

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



17/4-77

K-172

P2 - 10784

4175/2-77

Б.Н.Калинкин, А.В.Чербу, В.Л.Шмонин

ПОДПороГОВОЕ РОЖДЕНИЕ
АНТИПРОТОНОВ НА ЯДРАХ

1977

P2 - 10784

Б.Н.Калинкин, А.В.Чербу, В.Л.Шмонин

ПОДПОРОГОВОЕ РОЖДЕНИЕ
АНТИПРОТОНОВ НА ЯДРАХ

Направлено в "Acta Physica Polonica"



1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из возможных проявлений эффектов коллективизации взаимодействия адронов в ядерном веществе, подобных кумулятивному мезонообразованию, является рождение антипротонов при столкновении релятивистских протонов с ядром в подпороговой области энергий.

Пороговая энергия рождения антипротона в нуклон-нуклонном столкновении равна:

$$E_p^{\text{порог.}} = 6,58 \text{ ГэВ} \quad /1/$$

/кинетическая энергия $T_p^{\text{порог.}} = 5,64 \text{ ГэВ}$ /. Однако эксперименты /1,2/ обнаруживают акты рождения антипротонов вплоть до энергий $T_p \approx 3 \text{ ГэВ}$.

Для объяснения этого эффекта первоначально была привлечена модель, учитывающая ферми-движение нуклонов в ядре-мишени. Грубые оценки /1,2/ привели к поведению $\phi = I(\tilde{p})/I(\pi)$ отношения выхода антипротонов и π -мезонов, качественно согласующемуся с экспериментом /была использована нормировка на эксперимент/.

К сожалению, эта интерпретация сталкивается с рядом трудностей.

Известно, например, что модель ферми-движения не в состоянии описать закономерности родственного явления - кумулятивного мезонообразования на ядрах /3/.

Далее, для рождения антипротона необходима реализация значительных по величине относительных импульсов между нуклонами ядра, соответствующих весьма малым расстояниям между ними. Тогда непонятно, почему

в этих условиях нуклоны не взаимодействуют с первичной частицей коллективно.

Сомнительна также сама возможность использования понятия двухчастичной волновой функции для взаимных расстояний, когда нуклоны должны утратить свою индивидуальность.

Можно привести и другие аргументы, свидетельствующие о крайней неопределенности при такой постановке задачи. Наконец, возникает и традиционный вопрос: является ли указанная интерпретация единственной.

2. МОДЕЛЬ "СОБИРАНИЯ" И РОЖДЕНИЕ АНТИПРОТОНОВ

Здесь мы рассмотрим рождение антипротонов на ядрах в подпороговой области энергий, используя представления "собирательной" модели как одного из вариантов, реализующих процессы кумулятивного типа. Подробная формулировка этой модели дана в^{4/}. Здесь мы используем модификацию модели, удобную для анализа в этом случае.

На рис. 1 схематически изображен процесс, приводящий к рождению антипротонов. Первичный протон, налетая на ядро с радиусом $R = r_0 A^{1/3}$, $r_0 \approx 1,2$ Фм и плотностью $\rho \approx 3/4\pi r_0^3$, образует с некоторой вероятностью компаунд-систему совместно с нуклоном, находящимся вблизи точки z_1 . Эта система, двигаясь далее по ядру, может посредством такого же процесса увеличивать свою массу в последовательных столкновениях с нуклонами в точках z_2 , z_3 и т.д. Поскольку порог рождения антипротона зависит от числа n "собранных" нуклонов мишени:

$$[E_p^{(n)}]_{\text{порог}} = \frac{(n+3)^2 m^2 - (n+1)m^2}{2nm} = \frac{m}{n} (3n+4) \quad /2/$$

/ m - масса нуклона/, то с ростом n процесс может происходить при E_p , значительно меньших, чем значение $1/$. Асимптотически $[E_p^{(n)}]_{\text{порог}} \rightarrow 3m$. Распад образовав-

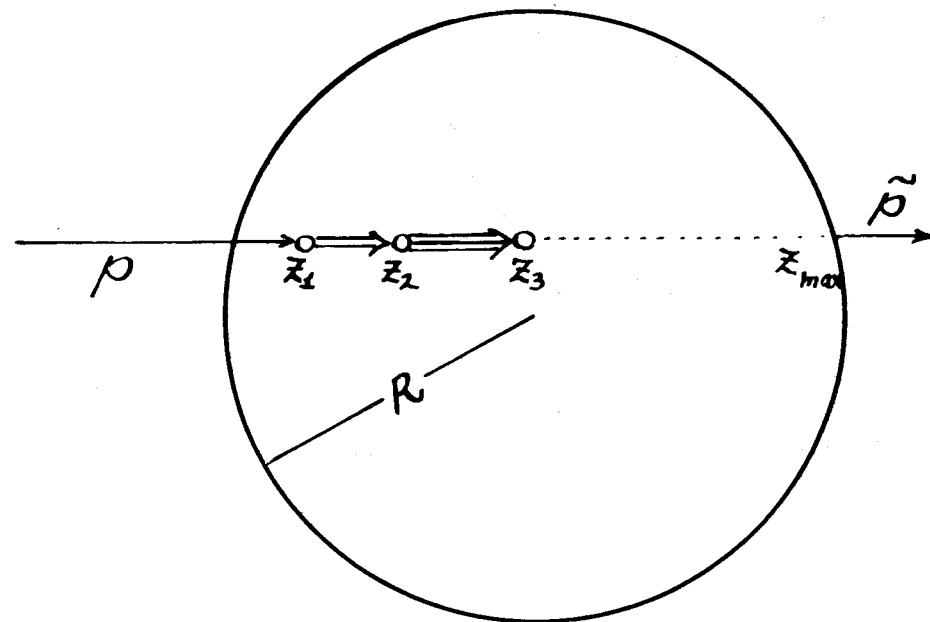


Рис. 1. Схема процесса "собираения", приводящего к рождению антипротонов.

шейся в процессе собирания компаунд-системы с некоторой вероятностью сопровождается рождением протон-антипротонной пары /на схеме - вблизи точки z_3 /. Однако регистрируются лишь те антипротоны, которые смогли пройти в ядерном веществе путь $z_3 \rightarrow z_{\text{max}}$, минуя акты аннигиляции.

Рассмотрим последовательно эти фазы процесса.

Сначала обсудим первый фактор: вероятность процесса "собираения" первичной частицей n нуклонов в компаунд-систему. Очевидно, что ее величина с ростом n будет резко падать.

В^{4/} показано, что вероятность процесса собирания n нуклонов первичным адроном в компаунд-систему пропорциональна выражению:

$$W^{(n)} = \frac{\pi}{2} \frac{(\sigma\rho)^n}{\prod_{j=1, \dots, n} (\sigma\rho + a_j)} \left\{ 2R^2 + \sum_{k=1}^n C_k^{(n)} \frac{\gamma[2; 2(\sigma\rho + a_k)R]}{(\sigma\rho + a_k)^2} \right\}, \quad /3/$$

$\gamma[2; x]$ - неполная гамма-функция, $a_1 = 0$ и

$$C_{k \neq 1}^{(n)} = \prod_{\substack{\lambda=1, \dots, n \\ \lambda \neq k}} (\sigma\rho + a_\lambda) \left[\prod_{\substack{\xi=1, \dots, n \\ \xi \neq k}} (a_k - a_\xi) \right]^{-1}, \quad /4/$$

$$C_{k=1}^{(n)} = [(-1)^{n+1} \sum_{k=2}^n C_k^{(n)} - 1].$$

Величина $W^{(n)}$ зависит от двух параметров, значения которых были выбраны при согласовании модели с данными по кумулятивному мезонообразованию. Один из них - парциальное сечение образования компаунд-системы:

$$\sigma \approx 0,25 \cdot \sigma_{NN}^{in}. \quad /5/$$

Второй параметр

$$\tau_0 c \approx 5 \quad /6/$$

определяет значения величин a_n в /3/:

$$a_n = \frac{1}{\tau_0 c} \frac{(n'^2 + 1)m^2 + 2n'mE_p}{(E_p^2 - m^2)^{1/2}}, \quad /7/$$

$$n' = n - 1, \quad n \geq 2.$$

Величины a_n учитывают возможность распада системы /и другие причины выбывания процесса из рассматриваемого канала/ на промежуточных этапах механизма собирания.

В первом приближении разумно использовать величины $W^{(n)}$ при тех же значениях параметров /5/ и /6/, так как, во-первых, энергии E_p находятся приблизительно в том же интервале и, во-вторых, в обоих случаях /кумулятивное мезонообразование и рождение антипротонов/ разрядка практически всей энергии возбуждения системы про-

исходит путем рождения малого числа частиц /одной и двух, соответственно/.

На рис. 2 представлено поведение $W^{(n)}$ в зависимости от n /ядро-мишень Cu/. При вычислении для различных n использованы значения энергии, определение которой дано ниже /см. /13//. Видно, что с ростом порядка кумуляции /"собираания"/ величина $W^{(n)}$ резко уменьшается.

На следующей стадии собранная система, будучи сильно возбужденной, должна претерпевать распад, одним из каналов которого /при выполнении кинематических условий/ является рождение протон-антипротонной пары. Обсудим кратко вопрос о вероятности $w(\tilde{p}, \Omega)$ рождения антипротона с импульсом вблизи заданного значения \tilde{p} . Поскольку в конечном состоянии присутствует довольно много частиц /"собранные" нуклоны плюс рожденная пара и, в принципе, возможны "мягкие" π -мезоны/, то для определения вида функции $w(\tilde{p}, \Omega)$ разумно использовать термодинамическую модель. Наиболее важным для нас обстоятельством является тот факт, что эта модель правильно отражает качественный состав рожденных частиц /и ряд других характеристик/: в области над порогом отношение интегральных выходов антипротонов и π -мезонов составляет $10^{-4} \div 10^{-5}$, что неплохо согласуется с экспериментом /5/. Этим в дальнейшем мы и воспользуемся для нормировки функции $\phi = I(\tilde{p})/I(\pi)$ /нормировка этой функции на $\phi_{\text{эксп}} \text{ при } T_p > T_{p, NN}^{\text{порог}}$ /. Таким образом, остается учесть, что измерения производятся не для всех значений импульсов антипротонов, а вблизи определенных значений, т.е. рассмотреть распределение по импульсам. Согласно термодинамической модели в с.ц.и. антипротоны являются нерелятивистскими, а их распределение определяется выражением:

$$dw_0 \sim \tilde{p}_0^2 d\tilde{p}_0 \exp(-\tilde{p}_0^2/2mT), \quad /8/$$

$$T \approx (0,9 \div 1,0) \mu_\pi.$$

Угловое распределение в той же системе предполагается изотропным. Тогда в лабораторной системе /6/

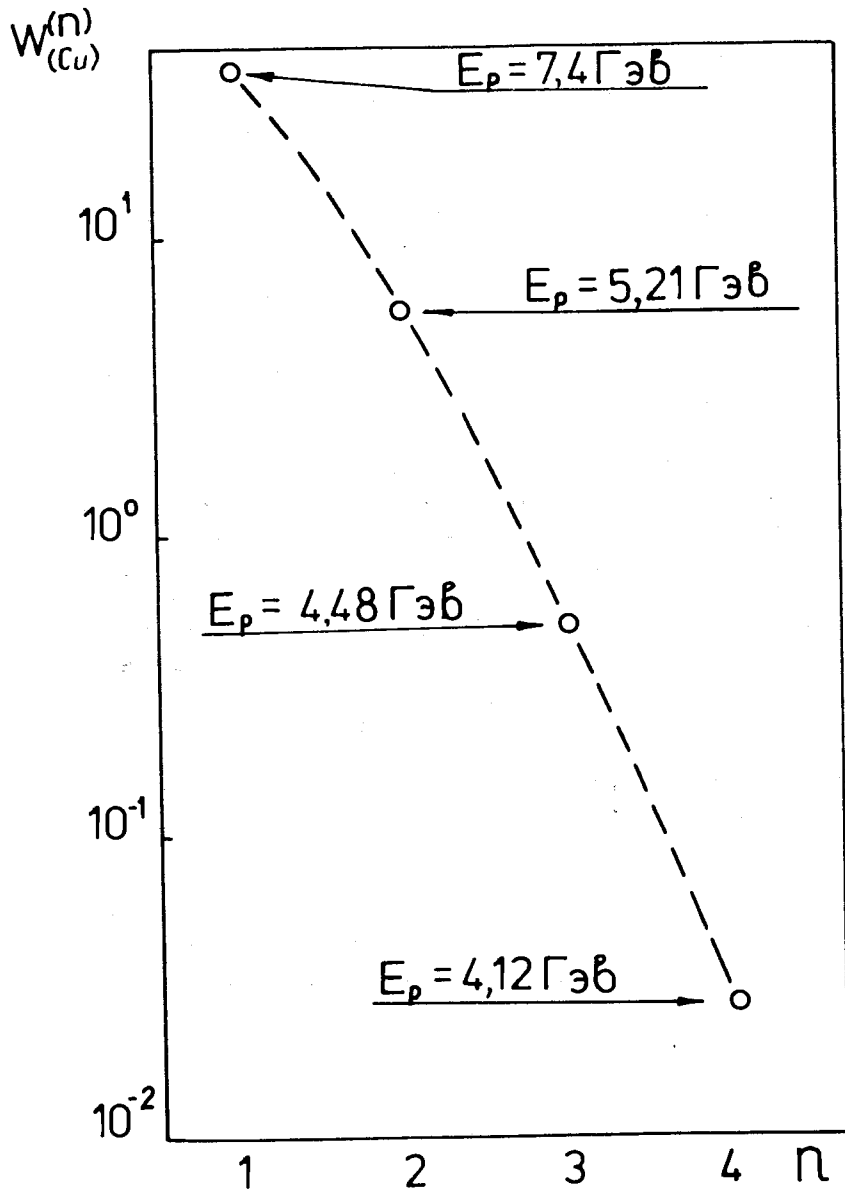


Рис. 2. Поведение функции $W^{(n)}(Cu)$.

$$w(\tilde{p} \cos \theta) = \frac{\tilde{p}^2 \tilde{E}_0}{\tilde{p}_0^2 \tilde{E}} w(\tilde{p}_0, \cos \theta_0). \quad /9/$$

Измерения в ^{/2/} производились для угла вылета $\theta = 0^\circ$. Тогда с учетом ^{/8/} имеем

$$w(\tilde{p}) = \frac{\tilde{p}^2}{\sqrt{\tilde{p}^2 + m^2}} \sqrt{\tilde{p}_0^2 + m^2} \exp\left(-\frac{\tilde{p}_0^2}{2mT}\right), \quad /10/$$

где

$$\tilde{p} = (\tilde{p}_0 + V_{(n)} \tilde{E}_0) \gamma_{(n)}. \quad /11/$$

Значения скорости $V_{(n)}$ и лоренц-фактора $\gamma_{(n)}$ определяются кинематикой механизма "собирания".

Здесь необходимо сделать замечание. Чтобы упростить фактические расчеты, удобнее рассматривать процесс при энергиях $E_p(T_p)$, не строго равных пороговым значениям ^{/2/}, а достаточным для того, чтобы в каждом порядке кумуляции был возможен вылет антипротонов с импульсом $\tilde{p}_0 \sim \langle \tilde{p}_0 \rangle \approx 0,45 \text{ ГэВ/с}$. Эти значения $E_p^{(n)}(T_p^{(n)})$ легко определить, учитывая среднюю суммарную кинетическую энергию рожденной пары

$$\bar{T}_{p,p} \approx 2\bar{T}_p \approx 0,2 \text{ ГэВ}. \quad /12/$$

Таким образом, для вычисления $E_p^{(n)}$ вместо ^{/2/} получаем выражение

$$E_p^{(n)} = (2m^2(3n+4) + 2\bar{T}_{p,p}(n+3)m + \bar{T}_{p,p}^2) \frac{1}{2nm} \approx \frac{1}{n} [m(3n+4) + (n+3)\bar{T}_{p,p}]. \quad /13/$$

В дальнейшем будут использованы именно эти значения энергии $E_p^{(n)}$. Это позволит избежать неопределенности,

связанной с пороговыми явлениями, и обеспечит возникновение антипротонов с импульсами, фиксируемыми экспериментально.

Связь $E_p^{(n)}$ из /13/ с кинематическими характеристиками $V_{(n)}$ и $\gamma_{(n)}$ определяется соотношениями

$$V_{(n)} = \frac{\sqrt{E_p^{(n)} - m^2}}{E_p^{(n)} + nm} \quad /14/$$

$$\gamma_{(n)} = \frac{E_p^{(n)} + nm}{\sqrt{m^2 (n^2 + 1) + 2nm E_p^{(n)}}} \quad /15/$$

Наконец несколько слов о последней фазе процесса: прохождении антипротонов через ядро. В первом приближении эффектами перерассеяния как антипротонов, так и π -мезонов пренебрегаем, считая, что в рассматриваемом интервале импульсов они не сильно влияют на отношение выходов. Учтем грубо лишь возможность аннигиляции антипротонов. Заметим прежде всего, что кумулятивный процесс при выбранных параметрах σ и τ_0 обладает свойством "объемности" /см.⁴/ . Поэтому фактор "выживания" антипротонов в веществе в первом приближении должен быть пропорциональным толщине прозрачного по отношению к аннигиляции слоя ядра у задней его поверхности.

Толщина прозрачного слоя приблизительно равна среднему свободному пробегу антипротона по отношению к аннигиляции. Поэтому положим, что фактор "выживания" пропорционален выражению:

$$\eta(\tilde{p}) \sim 1/\rho \sigma_{\text{анн.}}(\tilde{p}) \quad /16/$$

Данные о сечении аннигиляции антипротонов в (\tilde{p}, N) -взаимодействии /7/ могут быть представлены соотношением:

$$\sigma_{\text{анн.}}(\tilde{p}) = (63 \pm 2) \tilde{p}^{-(0,64 \pm 0,02)} \text{ мб.} \quad /17/$$

3. СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Таким образом, по изложенной модели относительный выход антипротонов можно представить в виде приближенной формулы:

$$\phi \approx A W^{(n)} W_{(n)}(\tilde{p}) \eta(\tilde{p}) \quad /18/$$

В подпороговой области энергий, т.е. при $n > 2$, в соответствии с /13/ вычисляются $E_p^{(n)}$ ($T_p^{(n)}$), а затем $V_{(n)}$, $\gamma_{(n)}$ и $W^{(n)}$. Выбирая импульсы \tilde{p} такими же, что и в эксперименте /2/ при энергиях T_p , близких к $T_p^{(n)}$, можно вычислить функции $W_{(n)}(\tilde{p})$ и $\eta(\tilde{p})$.

Результаты представлены на рис. 3 совместно с экспериментальными данными. Нормировка $\phi_{\text{теор.}}$ произведена путем такого выбора положения точки при $T_p \approx 6 \text{ ГэВ}$ и $\rho = 2,0 \text{ ГэВ/с}$, чтобы $\phi \approx \phi_{\text{эксп.}}$ в надпороговой области / $T_p > 5,64 \text{ ГэВ}$ /. Подчеркнем еще раз, что такая нормировка вполне оправдана, так как основана на правильном описании качественного состава частиц в термодинамической модели.

Рис. 3 демонстрирует удовлетворительное соответствие между моделью и экспериментом: темп падения ϕ с уменьшением T_p , а также порядок расположения и величина разброса точек, соответствующих разным значениям импульсов при $T_p = \text{const}$, не противоречат наблюдениям.

На рис. 4 приведены спектры антипротонов на малых углах при $T_p \approx 6 \text{ ГэВ}$: точки - эксперимент /1/, в котором использовался в качестве мишени углерод, плавная кривая - расчет по модели для случая собирания двух нуклонов ($n=2$). Отметим, что $T_p = 6 \text{ ГэВ}$ несколько превышает пороговую энергию для рождения в NN-соударении. Однако простые расчеты для этого случая приводят к значительно более узкому распределению. На рис. 4

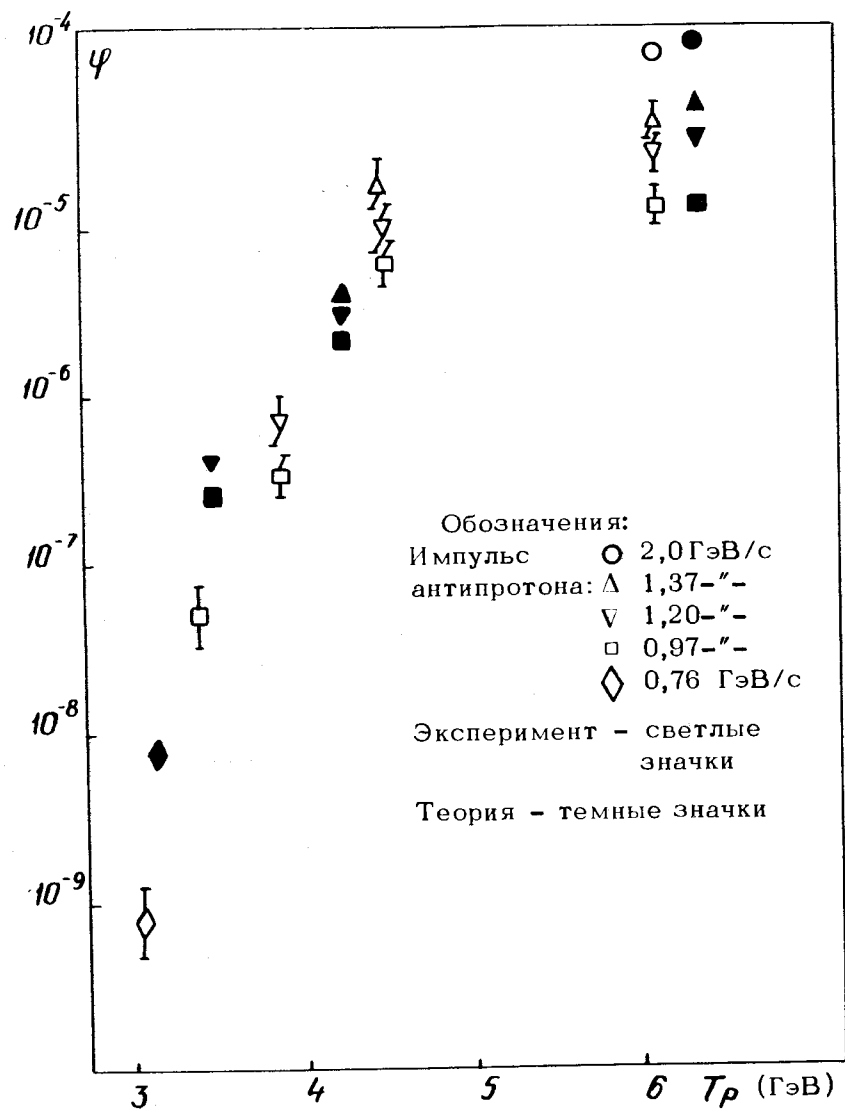


Рис. 3. Отношение $\phi(T_p) = I(\bar{p})/I(\pi)$, ядро-мишень Cu^{12} .

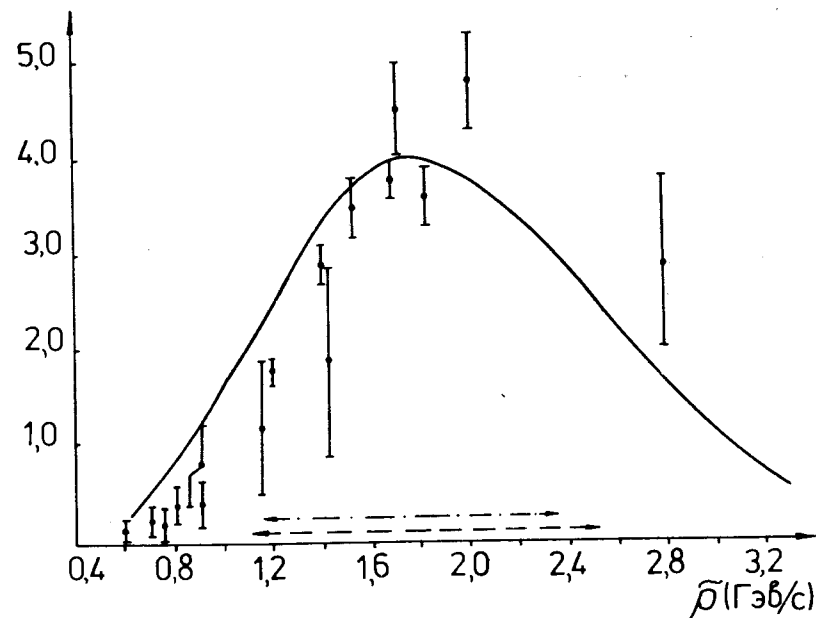


Рис. 4. Спектр антипротонов при $T_p \approx 6$ ГэВ, вылетающих из ядра $^{12}C/1$. Плавная кривая - расчет по модели $n=2$; нормировка на экспериментальные точки вблизи максимума распределения/.

интервал, где распределение отлично от нуля, отмечен линиями: штрихованная - импульс отдачи при вылете антипротона воспринимает трехнуклонная система, штрих-пунктирная - импульсы отдачи воспринимает один из нуклонов этой системы. Видно, что кумуляция энергии по собирательной модели ($n=2$) предпочтительна и в ситуациях, когда T_p несколько превышает $(T_p^{порог})_{NN}$, но отличается от него мало.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Перейдем к выводам.

Грубость использованных в расчетах приближений очевидна. В дальнейших, более корректных исследованиях

многие из них могут быть если не устранены, то значительно улучшены.

Однако уже сейчас можно утверждать, что основное качество явления собирательная модель передает правильно. При этом следует указать на весьма важные обстоятельства.

1. Модель позволяет обойти серьезные трудности, возникающие в других подходах /в частности, в модели ферми-движения/ и обусловленные необходимостью привлекать соображения о детальном поведении двух-, трех- и т.д.-нуклонных систем на малых взаимных расстояниях. Строго говоря, даже правомерность постановки вопроса в этом плане /например, использование понятия функции двух "нуклонов" для таких расстояний/ вызывает сомнения.

2. Модель опирается на очевидный тезис, что любой физический процесс реализуется в пределах конечного пространственно-временного интервала.

3. Представленные результаты получены при тех значениях параметров, которые позволяют описать и кумулятивное мезообразование. Таким образом, и здесь проявляется родство обоих процессов, как процессов, протекающих вблизи предельных значений кинематических переменных. Это свидетельствует в пользу модели в целом.

Таким образом, наряду с анализом данных о множественных процессах в ядерном веществе /8/, кумулятивном мезообразовании /4/ эффект подпорогового рождения антипротонов показывает, что при исследовании проблем релятивистской ядерной физики необходим явный учет пространственно-временных факторов.

Авторы признательны А.М.Балдину, Б.Н.Валуеву, А.В.Ефремову, В.И.Огиевскому и М.И.Широкову за обсуждение и критические замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Elioff T. Phys.Rev., 1962, 128, p., 869.*
2. *Дорфман Д.Е. и др. Вопросы физики элементарных частиц. Изд-во АН АрмССР, Ереван, 1966.*

3. *Балдин А.М. и др. ЯФ, 1973, 18, с. 79.*
4. *Калинкин Б.Н., Чербу А.В., Шмонин В.Л. ОИЯИ, P2-10783, Дубна, 1977.*
5. *Фейеберг Е.Л. УФН, 1971, 104, с. 539.*
6. *Бюклинг Е., Каянти К. Кинематика элементарных частиц. "Мир", М., 1975.*
7. *Simak V. В кн.: Международный семинар по глубоко-неупругим и множественным процессам при высоких энергиях. ОИЯИ, Дубна, 1973. Giacomelli G. In: Proc. of the 16 International Conf. on High Energy Physics, Chicago and Batavia, 1972.*
8. *Калинкин Б.Н., Шмонин В.Л. ОИЯИ, P2-7869, P2-7870, P2-7871, Дубна, 1974; ЯФ, 1975, 21, с.628; В кн.: Труды IV -го Международного семинара по проблемам физики высоких энергий, ОИЯИ, Дубна, 1975; JINR, E2-9137, Dubna, 1975.*

Рукопись поступила в издательский отдел
24 июня 1977 года.