



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 98-49
ОНФ

А.В.Базилевский, С.Вайт¹, Э.П.Кистенев¹, В.И.Кочетков,
В.К.Семенов

**СЕПАРАЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ И АДРОНОВ
В ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ КАЛОРИМЕТРЕ
УСТАНОВКИ PHENIX**

Направлено в *ПТЭ*

¹ BNL (США)

Протвино 1998

Аннотация

Базилевский А.В. и др. Сепарация электронов и адронов в электромагнитном калориметре установки PHENIX: Препринт ИФВЭ 98-49. – Протвино, 1998. – 13 с., 7 рис., библиогр.: 11.

В работе измерены эффективности сепарации электронов (фотонов) от π -мезонов в электромагнитном калориметре установки PHENIX с использованием различных методов для импульсов частиц в диапазоне $0,5 \div 4$ ГэВ/с и углов входа частиц в калориметр в диапазоне $0^\circ \div 20^\circ$.

Abstract

Bazilevsky A.V. et al. Electron/Hadron Separation in Electromagnetic Calorimeter PHENIX: IHEP Preprint 98-49. – Protvino, 1998. – p. 13, figs. 7, refs.: 11.

The efficiency of $e(\gamma)/\pi$ separation in the PHENIX electromagnetic calorimeter was measured using different methods in the momentum range of $0,5 \div 4$ GeV/c for the angles of incidence $0^\circ \div 20^\circ$.

Введение

Электромагнитный калориметр установки PHENIX [1] имеет годоскопическую структуру, оптимизированную для анализа процессов с множественным образованием частиц во взаимодействиях тяжелых ионов на коллайдере RHIC (БНЛ, США). Основным элементом калориметра — башня размером $\sim 5,5 \times 5,5$ см² и длиной 18 радиационных длин, представляющая собой сэндвич из слоев свинца (толщиной 1,5 мм) и сцинтиллятора (толщиной 4 мм) [2]. Башни сгруппированы по 4 в модули, а последние — по 36 в супермодули, которые установлены в шести плоских секторах размером 2×4 м², распределенных по поверхности цилиндра радиусом 5 м. Нейтральные частицы входят в калориметр под углами в диапазоне $0^0 \div 20^0$ по отношению к нормали к поверхности калориметра.

Одной из важных задач электромагнитного калориметра является идентификация электронов и фотонов, измерение их характеристик.

В работе изучены эффективности сепарации электронов (фотонов) от π -мезонов с использованием различных методов для энергий частиц в диапазоне $0,5 \div 4$ ГэВ и углов входа частиц в калориметр в диапазоне $0^0 \div 20^0$. Результаты настоящей работы основаны на экспериментальных данных, полученных при тестировании супермодуля электромагнитного калориметра в сеансах 1995-1996 гг. на ускорителе AGS (БНЛ, США).

1. E/p метод

Измеряя импульс заряженных частиц с помощью трековых детекторов и используя различия в спектрах энерговыделений в калориметре электромагнитных и адронных ливней, можно эффективно разделять электроны и адроны. Характерная длина, на которой развивается адронный ливень, связана с ядерной длиной взаимодействия для соответствующего вещества. Толщина модуля электромагнитного калориметра установки PHENIX составляет $\sim 0,8$ ядерные длины. В соответствии

с этой величиной $\sim 55\%$ адронов взаимодействуют с веществом калориметра, что ведет к развитию ядерного каскада. Соответственно $\sim 45\%$ адронов теряют свою энергию в калориметре в основном на ионизацию, при этом в спектре энерговыделения в калориметре наблюдается ионизационный пик. На рис.1 показаны спектры энерговыделений в калориметре при попадании в него пионов, протонов и, для сравнения, электронов с импульсами 0,5, 1 и 2 ГэВ/с.

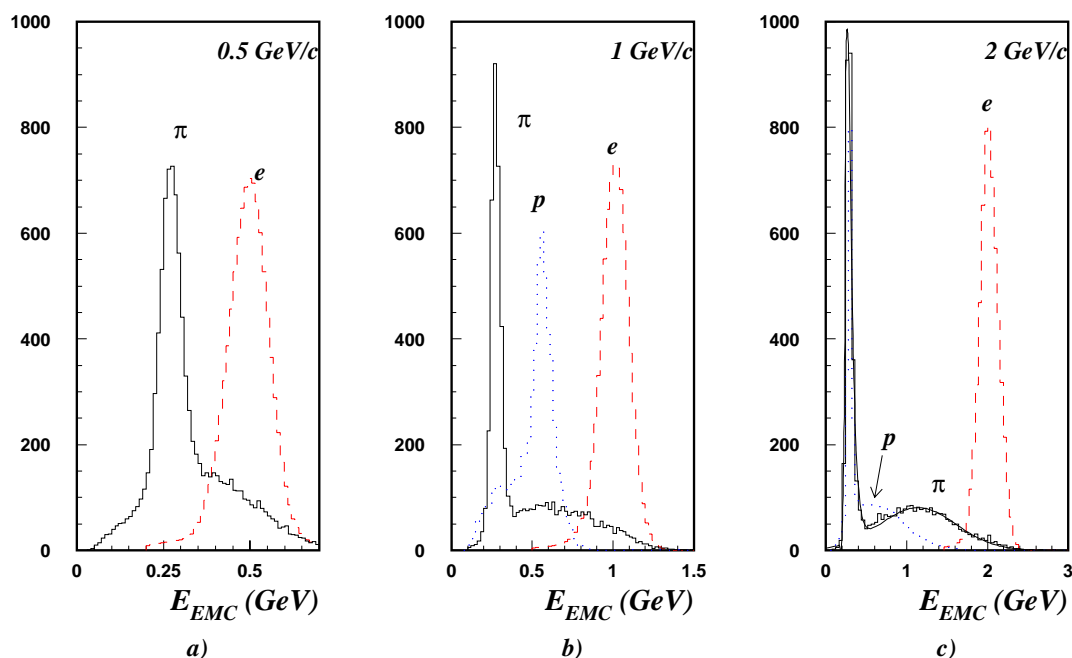


Рис. 1. Спектры энерговыделений при прохождении через калориметр пионов, протонов и электронов с импульсами а) 0,5 ГэВ/с; б) 1 ГэВ/с; в) 2 ГэВ/с; для спектра энерговыделения пионов с импульсом 2 ГэВ/с показан фит суммой распределения Ландау и Гаусса.

При импульсах частиц p , таких что $pc/M > 2 \div 3$ (M — масса частицы), ионизационные потери в веществе слабо меняются с энергией (импульсом) частиц [3]. В модуле электромагнитного калориметра RHENIX они составляют порядка $E_{mip} = 200$ МэВ, что при энергетической калибровке калориметра электронами дает величину ~ 270 МэВ. Отличие этих двух величин связано с различными значениями удельных энерговыделений минимально ионизирующих частиц и электронов в свинцовых и сцинтилляционных пластинах.

Для электромагнитных ливней доля энергии, выделившаяся в активных слоях модуля (сцинтилляционных пластинах), составляет порядка 19%, тогда как для ионизационных потерь энергии релятивистскими частицами в модуле калориметра эта величина составляет порядка $\sim 26\%$. При импульсах частиц, таких что $pc/M < 2$ удельные ионизационные потери в веществе увеличиваются [3]. Максимум ионизационных энергопотерь в калориметре наблюдается, когда частица останавливается, пройдя всю длину модуля. Например, для протонов, величина импульса, при котором их свободный пробег в веществе калориметра равен толщине модуля

калориметра, составляет около 1 ГэВ/с, что соответствует кинетической энергии 414 МэВ, которую протон тратит на ионизацию (если он не вызвал ядерного каскада), или ~ 570 МэВ в электронной калибровке (рис.1б). Для π -мезонов величина импульса, при котором они начинают останавливаться в калориметре, составляет порядка 300 МэВ/с.

Спектры энерговыделений пионов в электромагнитном калориметре (см. рис.1в) хорошо фитируются суммой распределений Ландау (ионизационный пик) и Гаусса (для адронов, вызвавших каскад в веществе калориметра). Среднее значение энерговыделения в калориметре E_{EMC} для провзаимодействовавших пионов (вызвавших каскад) с импульсом p_π в диапазоне $0,5 \div 4$ ГэВ/с изменяется линейно с импульсом пионов (рис.2а):

$$E_{EMC} = 0,46 \cdot p_\pi + 0,23 \text{ (ГэВ)}. \quad (1)$$

Относительные флуктуации отклика калориметра σ_E/E для провзаимодействовавших пионов практически не зависят от энергии частиц и составили $\sim 40\%$ (рис.2б). Качественно аналогичные результаты были получены для электромагнитной секции калориметра SPACAL [4].

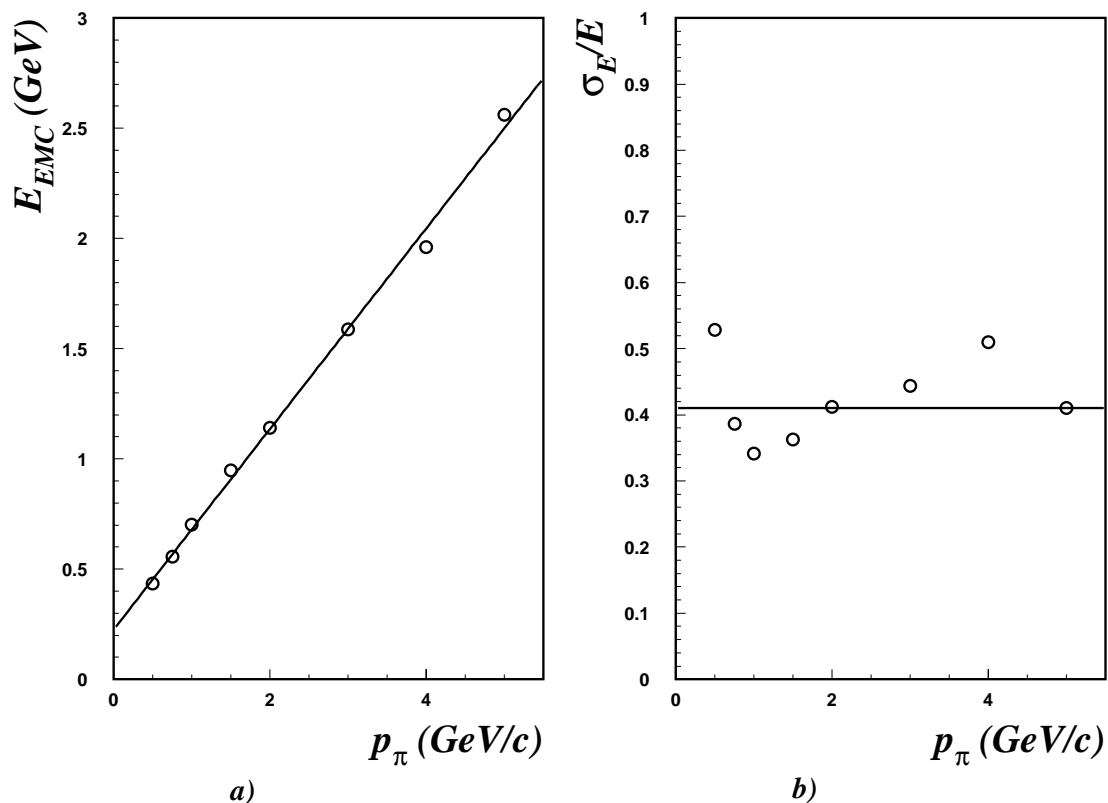


Рис. 2. Средние значения энерговыделения в калориметре (E_{EMC}) (а) и относительные флуктуации отклика калориметра (б) для провзаимодействовавших пионов в зависимости от их импульса.

На рис.4а показана эффективность регистрации пионов e_π в зависимости от их импульса с использованием критерия

$$|E_{EMC} - pc| < \alpha\sigma_E, \quad (2)$$

соответствующего $\varepsilon_e = 90\%$ эффективности регистрации электронов. Здесь E_{EMC} — измеренное энерговыделение в калориметре; p — импульс частиц; σ_E — энергетическое разрешение калориметра для электронов (фотонов); α — параметр, определяемый величиной ε_e .

2. Метод, основанный на измерении поперечного профиля ливня

2.1. Использование ширины ливня

Измерение ширины ливней в электромагнитном калориметре позволяет дополнительно улучшить e/π -разделение, особенно при больших энерговыделениях частиц в калориметре. В качестве меры ширины ливня можно взять 2-й центральный момент распределения энерговыделения ливня по ячейкам калориметра [5,6,8]

$$D_x = \frac{\sum E_i x_i^2}{\sum E_i} - \left(\frac{\sum E_i x_i}{\sum E_i} \right)^2 = \overline{x^2} - \bar{x}^2, \quad (3)$$

где E_i — измеренное энерговыделение в i -ой ячейке калориметра; x_i — координата ее центра. Формулы для Y -проекции выглядят аналогично (3) (с заменой x на y). Как отмечалось в [5,6], распределение D_x существенно зависит от координаты точки попадания частицы в ячейку. В статье [6] авторы предлагают использовать вместо D_x скорректированную величину D_x^{corr} , практически не зависящую от точки попадания частицы в ячейке калориметра:

$$D_x^{corr} = D_x - D_x^{min}, \quad D_x^{min} = h \cdot \bar{x} - \bar{x}^2, \quad |\bar{x}| \leq 0,5 \cdot h. \quad (4)$$

Здесь начало системы координат помещено в центр ячейки, содержащей центр тяжести ливня \bar{x} ; h — размер ячейки калориметра. $D_x = D_x^{min}$, когда кластер имеет ширину $n_x = 2$ ячейки вдоль оси X ; при $n_x > 2$ $D_x > D_x^{min}$ [6].

В работе [7] в качестве меры ширины ливня предлагается использовать величину, аналогичную (3), только в качестве весов выбраны логарифмы относительных энерговыделений в ячейках детектора

$$D_x^{log} = \frac{\sum w_i x_i^2}{\sum E_i} - \left(\frac{\sum w_i x_i}{\sum E_i} \right)^2, \quad w_i = \max\{0, (w_0 + \ln(E_i/E_0))\}, \quad E_0 = \sum E_i. \quad (5)$$

Аналогично [7] в настоящей работе было определено оптимальное значение $w_0 = 4,5$, при котором достигается наилучшее $e(\gamma)\pi$ -разделение в PbSc электромагнитном калориметре установки PHENIX.

Распределение величин

$$D = D_x + D_y, \quad (6)$$

$$D^{corr} = D_x^{corr} + D_y^{corr}, \quad (7)$$

$$D^{log} = D_x^{log} + D_y^{log} \quad (8)$$

для электронов и заряженных пионов с импульсом 2 ГэВ/с показано на рис.3а,б,в (рассматривались только события с энерговыделениями частиц в калориметре в районе 2 ГэВ). На рисунках отмечены границы обрезания, соответствующие 90%-й эффективности регистрации электромагнитных ливней.

На рис.4б показаны эффективности регистрации заряженных π -мезонов с импульсом 4 ГэВ/с в зависимости от измеренного в калориметре энерговыделения ливня с использованием обрезаний величин (6)–(8), соответствующих 90%-й эффективности регистрации электронов (фотонов). При энерговыделениях в калориметре > 1 ГэВ эффективность $e(\gamma)/\pi$ -разделения несколько выше при использовании D^{log} в качестве меры ширины ливня.

2.2. χ^2 -критерий

Эффективность разделения электромагнитных и адронных ливней можно улучшить, если воспользоваться χ^2 -критерием, учитывающим информацию, полученную со всех ячеек кластера, образованного сработавшими ячейками калориметра:

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(E_i^{pred} - E_i^{meas})^2}{\sigma_i^2}, \quad (9)$$

где E_i^{meas} — измеренное энерговыделение в i -ой ячейке калориметра, $E_i^{pred} = E_{cell}(x_i - X_{CG}, y_i - Y_{CG})$ — среднее энерговыделение в ячейке калориметра в зависимости от координат центра тяжести ливня (X_{CG} , Y_{CG}) относительно центра ячейки ((x_i, y_i) — координаты центра ячейки). Аналогично [10] (см., также [9]) были использованы ошибки $\sigma_i = \sigma(E_i^{pred})$, настроенные на параметризованное энерговыделение в ячейках калориметра, приближенно описывающие флуктуации энерговыделения электромагнитного ливня в ячейках калориметра:

$$\sigma_i^2 = C \cdot E_i^{pred} \cdot \left(1 - \frac{E_i^{pred}}{E_0}\right) + q, \quad E_0 = \sum_i E_i^{meas}. \quad (10)$$

Константа q описывает шумы электроники, константа C определяет масштаб флуктуаций энерговыделения ливнеобразующей частицы.

Вид распределений χ^2 для электронов и заряженных пионов с импульсом 2 ГэВ/с (и энерговыделением в калориметре в районе 2 ГэВ) показан на рис.3г. Учет энерговыделений во всех ячейках калориметра в методе (9) позволил в 1,5 ÷ 2 раза повысить эффективность разделения электромагнитных и адронных ливней по сравнению с методами, основанными на измерении ширины ливня (6)–(8) (см. рис.4б). На рис.4в показаны эффективности регистрации π -мезонов с импульсами 0,5; 1; 2; 3 и 4 ГэВ/с при использовании обрезания по χ^2 , соответствующего 90%-й эффективности регистрации электронов.

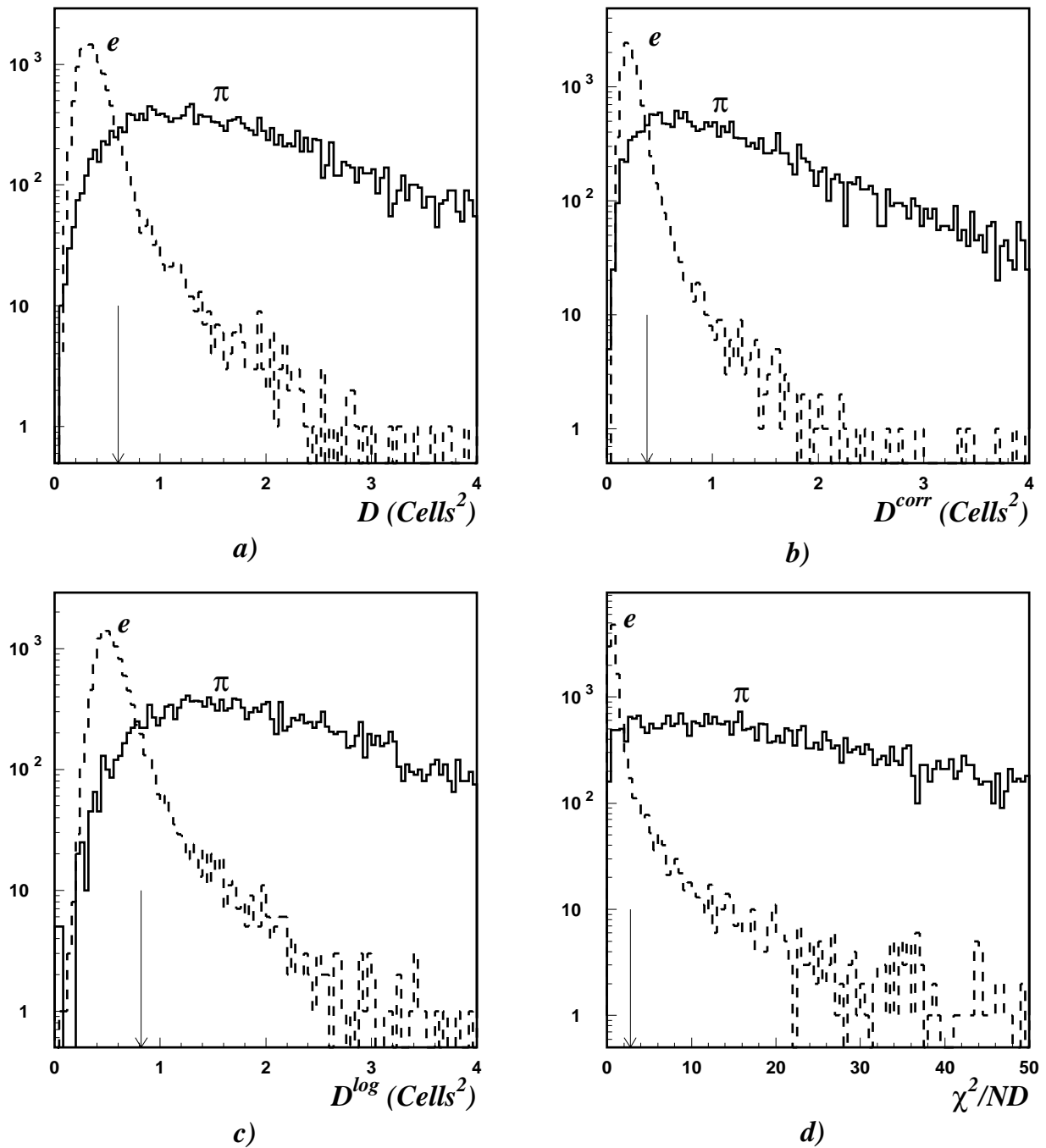


Рис. 3. Распределение величин а) D (6), б) D^{corr} (7), в) D^{log} (8) и г) χ^2 (9) для электронов и пионов с импульсом 2 ГэВ/с (в рассмотрение брались только события с энерговыведениями частиц в калориметре в районе 2 ГэВ). Стрелками отмечены границы обрезаний, соответствующие 90%-й эффективности регистрации электромагнитных ливней.

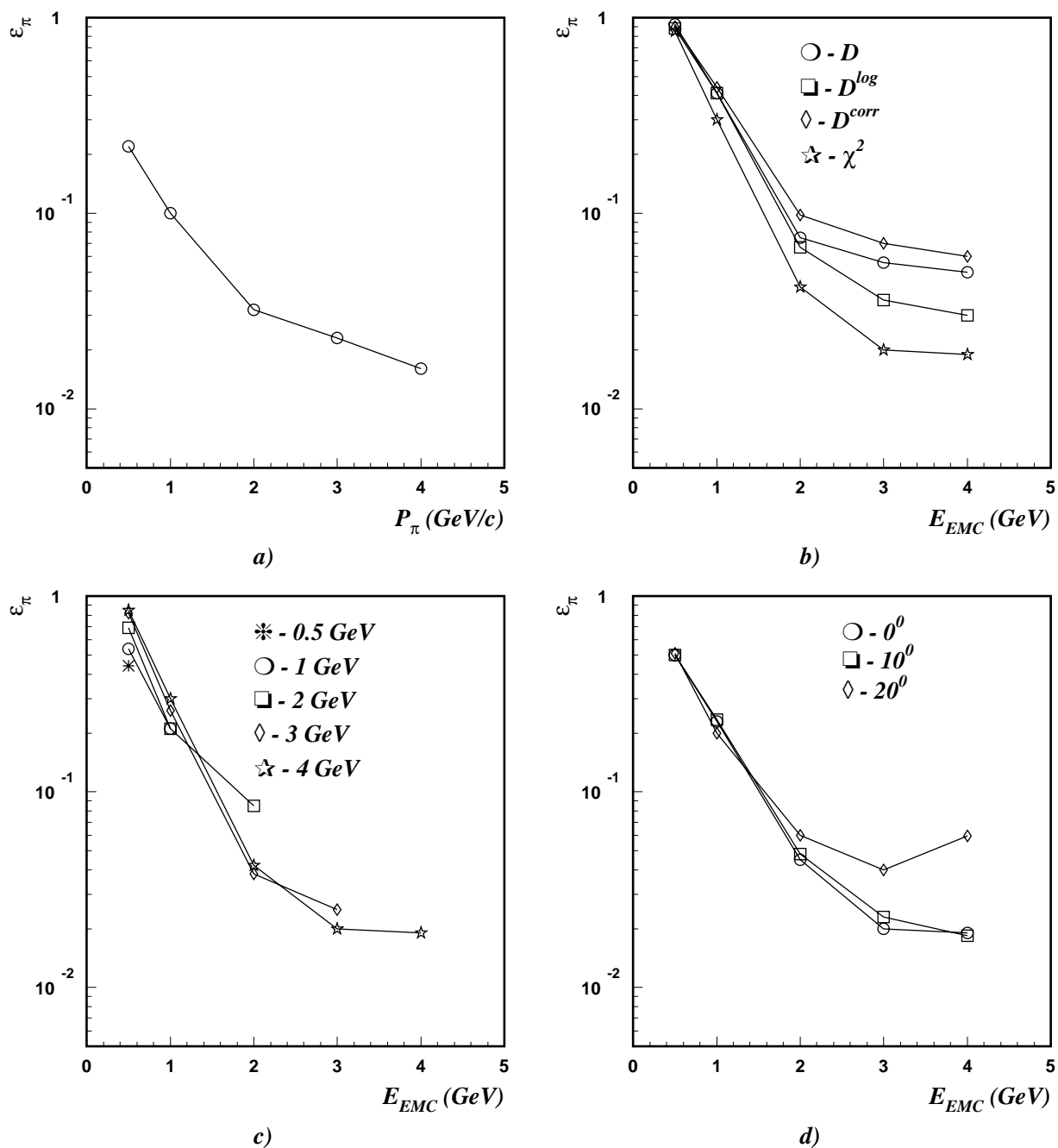


Рис. 4. Зависимость эффективности регистрации π^+ -мезонов а) от импульса пиона p_π с использованием критерия (2); б) от измеренного в калориметре энерговыделения ливня E_{EMC} с использованием обрезаний по величинам (6)–(9) при $p_\pi = 4$ ГэВ/с; в) от измеренного в калориметре энерговыделения ливня с использованием обрезания по χ^2 (9) для $p_\pi = 0,5; 1; 2; 3$ и 4 ГэВ/с; г) от измеренного в калориметре энерговыделения ливня с использованием обрезания по χ^2 (9) при углах падения частиц в калориметр $0^\circ, 10^\circ$ и 20° для $p_\pi = 4$ ГэВ/с; на всех рисунках эффективность регистрации электронов составляла 90%.

Эффективность использования измерений профиля ливня для e/π -режекции проиллюстрирована на рис.5. С помощью χ^2 -критерия в спектре энерговыделений пучка пионов с импульсом 5 ГэВ/с удалось хорошо выделить электронный пик (примесь электронов в пучке составляла $\sim 1\%$).

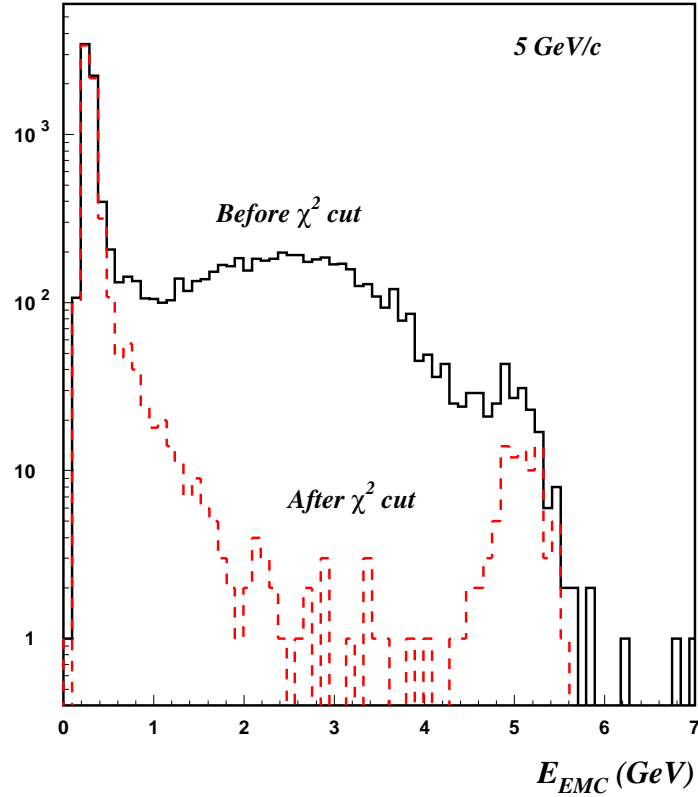


Рис. 5. Спектр энерговыделения в калориметре пучка π -мезонов с примесью $\sim 1\%$ электронов при импульсе пучка 5 ГэВ/с: до обрезания по χ^2 (сплошная гистограмма) и после обрезания по χ^2 (пунктирная гистограмма).

Описание профиля электромагнитных ливней [10], вызванных частицами, падающими под углом к нормали к поверхности калориметра, позволяет применить метод (9) для частиц с неортогональным падением в калориметр. Описание основано на параметризации энерговыделения в ячейке калориметра от расстояния между ее центром и центром тяжести ливня в зависимости от энергии и угла входа частиц в калориметр. На рис.4г на примере π -мезонов с импульсом 4 ГэВ/с показаны эффективности их регистрации (ε_π) в зависимости от энерговыделения в калориметре при углах падения 0° , 10° и 20° . Эффективность регистрации электронов (фотонов) остается на уровне 90%. Разделение электромагнитных и адронных ливней практически не изменяется вплоть до углов 10° . При больших углах продольные флуктуации ливней в проекции на фронтальную плоскость калориметра становятся существенными, что приводит к размытию профилей ливней и ухудшению $e(\gamma)/\pi$ -разделения.

3. Метод, основанный на измерении координат оси ливня

Если имеется возможность с помощью трековых детекторов измерять координаты точки входа частиц в калориметр, то, устанавливая определенное обрезание на разность между координатами частиц, измеренными в калориметре и определенными по трековым системам, можно дополнительно улучшить режекцию пионов.

Для того чтобы связать регистрируемые треки с кластерами сработавших ячеек в калориметре, необходимо оценить возможность определения координаты точки входа адрона в калориметр по энерговыделениям в башнях (ячейках) калориметра.

Для непронзаимодействовавших адронов, падающих ортогонально к поверхности калориметра, координаты точки их входа в калориметр могут быть определены в большинстве случаев с точностью до ячейки калориметра. При неортогональном падении частиц в калориметр их трек проходит через несколько башен калориметра, энерговыделение в каждой из которых пропорционально длине трека частицы, проходящего через эту башню. В этом случае координаты точки входа частицы в калориметр можно определить с хорошей точностью, используя в качестве оценки координаты центра тяжести кластера:

$$X_{CG} = \sum x_i E_i / \sum E_i, \quad (11)$$

где x_i , E_i — координаты центра и величина сигнала для i -ой ячейки кластера. Однако координата, вычисленная по формуле (11), оказывается смещенной относительно истинной координаты точки входа частицы в калориметр на величину

$$\Delta x_{mip} = \frac{l}{2} \operatorname{tg}(\theta), \quad (12)$$

где l — длина модуля калориметра; θ — угол входа частицы в калориметр по отношению к нормали к поверхности калориметра.

Для пионов, вызвавших адронный каскад в калориметре, оценка координаты (11) является также смещенной. При этом прослеживается логарифмическая по энергии частиц зависимость

$$\Delta x_h = (a + b \cdot \ln(E)) \cdot \operatorname{tg}(\theta), \quad (13)$$

a и b — константы, их экспериментально определенные значения составили соответственно 16 и 3,2 см. При энергии пионов 2 ГэВ $\Delta x_{mip} \approx \Delta x_h$. Зависимость координатного разрешения метода (11) от угла для провзаимодействовавших адронов можно, как и в случае с электромагнитными ливнями [11], представить в виде

$$\sigma_x \approx c \oplus (d \cdot \sin(\theta)). \quad (14)$$

Параметры c и d практически не изменяются до энергий π -мезонов 2 ГэВ. Их экспериментально определенные значения равны соответственно $\sim 1,7$ и $\sim 8,3$ см. При увеличении энергии адронов наблюдается незначительное улучшение координатного разрешения. Например, для пионов с энергией 5 ГэВ параметры c и d равны соответственно $\sim 1,4$ и $\sim 7,2$ см.

Здесь следует отметить, что в строгом рассмотрении смещение оценки координаты и координатное разрешение метода (11) для адронов, вызвавших каскад в калориметре, оказываются зависящими не только от энергии и угла входа адронов в калориметр, но также и от величины их энерговыделения в калориметре. Однако вариации систематического смещения и координатного разрешения для разных величин энерговыделения в калориметре не превосходят по абсолютной величине σ_x (14).

На рис.6 показано распределение разницы координат точки входа π -мезона в калориметр, измеренного проволочной камерой, и центром тяжести ливня, вычисленного по формуле (11), при прохождении пиона с импульсом 2 ГэВ/с через калориметр с углами падения 0° , 10° , и 20° . При неортогональном падении адронов в калориметр в распределении появляется пик, соответствующий не взаимодействовавшему адрону (поскольку координатное разрешение адронов, теряющих свою энергию в калориметре только на ионизацию вдоль трека, резко улучшается, когда трек адрона проходит через несколько башен калориметра).

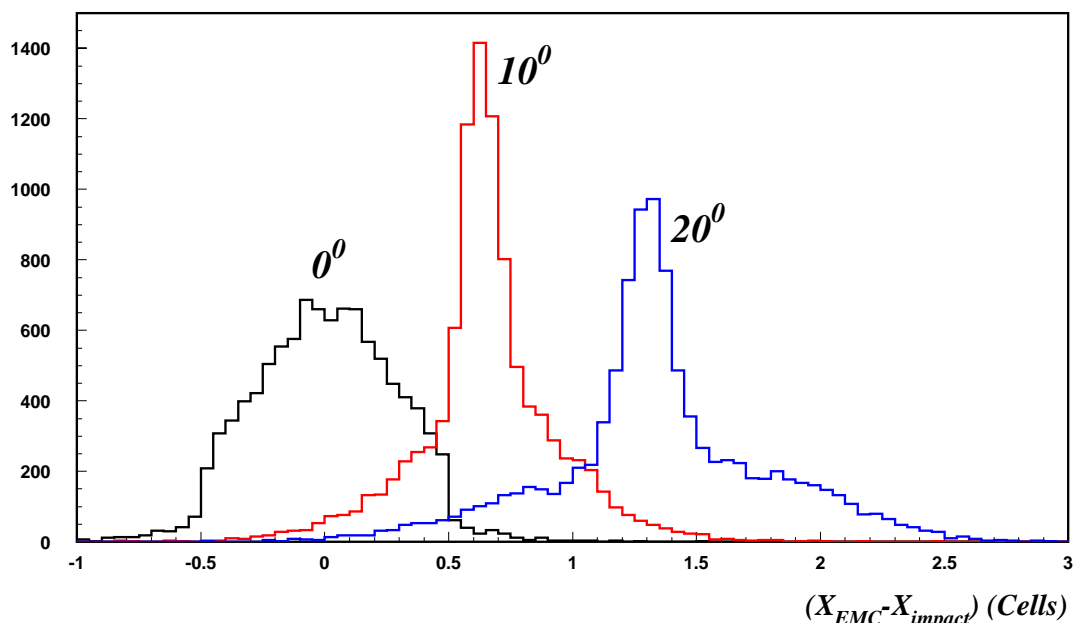


Рис. 6. Распределение разности между координатой точки входа пиона в калориметр X_{impact} и координатой X_{EMC} , измеренной в калориметре, для углов падения частиц в калориметр 0° , 10° и 20° при $p_\pi = 2$ ГэВ/с.

Устанавливая обрезание на разность между измеренными в калориметре (X_{EMC}, Y_{EMC}) и определенными по трековым системам (X_{imp}, Y_{imp}) координатами точки падения частиц в калориметр (рис.7а,б) можно подавить $\sim 80\%$ пионов, вызвавших каскад в калориметре, оставляя эффективность регистрации электронов на уровне 95% (рис.7в). Однако этот метод, примененный в комбинации, например, с χ^2 -критерием, позволяет дополнительно режектировать лишь 30 ÷ 50% адронов, что является следствием корреляции этих методов.

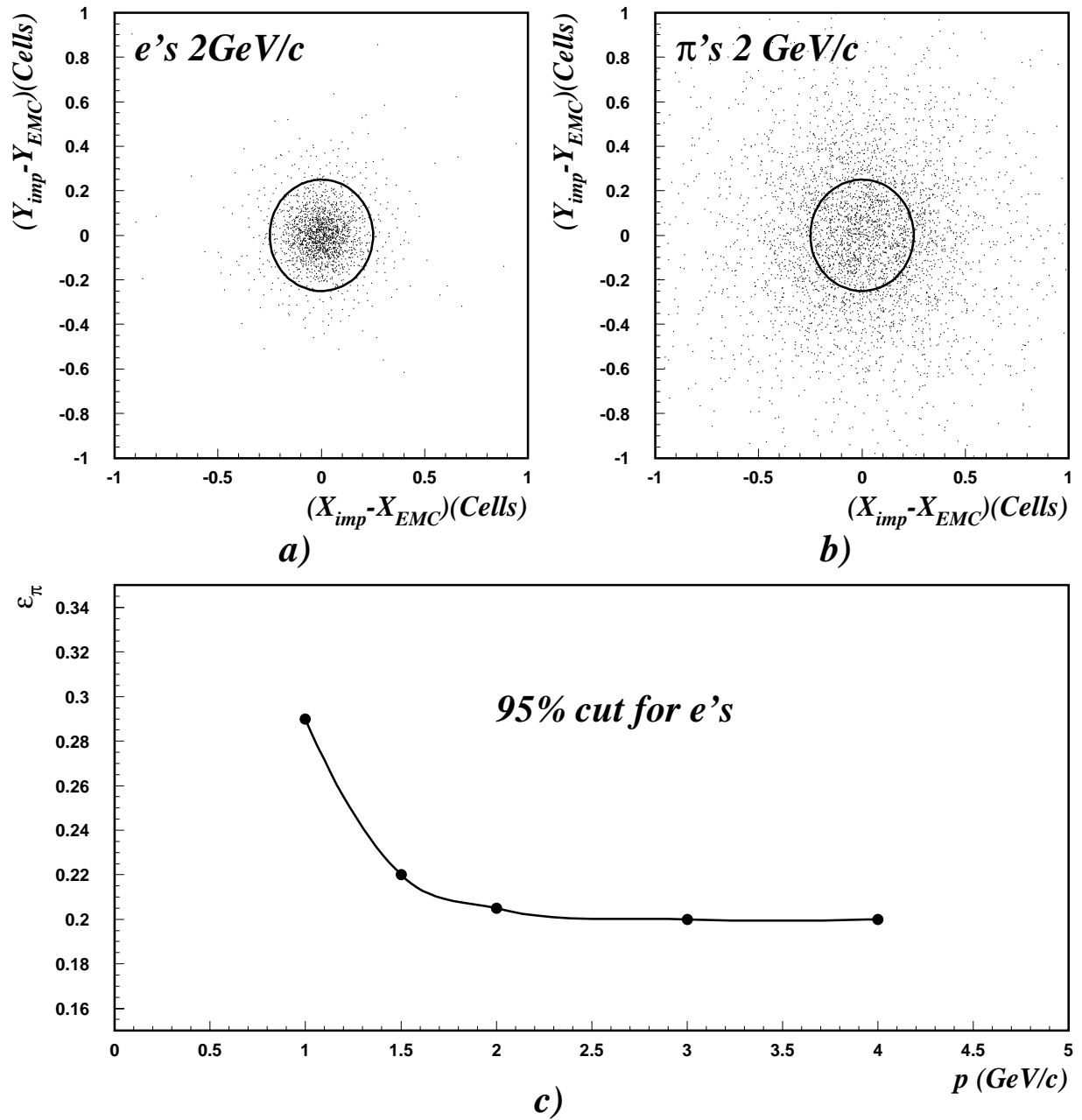


Рис. 7. Распределение отклонений измеренных в калориметре координат (X_{EMC}, Y_{EMC}) от точки падения в калориметр (X_{imp}, Y_{imp}) : а) электронов; б) взаимодействовавших π^+ -мезонов с импульсами 2 ГэВ/с при ортогональном попадании в калориметр; окружностью показана граница обрезания, соответствующая 95%-й эффективности регистрации электронов; в) зависимость эффективности регистрации π -мезонов в методе, основанном на измерении координат оси ливня (см. а) и б) на этом рисунке), от p_π .

Заключение

Проведен анализ различных методов для разделения электронов (фотонов) и адронов в диапазоне измеренных энерговыделений $0,5 \div 4$ ГэВ в электромагнитном калориметре установки PHENIX. Рассмотрены методы, основанные на сравнении энерговыделения в калориметре и импульса частицы, на измерении ширины ливней, на вычислении χ^2 и на измерении разности предсказанных и измеренных в калориметре координат точки падения частиц.

χ^2 -критерий, в котором учитывается априорное знание профилей ливней, дает в $1,5 \div 2$ раза улучшение в $e(\gamma)/\pi$ -разделении по сравнению с методами, основанными на измерении только ширины ливней. Эффективность разделения электромагнитных и адронных ливней с использованием χ^2 -критерия практически не изменяется вплоть до углов входа частиц в калориметр 10° . При больших углах $e(\gamma)/\pi$ режекция ухудшается, что связано с флуктуациями проекции каскадной кривой на плоскость калориметра. Как показало моделирование методом Монте-Карло (см. также [4]), с увеличением энергии пионов происходит падение $e(\gamma)/\pi$ -разделения примерно с $E_{EMC} = 4$ ГэВ, что является следствием увеличения вклада электромагнитной компоненты в величину энерговыделения E_{EMC} адронного ливня в калориметре.

Комбинируя описанные выше методы, можно получить отношение эффективностей регистрации пионов и электронов $\varepsilon_\pi/\varepsilon_e \sim (2 \div 4) \cdot 10^{-4}$ для частиц с импульсами 4 ГэВ/с при сохранении $\sim 80\%$ эффективности регистрации электронов.

Авторы признательны всем сотрудникам группы PHENIX, участвовавшим в сеансах 1995-1996 гг. на ускорителе AGS, за помощь в наборе статистики и анализе данных.

Список литературы

- [1] PHENIX Conceptual Design Report, 29 January 1993.
- [2] David G., Kistenev E., Patwa A. et al. // IEEE Trans. on Nucl. Sc., Vol.43, № 3, June 1996, p.1491.
- [3] Review of Particle Properties. // Physical Review D V45 № 11, 1 June 1992.
- [4] Appuhn R.-D., Arndt C., Barschke E. et al. // Nucl. Instrum. and Methods. 1996, A382, p.395-412.
- [5] Davydov V.A., Inyakin A.V., Kachanov V.A. et al. // Nucl. Instrum. and Methods. 1997, 145, p.267.
- [6] Berger F., Bock D., Clewing G. et al. // Nucl. Instrum. and Methods. 1992, A321, p.152.

- [7] Awes T.C., Obenshain F.E., Plasil F. et al. // Nucl. Instrum. and Methods. 1992, A311, p.130.
- [8] Gomez J., Velasco J., Maestro E. // Nucl. Instrum. and Methods. 1987, A262, p.284.
- [9] Lednev A. IHEP preprint 93-153, Protvino 1993.
- [10] Bazilevsky A. et al. PHENIX note to be published, 1998.
- [11] Базилевский А., Дурум А., Кистенев Э. и др. Препринт ИФВЭ 98-17. Протвино, 1998.

Рукопись поступила 8 июля 1998 г.

А.В.Базилевский и др.

Сепарация электронов и адронов в электромагнитном калориметре установки PHENIX.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы \LaTeX .

Редактор Н.В.Ежела.

Технический редактор Н.В.Орлова.

Подписано к печати 14.07.98. Формат $60 \times 84/8$. Офсетная печать.

Печ.л. 1,62. Уч.-изд.л. 1,25. Тираж 150. Заказ 242. Индекс 3649.

ЛР №020498 17.04.97.

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий
142284, Протвино Московской обл.

