

**ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР**

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ - ОНФ - 89-93

ИФВЭ 89-93

ОНФ

В. А. Уваров и П. В. Шляпников

**О ЗАВИСИМОСТИ ШИРИНЫ И ФОРМЫ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ
ПО БЫСТРОТЕ ОТРИЦАТЕЛЬНО ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ
ОТ ЭНЕРГИИ**

Направлено в ЯФ

Серпухов 1989

Аннотация

Уваров В.А., Шляпников П.В. О зависимости ширины и формы распределения по быстроте отрицательно заряженных частиц от энергии: Препринт ИФВЭ 89-93. -Серпухов, 1989. -10 с., 3 рис., библиогр.:30.

Анализируются экспериментальные данные по распределениям быстрот отрицательно заряженных частиц в $pp(\bar{p}p)$ -реакциях в широком диапазоне энергий в с.ц.м. от нескольких ГэВ до $\sqrt{s}=900$ ГэВ. Показывается, что во всем диапазоне энергий зависимость ширины распределения по быстроте от энергии описывается простой логарифмической функцией и что распределение $(d\delta/dy)/(d\delta/dy)_{y=0}$ в достаточно широкой области центрального "плато" может быть представлено в виде не зависящей явно от энергии функции от y/Y , где $Y = \ln(\sqrt{s}/m)$ и m - параметр.

Abstract

Chliapnikov P.V., Uvarov V.A. On the Energy dependence of the Width and Shape of the Rapidity Distribution of Negatively Charged Particles: IHEP Preprint 89-93. - Serpukhov, 1989. -p.10, fig.3, refs.: 30.

Experimental data on the ~~the~~ rapidity distribution of the negatively charged particles in the broad c.m. energy range from a few GeV to $\sqrt{s}=900$ GeV are analysed. It is shown that the energy dependence of the width of the rapidity distribution in all available energy range can be described by a simple logarithmic function and that the distribution $(d\delta/dy)/(d\delta/dy)_{y=0}$ in the sufficiently large region of the central "plateau" can be represented as an energy independent function of y/Y , where $Y = \ln(\sqrt{s}/m)$ and m the parameter.

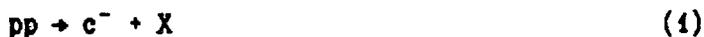
Уже первые экспериментальные данные о распределении заряженных частиц по псевдобыстроте, полученные сначала при небольшой светимости на $\bar{p}p$ -коллайдере CERN при энергии в с.ц.м. $\sqrt{s}=540$ ГэВ [1,2], а вслед за ними и более точные результаты сотрудничества UA5 [3,4] при $\sqrt{s}=200, 546$ и 900 ГэВ возродили интерес к этой, некогда очень популярной области физики мягких столкновений адронов. Наибольший интерес вызвали рост с энергией высоты центрального "плато" распределения по быстроте $(d\delta/dy)_{y=0}$, который в новой области энергий оказался намного больше, чем это следовало из предсказаний большинства феноменологических моделей, и утверждение сотрудничества UA5 об относительно более медленном росте ширины распределения по быстроте с увеличением энергии по сравнению с ISR-данными и кинематически возможным пределом.

Что касается роста с энергией высоты "плато" распределений по быстротам, то было показано [5], что хорошо известная однострунная лундская модель [6,7] полностью несовместима с данными в новой области энергий. Популярная двухлиственная дуальная партонная модель (ДПМ) Капелли и др. [8] также оказалась в противоречии с данными, и ее пришлось заменить на многолиственные модели [9-11]. Наиболее удачное описание энергетической зависимости сечений в центральной области в диапазоне энергий от нескольких ГэВ до $\sqrt{s}=900$ ГэВ было недавно проведено в двухрядеонном представлении с введением надкритического померона [12].

Анализ утверждения об относительно более медленном росте ширины распределения по быстроте в новой области энергий возможен, конечно, только в рамках таких моделей, которые претендуют на описание спектра по быстроте в полном кинематическом интервале. Насколько

нам известно, эта проблема обсуждалась только в рамках ДПМ Кайдалова [11] (более подробно описанной в работах [13,14] вместе с Тер-Мартirosяном и в дальнейшем обозначаемой как КТМ), где утверждается, что ширина плато распределения по быстрой растет с энергией медленнее, чем $\ln(v/v_0)$ из-за возрастающего с энергией вклада многопомеронных ливней.

В настоящей статье мы анализируем доступные на сегодня данные по распределению быстрой отрицательно заряженных частиц (обозначаемых c^-) в реакции



в диапазоне энергий $4,3 < \sqrt{s} < 63$ ГэВ [15-26] и в реакции



при $\sqrt{s}=200, 546$ и 900 ГэВ [3,4] с чисто экспериментальной точки зрения. В отличие от утверждений сотрудничества UA5 [1] и КТМ [11] мы показываем, что вся совокупность имеющихся на сегодня данных свидетельствует в пользу простой логарифмической зависимости ширины распределения по быстрой от энергии. Анализ формы распределений по быстрой при разных энергиях позволяет сделать вывод о возможности представления $(d\delta/du)/(d\delta/du)_{y=0}$ в достаточно широкой области центрального "плато" в виде не зависящей явно от энергии функции от y/Y , где $Y = \ln(\sqrt{s}/m)$ и m - параметр.

Несколько слов о методике. Распределения по быстрой $d\delta(c^-)/du$ отрицательно заряженных частиц в реакции (1) взяты нами непосредственно из работ [15-26]. Что же касается реакции (2), то такие данные отсутствуют, и мы получили их из спектров по псевдобыстрой $d\delta(c^\pm)/d\eta$ всех заряженных частиц [3,4]. При этом для учета эффекта лидирования в реакции (2) вводилось ограничение $y < 0$. При пересчете спектров $d\delta(c^\pm)/d\eta$ в $d\delta(c^\pm)/du$ предполагалась факторизация $d^3\delta/dp_T^2 dy$ по переменным p_T^2 и y , а также использовалась параметризация $d\delta/dp_T^2 = A \exp(-b p_T^2)$ с $p_T = (m_K^2 + p_T^2)^{1/2}$ и значениями b , соответствующими экспериментальным значениям $\langle p_T \rangle$ [3,4]. В этом случае

$$d\delta/d\eta = \int (d\delta/du) J(\eta, p_T^2) dp_T^2, \quad (3)$$

где

$$J(\eta, p_T^2) = \left(1 - \left(1 + \frac{p_T^2}{m_\pi^2} \operatorname{ch}^2 \eta \right)^{-1} \right)^{1/2} \frac{b^2 \exp(-b(m_T - m_\pi))}{2(1 + b m_\pi)},$$

а $d\delta/du$ неявным образом зависит от η и p_T^2 через

$$y(\eta, p_T^2) = \ln \left[\frac{p_T}{m_T} \operatorname{sh} \eta + \left(1 + \frac{p_T^2}{m_T^2} \operatorname{sh}^2 \eta \right)^{1/2} \right].$$

Для решения интегрального уравнения (3) относительно $d\delta/du$ использовалась параметризация $d\delta/du = A_0 \exp(\sum_{K=1}^3 A_K u^K)$, а параметры A_K находились при подгонке (3) к экспериментальным распределениям $d\delta/d\eta$. При пересчете $d\delta(c^+)/du$ в $d\delta(c^-)/du$ мы предположили, что в области энергий ISR и SppS-коллайдера разница в спектрах положительно и отрицательно заряженных частиц может быть представлена в виде:

$$(1/6)_{inel} |d\delta(c^+)/du - d\delta(c^-)/du| = Y^{-1} \Delta(y/Y), \quad (4)$$

где $\Delta(y/Y)$ - не зависящая явным образом от энергии функция, удовлетворяющая условию

$$\int_0^Y Y^{-1} \Delta(y/Y) dy = 1,$$

а $Y = \ln(\sqrt{s}/m)$ (справедливость такого предположения будет ясна из последующего). Функцию $\Delta(y/Y)$ мы определили по формуле (4) из экспериментальных $\bar{p}p$ -данных на ISR при $\sqrt{s}=53$ ГэВ [26]. Тогда спектры $d\delta(c^-)/du$ при $y < 0$ в реакции (2) при энергиях SppS-коллайдера могут быть вычислены из спектров $d\delta(c^\pm)/du$ для всех заряженных частиц по формуле:

$$d\delta(c^-)/du = 1/2 [d\delta(c^\pm)/du - \delta_{inel} Y^{-1} \Delta(y/Y)].$$

Значения $(d\delta/du)_{u=0}$ для реакции (1) при $\sqrt{s}=19,7$ ГэВ [23] и $\sqrt{s}=23-63$ ГэВ [25] вычислялись по описанному в работе [126] рецепту.

Перейдем теперь к анализу экспериментальных данных. Рассмотрим сначала зависимость ширины распределения по быстрой отрицательно заряженных частиц от энергии. Определим ширину как $\lambda = (\delta/2)/(d\delta/du)_{u=0}$, где $\delta = (\langle n_{ch} \rangle / 2 - 1) \delta_{inel}$ - сечение образования e^- в реакции (1) и, с учетом эффекта лидирования, в реакции (2). Зависимость λ от \sqrt{s} для реакций (1) и (2) показана на рис. 1. Как видно, она прекрасно описывается простой логарифмической функцией

$$\lambda(s) = \epsilon \ln(\sqrt{s}/m) \quad (5)$$

с наилучшими значениями параметров $\epsilon = 0,558 \pm 0,014$ и $m = 0,674 \pm 0,049$ ГэВ при $\chi^2/NDF = 15/18$. Не видно никаких указаний на относительное "сужение" ширины при переходе к энергиям \sqrt{s} SppS-коллайдера.

В случае равномерного распределения по быстрой, т.е. при истинном плато, значение ϵ в (5) было бы равно 1. Такое асимптотически равномерное распределение по быстрой предсказывается во всех подходах, основанных на двухреджеонном представлении (включая [12]), а также в модели КТМ. На рис. 2а зависимость λ от \sqrt{s} (5), полученная при подгонке к экспериментальным данным (сплошная прямая линия, продолженная в область $\sqrt{s} > 900$ ГэВ), сравнивается с такой же зависимостью, вычисленной нами по формулам работы [13] при двух значениях величины $\langle n \rangle / x_0 = 0,6$ ГэВ (пунктирная кривая) и 1,2 ГэВ (штрих-пунктирная кривая). Как видно, совпадение предсказаний модели с данными в области энергий до $\sqrt{s} = 900$ ГэВ, может быть, является случайным, так как наклоны ϵ в эксперименте и модели сильно отличаются и так как экстраполяция (5) в область супервысоких энергий сильно отличается от соответствующих предсказаний модели КТМ. Безусловно, нельзя исключить и такую ситуацию, когда при более высоких энергиях рост λ с \sqrt{s} станет, в соответствии с

¹Мы использовали эти значения, так как $\langle n \rangle / x_0$, использованные в работах [11, 13, 14], в них не приведены.

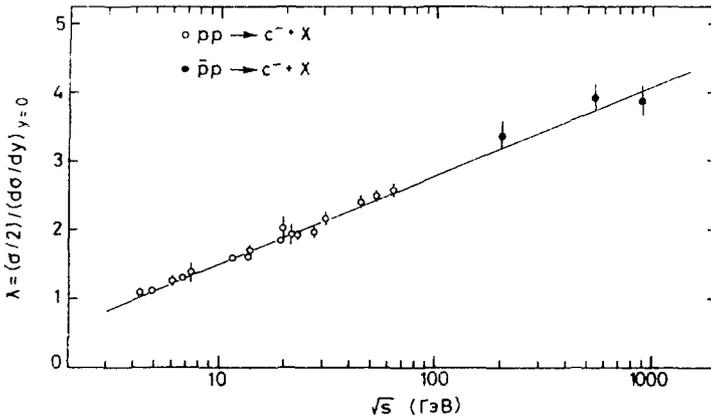


Рис. 1. Зависимость ширины λ -распределения по быстрой отрицательно заряженных частиц в реакции (1) (светлые кружки) и в реакции (2) (темные кружки) от энергии \sqrt{s} в с.ц.м. Данные взяты из работ [3, 4, 15-25] (см. текст). Прямая линия - результат подгонки к данным зависимости (5) с указанными в тексте значениями параметров.

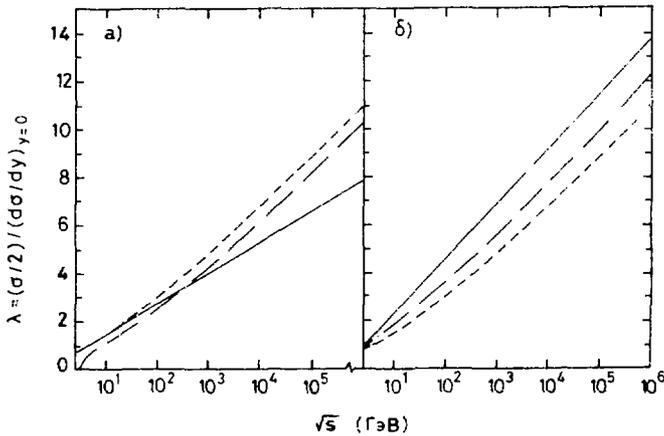


Рис. 2. Зависимости ширины λ -распределения по быстрой отрицательно заряженных частиц в pp -столкновениях от энергии \sqrt{s} в с.ц.м.: а) полученная при подгонке формулы (5) к данным (сплошная линия, экстраполированная за пределы области аппроксимации $\sqrt{s} < 900$ ГэВ) и вычисленные по формулам модели КТМ [13] при $\langle m^2 \rangle / x_0 = 0,6$ ГэВ (пунктирная кривая) и $\langle m^2 \rangle / x_0 = 1,2$ ГэВ (штрих-пунктирная кривая); б) $\lambda = \ln(\sqrt{s}/m_p)$ (сплошная линия) и вычисленные по формулам КТМ с учетом многопомеронных ливней (λ_{all} - пунктирная кривая, та же, что на рис.2а) и с учетом только одного ливня (λ_1 - штрих-пунктирная кривая).

предсказанием модели¹, более быстрым, чем это наблюдается в доступной области энергий. Результаты с будущих pp(pp)-коллайдеров должны прояснить эту ситуацию.

Заметим также, что хотя в модели КТМ при фиксированной энергии вклад λ с учетом вклада многопомеронных ливней (λ_{all}), очевидно, меньше значения λ при только одном померонном ливне (λ_1), зависимости λ_{all} и λ_1 от энергии отличаются несильно. Это хорошо видно из рис.2б, где приведены соответствующие зависимости λ от \sqrt{s} в модели КТМ (пунктирная и штрих-пунктирная кривые), вычисленные нами по формулам работы [13] при $\langle \ln \frac{h}{x_0} \rangle = 0,6$ ГэВ.

В этой связи обратим также внимание на ошибочность утверждения КТМ [11, 14] о том, что уменьшение ширины распределения $(1/N_{ch})(dN_{ch}/d\eta)$ с ростом N_{ch} при $\sqrt{s} = 546$ ГэВ свидетельствует о возрастающем вкладе многопомеронных ливней. Эффект сужения $(1/N_{ch})(dN_{ch}/d\eta)$ с ростом N_{ch} тривиально объясняется влиянием фазового объема и, как хорошо известно, наблюдается во всех экспериментах даже при очень небольших энергиях. Поэтому же и при любом фиксированном числе померонных ливней будет наблюдаться сужение распределения по η с ростом N_{ch} из-за уменьшения средней энергии, приходящейся на одну частицу.

Наблюдение зависимости (5) в широком диапазоне энергий позволяет вернуться к старому вопросу о скейлинге модифицированных распределений по быстроте. Впервые он был рассмотрен Ван-Ховом [27] при условии независимости $(d\delta/dy)_{y=0}$ от энергии. Позднее другие авторы, предполагая факторизацию

$$d\delta/dy = G(s)f(z)$$

и $z=y/Y$, вводили $Y=\ln(\sqrt{s}/m_p)$ [28], $Y=\ln\sqrt{s}$ [29] и $Y=\ln(\sqrt{s}/m_\pi)$ [30] при не очень реалистичных (для всего интервала доступных энергий) параметризациях $G(s)=Y^\delta$ [28] и $G(s)=Y\delta_{inel}$ [29,30].

Основываясь на (5), мы предположили существование универсальной зависимости от энергии распределения по быстроте отрицательно за-

¹Приведенные на рис.2а предсказания модели КТМ никак не согласуются со сделанным в работе [11] утверждением, что модель предсказывает более медленный чем, $\ln(s/s_0)$, рост ширины плато распределения по быстроте с увеличением энергии. Скорее наоборот.

ряженных частиц, приведенного к 1 при $y = 0$. Мы представили его в виде

$$(d\delta/dy)/(d\delta/dy)_{y=0} = f(y/Y), \quad (6)$$

где $f(y/Y)$ - некоторая не зависящая в явном виде от энергии функция, а

$$Y = \ln(\sqrt{s}/m), \quad (7)$$

при этом параметр m в (7) равен или близок по значению к параметру m в (5)¹. Для проверки этого предположения мы аппроксимировали одновременно все имеющиеся распределения $(d\delta/dy)/(d\delta/dy)_{y=0}$ в реакции (1) в интервале энергий от $\sqrt{s}=4,9$ ГэВ до $\sqrt{s}=53$ ГэВ [16, 19-22, 24, 26] и в реакции (2) (при $y < 0$) при $\sqrt{s} = 200, 546$ и 900 ГэВ [3, 4], полученные с помощью описанных выше процедур, функцией

$$f(y/Y) = \exp(-a(y/Y)^2 - b(y/Y)^4), \quad (8)$$

где a и b - два искомого параметра в интервале $y/Y < 0,7$; параметр m в (7) также рассматривался как подгоночный параметр. Полученные значения параметров: $a = 1,56 \pm 0,08$, $b = 1,53 \pm 0,20$, $m = 0,790 \pm 0,033$ ГэВ при $\chi^2/NDF = 156/75$. Значение m в пределах двух ошибок не отличается от значения, полученного при аппроксимации зависимости ширины распределения по быстрой от энергии функцией (5). Результаты аппроксимации иллюстрируются на рис. 3. Для наглядности одна и та же подгоночная кривая (8), вычисленная при наилучших значениях параметров a , b и m , многократно повторяется для каждого из приведенных экспериментальных распределений. Как видно, экспериментальные распределения, представленные в виде (6) с Y в виде (7), действительно не зависят от энергии и хорошо ап-

¹Что касается зависимости $(d\delta/dy)_{y=0}$ от \sqrt{s} , то она может быть взята в виде, предложенном в работе [12] и справедливом для всего доступного интервала энергий.

²Величины $(d\delta/dy)_{y=0}$ в (6) были также расфиксированы при подгонке. Но полученные из фита значения в пределах одной ошибки совпадали с измеренными.

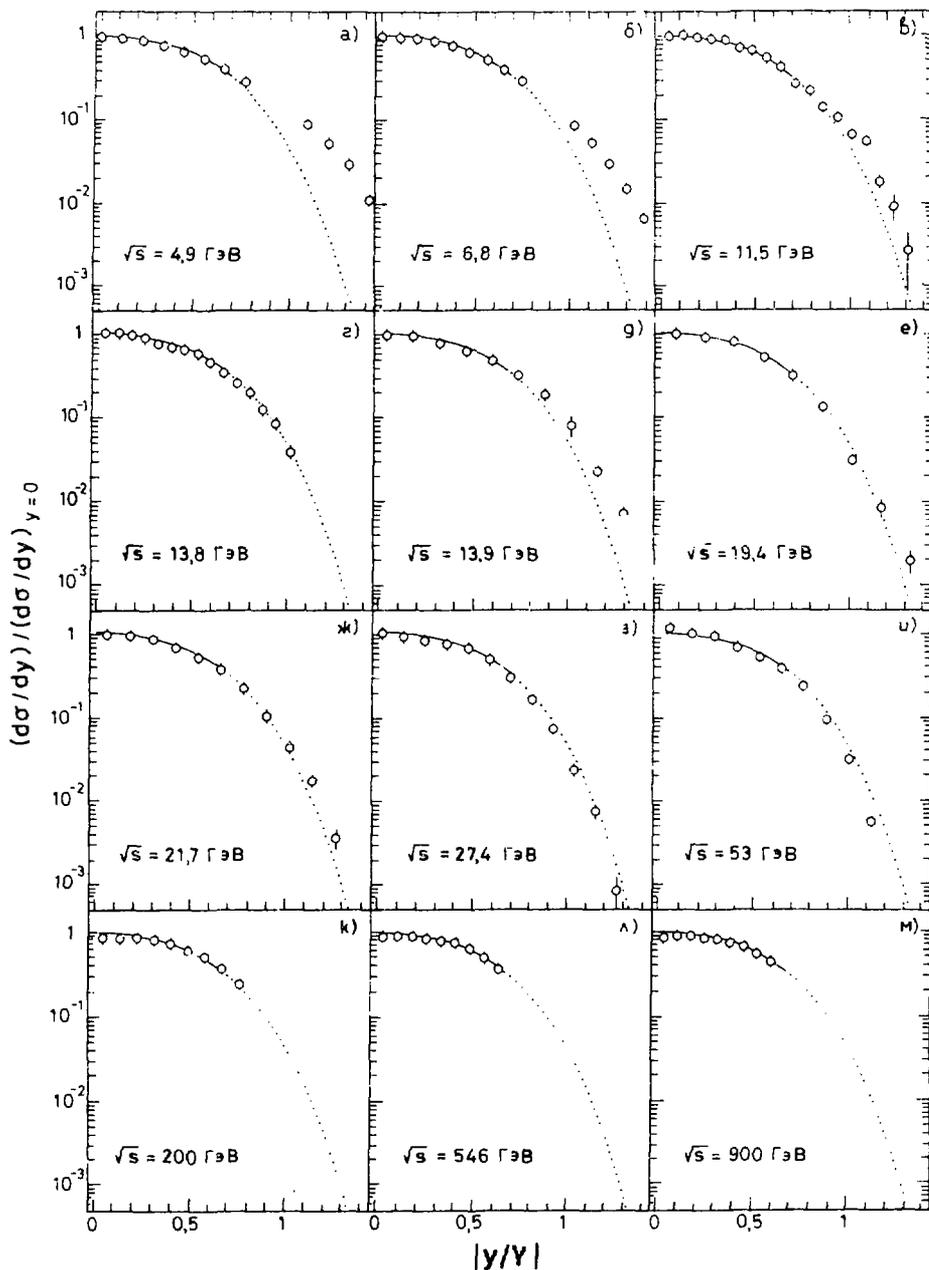


Рис. 3. Зависимость экспериментальных значений $(d\sigma/dy)/(d\sigma/dy)_{y=0}$ от y/Y (при значениях Y , вычисленных по формуле (7)) вместе с подгоночной кривой (8) в области аппроксимации в области $y/Y < 0,7$ (сплошные кривые) и ее экстраполяцией в область $y/Y > 0,7$ (точечные кривые): а) $\sqrt{s} = 4,9$ ГэВ [16], б) 6,8 ГэВ [16], в) 11,5 ГэВ [19], г) 13,8 ГэВ [20], д) 13,9 ГэВ [21], е) 19,4 ГэВ [22], ж) 21,7 ГэВ [24], з) 27,4 ГэВ [21], и) 53 ГэВ [26], к) 200 ГэВ [3], л) 546 ГэВ [4], м) 900 ГэВ [3]. Для реакции (1) распределения в передней и задней полусферах свернуты. Данные для реакции (2) приведены при $y/Y < 0$.

проксимируются одной и той же функцией (8) в очень широком интервале энергий от $\sqrt{s}=4,9$ ГэВ до $\sqrt{s}=900$ ГэВ. Даже за пределами области фитирования, т.е. при $y/Y > 0,7$, функция (8) неплохо описывает экспериментальные данные, начиная с энергий порядка $\sqrt{s} = 14-19$ ГэВ (рис.3г-и). При меньших энергиях из-за относительно большего вклада фрагментационных процессов функция (8) при $y/Y > 0,7$ оказывается заметно ниже экспериментальных данных (рис.3а-в).

В заключение отметим, что полученные результаты существенны не только для физики мягких столкновений. Более точное прогнозирование распределений заряженных частиц при энергиях строящихся и проектируемых $pp(\bar{p}p)$ -коллайдеров полезно для правильной оценки фона во многих процессах, которые предполагается исследовать при супервысоких энергиях.

Нам приятно поблагодарить О.Г.Чикилева за ряд критических замечаний, а А.К.Лиходеда за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Alpgard K. et al.//Phys.Lett. 1981. V.107B. P.310; 315.
2. Arnison G. et al.//Phys.Lett. 1981. V.107B. P.320.
3. Alner G.J. et al.//Z.Phys. 1986. V.C33. P.1;
Phys.Lett. 1986. V.167B. P.476; Ansorge R.E. et al.//
Z.Phys. 1986. V.C33. P.175.
4. Alner G.J. et al.//Phys.Reports. 1987. V.154. P.247.
5. De Wolf E.A., in Proceed. of XV International Symposium on Multiparticle Dynamics, Lund, 1984, ed. Gustafson G., World Scientific, Singapore, 1984.
6. Andersson B. et al.//Phys.Reports. 1983. V.C97. P.31.
7. Andersson B. et al.//Nucl.Phys. 1981. B178. P.242.
8. Capella A., Sukhatme U., Chung-I Tan and Tran Thanh Van J.//
Phys.Lett. 1979. V.81B. P.68.
9. Aurenche P. and Bopp F.W.//Phys.Lett. 1982. V.114B. P.363.
10. Capella A. and Tran Thanh Van J.//Phys.Lett. 1982. V.114B. P.450.

11. Kaidalov A.B.//Phys.Lett. 1982. V.116B. P.459.
12. а) Chliapnikov P.V., Likhoded A.K., Uvarov V.A.//Phys.Lett. 1988. V.B215. P.417.
б) Лиходед А.К., Уваров В.А., Шляпников П.В.//ЯФ. 1989. Т.50.
13. Кайдалов А.Б., Тер-Мартirosян К.А.//ЯФ. 1984. Т.39. С.1545.
14. Кайдалов А.Б., Тер-Мартirosян К.А.//ЯФ. 1984. Т.40. С.211.
15. Booth C.N. et al.//Phys.Rev. 1983. V.D27. P.2018.
16. Blobel V. et al.//Nucl.Phys. 1974. V.B69. P.454.
17. Boggild H. et al.//Nucl.Phys. 1973. V.B57. P.77;
1971. V.B27. P.285.
18. Sims W.H. et al.//Nucl.Phys. 1972. V.B41. P.317.
19. Ammosov V.V. et al.//Nuovo Cim. 1977. V.40A. P.237.
20. Morse W.M. et al.//Phys.Rev. 1977. V.D15. P.66.
21. Bromberg C. et al. - University of Rochester Report UR-563. 1976; Phys.Rev.Lett. 1973. V.31. P.1563.
22. De Marzo C. et al.//Phys.Rev. 1982. V.D26. P.1019.
23. Cho Y. et al.//Phys.Rev.Lett. 1973. V.31. P.413;
Barish S. et al.//Phys.Rev. 1974. V.D9. P.2689.
24. Adamus M. et al.//Z.Phys. 1988. V.C39. P.311;
1986. V.C32. P.475.
25. Alper B. et al.//Nucl.Phys. 1975. V.B100. P.237;
Guettler K. et al.//Phys.Lett. 1976. V.64B. P.111;
Nucl.Phys. 1976. V.B116. P.77; Thome W. et al.//
Nucl.Phys. 1977. V.B129. P.365; Amaldi U. et al.//
Nucl.Phys. 1980. V.B166. P.301.
26. Breakstone A. et al.//Phys.Lett. 1983. V.132B. P.458.
27. Van Hove L.//Phys.Reports. 1971. V.C1. P.347.
28. Потупа А.С., Скадоров В.В., Фридман А.С.//Письма в ЖЭТФ. 1976. Т.23. С.546.
29. Aziz T.//Int.J.of Mod.Phys. 1986. V.A1. P.991.
30. Mori K., Mitzutani K., Ogawa A.//Mod.Phys.Lett. 1987. V.A2. P.783.

Рукопись поступила 30 марта 1989 года

В.А.Узаров, П.В.Шляпников.

О зависимости ширины и формы распределения по быстрой отрицательно заряженных частиц от энергии.

Редактор Н.И.Ярба. Технический редактор Л.П.Тимкина.

Подписано к печати 19.04.89. Т-08968. Формат 60x90/16.
Офсетная печать. Печ.л.0,62. Уч.-изд.л. 0,73. Тираж 270.
Заказ 319. Индекс 3649. Цена 11 коп.

Институт физики высоких энергий, 142284, Серпухов
Московской обл.

Цена II коп.

Индекс 3649.

ПРЕПРИНТ 89-93, ИФВЭ, 1989.