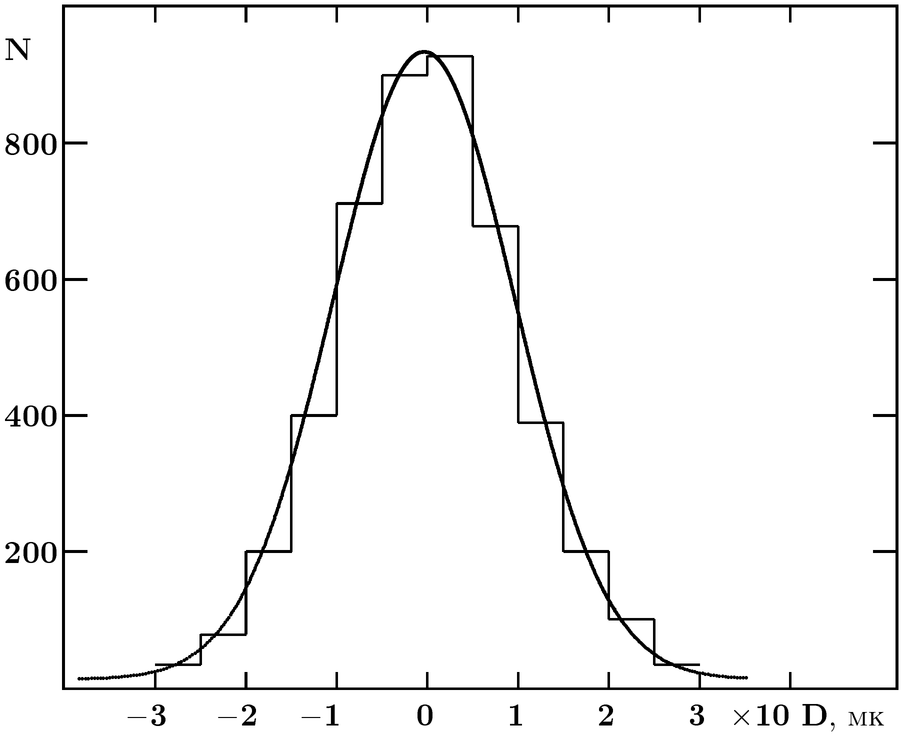

Рис. 1 Распределение 4700 величин вторых разностей однозарядных фрагментов ядер свинца с энергией 160 А ГэВ, определенных по координатам относительно фрагментов с $Z = 2$ в первом методе на ячейках от 50 до 1000 мк. Гистограмма - это эксперимент, плавная кривая - нормальное распределение со стандартным отклонением 0.1 мк, полученным в эксперименте.

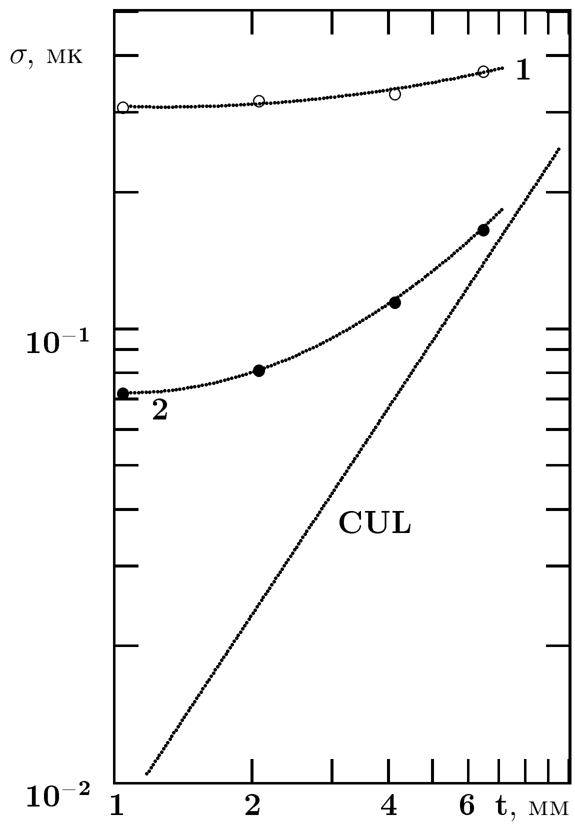

Рис. 2 Зависимость стандартных отклонений вторых разностей, определенных методом 1 ∘ и 2 • для следов однозарядных фрагментов ядер свинца с энергией 160 А ГэВ, из измерений их координат относительно координат следов фрагментов с $Z = 2$ от длины ячейки t. Прямая – это ожидаемые величины, обусловленные кулоновским рассеянием.

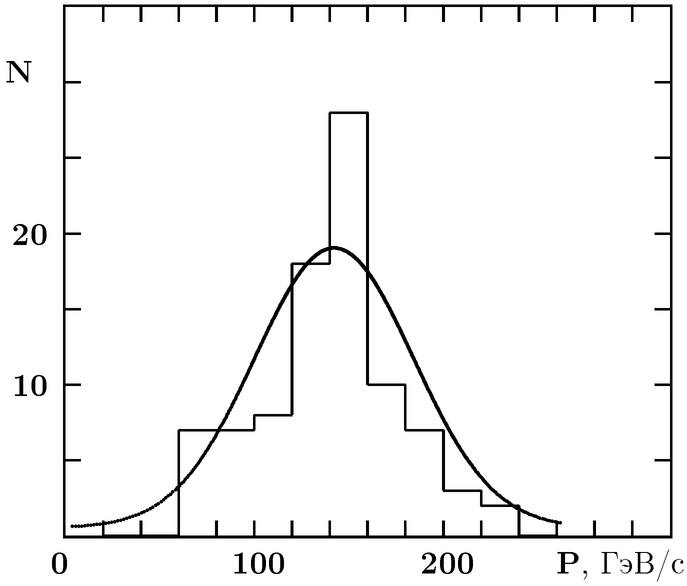

Рис. 3 Распределение оценки импульсов протонов, фрагментов ядер свинца с энергией 160 A ГэВ, определенных по координатам относительно фрагментов с $Z = 2$ на ячейке 6000 мк. Гистограмма – это эксперимент, плавная кривая – нормальное распределение со стандартным отклонением 42,2 ГэВ, полученным в эксперименте для 94 частиц.