



**Объединенный
Институт
Ядерных
Исследований
Дубна**

P2-86-190

Б.М.Головин

**ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ
ПРИ РАССЕЯНИИ ПУЧКА НУКЛОНОВ
НА ПОПЕРЕЧНО ДВИЖУЩИХСЯ НУКЛОНАХ**

Направлено в Оргкомитет III симпозиума
"Нуклон-нуклонные и адрон-ядерные взаимо-
действия при промежуточных энергиях",
Гатчина, апрель 1986 года.

1986

При упругом рассеянии нуклона на покоящемся нуклоне как в системе центра масс (с.ц.м.), так и в лабораторной системе координат (л.с.к.) сечение зависит только от нормальной к плоскости рассеяния компоненты поляризации начального пучка. В случае неполяризованного начального состояния рассеянные нуклоны оказываются поляризованными лишь по направлению той же нормали.

Иное положение возникает при рассеянии неколлинеарно движущихся нуклонов. Пусть нуклон "а" рассеивается на произвольно движущемся нуклоне "б", т.е. $N_a + N_b \rightarrow N_1 + N_2$. В этом случае в л.с.к. рассматриваемая система описывается заданием трех независимых импульсов, например, $\vec{P}_a, \vec{P}_b, \vec{P}_1$, вместо двух импульсов \vec{P}_a, \vec{P}_1 при неподвижной мишени. При некопланарности этих трех импульсов из них можно построить псевдовектор $(\vec{P}_a \times \vec{P}_b) \cdot \vec{P}_1$, что позволяет получить псевдовекторы любого направления. Это ведет к зависимости в л.с.к. сечения рассеяния от произвольно ориентированной поляризации \vec{P}_a и к возможности появления любых направлений поляризации рассеянного нуклона \vec{P}_1 . Отметим, что в с.ц.м. в этом случае, как и при неподвижной мишени, имеется лишь два независимых импульса \vec{k}_a, \vec{k}_1 ; из которых можно образовать единственный псевдовектор $\vec{n} \sim (\vec{k}_a \times \vec{k}_1)$. Отсюда видно, что обсуждаемые новые поляризационные эффекты в л.с.к. носят чисто кинематический характер.

Установим связь кинематически возникающих поляризационных эффектов в л.с.к. с поляризационными параметрами $\mathcal{M}\mathcal{M}$ -рассеяния в с.ц.м. Описывать поляризацию частиц будем в системах координат с осями $\vec{P}_a \sim \vec{P}_a, \vec{N}_a \sim (\vec{P}_a \times \vec{P}_b), \vec{S}_a \sim (\vec{N}_a \times \vec{P}_a)$ для начального состояния и $\vec{P}_1 \sim \vec{P}_1, \vec{N}_1 \sim (\vec{P}_a \times \vec{P}_1), \vec{S}_1 \sim (\vec{N}_1 \times \vec{P}_1)$ для конечного состояния. При нерелятивистских энергиях сталкивающихся частиц сечение рассеяния поляризованных нуклонов N_a на неполяризованной нуклонной мишени N_b можно записать в виде

$$I_{лск} = I_0 \{ 1 + (\vec{P}_a \hat{n}) \cdot A_n^* \}, \quad (I)$$

где I_0 - сечение рассеяния неполяризованных нуклонов в л.с.к., A_n^* - анализирующая способность $\mathcal{M}\mathcal{M}$ -рассеяния для нормальной компоненты поляризации в с.ц.м. При произвольно ориентированной поляризации началь-

ного пучка $\vec{P}_a = (\vec{S}_a \cdot \hat{S}_a) \hat{S}_a + (\vec{S}_a \cdot \hat{N}_a) \hat{N}_a + (\vec{S}_a \cdot \hat{P}_a) \hat{P}_a$ выражение (1) можно представить в виде

$$I_{\text{лск}} - I_0 = I_0 A_n^* \{ (\vec{S}_a \cdot \hat{S}_a) (\hat{S}_a \cdot \hat{n}) + (\vec{S}_a \cdot \hat{N}_a) (\hat{N}_a \cdot \hat{n}) + (\vec{S}_a \cdot \hat{P}_a) (\hat{P}_a \cdot \hat{n}) \}. \quad (2)$$

Действуя сходным образом, найдем поляризацию рассеянного нуклона \mathcal{M}_1 при неполяризованном начальном состоянии:

$$\vec{S}_1^* = \vec{P}_1^* \{ (\hat{S}_1 \cdot \hat{n}) \hat{S}_1 + (\hat{N}_1 \cdot \hat{n}) \hat{N}_1 + (\hat{P}_1 \cdot \hat{n}) \hat{P}_1 \}, \quad (3)$$

\vec{S}_1^* - поляризация при упругом $\mathcal{N}\mathcal{N}$ -рассеянии в с.ц.м.

В области релятивистских энергий приведенная картина усложняется появлением дополнительного релятивистского поворота поляризации ^{2,3/}. В этом случае в выражениях (2,3) на нормаль \hat{n} будут проектироваться вместо векторов $(\hat{S}_a, \hat{N}_a, \hat{P}_a)$, $(\hat{S}_1, \hat{N}_1, \hat{P}_1)$ новые векторы, полученные поворотом исходных вокруг осей $\hat{n}_a \sim (\vec{\beta}_c \times \vec{k}_a)$ для начального состояния и $\hat{n}_1 \sim (\vec{\beta}_c \times \vec{k}_1)$ для конечного состояния. Здесь $\vec{\beta}_c$ - скорость с.ц.м. относительно л.с.к. Углы поворотов Ω_i рассчитываются по формулам

$$\sin\left(\frac{\Omega_i}{2}\right) = \sqrt{\frac{1 + 2\gamma_c \gamma^* \gamma_i - \gamma_c^2 - (\gamma^*)^2 - \gamma_i^2}{2(\gamma_c + 1)(\gamma^* + 1)(\gamma_i + 1)}}, \quad i = a, 1;$$

$$\gamma_c = \frac{E_a + E_b}{\sqrt{S}}, \quad \gamma^* = \frac{\sqrt{S}}{2m}, \quad \gamma_i = \frac{E_i}{m}, \quad S = 2\{m^2 + (E_a E_b - \vec{P}_a \vec{P}_b)\}.$$

Операцию поворота произвольного единичного вектора \hat{e} можно представить в виде ^{1/2/}

$$R_i \hat{e} = \hat{n}_i (\hat{e} \cdot \hat{n}_i) (1 - \cos \Omega_i) + \hat{e} \cos \Omega_i + (\hat{n}_i \times \hat{e}) \sin \Omega_i, \quad i = a, 1.$$

Учет релятивистского поворота приводит к той же структуре сечения (2), но с заменой $(\hat{q} \cdot \hat{n})$ на $(R_a \hat{q} \cdot \hat{n})$, где $\hat{q} = (\hat{S}_a, \hat{N}_a, \hat{P}_a)$. Аналогично этому поляризация рассеянных нуклонов сохраняет структуру (3) с $(\hat{q}_1 \cdot \hat{n})$, замененными на $(R_1 \hat{q}_1 \cdot \hat{n})$, где $\hat{q}_1 = (\hat{S}_1, \hat{N}_1, \hat{P}_1)$.

Рассмотренные нами эффекты наиболее четко проявляются при ортогональности начальных импульсов и при вылете рассеянного нуклона в плоскости, перпендикулярной плоскости (\vec{P}_a, \vec{P}_b) . В случае коллинеарности начальных нуклонов или при компланарности импульсов $\vec{P}_a, \vec{P}_b, \vec{P}_1$ эти эффекты исчезают.

В таблице для нескольких значений энергии T_α и импульса P_α нуклона-мишени приведены величины $(R_a \hat{P}_a \cdot \hat{n}) = (I_{\text{лск}} - I_0) / I_0 A_n^* (\vec{S}_a \cdot \hat{P}_a)$, характеризующие вклад в сечение (2) при упругом pp -рассеянии слагаемого, зависящего от продольной поляризации пучка \mathcal{N}_a и отношение продольной поляризации рассеянных протонов в л.с.к. к их поляризации в с.ц.м. Все расчеты проводились при условиях $(\vec{P}_a \cdot \vec{P}_b) = 0$, $\varphi_1 = 90^\circ$,

$\Theta_1 = 20^\circ$. Угол рассеяния Θ_1 выбран таким, чтобы при всех рассмотренных условиях он был близок к углу максимальной поляризации при упругом pp -рассеянии.

Таблица

P_α , МэВ/с	50	100	150	50	100	150
T_α , МэВ	$(I_{\text{лск}} - I_0) / I_0 A_n^* (\vec{P}_a \cdot \hat{P}_a)$			$(\vec{P}_1 \cdot \vec{P}_1) / P_1^*$		
100	-0,11	-0,22	-0,32	-0,18	-0,25	-0,38
300	-0,06	-0,12	-0,18	-0,75	-0,15	-0,22
600	-0,04	-0,08	-0,12	-0,08	-0,11	-0,16

Из приведенных в таблице данных видно, что уже при импульсах нуклона-мишени, встречающихся в спектрах внутриядерного ферми-движения, указанные величины приобретают заметную и измеримую величину. Еще раз напомним, что оба эффекта - зависимость сечения рассеяния от продольной поляризации пучка и продольная поляризация рассеянных нуклонов при покоящейся мишени отсутствуют.

Автор глубоко благодарен Л.И.Липидусу за полезные обсуждения ряда затронутых в работе вопросов и М.Б.Голубевой за выполнение всех использованных в работе численных расчетов.

Литература

1. Л.М.Злотников, Н.Н.Клепиков, Л.Ш.Шехтер. ЯФ, 1966, 3, с.951-956.
2. Л.И.Липидус. ЭЧАЯ, 1984, 15, с.493-554.
3. Б.М.Головин, В.И.Никаноров, ЖЭТФ, 1971, 60, с.28-31.

Рукопись поступила в издательский отдел

1 апреля 1986 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

Д17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
Р18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
Д2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
Д9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
Д3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
Д11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
Д7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
Д2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.
Д13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
Д2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30
Д1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
Д17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/	7 р. 75 к
Д10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983	3 р. 50 к
	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984 /2 тома/	13 р. 50 к.
Д4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра, Алушта, 1985.	3 р. 75 к

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Головин Б.М.

P2-86-190

Поляризационные эффекты при рассеянии пучка нуклонов на поперечно движущихся нуклонах

Рассмотрены поляризационные эффекты кинематического происхождения при упругом рассеянии нуклона на движущемся нуклоне-мишени. Показано, что при рассеянии поляризованного пучка на неполяризованной мишени сечение рассеяния в л.с.к. зависит не только от нормальной к плоскости рассеяния компоненты поляризации пучка, как в случае неподвижной мишени, но также от ее продольной компоненты и компоненты, лежащей в плоскости рассеяния. При неполяризованном начальном состоянии поляризация нуклона, рассеянного на движущейся мишени, ориентируется не только по нормали к плоскости рассеяния, но может иметь также продольную компоненту и нормальную к его импульсу компоненту, лежащую в плоскости рассеяния.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод О.С.Виноградовой

Golovin B.M.

P2-86-190

Polarisation Effects at the Nucleon Beam
Scattering on Nucleons, Moving Transversally

Polarisation effects of kinematic origin have been considered at elastic nucleon scattering on a moving target nucleon. It is shown that at the scattering of a polarised beam on a non-polarised target the cross section of the scattering in the lab framework depends not only on the beam polarisation component which is normal to the scattering plane, as in the case with a fixed target, but also on its longitudinal component and the component in the scattering plane. In the non-polarised initial state polarisation of the nucleon scattered on a moving target is oriented not only along the normal to the scattering plane, but can also have a longitudinal component and a component which is normal to the nucleon momentum and lies in the scattering plane.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986