

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ЛИДИРУЮЩИХ А-ГИПЕРОНОВ, ОБРАЗОВАННЫХ НЕЙТРОНАМИ НА ЯДРАХ

М.О.Власова, Н.Д.Галанина*, В.С.Демидов*, А.Л.Ендалов,
М.А.Мартемьянов, А.А.Недосекин*, А.Я.Остапчук*, А.К.Поносов,
В.А.Садыков*, Ф.М.Сергеев, М.Ю.Тельнов, Н.А.Халдеева**

*Московский государственный инженерно-физический институт
115409 Москва, Россия*

**Институт теоретической и экспериментальной физики
117259 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 5 июля 1996 г.

Измерена поляризация лидирующих А-гиперонов, образованных на ядрах углерода и свинца нейtronами с энергией 4–10 ГэВ в области углов $\Theta < 8.5^\circ$ по отношению к пучку в сопровождении только нейтральных частиц: $\langle \Pi \rangle = -0.096 \pm 0.018$ для С, $\langle \Pi \rangle = -0.128 \pm 0.047$ для Рв. Измерена зависимость поляризации от поперечного импульса и фейнмановской переменной. Нормированное инвариантное сечение в зависимости от p_\perp^2 аппроксимируется функцией $A \exp(-B p_\perp^2)$, причем параметр B не зависит от сорта ядра ($B = 8.71 \pm 0.09 (\text{ГэВ}/\text{с})^{-2}$ для ядра углерода, $B = 8.83 \pm 0.18 (\text{ГэВ}/\text{с})^{-2}$ для свинца).

PACS: 13.88.+e, 14.20.Jn, 24.80.-x

Одной из возможностей исследования пространственно-временной структуры сильного взаимодействия является изучение превращений первичной частицы в области ее фрагментации на ядерных мишнях. Характеристики образующихся при этом лидирующих частиц непосредственно связаны с эволюцией кварковой системы. Поскольку вклад ядерного каскада в процесс образования лидирующих частиц сильно подавлен, появляется возможность проверки предсказаний квантовой хромодинамики, в частности, эффекта цветовой прозрачности ядер [1]. Привлекательно использовать в качестве лидирующей частицы А-гиперон, поскольку он несет информацию о поведении странного кварка в ядре. Кроме того, интерес к экспериментальным данным по поляризации гиперонов в последние годы возрос в связи с проблемой происхождения спина адронов [2].

Эксперимент проведен на пучке нейtronов с энергией 4–10 ГэВ протонного синхротрона ИТЭФ. Лидирующие А-гипероны, образующиеся на мишнях из углерода и свинца, регистрировались с помощью магнитного спектрометра КАОН с проволочными искровыми камерами и гаммоскопической системой сцинтилляционных счетчиков [3]. Размеры искровых камер до магнита 50×120 см, после магнита 100×180 см. Запуск установки осуществлялся триггером от схем быстрой электронной логики, использующей сигналы сцинтилляционных счетчиков гаммоскопов. Счетчики гаммоскопов были включены так, чтобы избирательно регистрировать распады $\Lambda \rightarrow p\pi^-$. Траектории заряженных частиц регистрировались группами проволочных искровых камер. Исключались случаи рождения А-гиперонов совместно с заряженными частицами, что позволило выделить реакцию:

$$n + (\text{C}, \text{Pb}) \rightarrow \Lambda + X^0, \quad (1)$$

где X^0 – нейтральные частицы. Регистрировались А-гипероны с импульсами больше 2 ГэВ/с, вылетающие из мишени в диапазоне углов от 0 до 8.5° .

относительно пучка нейтронов. Эффективная масса системы пион–протон заключена в интервале $1109\text{--}1221 \text{ МэВ}/c^2$. В эксперименте зарегистрировано 21941 событие с углеродной мишенью и 3325 событий со свинцовой мишенью, удовлетворяющих всем критериям отбора.

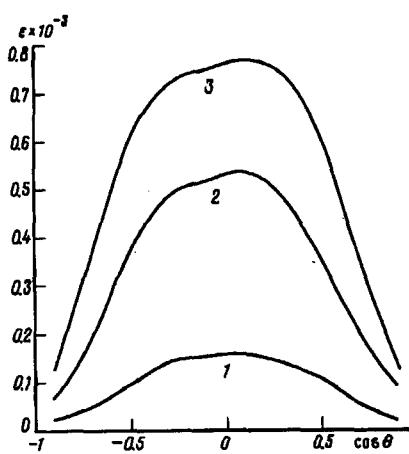


Рис.1. Зависимость эффективности регистрации А от угла вылета протона для различных импульсов гиперонов:
1 – $2.0\text{--}3.5 \text{ ГэВ}/c$; 2 – $3.5\text{--}5.0 \text{ ГэВ}/c$;
3 – $5.0\text{--}8.0 \text{ ГэВ}/c$

Эффективность регистрации А-гиперонов была рассчитана при помощи пакета программ GEANT [4]. На рис.1 приведены зависимости эффективности регистрации от угла вылета протона относительно нормали к плоскости реакции в системе покоя А-гиперона. Были введены поправки на взаимодействие образующихся вместе с А-гипероном нейтронов, K^0 - и π^0 -мезонов с ядрами мишени.

На рис.2 приведены зависимости нормированного инвариантного дифференциального сечения образования А-гиперонов от квадрата поперечного импульса для углеродной и свинцовой мишени. Распределения хорошо описываются экспоненциальным законом:

$$\frac{d\sigma}{\sigma dp_{\perp}^2} = A \exp(-B p_{\perp}^2). \quad (2)$$

Для ядра углерода $B = 8.71 \pm 0.09 (\text{ГэВ}/c)^{-2}$ при значении $\chi^2 = 35.95$ на 27 степеней свободы, для ядра свинца $B = 8.83 \pm 0.18 (\text{ГэВ}/c)^{-2}$ при значении $\chi^2 = 36.2$ на 26 степеней свободы.

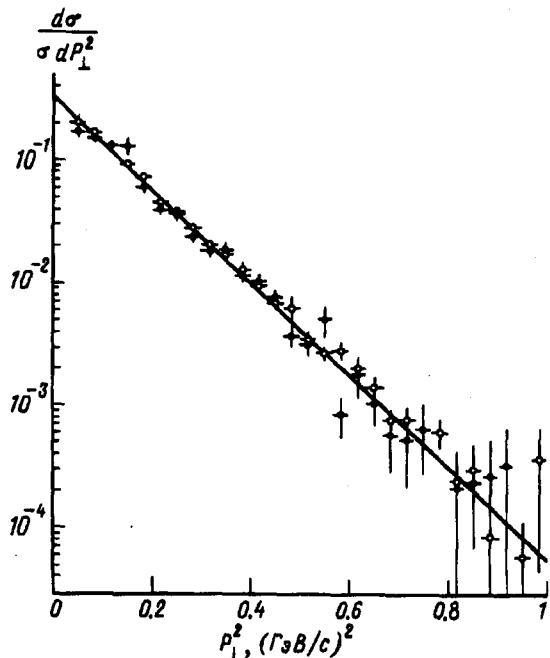


Рис.2. Распределение А-гиперонов по квадрату поперечного импульса: о – для углерода, • – для свинца

Отсутствие A -зависимости этих характеристик свидетельствует о том, что образование Λ -гиперонов происходит, по-видимому, на одном нуклоне ядра.

Среднее значение фейнмановской переменной для Λ -гиперонов в предположении, что рождение гиперонов происходит в соударениях первичного нейтрона с одним внутриядерным нуклоном, составляет 0.61. Это соответствует аддитивной кварковой модели, согласно которой лидирующий гиперон в среднем должен уносить $2/3$ начального импульса. Распределения Λ -гиперонов по фейнмановской переменной не зависят от массового числа ядра-мишени.

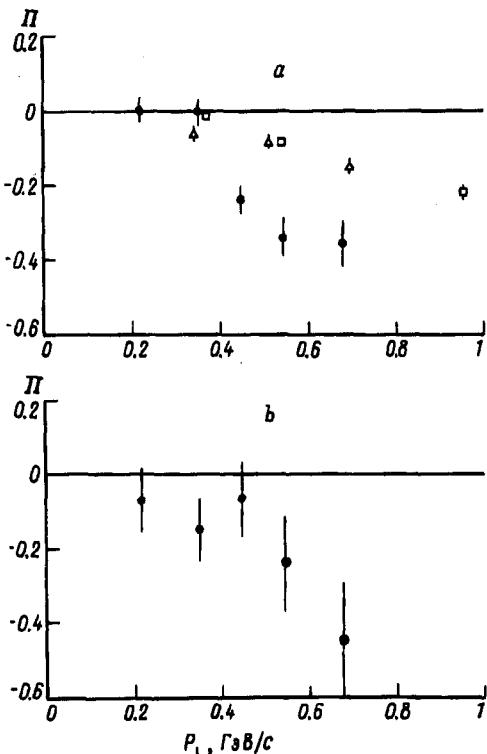


Рис.3. Зависимость поляризации Λ -гиперонов от поперечного импульса: • – наши данные для углерода (а) и свинца (б), □ – данные для инклузивных pp -взаимодействий при $400 \text{ ГэВ}/c$, $0.5 < X_f < 0.6$, Δ – то же, $0.6 < X_f < 0.7$

Поляризация Λ -гиперонов определялась по асимметрии в распадах $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$ относительно плоскости образования гиперона. Угловое распределение протонов в системе покоя Λ записывается в виде:

$$f(\cos \theta) = \frac{1}{2}(1 + \alpha \Pi \cos \theta),$$

где $\alpha = -0.642 \pm 0.013$ – распадный параметр [5], Π – поляризация, θ – угол между направлением вылета протона в системе покоя Λ -гиперона и выделенным в пространстве направлением.

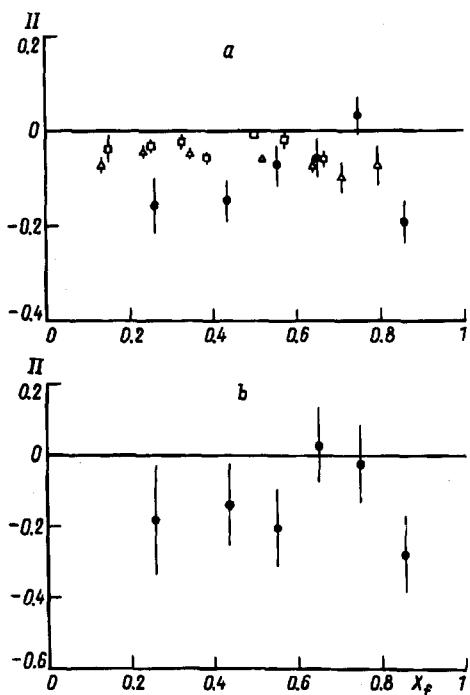


Рис.4. Зависимость поляризации Λ -гиперонов от фейнмановской переменной: • – наши данные для углерода (а) и свинца (б), □ – данные для инклузивных pp -взаимодействий при $400 \text{ ГэВ}/c$, $0.2 < p_\perp < 0.4 \text{ ГэВ}/c$; Δ – $0.4 < p_\perp < 0.6 \text{ ГэВ}/c$

Нормаль к плоскости образования Λ -гиперона определялась как $n = [P_n P_\Lambda] / |[P_n P_\Lambda]|$, где P_Λ – вектор импульса пучка, P_n – вектор импульса гиперона.

Среднее значение поляризации составило -0.096 ± 0.018 для гиперонов, образованных на ядрах углерода, -0.128 ± 0.047 для гиперонов, образованных на ядрах свинца.

На рис.3 представлена зависимость поляризации Λ -гиперонов от поперечного импульса. Поляризация растет по абсолютной величине с ростом поперечного импульса, как и в инклузивных нуклон-нуклонных реакциях, но абсолютные значения поляризации в среднем существенно выше при одинаковых кинематических параметрах. Для сравнения приведены данные для Λ -гиперонов, образованных в инклузивных pp -взаимодействиях при начальном импульсе 400 ГэВ/с в интервале фейнмановской переменной от 0.5 до 0.7. Данные взяты из обзора [6]. Отличие изучаемой нами реакции состоит в малой множественности вторичных частиц, в обогащении ее дифракционноподобными процессами.

Зависимость поляризации Λ -гиперонов от фейнмановской переменной имеет более сложный, чем зависимость от поперечного импульса, немонотонный вид: при некотором значении X_f имеется минимум (рис.4). Характер зависимости качественно не отличается для высоких и промежуточных начальных энергий.

Основные результаты работы заключаются в следующем.

1. Измерена поляризация лидирующих Λ -гиперонов, образованных нейтронами на ядрах углерода и свинца. Среднее значение поляризации лидирующих Λ -гиперонов больше, чем в инклузивных реакциях. Поляризация Λ -гиперонов растет с увеличением поперечного импульса и более сложным образом зависит от фейнмановской переменной.

2. Распределение лидирующих Λ -гиперонов по квадрату поперечного импульса описывается зависимостью $\exp(-B p_\perp^2)$, причем параметр B не зависит от сорта ядра: $B = 8.71 \pm 0.09 (\text{ГэВ/с})^{-2}$ для углерода, $B = 8.83 \pm 0.18 (\text{ГэВ/с})^{-2}$ для свинца.

-
1. B.Z.Kopeliovich, L.B.Litov, and J.Nemchik, Preprint JINR E2-90-344, Dubna, 1990.
 2. С.М.Тюрин, Н.Е.Трошин, *Спин в физике высоких энергий*, М.: Наука, 1991.
 3. В.М.Березин, Е.Т.Богданов, М.Е.Вишневский и др., Препринты ИТЭФ-34, 130, М., 1977.
 4. R.Brun, F.Bruylants, A.C.McPherson, and P.Zanarini, GEANT 3.21, CERN, Geneva, 1995.
 5. Review of Particle Properties. Phys. Rev. D50, (1994).
 6. A.D.Panagiotou, Int. J. Mod. Phys. A5, 1197 (1990).