

СЛАБОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ АНТИПРОТОНОВ
ПРИ РОЖДЕНИИ ИХ ПРОТОНАМИ С ИМПУЛЬСОМ 10 ГэВ/с
В ЯДРАХ Be, Al, Cu И Au

*А.О.Вайсенберг, Ю.Б.Лепихин, В.А.Смирнитский,
Ю.М.Шабельский, В.А.Шейнкман*

Измерены выходы антипротонов и π^- -мезонов из ядер Be, Al, Cu и Au, облучаемых протонами с импульсом 10 ГэВ/с. Сравнение с теоретическими оценками указывает на слабое поглощение антипротонов ядрами, в которых они рождаются.

1. Исследования выходов антипротонов из ядер вызваны, главным образом, поисками оптимальных условий для антипротонных пучков на ускорителях. Систематическое изучение этого явления имеет само-

стоятельный интерес. При импульсах < 1 ГэВ/с полное сечение взаимодействия антипротона с нуклоном превосходит 100 мбн, причем основным каналом является аннигиляция. Можно, поэтому ожидать, что медленные антипротоны будут рождаться преимущественно на краю ядра, а отношение R_A выходов антипротонов и π^- -мезонов будет убывать с ростом A . В работе [1] было замечено, что изучая выходы сильно взаимодействующих частиц из ядер можно надеяться обнаружить эффект конечной длины формирования [2 – 4] этих частиц в ядерном веществе.

Мы измерили отношение R для антипротонов, испускаемых из Be, Al, Cu и Au мишеней, облучаемых протонами с энергией 10 ГэВ. Измерения выполнены на протонном синхротроне ИТЭФ, для девяти значений импульса в интервале 0,57 – 1,85 ГэВ/с, при угле испускания антипротонов 188 мрад. В тех же условиях нами была измерена величина $d^2\sigma/dpd\Omega$ для π^- -мезонов. Зная обе величины, мы получили дифференциальное сечение рождения антипротонов $d^2\sigma/dpd\Omega$.

Измерения выполнены обычными методами. Тонкие фольги Be, Al, Cu, Au были внутренними мишенями ускорителя. Магнитный тракт позволял определять импульс частиц с точностью 2 – 3%. Отождествление частиц производилось по измерениям их скорости (с помощью черенковского счетчика ДИСК), времени пролета и ионизационных потерь в сцинтилляционных счетчиках [5]. Описание метода будет дано в отдельной работе. Отметим, что измерения выхода антипротонов были выполнены в работах (см., например, [6 – 8]), но измерения при импульсах < 4 ГэВ/с на разных ядрах произведено в этой работе впервые.

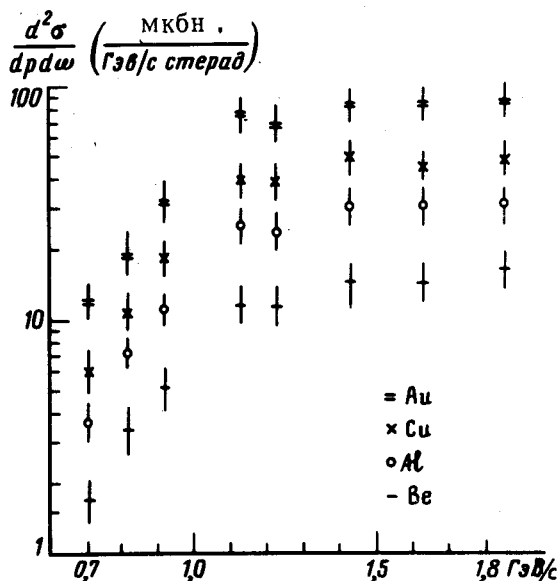


Рис. 1. Зависимость сечений рождения антипротонов $d^2\sigma/dpd\Omega$ от их импульса p

Экспериментальные результаты приведены на рис. 1. Показанные погрешности включают статистические и систематические ошибки, но не содержат 15% ошибки в мониторинговании первичного пучка протонов. На рис. 2 показано отношение k дифференциальных сечений рождения антипротонов на ядрах Al, Cu, Au, к ядру Be, для значения импульса,

равного 0,71 ГэВ/с. Соответствующие отношения для других импульсов имеют близкие значения.

2. Предположим, что первичный протон проходит в ядре некоторое расстояние и взаимодействует в точке x , а вторичная частица (\bar{p} или π^- -мезон) формируется на расстоянии l от точки x . Если пренебречь многоступенчатыми процессами, то отношение инклюзивных выходов вторичных частиц 2 под малыми углами на ядре и на нуклоне равно

$$\frac{\frac{d^2\sigma}{dpd\Omega}(pA \rightarrow 2x)}{\frac{d^2\sigma}{dpd\Omega}(pN \rightarrow 2x)} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} d^2b \int_{-\infty}^x \exp[-\sigma_1 \int_{-\infty}^x \rho(b,z) dz] \exp[-\sigma_2 \int_{x+l}^{\infty} \rho(b,z) dz] \rho(b,x) dx}{1} \quad (1)$$

Здесь σ_1 и σ_2 — полные сечения неупругих взаимодействий для первичного протона и вторичной частицы, соответственно, ρ — ядерная плотность, нормированная на A , b — "параметр удара". Мы использовали саксон-вудсовское распределение ядерной плотности, со следующими значениями параметров (R, a) для ядер Be, Al, Cu, Au, соответственно (в ферми): (2,0; 0,5), (2,8; 0,614), (4,28; 0,57) и (6,38; 0,527). Сечение $\sigma_1 = 30$ мбн, а сечение σ_2 для антипротонов с импульсов 0,71 ГэВ/с равно 90 мбн.

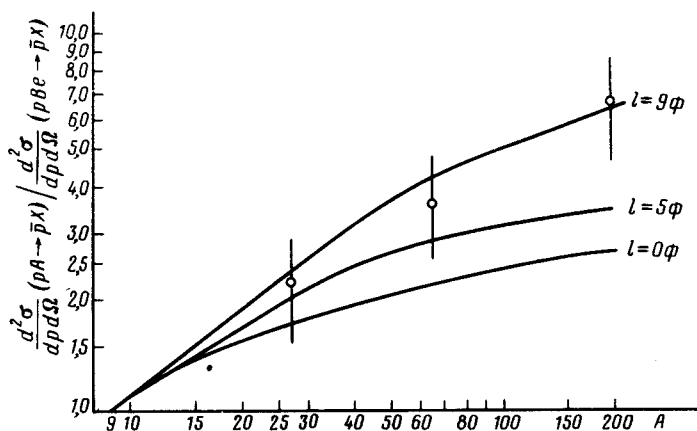


Рис. 2. Зависимость отношения сечений рождения антипротонов

$\kappa = \left(\frac{d^2\sigma}{dpd\Omega} \right)_A / \left(\frac{d^2\sigma}{dpd\Omega} \right)_{Be}$ от атомного номера A ядра мишени.

Сплошные кривые расчет по формуле (1)

На рис. 2 кривыми показаны результаты расчета величины по формуле (1) при различных длинах формирования l . Мы видим, что при $l = 0$ расчет плохо согласуется с опытом, по крайней мере для золота. Лучшее согласие достигается при конечных длинах формирования $l \approx 5 - 9 \text{ Ф}$. Такой же вывод следует и для других значений импульса антипротонов.

3. Рассмотрим экспериментальные данные о зависимости отношения выходов антипротонов и π^- -мезонов от их импульса. Отношение R_A/R_{Be} показано на рис. 3 для ядер Al, Cu и Au (там же приведены данные для

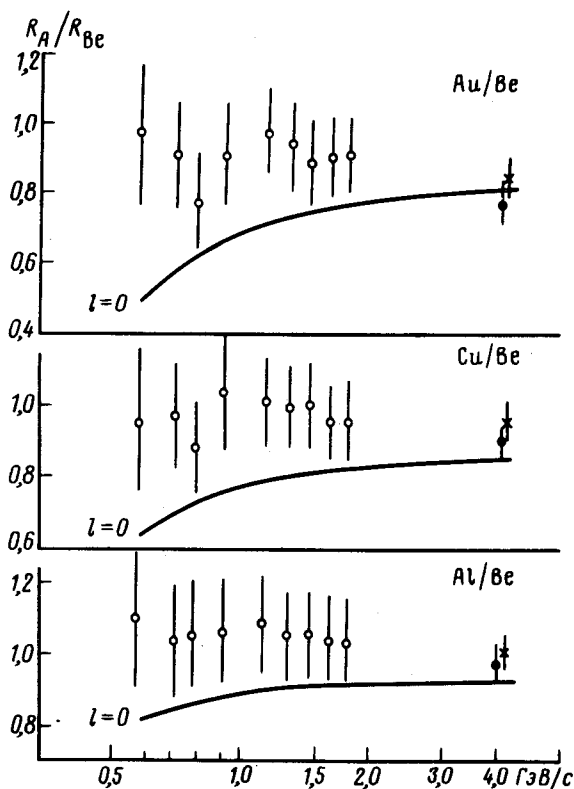


Рис. 3. Зависимость отношения R_A/R_{Be} от импульса антипротонов: \circ — наш результат $P_0 = 10$ ГэВ/с, $\theta = 188$ мрад; \times — данные работы [8] $P_0 = 24$ ГэВ/с, $\theta = 87$ мрад; \bullet — данные работы [8] $P_0 = 24$ ГэВ/с, $\theta = 17$ мрад

антипротонов и π^- -мезонов с импульсом 4 ГэВ/с, рожденных протонами с энергией 24 ГэВ [8]) и обнаруживает независимость R_A/R_{Be} от импульса. Вторичные частицы всегда будут эффективно генерироваться в слое толщиной $\sim 1/\rho\sigma_2$, а вероятность их выхода из ядра $W \sim \sigma(pN \rightarrow 2x)/\sigma_2$. Таким образом, величина:

$$\delta = \frac{(\text{выход } \bar{p} / \text{выход } \pi^-) \text{ на ядре}}{(\text{выход } \bar{p} / \text{выход } \pi^-) \text{ на нуклоне}} \sim \frac{\sigma_{\pi-N}}{\sigma_{\bar{p}N}}$$

должна убывать с уменьшением импульса вторичных частиц, так как сечение $\sigma_{\bar{p}N}$ растет, а сечение $\sigma_{\pi-N}$ убывает с уменьшением импульса. Сплошной кривой на рис. 3 показаны оценки для величины R_A/R_{Be} ;

сделанные на основании формулы (1) для $l = 0$. Заметим, что возможный вклад вторичных процессов для пионов больше, чем для антипротонов, и учет этого обстоятельства еще увеличил бы наблюдаемое расхождение между опытом и оценкой для $l = 0$.

4. Таким образом, данные опыта являются указанием на то, что вторичные антипротоны с импульсом $> 0,6$ ГэВ/с слабо взаимодействует с ядерной материей "в момент рождения". Этот результат выглядит неожиданным. Его можно понять, если предположить что антипротоны образуются из точечных анти-кварков-партонов, а для того, чтобы последние объединились, обрасли своим "морем" и начали взаимодействовать с ядром, требуется время (1,4).

Принципиально другое объяснение наблюдаемых эффектов могло бы заключаться в том, что основная доля рождающихся антипротонов образуется при распаде тяжелых мезонных резонансов шириной 20 мэВ [9], сечение поглощения которых в ядре невелико (~ 15 мбн). Однако такая гипотеза представляется нам маловероятной.

Авторы благодарят О.К.Егорова, В.Ф.Кузичева и А.Н.Прудника за помощь в проведении опыта.

Авторы благодарят В.В.Анисовича, В.Н.Грибова, О.В.Канчели, М.Г.Стрикмана, К.А.Тер-Мартirosяна, Л.Л.Франкфурта и В.М.Шехтера за полезные обсуждения.

Институт теоретической
и экспериментальной физики

Поступила в редакцию
14 марта 1979 г.

Литература

- [1] Ю.М.Шабельский. Сб. Физика элементарных частиц. Материалы 13 зимней школы, ЛИЯФ, Л., 1978, стр. 90.
- [2] О.В.Жиров, Э.В.Шуряк. ЯФ, 28, 485, 1978.
- [3] О.В.Канчели. Письма в ЖЭТФ, 18, 465, 1973.
- [4] Г.В.Давиденко, Н.Н.Николаев. ЯФ, 24, 772, 1976.
- [5] А.О.Вайсенберг и др. М., Препринт ИТЭФ, 1974, №12.
- [6] G.V.Allaby et. al. Report, CERN, 1970, 70 – 12.
- [7] R.I.Kalmus et. al. Report, CERN, 1971, 71 – 25.
- [8] T.Eichten et. al. Nucl. Phys., 1972, B44, p333.
- [9] И.С.Шапиро. УФН, 125, вып. 4, 1978 г.