

объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

2097/2-80

12/5-80

P2-80-35

А.С.Гальперин, Г.В.Мицельмахер,
А.Г.Ольшевский, В.Н.Первушин

О ВОЗМОЖНОСТИ ИЗУЧЕНИЯ
ПОЛЯРИЗУЕМОСТИ ПИОНОВ
В РЕАКЦИИ РАДИАЦИОННОГО РАССЕЙЯНИЯ
НА ЯДРАХ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Направлено в ЯФ

1980

Гальперин А.С. и др.

P2-80-35

О возможности изучения поляризуемости пионов в реакции радиационного рассеяния на ядрах при высоких энергиях

Показана возможность изучения низкоэнергетических характеристик комптон-эффекта на пионах в реакции радиационного рассеяния пионов высоких энергий на кулоновском поле ядра. Численные расчеты сделаны для пионов с начальным импульсом 40 ГэВ/с.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1980

Galperin A.S. et al.

P2-80-35

On a Possibility to Investigate Pion Polarizability in Radiative Scattering on Nuclei at High Energies

Поляризуемость, наряду с радиусом, является фундаментальной константой, характеризующей электромагнитную структуру адронов. Она определяет наведенный дипольный момент частицы во внешнем электромагнитном поле:

$$\vec{d} = \alpha_E \vec{E}; \quad \vec{\mu} = \alpha_H \vec{H}, \quad /1/$$

где, соответственно, α_E и α_H — электрическая и магнитная поляризуемость. Эффективная потенциальная энергия частицы во внешнем поле имеет вид:

$$V_{\text{эфф.}} = -\frac{1}{2} \alpha_E E^2 - \frac{1}{2} \alpha_H H^2. \quad /2/$$

Поляризуемость элементарных частиц была введена как коэффициент низкоэнергетического разложения амплитуды комптон-эффекта /1/.

К настоящему времени измерена поляризуемость протона^{/2,3/} $\alpha_E^p = /10,7 \pm 1,1/ \cdot 10^{-43} \text{ см}^3$; $\alpha_H^p = /0,7 \pm 1,6/ \cdot 10^{-43} \text{ см}^3$ и сделаны экспериментальные оценки для поляризуемости каона^{/4/} $|\alpha_E^k| < 200 \cdot 10^{-43} \text{ см}^3$ и нейтрона^{/5/} $|\alpha_E^n| < 60 \cdot 10^{-43} \text{ см}^3$.

Наиболее интересной, с теоретической точки зрения, величиной является поляризуемость пиона, для которой существует много предсказаний, выполненных в различных подходах /см. таблицу/. Из довольно общих соображений^{/6/} электрическая и магнитная поляризуемость пиона связана соотношением $\alpha_E^\pi = -\alpha_H^\pi$.

Отсутствие пионных и фотонных мишеней является основной трудностью при изучении поляризуемости пиона. Предложенные косвенные методы /см., напр.,^{/7,8/} предполагают сильную зависимость от модели при обработке экспериментальных данных и тем самым не вполне убедительны.

С другой стороны, хорошо известно, что взаимодействие быстрых частиц с ядрами при достаточно малых переданных импульсах определяется кулоновским потенциалом, и вклад сильных взаимодействий подавлен. Поэтому естественно проанализировать возможность изучения электромагнитной структуры пиона и, в частности, его поляризуемости в реакции радиационного рассеяния пионов на ядрах* в области малых передач:

$$\pi + \text{ядро} \rightarrow \pi + \text{ядро} + \gamma. \quad /3/$$

* Процессы неупругого рассеяния в кулоновском поле ядра впервые рассматривались в работах^{/9,10/}.

В настоящей работе мы хотим указать на возможность изучения комптон-эффекта и поляризуемости пионов в экспериментах на ускорителях высоких энергий. Эксперимент состоит в рассеянии пионов на ядрах с испусканием тормозного фотона, уносящего значительную долю энергии.

В упругом рассеянии пионов кулоновское рассеяние доминирует при $t \leq (0,1m_\pi)^2 = 2 \cdot 10^{-4} / \text{ГэВ}/c^2$ /амплитуда по крайней мере на порядок больше ядерной/. Однако в процессе упругого рассеяния пионов на ядрах не удастся проникнуть в область передач $t < 10^{-4} / \text{ГэВ}/c^2$, т.к. пион при столь малых передачах импульса экспериментально невозможно отличить от частиц пучка. В процессе радиационного рассеяния жесткий тормозной фотон является хорошей "меткой" процесса рассеяния, сколь бы малой ни бы-

Таблица *

	/10 ⁻⁴³ см ³ /
1. Терентьев /6/	3,4 или -18
2. Волков, Первушин /14/ Cannata and Mazzanti /15/	5,1
3. Гальперин, Калиновский /16/ Cannata and Mazzanti /17/	4±5
4. Львов, Петрунькин /18/	4,6±2
5. Ефимов, Охлопкова /19/	0,24
6. Дегтев /20/	1,7
7. Ericson, Hufner /21/	10
8. Cannata /22/	1
9. Петрунькин /23/	14
10. Iachello, Lande /8/	250-1000
11. Schroder /24/	100 для кварков с целым зарядом 10 для дробных кварков

*Значения поляризуемости приведены в гауссовой системе $e^2 = 1/137$. Для используемой в работах /6,14,16,19,21/ хевисайдовой системы данные здесь значения поляризуемости необходимо умножить на 4π . В работе /6/ использовались методы алгебры токов; в работах /14,15/ - нелинейная σ -модель; в работах /16,17/ - линейная σ -модель; в работе /18/ - метод дисперсионных соотношений; в работах /19,24/ - различные кварковые модели. Переводные коэффициенты: 1/ $\beta = \alpha^{-1}(\alpha_\pi)$ Гс· m_π ; β /в ед. $1/m_\pi^2$ / = $1,37 \cdot 10^{42}(\alpha_\pi)$ Гс. 2/ Значение поляризуемости в гауссовой системе в см³ получается из значения в хевисайдовой системе в единицах a/m_π^3 путем умножения последнего на $1,7 \cdot 10^{-42}$.

ла передача. Дополнительным признаком процесса рассеяния является то, что испутивший фотон пион изменяет свою энергию.

Минимально достижимая передача определяется порогом регистрации энергии фотона ω_{\min}^* :

$$t_{\min} = q_{\min}^2 = \left(\frac{\omega_{\min} m_\pi^2}{2\epsilon'} \right)^2 \quad /4/$$

Например, при начальной энергии пионов $E = 40$ ГэВ и $\omega_{\min} = \epsilon/2$ имеем $t_{\min} = 6 \cdot 10^{-8} / \text{ГэВ}/c^2$.

Фактически измерения должны проводиться в области передач от t_{\min} до $t_{\max} \approx 2 \cdot 10^{-4} / \text{ГэВ}/c^2$, которая определяется реально достижимыми точностями в измерении передач. Заметим, что из-за кулоновского роста основной вклад в сечение дает область передач вблизи t_{\min} . Как мы увидим ниже, это обеспечивает доминирование кулоновского рассеяния над ядерным в процессе радиационного рассеяния.

Для измерения структурных низкоэнергетических эффектов в комптон-эффекте необходимо иметь характерные инварианты комптон-эффекта (kq) , (kq') порядка m_π^2 /при гораздо меньших значениях малы структурные поправки, при значительно больших - неприменимо низкоэнергетическое разложение/. Оказывается, что в процессе рассеяния с испусканием жесткого кванта инварианты автоматически, независимо от начальной энергии, имеют нужную величину. Это - следствие сосредоточенности тормозного излучения в угле $\theta \sim m_\pi / \epsilon$. /Например, $(pk) = \omega(\epsilon - p \cos \theta_\gamma) \approx \omega \epsilon \left(\frac{\theta_\gamma^2}{2} + \frac{m^2}{2\epsilon^2} \right) \approx m_\pi^2$.

Амплитуда интересующего нас процесса имеет следующий вид:

$$A = A_c \cdot \exp(i\phi) + A_B, \quad /5/$$

где

$$A_c = (4\pi)^{3/2} e^3 \frac{4MZ\epsilon^\mu}{q^2} \left\{ g_{0\mu} - \frac{\epsilon' p'_\mu}{(p'k)} + \frac{\epsilon' p_\mu}{(pk)} + \beta [g_{0\mu}(kq) - \omega q_\mu] \right\}$$

- кулоновская амплитуда; $A_B = (4\pi)^{3/2} e \cdot 2M\epsilon^\mu T_\mu$ - амплитуда ядерного рассеяния; ϕ - фаза кулон-ядерного рассеяния.

Здесь Z - заряд ядра, M - масса ядра, ϵ^μ - вектор поляризации фотона; $g_{\mu\nu} = \text{diag}(1, -1, -1, -1)$; $\beta = \frac{m_\pi \alpha_\pi}{\alpha}$; α_π - поляризуе-

*Мы используем следующие обозначения: $k^\mu = (\omega, \vec{k})$ - импульс фотона в л.с.; $p^\mu = (\epsilon, \vec{p})$ - импульс налетающего пиона в л.с.; $p'^\mu = (\epsilon', \vec{p}')$ - импульс рассеянного пиона в л.с.; $q^\mu = (0, \vec{q})$ - передача в л.с.

мость пиона; T_{μ} - амплитуда ядерного радиационного рассеяния /см. ниже/.

Используется гауссова система, в которой $\alpha^2 = \alpha = 1/137$.

Дифференциальное сечение равно:

$$d\sigma = \frac{\delta^{(4)}(p-p'-k-q) |A|^2 d\vec{p}' d\vec{k} d\vec{q}}{4p \cdot M \cdot (2\pi)^5 \cdot 8 \cdot \epsilon' \cdot \omega \cdot M} \quad /6/$$

Амплитуду ядерного рассеяния мы вычисляем в полюсном приближении, используя малость схода пиона с массовой поверхности:

$$\begin{aligned} |(p-k)^2 - m_{\pi}^2| &\sim m_{\pi}^2, \\ |(p'+k)^2 - m_{\pi}^2| &\sim m_{\pi}^2 \end{aligned} \quad /7/$$

и калибровочную инвариантность.

В калибровке излучения $\epsilon^{\mu}(0, \vec{\epsilon})$ амплитуда ядерного рассеяния имеет вид

$$\vec{\epsilon} \vec{T} \approx - \frac{\vec{\epsilon} \vec{p}}{(pk)} T(\epsilon') + \frac{\vec{\epsilon} \vec{p}'}{(pk)} T(\epsilon), \quad /8/$$

где $T(\epsilon')$ и $T(\epsilon)$ представляют собой амплитуды упругого рассеяния вперед на массовой поверхности при энергиях пиона, соответственно, ϵ' и ϵ .

Обоснование того, что амплитуда ядерного рассеяния представима в виде /8/, будет приведено в другой работе. Заметим, что формула /8/ совпадает с результатом вычисления в модели дифракционного рассеяния на шарике /11/.

Мнимая часть амплитуды $T(\epsilon)$ определяется из оптической теоремы

$$\text{Im} T(\epsilon) = \frac{|\vec{p}|}{4\pi} \sigma_{\text{tot}}(\epsilon). \quad /9/$$

Для определения реальной части $\text{Re} T(\epsilon)$ можно использовать дисперсионные соотношения для упругого рассеяния вперед на ядрах /12/.

Подобные расчеты $\text{Re} T(\epsilon)$ в интересующем нас интервале энергий пока не проводились. Для численных оценок вклада сильных взаимодействий в настоящей работе используется значение $\text{Re} T(\epsilon)/\text{Im} T(\epsilon) = -0,2$.

Фаза кулон-ядерного рассеяния ϕ может быть вычислена аналогично расчету для упругого рассеяния вперед /13/. В численных оценках мы полагали $\phi = -2Z\alpha \ln 1/qa$, где $a \approx 2 \text{ fm}$.

Для справедливости расчетов сечения и фазы по теории возмущений с константой разложения $Z\alpha^2 = Z/137$ удобно брать ядра с небольшим Z . Кроме того, для простоты дисперсионных расчетов

можно выбирать ядра с изоспином 0. В настоящей работе расчеты выполнены для ядра ^{12}C .

Импульс начальных пионов мы принимаем равным 40 ГэВ/с. В известной степени эта величина произвольна. Ее выбор определяется следующими факторами:

1. Кулоновская амплитуда должна доминировать по сравнению с ядерной. Для этого необходимо, чтобы $t_{\text{min}} = \left(\frac{\omega m_{\pi}^2}{2\epsilon\epsilon'}\right)^2$ была достаточно мала даже для жестких квантов $\omega \geq \epsilon/2$, когда инварианты (pk) , $(p'k)$, $(qk) \sim m_{\pi}^2$ и существенны структурные эффекты. На основе этого требования энергия должна быть выбрана возможно большей.

2. С другой стороны, при передачах $t_{\text{min}} = q^2 < 10^{-8} / \text{ГэВ}/\text{с}/^2$, что соответствует энергии $\epsilon \geq 100$ ГэВ, необходимо заботиться об экранировке поля ядра электронной оболочкой.

3. При энергии налетающих пионов 40 ГэВ/с угол разлета пионов и квантов $\sim 10^{-2}$, что удобно для регистрации процесса.

Численные расчеты по формулам /5/, /6/ были проведены методом Монте-Карло на ЭВМ. Для удобства были выбраны следующие независимые переменные: модуль переданного импульса, инвариантная масса системы конечных пиона и фотона и направление вылета пиона в с.ц.м. этих частиц. Значение коэффициента β было принято $1/m_{\pi}^2$ /это соответствует $a_{\pi} = 7,3 \cdot 10^{-43} \text{ см}^3/$.

Результаты расчетов представлены на рис.1. Дифференциальное сечение $d^2\sigma/dt d\omega$ проинтегрировано по энергии фотона от $\omega=0,5\epsilon$ до $\omega=0,9\epsilon$.

Основной вклад $\approx 97,5\%$ в сечение в области передач $t \leq 2 \cdot 10^{-4} / \text{ГэВ}/\text{с}/^2$ дает комpton-эффект на пи-мезоне.

Вклад члена, пропорционального поляризуемости, отрицателен, не зависит от t и составляет $\approx 6\%$ от сечения процесса. Как видно из рис.1, сильные взаимодействия в области переданных импульсов $t \leq 2 \cdot 10^{-4} / \text{ГэВ}/\text{с}/^2$ относительно подавлены и составляют $\approx 2,5\%$ сечения.

При условии $t \leq 2 \cdot 10^{-4} / \text{ГэВ}/\text{с}/^2$ интегральное сечение составляет $\approx 0,5 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2$. В принципе, его измерение с точностью $\sim 0,6\%$ позволяет определить вклад поляризуемости с точностью 10%, при условии, что сильные взаимодействия известны с достаточно хорошей точностью. Используемые приближения и точность, с которой известны полные сечения пион-ядерного взаимодействия, позволяют вычислить вклад сильных взаимодействий с требуемой точностью.

Удобнее, однако, измерить сечение как функцию энергии фотона, поскольку вклад поляризуемости заметно зависит от этой переменной. Результаты соответствующих расчетов представлены на рис.2. Хотя сечение уменьшается с ростом энергии фотона, относительный вклад поляризуемости при этом растет, так что

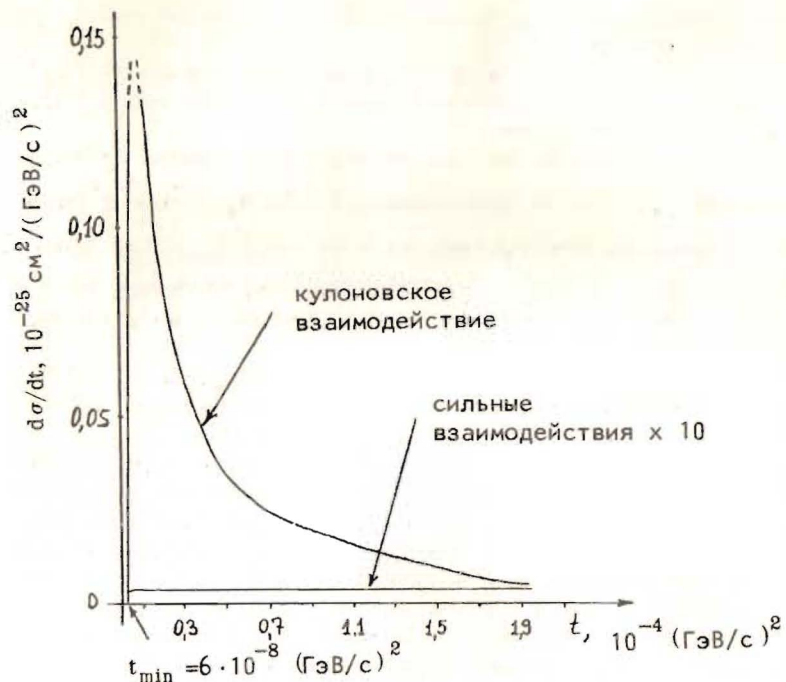


Рис.1. Дифференциальное сечение процесса радиационного рассеяния пионов с энергией 40 ГэВ на ^{12}C при минимальной энергии кванта $\omega_{\min} = 20$ ГэВ.

по информативности все ячейки гистограммы примерно одинаковы. Например, при суммарной статистике 30000 событий вклад каждой ячейки позволяет оценить поляризуемость со статистической точностью ~30%.

В эксперименте, по-видимому, целесообразно установить достаточно низкий порог по энергии фотона, скажем $\omega_{\min} \approx 1/3\epsilon$. Это обеспечит возможность проведения относительных измерений, т.к. при таких энергиях ω сечение практически нечувствительно к величине поляризуемости и может быть использовано для нормировки.

При относительных измерениях достаточно весьма грубого учета влияния сильных взаимодействий, т.к. их вклад слабо зависит от энергии фотона и при максимальных частотах $\omega = 0,9\epsilon$ составляет лишь 10% от вклада поляризуемости.

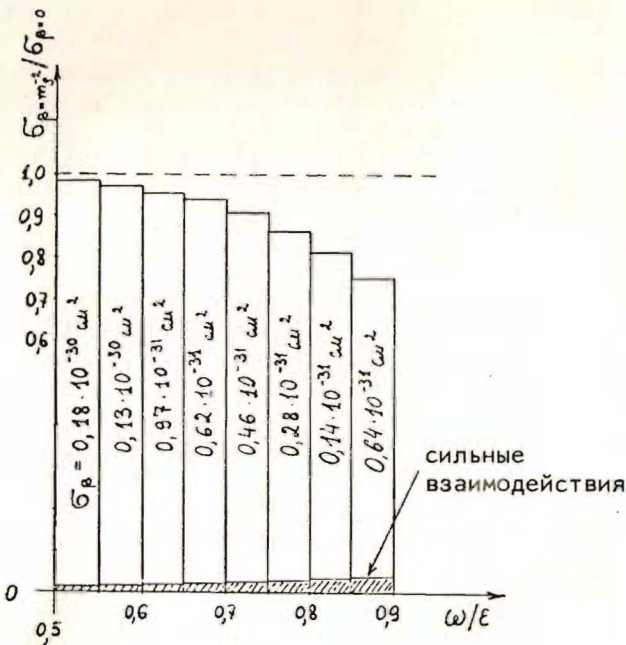


Рис.2. Сечение процесса радиационного рассеяния /в предположении, что поляризуемость $\beta = 1/m_p^2$ в зависимости от энергии излучаемого кванта при $t \leq < 2 \cdot 10^{-4} / \text{ГэВ}/\text{с}^2$. Кривая нормирована на величину сечения при поляризуемости, равной нулю. Цифрами указаны значения сечения в интервалах.

Мы выражаем благодарность С.Б.Герасимову, С.С.Герштейну, В.А.Никитину, В.А.Петрунькину, Б.М.Понтекорво за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Klein A. Phys.Rev., 1955, 99, p.998.
Baldin A.M. Nucl.Phys., 1960, 18, p.310.
Петрунькин В.А. ЖЭТФ, 1961, 40, с.1148.
2. Гольданский В.И. и др. ЖЭТФ, 1960, 38, с.1695.
3. Баранов П.С. и др. ЯФ, 1975, 21, с.689.
4. Backenstoss G. et al. Phys.Lett., 1973, B34, p.431.
5. Александров Ю.А. и др. Письма в ЖЭТФ, 1966, 4, с.196.

6. Терентьев М.В. УФН, 1974, 112, с.37; ЯФ, 1972, 16, с.162.
7. Баранов Н.С. и др. Препринт ФИАН СССР, №64, М., 1973.
8. Jachello F., Lande A. Phys.Lett., 1971, 35B, p.205.
9. Primakoff H. Phys.Rev., 1961, 81, p.899.
10. Pomeranchuk I.Ya, Shmushkevich I.M. Nucl.Phys., 1961, 23, p.452.
11. Ландау Л.Д., Померанчук И.Я. ЖЭТФ, 1953, 24, с.505.
12. Ericson T.E.O. et al. Phys.Lett., 1967, 26B, p.91.
Ericson T.E.O., Locher P. Nucl.Phys., 1970, A148, p.1.
Alberi G. et al. Nuovo Cim., 1975, 11, p.35.
13. West P., Yennie D. Phys.Rev., 1968, 172, p.1413.
14. Волков М.К., Первушин В.Н. ЯФ, 1975, 22, с.346.
15. Cannata F., Mazzanti P. Lett.Nuovo Cim., 1977, 20, p.468.
16. Гальперин А.С., Калиновский Ю.Л. ОИЯИ, P2-10849, Дубна, 1977.
17. Cannata F., Mazzanti P. Nuovo Cim., 1977, 41A, p.433.
18. Львов А.И., Петрунькин В.А. Препринт ФИАН СССР, №170, 1977.
19. Efimov G.V., Okhlopkoва K.A. JINR, E4-11568, Dubna, 1978.
20. Дегтев А.Б. Электромагнитные взаимодействия ядер при низких и средних энергиях. "Наука", М., 1976, с.282.
21. Ericson T.E.O., Hufner I. Nucl.Phys., 1972, 47B, p.205.
22. Cannata F. Lett.Nuovo Cim., 1975, 6, p.379.
23. Петрунькин В.А. Вопросы атомной науки и техники. Сер. общая и ядерная физика, вып. 1/1/, Харьков, 1978.
24. Schroeder U.E. Acta Phys. Austriaca, 1972, 36, p.248.

Рукопись поступила в издательский отдел
17 января 1980 года.

Вышел в свет очередной номер журнала "Физика элементарных частиц и атомного ядра", том 11, вып. 1. Подписка на журнал проводится в агентствах и отделениях "Союзпечати", в отделениях связи, а также у общественных распространителей печати.