

1

И Н С Т И Т У Т
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН СССР

ПРЕПРИНТ И Я Ф 78-2

Г.Е.Мёринг, В.А.Таюрский

РОЖДЕНИЕ АНТИПРОТОНОВ
НА ТЯЖЕЛЫХ ЯДРАХ

Новосибирск

1978

РОЖДЕНИЕ АНТИПРОТОНОВ НА ТЯЖЕЛЫХ ЯДРАХ

Г.Е.Мёринг

Университет им.Карла Маркса, г.Лейпциг, ГДР

В.А.Такрский

Институт ядерной физики СО АН СССР

А Н Н О Т А Ц И Я

Кластерная модель Калинкина и Шмонина использована для расчетов спектров и с.к. углов рождения антипротонов, образующихся в столкновениях протонов с ядрами вольфрама. Расчеты показали, что модель дает уменьшение выхода быстрых частиц и увеличение выхода медленных частиц, по сравнению с pp -столкновениями, наблюдающееся экспериментально. Величины $\frac{dN_{\bar{p}}}{dp}$, $\frac{d^2N_{\bar{p}}(\theta=0^\circ)}{dpd\Omega}$ и $\sqrt{\langle\theta_{\bar{p}}^2\rangle}$ вычислены при энергиях $E_p = 10 + 200 \text{ ГэВ}$, представляющих практический интерес с точки зрения получения \bar{p} для $p\bar{p}$ - встречных пучков.

PRODUCTION OF ANTIPROTONS ON HEAVY NUCLEI

H.-J. Mohring

Sektion Physik, Karl-Marx Universität, Leipzig, DDR

V.A. Tayursky

Institute of Nuclear Physics, Novosibirsk 90, USSR

A B S T R A C T

The Kalinkin-Shmonin cluster model is used to calculate spectra and r.m.s. production angles of antiprotons, generated in p-W collisions. The calculations gave the fast particle suppression and the slow particle enhancement, observed experimentally. The quantities $\frac{dN_{\bar{p}}}{dp}$, $\frac{d^2N_{\bar{p}}(\theta=0^\circ)}{dpd\Omega}$, $\sqrt{\langle\theta_{\bar{p}}^2\rangle}$ were calculated for $E_p=10-200$ GeV, the energies that are of practical interest for the \bar{p} -production for $p\bar{p}$ colliding beams.

§ I. В в е д е н и е

До последнего времени теоретические модели, описывающие множественную генерацию адронов в столкновении адронов высоких энергий с ядрами, давали скорее качественное, чем количественное описание явления, и их предсказания относились в основном к асимптотической по энергии области. Открытие в 70-е годы нового диапазона энергий на ускорителях $30 < E_p < 400$ ГэВ, где множественное рождение является основным процессом, привлекло к многочастичному рождению на ядрах большое внимание (см., например, обзор, /1/) и привело к созданию ряда моделей /2-4/ удовлетворительно описывающих явление начиная с области промежуточных энергий ($E_p \gtrsim 10$ ГэВ), которая представляет наибольший практический интерес. В /2/ предложена модель, описывающая движение через ядро адронного кластера, образовавшегося при столкновении налетающего адрона с нуклоном ядра. Характеристики выходящих из ядра частиц определяются параметрами кластера перед распадом. Модель /3/, основанная на реджеонной теории, также достаточно хорошо описывает многие важные характеристики множественного рождения. В работе /4/ предложена модель эффективной мишени, в которой тип взаимодействия ядра с ядром зависит от прицельного параметра. Эффективной мишенью в /4/ считаются нуклоны плотной части ядра, участвующие в коллективном взаимодействии с налетающим адроном. Форма спектра частиц от распада этой системы такая же, как в hN -столкновении, а нормировка зависит от её массы. В периферических столкновениях взаимодействие считается таким же, как в hN -столкновении, а доля периферических столкновений зависит от площади диффузной границы ядра. Модель /4/ близка к /2/, в которой масса кластера перед распадом зависит от длины пути, пройденного кластером в ядерной среде и, следовательно, от прицельного параметра налетающего ядра.

При расчете инклюзивного спектра в h -ядро столкновениях в модели /2-4/ вводится инклюзивный спектр hN -столкновения.

В данной работе по модели /2/ рассчитаны спектры $\frac{dN_{\bar{p}}}{dp}$, $\frac{d^2N_{\bar{p}}}{dpd\Omega}$ и $\sqrt{\langle\theta_{\bar{p}}^2\rangle}$ для антипротонов, рождающихся в pW -столкновениях при $E_p = 10-200$ ГэВ. В расчетах были использованы экспериментальные данные по pp -столкновениям в области энергий

$E_p = 10-1500$ ГэВ, данные по выходу \bar{p} из ядер при $E_p = 24$ ГэВ, $p_p \gg 4$ ГэВ/с. Полученные характеристики антипротонов в области импульсов $p_p < 4$ ГэВ/с представляет наибольший интерес, так как предполагается использовать такие \bar{p} для электронного охлаждения в установках с $p\bar{p}$ встречными пучками /5/.

§ 2. Описание спектров антипротонов, рождающихся в pp -столкновениях

Модель Калинкина и Шмонина /2/ связывает характеристики h -ядро взаимодействий с характеристиками hp -столкновений, параметрами ядра и параметрами взаимодействия кластера с ядерной средой. Для описания спектра антипротонов в pp -столкновениях мы использовали параметризацию инвариантного сечения в скейлинговых переменных \tilde{x}, p_1 /6/. При подгонке инвариантного сечения $E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = f(\tilde{x}, p_1)$ под экспериментальные данные использовались две различные функциональные зависимости. Данные по спектрам \bar{p} в pp -столкновениях при $E_p = 12.5, 19.2, 24$ ГэВ /7/ аппроксимировались зависимостью, аналогичной /8/:

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = f(\tilde{x}, p_1) = 10^{a_1} \exp\{-a_2 \tilde{x} - a_3 \tilde{x}^2 - a_4 p_1 - a_5 p_1^2\} \quad (2.1)$$

где $\tilde{x} = E^*/E_{\max}^*$, E^* - энергия антипротона в с.д.м. pp -столкновения, E_{\max}^* - максимальное значение E^* ; для $pp \rightarrow \bar{p} + 3p$:

$$E_{\max}^* = \sqrt{\frac{1}{4S} (S - 16m^2)(S - 4m^2)} \quad (2.2)$$

S - квадрат полной энергии в с.д.м., m - масса протона (скорость света $c = 1$).

Для этих энергий $\tilde{x} \gg 0,3$. Подгонка спектров при $\tilde{x} < 0,3$ производилась по данным при $285 \leq p_p \leq 1500$ ГэВ/с, собранным в /6/. Инвариантное сечение представлялось зависимостью

$$f(\tilde{x}, p_1) = 10^{b_1} \exp\{-(b_2 p_1^2 + b_3 p_1 + b_4) \tilde{x} - b_5 p_1\} \quad (2.3)$$

Значения полученных параметров приведены в таблице I.

Таблица I

Значение параметров a_i, b_i .

i	1	2	3	4	5	Примечание
a_i	-1,89	-14,2	26,0	0,96	2,01	$S < 81$, формула (2.1)
b_i	0,71	1,84	-4,6	13,34	3,27	$S \geq 81$, формула (2.3)

Граница $S = 81$ между областями применения (2.1) и (2.3) была определена из сравнения рассчитанных по обеим зависимостям множественностей антипротонов с данными /9/. Полученные в данной работе множественности $\langle n_{\bar{p}} \rangle$ и множественности, рассчитанные в /9/, сравниваются в таблице 2. При расчете средней множественности $\langle n_{\bar{p}} \rangle$ использовались значения σ_{in}^{pp} /10/, равные 31, 33, 35, 37 мб при $p_p = 24, 500, 1100, 1500$ ГэВ/с. В работе /9/ σ_{in}^{pp} при энергиях ISR бралось равным $\sigma_{in}^{pp} = 32$ мб. Статистические ошибки наших расчетов $\sim 3\%$, статистические ошибки /9/ менее 10%.

$\langle n_{\bar{p}} \rangle$

Таблица 2

$S, \text{ГэВ}^2$	наст. работа	/9/
25,5	0,0002	-
37,8	0,0016	0,0023
46,8	0,0029	0,004
67,2	0,0048	0,005
81	0,0057	0,008
100	0,0089	0,011
133	0,014	0,015
485	0,058	0,061
960	0,094	0,11
2025	0,13	0,15
2810	0,15	0,16

Как следует из таблицы 2, наблюдается хорошее согласие наших данных с /9/, за исключением области $S \leq 46,8$, где расчеты /9/ наименее точны. При $S = 46,8$ наши данные хорошо со-

гласуются с /78/, где получено $\langle n_p \rangle = 0,0028$. Из сравнения (2.1) с данными /7a/ следует ожидать, что рассчитанная по (2.1) с параметрами таблицы I множественность $\langle n_p \rangle$ при $S = 25,5 \text{ ГэВ}^2$ примерно в 1,5 раза больше действительной множественности \bar{p} , т.е. при $S = 25,5 \text{ ГэВ}^2$ $\langle n_p \rangle \approx 1,4 \cdot 10^{-4}$.

§ 3. Расчет спектров \bar{p} , рождающихся на ядрах, в рамках модели Калинкина и Шмонина

В работе /2/ предложены уравнения движения адронного кластера в ядерной среде, описывающие увеличение массы кластера и его замедление, вследствие некогерентных столкновений кластера с нуклонами ядра:

$$\begin{aligned} \frac{dE(\beta, z)}{dz} &= -\langle \epsilon \rangle \cdot \sigma_{k,N} \\ \frac{dE_0(\beta, z)}{dz} &= \alpha \cdot T_{k,N}(z) \cdot \sigma_{k,N} \end{aligned} \quad (3.1)$$

$$\sigma_{k,N} = \int_0^{z_m} \int_0^{2\pi} \rho(r', \varphi, \beta, z) r' dr' d\varphi$$

(Уравнения несколько видоизменены по сравнению с /2/: в них введено усреднение по плотности ядра в пределах сечения кластера).

- В (3.1) E_0 — масса кластера;
 E — полная энергия кластера;
 $\langle \epsilon \rangle$ — средняя энергия, передаваемая кластером нуклону отдачи ($\langle \epsilon \rangle = 0,12 - 0,18$);
 β — прицельный параметр;
 z — координата вдоль оси движения кластера;
 $r_m = r_0 + \int_0^z \frac{dz'}{\sqrt{\gamma^2(z') - 1}}$ — радиус кластера с учетом релятивистского эффекта замедления;
 $\gamma = E/E_0$ — Лоренц-фактор кластера;
 $r_0 \approx 1,2 \text{ фм}$ — радиус действия ядерных сил;
 $\rho = \rho_0 \cdot (1 + \exp(\frac{d-c}{a}))^{-1}$ — нуклонная плотность;
 $\rho_0 = 0,165 \text{ фм}^{-3}$;
 c, a — параметры спада плотности, определенные из данных по рассеянию электронов на ядрах;

$$d = d(r', \varphi, \beta, z) = \sqrt{\beta^2 + r'^2 - 2\beta r' \sin \varphi + z^2}$$

— расстояние от центра ядра до точки, где вычисляется плотность;

$\alpha = \left(\langle k \rangle \frac{\sigma_{in}}{\sigma_{tot}} \right)_{k,N}$ — параметр неупругости для взаимодействия кластер-нуклон ($\alpha = 0,2 - 0,4$);

$T_{k,N} = E_0 \sqrt{1 - 2\gamma m/E_0 + \frac{m^2}{E_0^2}} - E_0 - m$ — кинетическая энергия столкновения кластера с нуклоном в их с.ц.м..

На рис. I дается схематическое изображение движения кластера в ядре и поясняются некоторые обозначения.

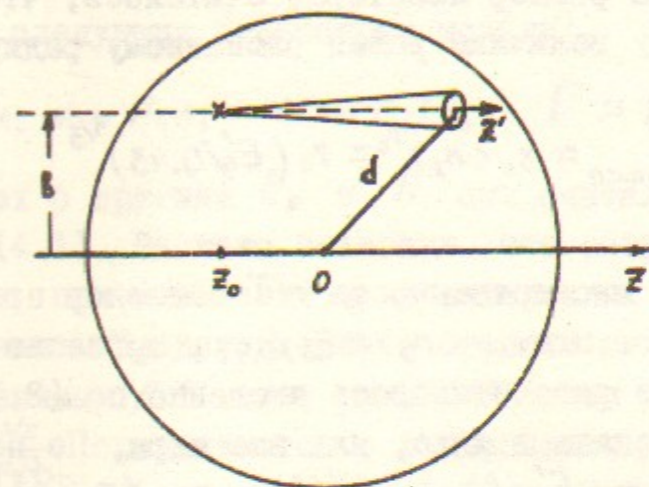


Рис. I. Движение кластера в ядре. $\sin \varphi = x'/r'$

Точка образования кластера z_0 определялась решением уравнения

$$\exp \left\{ - \int_{-\infty}^{z_0} \rho \sigma_{in}^{pp} dz \right\} = \xi \quad (3.2)$$

где ξ — случайное число в интервале $[0, 1]$ ($\sigma_{in}^{pp} \approx \sigma_{in}^{pn}$).

В качестве начальных условий при решении (3.1) для получения спектров \bar{p} задавались значения E_0 и E , равные $E_0(z_0) = \sqrt{S}$, $E(z_0) = S/2m$ (полная стат. система).

Так как кластер представляет возбужденную адронную систему, в расчетах вводилось время жизни и связанный с ним пробег кластера до распада^{*)}:

$$\langle l \rangle \approx \frac{c \hbar}{2\Gamma} \gamma_0 \approx 100 \frac{\gamma_0}{\Gamma(\text{МэВ})} \text{ (фм)} \quad (3.3)$$

^{*)} В /2/ предполагается, что кластер распадается вне ядра.

Величина Γ определялась из сравнения расчетов с экспериментальными данными по выходу \bar{p} из ядер Cu и Pb при $E_p = 24$ ГэВ /II/. Средний пробег при $E_p \lesssim 100$ ГэВ меньше диаметра тяжелого ядра, и кластер с малым прицельным параметром распадается внутри ядра. В этом случае при расчете выхода \bar{p} из ядра учитывалось поглощение \bar{p} внутри ядра, аналогично (3.2). Причем считалось, что антипротон выходит из центра кластера и его распределение по азимутальному углу однородно.

В процессе движения кластера в ядре его радиус растет. Вводилось ограничение на размер кластера. Считалось, что максимальный радиус по порядку величины равен распадному радиусу пионного кластера:

$$r_{расп} \approx r_0 \langle n_\pi \rangle^{1/3} \approx r_0 (E'_0/0.43)^{1/3} \quad (3.4)$$

где $\langle n_\pi \rangle$ — средняя множественность π -мезонов при распаде кластера массы E'_0 в с.ц.м.. $\langle n_\pi \rangle \approx E'_0/0.43$, согласно /I2/. Движение кластера в ядре рассчитывалось численно по (3.1) с момента образования до распада в ядре, или вне ядра. По полученным в результате величинам $E'_0(b)$, $E'(b)$ и $\gamma = E'(b)/E'_0(b)$, относящимся к моменту распада кластера, с помощью (2.1), или (2.3) рассчитывался спектр \bar{p} (с $S = E_0^2$) в лабораторной системе. С учетом усреднения по прицельному параметру двойной дифференциальный спектр антипротонов дается выражением:

$$\frac{d^2 N_{\bar{p}}(\theta)}{dp d\Omega} = \frac{\rho^2}{E \sigma_{in}^{pp} R^2} \int_0^R f(\tilde{x}, p_\perp) b db \quad (3.5)$$

где R бралось равным $R = (\sigma_{in}^{pA}/\pi)^{1/2}$, $\sigma_{in}^{pA} = 46 \cdot A^{0.69}$ мб /I3/ — сечение неупругого взаимодействия протонов с ядрами. Считалось, что взаимодействие pA при $b \leq R$ происходит с вероятностью 1. Величина \tilde{x} зависит от b через S и γ . В процессе счета прицельный параметр b выбирался по плотности $g(b) = \frac{2b db}{R^2} \cdot \frac{1}{K} \sum_{i=1}^K f(\tilde{x}(b_i), p_\perp)$ и усреднение в (3.5) состояло в нахождении среднего: $\frac{1}{K} \sum_{i=1}^K f(\tilde{x}(b_i), p_\perp)$. Величины $\frac{dN_{\bar{p}}}{dp}$ находились интегрированием (3.5) по θ , которое выполнялось по Монте-Карло.

Модель /2/ хорошо описывает целый ряд общих характеристик заряженных частиц, образовавшихся в адрон-ядерных столкновениях, их зависимость от атомного номера A и E . В /I4/ она использовалась для расчета спектра π -мезонов, генерируемых в протон-ядерных столкновениях. Применение модели к расчетам рождения \bar{p} на тяжелых ядрах потребовало уточнения параметров модели, которые, как и Γ , определялись из сравнения расчетов с данными /II/. Наилучшее согласие расчетов с экспериментальными данными наблюдалось при следующих параметрах модели:

$$r_0 = 1,2 \text{ фм}, \quad \alpha = 0,3; \quad \langle \epsilon \rangle \approx 0,18; \quad \Gamma \approx 100 \text{ МэВ} \quad (4.1)$$

При расчетах с другими E_p и A они считались фиксированными и равными (4.1). Расчеты показали, что результаты слабо зависят от $\langle \epsilon \rangle$, α при изменении их в интервалах $0,12+0,18$ и $0,2+0,4$ соответственно. Представление о степени согласия расчетов по модели с данными /II/ дает рис.2. На этом рисунке расчетный спектр $\frac{d^2 N_{\bar{p}}}{dp d\Omega}$ сравнивается с измерениями /II/ при $E_p = 24$ ГэВ, $\theta = 0,017, 0,087$ рад для ядер свинца. Сечение σ_{in}^{pPb} было взято равным $\sigma_{in}^{pPb} = 1750$ мб. Из рисунка следует, что отличие расчетов от измерений не превышает 30%. Точность данных /II/ $\approx 20\%$. Мы провели также расчеты без поглощения \bar{p} , но согласие их с /II/ было значительно хуже, чем при учете поглощения.

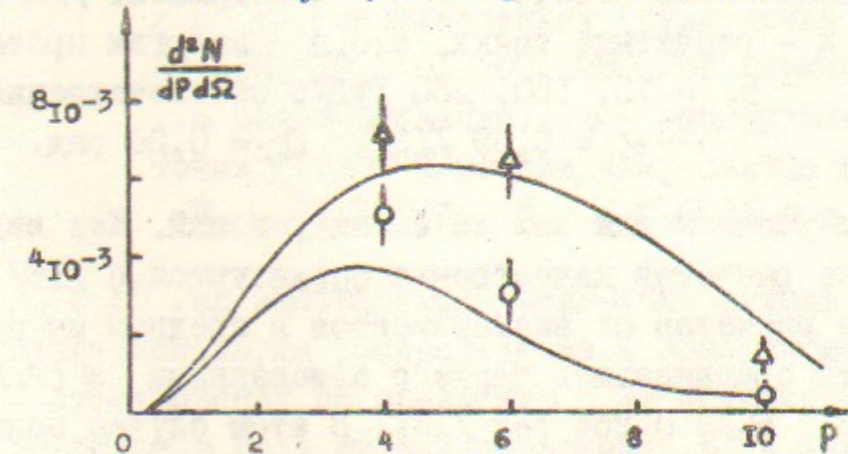


Рис.2. Спектры $\frac{d^2 N_{\bar{p}}(\theta)}{dp d\Omega}$ при $E_p = 24$ ГэВ для $pPb \rightarrow \bar{p} + \dots$ (ϕ) — $\theta = 0,017$, (ψ) — $\theta = 0,087$ — экспериментальные данные /II/, — расчет.

Полученные в /II/ данные относятся к выходу \bar{p} вперед в с.ц.м. pN . Из этих данных следует, что отношение инклюзивных спектров $R = \frac{(d^2N_{\bar{p}}/dpd\Omega)_{pN}}{(d^2N_{\bar{p}}/dpd\Omega)_{Be}} < 1$ и медленно возрастает при уменьшении $P_{\bar{p}}$. Согласно /2-4/ при увеличении A можно ожидать возрастание выхода медленных антипротонов, вылетающих назад в с.ц.м. pN -столкновения. Этот эффект наблюдался для $P_p = 75, 150, 250$ ГэВ/с в /15/, где как функция $P_{\bar{p}}$ определена величина $\alpha(P_{\bar{p}})$ $(E \frac{d^3\sigma}{dp^3} \propto A^{\alpha(P_{\bar{p}})})$ по данным для W и C (рис.3). На этом же рисунке

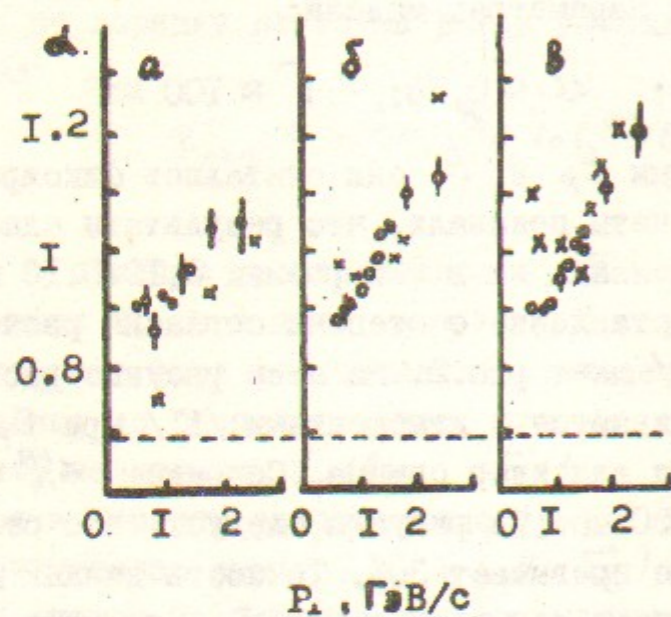


Рис.3. Показатель $\alpha(P_{\bar{p}})$. ϕ - эксперимент /15/.
 x - расчетные точки, а, б, в - энергии протонов $E_p = 75, 150, 250$ ГэВ/с соответственно.
 ----- $\alpha = 0,69$ /13/, $\theta_{lab} = 0,26$ рад.

приведены наши расчеты для тех же самых условий. Как видно из рисунка, данные расчетов качественно согласуются с /15/. Абсолютное отличие расчетов от экспериментов в среднем не превосходит ~ 2 . Расчеты сравнивались также с измерениями $\alpha(P_{\bar{p}})$ при $E_p = 28,5$ ГэВ, $\theta_{lab} = 0,254$ рад /16/. В этом случае полученное в расчетах $\alpha(P_{\bar{p}})$ было меньше 0,7 (в /16/ $\alpha > 0,7$)^ж, что связано со слишком большим поглощением \bar{p} в тяжелом ядре. Вероятно, поглощение в ядре \bar{p} , образовавшихся в результате распада

ж) Уменьшение расчетного значения $\alpha(P_{\bar{p}})$ с уменьшением E_p видно на рис.3.

кластера, идет с меньшим сечением, чем $\sigma_{in}^{\bar{p}N}$. В последнем случае $\Gamma > 100$ МэВ, для согласия с /II/.
 На рис.4 даны спектры $\frac{d^2N_{\bar{p}}(\theta=0^\circ)}{dpd\Omega}$ \bar{p} , генерируемых на ядрах вольфрама и в pp -столкновениях.

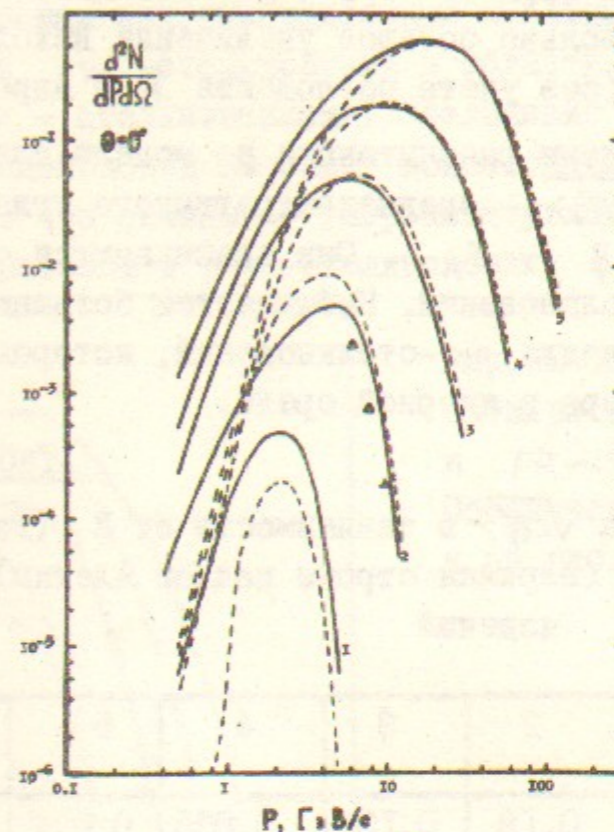


Рис.4. Спектры $\frac{d^2N_{\bar{p}}(\theta=0^\circ)}{dpd\Omega}$ антипротонов, генерируемых на ядрах вольфрама (сплошная линия) и в pp -столкновениях (пунктирная линия) при $E_p = 10, 20, 50, 100, 200$ ГэВ (кривые 1, 2,5 соответственно), Δ - экспериментальные точки /17/ $d^2N_{\bar{p}}/dpd\Omega$ для ядер свинца при $E_p = 19,2$ ГэВ, $\theta_{lab} = 0,0125$ рад.

При $E_p \gtrsim 50$ ГэВ наблюдается увеличение выхода медленных частиц и сдвиг максимума распределения в области меньших $P_{\bar{p}}$ для pW -столкновений по сравнению с pp -столкновениями. При $E_p < 50$ ГэВ большую роль играет поглощение \bar{p} в ядре. Сильное увеличение выхода \bar{p} для pW -столкновений при $E_p = 10$ ГэВ связано с быстрым ростом множественности $\langle n_{\bar{p}} \rangle$ в зависимости от S вблизи порога рождения \bar{p} . Это предсказание модели может быть ошибочным и нуждается в экспериментальной проверке. При

$E_p = 20$ ГэВ увеличение выхода медленных \bar{p} для pW -столкновений наблюдается при $P_{\bar{p}} < 1$ ГэВ. Однако в области максимума спектра для pW -столкновений выход \bar{p} меньше чем в pp -столкновениях. Это согласуется с данными работы /18/, где в рамках модели /3/ рассчитан спектр \bar{p} в pW -столкновениях. Напротив, в /4/ получено довольно большое увеличение выхода медленных для тяжелых ядер (без учета поглощения \bar{p} в ядре).

В таблице 3 даны рассчитанные по модели для pW -столкновений значения $\sqrt{\langle \theta_{\bar{p}}^2 \rangle}$ - среднеквадратичного угла рождения \bar{p} в зависимости от $P_{\bar{p}}$, E_p . Они сравниваются с величинами $\sqrt{\langle \theta_{\bar{p}}^2 \rangle}$ для pp -столкновений. Наблюдается большая ширина углового распределения для pW -столкновений, которая объясняется замедлением кластера в ядерной среде.

Таблица 3

Величина $\sqrt{\langle \theta_{\bar{p}}^2 \rangle}$ в зависимости от E_p (ГэВ), $P_{\bar{p}}$ (ГэВ/с) для pW (верхняя строка каждой клетки) и pp -столкновений

$E_p \backslash P_{\bar{p}}$	1	2	3	4	5	6	7
10	0,29 0,2	0,18 0,15	0,13 0,11	0,095 0,084	0,074 0,067	-	-
20	0,41 0,26	0,25 0,19	0,19 0,14	0,15 0,12	0,095 0,087	0,095 0,067	- 0,063
50	0,46 0,33	0,25 0,21	0,19 0,16	0,14 0,12	0,12 0,095	0,09 0,071	0,07 0,06
100	0,48 0,35	0,29 0,21	0,2 0,15	0,12 0,13	0,09 0,092	0,077 0,071	0,063 0,056
200	0,53 0,35	0,29 0,21	0,2 0,16	0,15 0,13	0,11 0,095	0,084 0,07	0,055 0,055

Это замедление сказывается на угловом распределении медленных \bar{p} . Быстрые \bar{p} , образующиеся в основном в диффузной области, где взаимодействие подобно pp -взаимодействию /4/, рождаются

практически с тем же угловым распределением, что и в pp -столкновениях.

На рис.5 представлены результаты расчетов спектров $\frac{dN_{\bar{p}}}{dP}$ при $E_p = 10-200$ ГэВ для pW и pp -столкновений. Как и для двойных дифференциальных распределений наблюдается сдвиг максимума спектра для pW -столкновений в области меньших $P_{\bar{p}}$ по сравнению с pp -столкновениями. Увеличение выхода медленных \bar{p} для pW -столкновений выражено более сильно, чем под углом $\theta = 0^\circ$ (рис.4), что связано с уширением углового распределения медленных антипротонов в pW -столкновениях

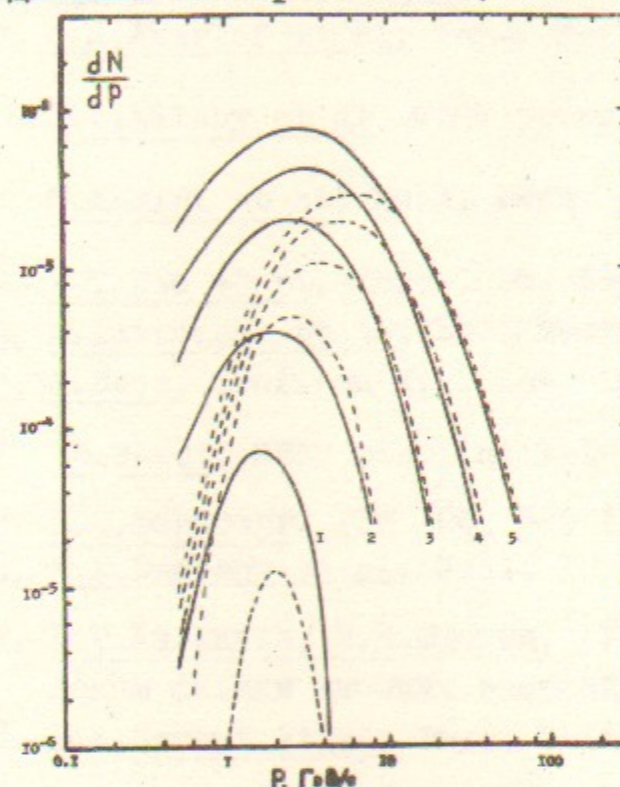


Рис.5. Спектры $\frac{dN_{\bar{p}}}{dP}$ антипротонов для pW и pp -столкновений. Обозначения те же, что и на рис.4.

При $P_{\bar{p}} = 1,8$ ГэВ/с /5/ $\frac{dN_{\bar{p}}}{dP}$ для $E_p = 20$ ГэВ для pp и pW столкновений практически совпадают.

Полученные в работе данные ($\frac{d^2 N_{\bar{p}}}{dp d\Omega}$, $\frac{dN_{\bar{p}}}{dP}$), как следует из сравнения с экспериментальными данными, имеют точность не лучше 2. Для более аккуратных расчетов необходимы экспериментальные данные по спектрам \bar{p} , рождающихся на ядрах, в области импульсов $P_{\bar{p}} \gtrsim 1$ ГэВ/с во всем практически интересном диапазоне энергий $E_p \gtrsim 10$ ГэВ, а также уточнение теории рождения частиц на ядрах. В расчетах мы ограничились энергиями $E_p < 200$ ГэВ, так как при больших энергиях возможно образование более чем одного кластера /12/.

Результаты работы представляют интерес с точки зрения проверки и уточнения модели /2/, а также для оптимизации конвертеров для получения антипротонов /19/ для $p\bar{p}$ -встречных пучков.

В заключение авторы выражают благодарность Б.В.Чирикову за постановку задачи, И.Ранфту, Б.Н.Калинкину, В.Л.Шмонину за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. W.Busza, VII Int. Coll. on Multipart. React., Tutzig, 1976.
2. Б.Н.Калинкин, В.Л.Шмонин, Ядерная физика 21, 628 (1975).
3. A.Capella, A.Krzywicki, Phys. Lett. 67B, 84(1977).
A.Capella, A.Krzywicki, Orsay preprint LPTRE 77/16(1977).
4. Э.В.Шуряк, О.В.Жиров, Препринт ИЯФ 77-20, Новосибирск, 1977.
5. Г.И.Будкер и др. Доклад на У Всесоюзном совещании по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1976.
6. E.Yen, Phys.Rev. D10, 836(1974).
7. C.N.Akerlof et al, Phys. Rev. 166, 1353(1968).
J.V.Allaby et al, CERN preprint PS/6717/k1(1967).
U.Amaldi et al, Nucl. Phys. 86B, 403(1975).
8. F.T.Dao et al, Phys. Rev. Lett. 36, 991(1976).
9. M.Antinucci et al, Let. Nuovo Cim. 6, 121(1973).
10. J.Sens, Conf. on Rec. Adv. in Part. Phys. New York 1973.
11. D.Haidt, CERN preprint Tel-Int 71-11, 5 May 1971.
12. Е.М.Фейнберг, УФН 104, 539 (1971).
13. S.P.Denisov et al, Nucl. Phys. B61, 62(1973).
14. Б.Н.Калинкин, В.Н.Шмонин, IV Международный семинар по проблемам физики высоких энергий. Дубна 1975, стр.258.
15. D.A.Garbut et al, Phys. Lett. 67B, 355(1977).
16. U.Becker et al, Phys. Rev. Lett. 37, 1731(1976).
17. J.V.Allaby et al, CERN preprint 70-12(1970).
18. H.-J.Mohring, J.Ranft, CERN preprint HS-RP/019(1977).
19. B.V.Chiricov et al, Nucl. Instr. and Meth. 144, 129(1977).