

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



С346.28
К-65

23/vii.

P2 - 7234

2699/2-73

Б.З.Копелиович, Л.И.Лapidус

О НЕОБХОДИМОСТИ
ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ
НА ВСТРЕЧНЫХ p - p И \bar{p} - p ПУЧКАХ

1973

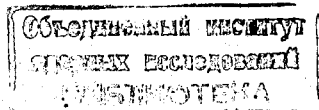
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

P2 - 7234

Б.З.Копелиович, Л.И.Липидус

О НЕОБХОДИМОСТИ
ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ
НА ВСТРЕЧНЫХ p - p И \bar{p} - p ПУЧКАХ

Направлено в ЯФ



S U M M A R Y

It is shown that when interference between strong ("hadronic") and spin-dependent electromagnetic interactions is taken into account polarization at small $t = 3 t_c$ in $pp(pp)$ elastic scattering becomes, according to (14), equal to 4.5% if the hadronic amplitude (1) becomes spin-dependent. Deviation from (13)-(15) for polarization can take place if hadronic amplitudes b^h , e^h , f^h become nonzero.

Electromagnetic contribution to (1) is given in (3) for high energies. Using the results of previous paper /7/ relative phases for different amplitudes are given in (5) and (7) when (6) is taken into account. For elastic cross section (8) magnetic moment contribution is compatible (and smaller) with nonsingular contribution to σ_{pp} from usual charge-charge interaction. In a more general case when (10) is valid, as follows from (11), the measurement of polarization gives (12) - a triplet contribution to the total cross section. The investigation of different polarization effects at small t in the case of ISR or at accelerators with a stationary target gives a possibility for direct determination of the real and imaginary parts of amplitudes according to (20)-(26) when one measures different components of the polarization correlation tensor C_{ik} .

1. Прямое измерение полных сечений взаимодействия в экспериментах на встречных $p-p$ и $\bar{p}-p$ пучках является трудной задачей. Обычно ограничиваются экстраполяцией вперед измеренных значений дифференциальных сечений и анализом полученных данных с помощью оптической теоремы в предположении об отсутствии в амплитуде рассеяния спиновой зависимости.

Недавние "неожиданные" результаты подобного определения полных сечений /1/ заставляют рассмотреть возможность прямой проверки принятой процедуры.

Ниже обращается внимание на то, что интерференция зависящего от спина электромагнитного взаимодействия с сильными взаимодействиями приводит к заметной поляризации при малых значениях переданных импульсов, близких к "кулоновским":

$$t_p = \sqrt{3} t_c = \sqrt{3} \frac{8\pi a}{\sigma_{tot}} \approx 2,8 \cdot 10^{-3} \left(\frac{\text{Гэв}}{c} \right)^2$$

Поскольку значение поляризации в $p-p$ рассеянии при $t = t_p$ чувствительно к примеси адронных амплитуд, зависящих от спина, её измерение представляет значительный интерес. Ниже обсуждаются и другие поляризационные эксперименты, необходимые для проведения прямого восстановления амплитуд рассеяния при малых t . Изучение электромагнитных эффектов является здесь существенным. Оно представляется интересным и при меньших энергиях частиц, и в экспериментах по изучению $p-p$ рассеяния на малые углы на классических ускорителях с регистрацией медленных частиц отдачи /2/. При средневысоких энергиях до 1 Гэв, где спиновая зависимость адронных амплитуд рассеяния ярко выражена, учет зависящих от спина электромагнитных эффектов должен улучшить качество описания имеющейся сово-

купности экспериментальных данных и стимулировать постановку новых поляризационных экспериментов при малых углах рассеяния. В области высоких энергий подобные опыты представляются особенно интересными в связи с тем, что при некоторых теоретических рассматриваниях возникают вполне определенные предсказания относительно спиновой зависимости амплитуд рассеяния.

Адронную часть матрицы рассеяния можно представить в следующем виде: /3/

$$M^h = a^h + b^h (\vec{\sigma}_1 \vec{n}) (\vec{\sigma}_2 \vec{n}) + c^h [(\vec{\sigma}_1 \vec{n}) + (\vec{\sigma}_2 \vec{n})] + e^h (\vec{\sigma}_1 \vec{m}) (\vec{\sigma}_2 \vec{m}) + f^h (\vec{\sigma}_1 \vec{\ell}) (\vec{\sigma}_2 \vec{\ell}). \quad /1/$$

$$\text{Здесь } \vec{\ell} = \frac{\vec{k} + \vec{k}'}{|\vec{k} + \vec{k}'|}, \quad \vec{m} = \frac{\vec{k}' - \vec{k}}{|\vec{k}' - \vec{k}|}, \quad \vec{n} = [\vec{\ell} \vec{m}],$$

\vec{k} и \vec{k}' - импульсы одного из протонов в с.ц.и. до и после рассеяния. В принятой нормировке

$$Im a^h(0) = \frac{k}{4\pi} \sigma_{tot} = \frac{k}{4\pi} \left(\frac{1}{4} \sigma^s + \frac{1}{4} \sigma_0^t + \frac{1}{2} \sigma_+^t \right), \quad /2/$$

где σ^s и σ_m^t - полные сечения взаимодействия из синглетных и триплетных с проекцией m /на направление пучка/ состояний.

Нетрудно убедиться, что вклад электромагнитных взаимодействий в однофотонном приближении сводится к выражениям

$$a^{em} = - \frac{2\alpha E}{|t|}, \quad /3/$$

$$b^{em} = - \frac{\alpha E}{m^3} (E - m)(\mu - 1)^2 + \frac{\alpha}{m} \frac{(E - 2m)}{E} (\mu - 1),$$

$$c^{em} = i \frac{\alpha E}{m \sqrt{|t|}} (\mu - 1) + i \frac{\alpha}{\sqrt{|t|}},$$

$$e^{em} = 0,$$

$$f^{em} = - \frac{\alpha}{4E} \mu^2.$$

Здесь m - масса, E - энергия /в с.ц.и./ одного протона, а $\mu = 2,79$ - магнитный момент протона. В выписанных выражениях опущены члены порядка m^2/E^2 и t/m^2 , поскольку в области кулоновской интерференции $a^{em} \approx Im a^h$, т.е.

$$|t_c| = \frac{8\pi\alpha}{\sigma_{tot}}. \quad /4/$$

Полагая для высоких энергий $\sigma_{tot} = 40$ мбарн, получаем $|t_c| = 1,8 \cdot 10^{-3}$ /Гэв/с/2. Ясно, что при выбранной точности производить симметризацию электромагнитной амплитуды не требуется.

Тот факт, что при $s \rightarrow \infty$ спин-орбитальная амплитуда электромагнитного взаимодействия c^{em} пропорциональна аномальному магнитному моменту бариона, оказывается весьма общим. Он имеет место и для столкновения частиц со спинами 0 и 1/2. Полное выражение для этой амплитуды при произвольной энергии можно найти в работе Гаррена /4/.

Учтем относительную фазу адронной и электромагнитной частей амплитуды рассеяния /5,6,7/. Для этого скалярные адронные амплитуды из /1/ следует умножить на $e^{-i\phi}$, где ϕ для каждой из амплитуд свое:

$$\phi_i = -i\alpha (\ln r_i^2 |t| + C). \quad /5/$$

Здесь индекс i указывает одну из амплитуд a, b, c, f ; $C = 0,5722$ - постоянная Эйлера; $r_i^2 = R_i^2 + R_{EP}^2$, где R_{EP} - электрический радиус протона, а R_i характеризует зависимость соответствующей амплитуды от t при малых t , например,

$$a^h(t) = a^h(0) e^{R_a^2 t} \quad /6/$$

Амплитуда c^h приобретает несколько иную фазу /7/:

$$\phi_c = -i\alpha (\ln r_c^2 |t| + C + 1). \quad /7/$$

Здесь $r_c^2 = R_c^2 + \frac{1}{2}(R_{EP}^2 + R_{MP}^2)$, R_{MP} - магнитный радиус протона.

Поскольку нас интересует область малых $t \approx t_c$, то в электромагнитной части амплитуды можно оставить лишь сингулярные по t члены.

2. Для дифференциального сечения рассеяния неполяризованных протонов неполяризованными протонами с помощью /7/ и /3/ имеем

$$\sigma_0 = \sigma_0^h + \frac{4a^2 E^2}{t^2} - \frac{4aE}{|t|} \operatorname{Im} a^h \{ \rho \cos \phi_a + \sin \phi_a - \frac{2(\mu-1)\pi a}{m^2 \sigma_{tot}} \}, \quad /8/$$

где $\rho = \operatorname{Re} a^h / \operatorname{Im} a^h$.

Таким образом, учет электромагнитного взаимодействия с магнитными моментами имитирует для интерференционных экспериментов в области кулоновских t отрицательную действительную часть амплитуды p - p рассеяния. При $\sigma_{tot} = 40$ мбарн последнее слагаемое в фигурных скобках в /9/ составляет $2,8 \cdot 10^{-3}$. При значении $\rho \approx 0,02$ это составляет 14%. С такой же точностью необходимо учитывать электромагнитный вклад в ρ , связанный с учетом в амплитуде a^{em} факторов и несингулярных по t членов:

$$a_{pp}^{em} = - \frac{2aE}{|t|} \left[1 - \frac{1}{3} R_{EP}^2 |t| + \frac{(\mu-1)}{2m^2} |t| \right].$$

При $R_{EP} = 0,8$ фм это приводит к вкладу в ρ для $t = t_c$ $\Delta \rho \approx 0,8 \cdot 10^{-2}$, что составляет 40% от $\rho = 0,02$.

Отметим, что для n - p (Λp) рассеяния в a_{np}^{em} остается лишь несингулярный вклад при высоких энергиях, равный

$$\Delta \rho_{np} = a \frac{4\pi}{3} \frac{R_n^2 E}{\sigma_{np}^{tot}},$$

где R_{En} - электрический радиус нейтрона / Λ -частицы/.

Таким образом, измерение σ_0 позволяет определить $\operatorname{Im} a^h$ и $\operatorname{Re} a^h$ в предположении, что другие амплитуды в /1/ равны нулю. Для проверки этого предположения и определения амплитуд необходимо проведение поляризационных экспериментов.

Из общего выражения для поляризации

$$\sigma_0 P_0 = 2 \operatorname{Re} c^*(a + b), \quad /9/$$

видно, что измерение P_0 в области малых углов позволяет непосредственно найти величину $\operatorname{Im}(a^h + b^h)$. Действительно, пренебрегая малыми $\approx 3 \cdot 10^{-3}$ / кулоновскими фазами /5/, имеем

$$\sigma_0 P_0 = \sigma_0^h P_0^h + \frac{2\gamma}{\sqrt{|t|}} \operatorname{Im}(a^h + b^h), \quad /10/$$

здесь $\gamma = a \left[\frac{E}{m} (\mu - 1) + 1 \right]$. /11/

Из условия унитарности S -матрицы /8/ следует:

$$\operatorname{Im} [a^h(0) + b^h(0)] = \frac{k}{4\pi} \frac{1}{2} (\sigma_0^+ + \sigma_+^+). \quad /12/$$

Таким образом, в общем случае взаимодействие магнитного момента интерферирует с триплетной частью адронной амплитуды p - p рассеяния. В n - p рассеянии то же заключение справедливо для суммы величин поляризаций протона и нейтрона под малыми углами $P_{op} + P_{on}$.

Как показывают результаты фазового анализа данных

о $p-p$ рассеянии в широкой области энергий 60-400 Мэв ^{/9/}, адронная часть спин-орбитальной амплитуды c^h чисто мнима: $Re c^h / Im c^h \ll 1$. Представляет интерес разделить адронный и электромагнитный вклады в амплитуду c . С этой точки зрения желательна статистическая обработка имеющихся данных о нуклон-нуклонном рассеянии с учетом всех электромагнитных эффектов, а также проведение новых экспериментов в области кулоновской интерференции.

Для оценки поляризации в $p-p$ рассеянии при высоких энергиях и малых t пренебрежем $Im b^h$ и вкладом $Re a^h$ и $2\gamma^2/|t|$ в σ_0 . Тогда с помощью /10/ для поляризации получим:

$$P_0(t) = \frac{2\gamma|t|^{3/2} Im a^h}{t^2 |a^h|^2 + (2\alpha E)^2} \quad /13/$$

Согласно /13/ поляризация достигает максимума при $t_p = \sqrt{3} t_c$, причем

$$P_0(t_p) = \frac{\sqrt{3}}{4} \frac{Im a^h}{|a^h|} (\mu - 1) \frac{\sqrt{|t_p|}}{m} \approx 4,5\% \quad /14/$$

Если ввести $z = \frac{t}{t_p}$, то /14/ можно переписать в виде

$$P_0(t) = P_0(t_p) \frac{4z^{3/2}}{3z^2 + 1} \quad /15/$$

Из /15/ видно, что с ростом t при $t > t_p$ $P_0(t)$ падает слабо /как $t^{-1/2}$ /.

Отклонение экспериментального значения поляризации от величины, приведенной в /14/, свидетельствовало бы о существовании спиновой зависимости адронной части амплитуды, поскольку отклонение $Im a^h / |a^h|$ от единицы, пропорциональное $-\frac{1}{2} \rho^2$, мало. В экспериментах со стационарной мишенью возникает задача измерения поляризации рассеянных протонов высокой энергии или протонов отдачи с кинетической энергией

$$T_p^0 = \frac{|t_p|}{2m} \approx 1,5 \text{ Мэв}.$$

Падение поляризации с ростом T_p происходит медленно в соответствии с /15/, куда следует подставить $z = T_p / T_p^0$.

В общем случае, как известно, матрица $p-p$ рассеяния при $t=0$ содержит три комплексные амплитуды: $a^h(0)$, $b^h(0) = e^h(0)$ и $f^h(0)$:

$$M^h = a^h(0) + b^h(0) (\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2) + [f^h(0) - b^h(0)] (\vec{\sigma}_1 \hat{k}) (\vec{\sigma}_2 \hat{k}). \quad /16/$$

Условие унитарности S -матрицы приводит ^{/8/} к тому, что

$$Im b^h(0) = \frac{k}{4\pi} \frac{1}{4} (\sigma_0^+ - \sigma_0^-) \quad /17/$$

и

$$Im [f^h(0) - b^h(0)] = \frac{k}{4\pi} \frac{1}{2} (\sigma_+^+ - \sigma_0^+), \quad /18/$$

а

$$\sigma_0^h = |a^h|^2 + 2|b^h|^2 + |f^h|^2. \quad /19/$$

Специфика встречных пучков такова, что, помимо P_0 , можно изучать лишь тензор корреляции поляризаций C_{ik} ^{/3/}, что является более сложной экспериментальной задачей.

Адронный вклад в C_{nn} при $t=0$ дается выражением

$$\sigma_0^h C_{nn}^h(0) = 2Re [b^{h*} (a^h - f^h)]. \quad /20/$$

Если $Re b^h / Im b^h \ll 1$, то измерение C_{nn}^h позволит определить $Im f^h(0)$. В свою очередь, величину $Re b^h / Im b^h$ можно найти, измерив вклад интерференции электромагнитного и сильного взаимодействия в C_{nn} , так как

$$\sigma_0 C_{nn}^{int} = \sigma_0 (C_{nn} - C_{nn}^h - C_{nn}^{em}) = \frac{4\alpha E}{|t|} Re b^h. \quad /21/$$

Ясно, что C_{nn}^{int} достигает максимума при $t = t_c$, причем

$$\frac{C_{nn}^{int}(t_c)}{C_{nn}^h(0)} = \frac{Re b^h}{Im b^h} \quad /22/$$

Вклад $C_{nn}^{em} \approx 10^{-3}$.

Выражение для адронной части $C_{\ell\ell}$ имеет вид

$$\sigma_0^h C_{\ell\ell}^h = 2Re(a^h f^{h*}) - 2|b^h|^2 \quad /23/$$

Так как, по-видимому, $Im b^h \ll Im a^h$, из сравнения с /20/ видно, что измерение $C_{\ell\ell}^h$ более чувствительно к вкладу $Im f^h$, чем C_{nn}^h .

Отношение $Re f^h / Im^{nn} f^h$ может быть найдено из величины интерференционного члена

$$\sigma_0 C_{\ell\ell}^{int} = \sigma_0 (C_{\ell\ell} - C_{\ell\ell}^h) = \frac{4aE}{|t|} Re f^h \quad /24/$$

Величина $C_{\ell\ell}^{int}$ достигает максимума при $t = t_c$ и

$$\frac{C_{\ell\ell}^{int}(t_c)}{C_{\ell\ell}^h(0)} = \frac{Re f^h}{Im f^h} \quad /25/$$

Компонента $C_{\ell m}^h(0) = 0$, так что при малых t значение $C_{\ell m}$ определяется целиком кулоновской интерференцией:

$$\sigma_0 C_{\ell m}^{int} = - \frac{2\gamma}{\sqrt{|t|}} Re(b^h - f^h)$$

и

$$\frac{C_{\ell m}^{int}(t)}{P_0(t)} = - \frac{Re(b^h - f^h)}{Im(a^h + b^h)} \quad /26/$$

В будущем не исключена возможность появления поляризованных встречных пучков. В этом случае рас-

смотренные поляризационные эксперименты существенно упрощаются и сводятся к измерению асимметрии и дифференциального сечения рассеяния при различных значениях поляризации. Все выписанные выше формулы с заменой C_{ik} на P_{ik} /3/ остаются в силе.

В заключение отметим, что для \bar{p} - p рассеяния все электромагнитные амплитуды и фазы меняют знак.

Вопрос о том, как определить предсказываемую поляризацию протонного пучка: с энергией 30 Гэв или 70-400 Гэв, остается решить экспериментаторам. Если попытаться измерить поляризацию рассеянных при $\sqrt{s} = 60$ Гэв протонов вторым рассеянием на неполяризованной ядерной мишени, встретятся трудности, связанные с малой величиной поляризующей способности при высоких энергиях. Если рассеивать поляризованный пучок протонов на поляризованной мишени с высокой степенью поляризации $P_t = 0,8$, то, как видно из выражения для дифференциального сечения рассеяния, в этом случае,

$$\sigma_{P_b P_t} = \sigma_0 (1 + \vec{P}_b \vec{P}_0(0) + \vec{P}_t \vec{P}_0(0) + \vec{C}_{nn} \vec{P}_b \vec{P}_t), \quad /27/$$

величина эффекта зависит от значения тензора корреляции поляризаций C_{nn} . Впрочем, получение информации о параметре C_{nn} при энергии протонов 30 Гэв представляет самостоятельный интерес. Не исключено, что для измерения поляризации протонов высоких энергий целесообразно осуществить сначала обменное p - n рассеяние, а затем определить поляризацию нейтронов высоких энергий по интерференционному эффекту в рассеянии нейтронов ядрами на малые углы, где P_0 велико.

В простейшем случае, когда

$$M_{np} = a^h = i \frac{\gamma_{np}}{0} \vec{\sigma}_1 \vec{n},$$

параметр $K_{nn} = D_t$, определяющий передачу поляризации от протона к нейтрону, равен нулю.

По-видимому, более осуществимой может быть попытка измерения поляризации протонов высоких энергий не в последующем упругом рассеянии, а при изу-

чении неупругих процессов с образованием тяжелых частиц в конечном состоянии.

Анализ поляризации протонов отдачи с энергией 1,5 Мэв, по-видимому, потребует в экспериментах со струйной мишенью и полупроводниковыми детекторами ^{1/2}/ дополнительного рассеяния на ядрах гелия.

Литература

1. U. Amaldi, R. Biancastelli, C. Bosio, G. Matthiae, J. V. Allaby, W. Bartel, M. M. Block, G. Connoni, A. N. Diddens, R. W. Dobinson, J. Litt, A. M. Wetherall. *Phys. Lett.*, B43, 231 (1973); S. R. Amendolia, G. Bellitini, P. L. Braccini, C. Bradaschia, R. Castaldi, V. Cavassini, C. Cerri, T. Del Prete, L. Foa, P. Giromini, P. Laurelli, A. Menzione, L. Ristori, C. Sanguinetti, M. Valdata, G. Finocchiaro, P. Grannis, D. Green, R. Mustard, R. Thun. *Phys. Lett.* (In print).
2. Ю. К. Акимов, А. И. Калинин, В. А. Никитин, В. С. Пантуев, В. А. Свиридов, А. И. Сидоров, М. Н. Хачатурян. *ЖЭТФ*, 48, 767 /1965/; Ю. К. Акимов, Л. С. Золин, А. И. Калинин, В. А. Никитин, В. С. Пантуев, Л. Роб, В. А. Свиридов, М. Н. Хачатурян. *ЯФ*, 4, 88 /1966/; G. G. Beznogikh, A. Buyak, K. I. Iovchev, L. F. Kirillova, P. K. Markov, V. A. Morozov, V. A. Nikitin, P. V. Nomokonov, M. G. Shafranov, V. A. Sviridov, Truong Bien, V. I. Zayachki, N. K. Zhidkov, L. S. Zolin, S. B. Nurshv, V. L. Solovianov. *Phys. Lett.*, 30B, 274 (1969); G. G. Beznogikh, A. Bujak, L. F. Kirillova, V. A. Morozov, V. A. Nikitin, P. V. Nomokonov, A. Sandacz, M. G. Shafranov, V. A. Sviridov, Truong Bien, V. I. Zayachki, N. K. Zhidkov, L. S. Zolin. *Phys. Lett.*, 39B, 411, (1972); V. Bartenev, A. Kuznetsov, V. Morozov, V. Nikitin, V. Pilipenko, V. Popov, L. Zolin, R. Carrigan, E. Malamud, R. Jamada, R. L. Cool, K. Goulianos, S. L. Olsen, I-Hung Chiang, A. C. Mellisinos, D. Gross. *Phys. Rev. Lett.*, 29, 1755 (1972).
3. С. М. Биленький, Л. И. Лapidус, Р. М. Рындин. *УФН*, 84, 243 /1964/.
4. A. Garren. *Phys. Rev.*, 101, 419 (1956).
5. А. И. Ахиезер, I. Ya. Померанчук. *J. Phys.*, 9, 471 (1945); И. Я. Померанчук. *Собрание научных трудов*, т. 3, стр. 141, М., "Наука", 1972.
6. H. A. Bethe. *Ann. Phys.*, 3, 190, 1958. Л. Д. Соловьев. *ЖЭТФ*, 49, 292 /1965/; M. P. Locher. *Nucl. Phys.*, B2, 525 (1967). O. B. West, D. R. Yennie. *Phys. Rev.*, 172, 1413 (1968).

7. А. П. Ванжа, Л. И. Лapidус, А. В. Тарасов. *ЯФ*, 16, 1023 /1972/.
8. S. M. Bilenky, R. M. Ryndin. *Phys. Lett.*, 6, 217 (1963); R. I. N. Phillips. *Nucl. Phys.*, 43, 413, 1963.
9. Yu. M. Kazarinov. *Rev. Mod. Phys.*, 39, 706, 1967; Б. М. Головин, А. М. Розанова. *Препринт ОИЯИ*, P-2861, Дубна, 1966; M. H. MacGregor, R. A. Arndt, R. M. Wright. *Phys. Rev.*, 169, 1128, 1968; 169, 1149, 1968; 173, 1272, 1968; 182, 1714, 1969; Л. Н. Глонти, Ю. М. Казаринов, В. С. Киселев, И. Н. Силин. *Сообщение ОИЯИ*, P1-6339, Дубна, 1972.

Рукопись поступила в издательский отдел
7 июня 1973 года.