Письма в ЭЧАЯ. 2016. Т. 13, № 3(201). С. 461–470

ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И АТОМНОГО ЯДРА. ТЕОРИЯ

ДВОЙНОЕ ЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЕ (ПОВОРОТ СПИНА И СПИНОВЫЙ ДИХРОИЗМ) ДЕЙТРОНОВ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

В. Г. Барышевский, А. А. Ровба[1]

Институт ядерных проблем Белорусского государственного университета, Минск

Явление двойного лучепреломления (поворот спина и спиновый дихроизм) дейтронов большой энергии является макроскопическим квантовым эффектом, аналогичным известному в оптике эффекту двойного лучепреломления. В настоящее время спиновый дихроизм обнаружен экспериментально. В работе рассматривается вклад взаимодействия электрического квадрупольного момента дейтрона с электрическим полем ядра в эффект спинового дихроизма. Эффект чувствителен к поведению волновых функций основного состояния дейтрона на малых расстояниях.

The phenomenon of birefringence (spin rotation and spin dichroism) of high-energy deuterons, currently observed in experiments, is the macroscopic quantum effect similar to the birefringence effect known in optics. This paper considers the contribution coming to the spin dichroism effect from the interaction of deuteron electric quadrupole moment and nuclear electric field. The effect proves to be responsive to the behavior of deuteron ground state wave functions at a small distance.

PACS: 13.75.Cs

ВВЕДЕНИЕ

Квазиоптический эффект двулучепреломления частиц, обладающих спином $S \geqslant 1$, существование которого было предсказано в работах [1, 2], в отличие от фотонов, масса покоя которых равна нулю, существует даже в однородной изотропной среде. Эффект обусловлен внутренней анизотропией, которой обладают частицы со спином $S \geqslant 1$ (в отличие от частиц со спином 0 и 1/2).

Пусть M — магнитное квантовое число дейтрона. Тогда показатель преломления в состоянии M записывается следующим образом [1, 2]:

$$n_M^2 = 1 + \frac{4\pi\rho}{k^2} f_M(0), \quad f_M(0) = d_0 + d_1 M^2. \tag{1}$$

где n — показатель преломления; ρ — число рассеивателей в единице объема; $f(0)$ — амплитуда упругого когерентного рассеяния дейтрона на угол ноль; d_0 и d_1 — не зависящая и зависящая от спина часть амплитуды соответственно.

[1]E-mail: rouba@inp.bsu.by

Так же как и в оптике света, в квазиоптическом эффекте двулучепреломления помимо когерентного преобразования поляризации частицы (поворота вектора поляризации) возникает и эффект *спинового дихроизма* (различие в поглощении дейтронов в состояниях с $M = \pm 1$ и $M = 0$), причем эффект спинового дихроизма приводит к возникновению тензорной поляризации у первоначально *неполяризованного* дейтронного пучка, прошедшего через *неполяризованную* мишень [1–4]. Впервые эффект спинового дихроизма дейтронов был обнаружен для пучка с энергией 5–20 МэВ, проходящего через углеродные мишени [5]. Позже на нуклотроне-М ОИЯИ эффект был также обнаружен для дейтронов с импульсом 5 ГэВ/c [6, 7].

СПИНОВЫЙ ДИХРОИЗМ И ТЕНЗОРНАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ ДЕЙТРОНОВ

Эффект спинового дихроизма состоит в том, что коэффициент поглощения дейтронов в спиновом состоянии, характеризующемся магнитным квантовым числом $M = \pm 1$ (ось квантования направлена вдоль импульса дейтрона), не равен коэффициенту поглощения в состоянии с $M = 0$. Как следствие, при прохождении через мишень пучка, состоящего, например, из дейтронов в состоянии $M = \pm 1$, интенсивность пучка в мишени будет меняться следующим образом: $I_{\pm 1}(z) = I^0_{\pm 1}\,\mathrm{e}^{-\sigma_{\pm 1}\rho z}$, где $I^0_{\pm 1}$ — интенсивность пучка до мишени, $\sigma_{\pm 1}$ — полное сечение рассеяния дейтронов в состоянии с $M = \pm 1$, z — пройденный в мишени путь. При прохождении через мишень пучка дейтронов в состоянии $M = 0$ интенсивность изменяется согласно соотношению $I_0(z) = I^0_0\,\mathrm{e}^{-\sigma_0 \rho z}$, где I^0_0 — интенсивность пучка до мишени, σ_0 — полное сечение рассеяния дейтронов в состоянии с $M = 0$.

Рассмотрим прохождение неполяризованного дейтронного пучка через мишень. Неполяризованный пучок можно представить как сумму трех пучков с равными интенсивностями: $I = I^0_{-1} + I^0_0 + I^0_{+1}$, $I^0_{\pm 1} = I^0_0 = I/3$. С учетом того, что в реальном эксперименте величина $\sigma_{\pm 1,0}\rho z \ll 1$, изменение интенсивности каждого пучка в мишени представимо в виде $I_{\pm 1}(z) = I(1 - \sigma_{\pm 1}\rho z)/3$ и $I_0(z) = I(1 - \sigma_0 \rho z)/3$.

Спиновый дихроизм можно охарактеризовать величиной

$$D = \frac{I_{\pm 1}(z) - I_0(z)}{I_{\pm 1}(z) + I_0(z)} \approx (\sigma_0 - \sigma_{\pm 1})\,\rho z/2. \tag{2}$$

Из выражения для амплитуды (1) и оптической теоремы вытекает равенство $\sigma_0 - \sigma_{\pm 1} = -4\pi\,\mathrm{Im}\,(d_1)/k$, где k — волновое число дейтрона. Как следствие, выражение (2) можно записать следующим образом:

$$D \approx (\sigma_0 - \sigma_{\pm 1})\rho z/2 = -2\pi\rho z\,\mathrm{Im}\,(d_1)/k = -2\pi N_a L\,\mathrm{Im}\,(d_1)/k M_r, \tag{3}$$

где N_a — число Авогадро; L — толщина мишени в г/см^2; M_r — молярная масса вещества мишени.

Тензорная поляризация пучка определяется согласно [8] выражением $p_{zz}(z) = (I_1(z) + I_{-1}(z) - 2I_0(z))\,/\,(I_{\ 1}(z) + I_{-1}(z) + I_0(z))$. Отсюда имеем, что после прохождения в мишени пути z первоначально неполяризованный пучок $(p_{zz} = 0, I_{\pm 1} = I_0)$

приобретает тензорную поляризацию:

$$p_{zz}(z) = \frac{I_{-1}(z) + I_{+1}(z) - 2I_0(z)}{I_{-1}(z) + I_0(z) + I_{+1}(z)} \approx$$
$$\approx 2(\sigma_0 - \sigma_{\pm 1})\rho z/3 = -8\pi\rho z \operatorname{Im}(d_1)/3k = -8\pi N_a L \operatorname{Im}(d_1)/3kM_r. \quad (4)$$

Из выражений (2)–(4) вытекает связь между величиной спинового дихроизма дейтронов и величиной приобретенной тензорной поляризации: $p_{zz} \approx 4D/3$.

Отметим, что согласно [1,2] $\operatorname{Re}(d_1)$ определяет угол поворота плоскости поляризации дейтронов: $\vartheta = 2\pi N_a L \operatorname{Re}(d_1)/kM_r$.

АМПЛИТУДА УПРУГОГО КОГЕРЕНТНОГО РАССЕЯНИЯ НА УГОЛ НОЛЬ ДЕЙТРОНА НА ЛЕГКИХ ЯДРАХ

Для описания эффекта двулучепреломления необходимо определить амплитуды упругого рассеяния дейтрона $f_{\pm 1}(0)$ и $f_0(0)$ соответственно в состояниях с $M = \pm 1$ и $M = 0$. Гамильтониан $\hat{H}$, описывающий взаимодействие дейтрона с ядром, может быть записан в виде

$$\hat{H} = \hat{H}_d(\mathbf{r}_p, \mathbf{r}_n) + \hat{H}_N(\{\mathbf{x}_i\}) + V_{dN}(\mathbf{r}_p, \mathbf{r}_n, \{\mathbf{x}_i\}), \quad (5)$$

где $\hat{H}_d$ — гамильтониан дейтрона; $\mathbf{r}_p(\mathbf{r}_n)$ — координата протона (нейтрона) в составе дейтрона относительно центра ядра мишени; $\hat{H}_N$ — гамильтониан ядра; $\{\mathbf{x}_i\}$ — координаты нуклонов в составе ядра относительно центра ядра; V_{dN} — потенциал взаимодействия дейтрона с ядром, включающий в себя ядерное и кулоновское взаимодействие.

Пусть $\mathbf{R}$ — координата центра массы дейтрона, а $\mathbf{r} = (\mathbf{r}_p - \mathbf{r}_n)/2$. Тогда (5) записывается следующим образом:

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m_d}\Delta(\mathbf{R}) + \hat{H}_d(\mathbf{r}) + \hat{H}_N(\{\mathbf{x}_i\}) + V_{dN}^N(\mathbf{R}, \mathbf{r}, \{\mathbf{x}_i\}) + V_{dN}^C(\mathbf{R}, \mathbf{r}, \{\mathbf{x}_i\}), \quad (6)$$

где V_{dN}^N и V_{dN}^C — потенциалы ядерного и кулоновского взаимодействия дейтрона с ядром соответственно.

Будем рассматривать рассеяние дейтронов с энергией, превышающей энергию связи дейтрона $\varepsilon = 2{,}225$ МэВ, и используем далее импульсное приближение. В этом приближении можно пренебречь энергией связи дейтрона, т. е. пренебречь слагаемым $\hat{H}_d(\mathbf{r})$ в гамильтониане (6). В результате гамильтониан (6) преобразуется к виду [5]

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m_D}\Delta(\mathbf{R}) + V_d(\mathbf{R}, \mathbf{r}) + \hat{H}_N(\{\mathbf{x}_i\}), \quad (7)$$

где $V_d(\mathbf{R}, \mathbf{r}) = V_p(\mathbf{R}+\mathbf{r}) + V_n(\mathbf{R}-\mathbf{r}) + V_C(\mathbf{R}+\mathbf{r})$ — потенциальная энергия взаимодействия дейтрона с ядром; V_p и V_n — потенциальная энергия ядерного взаимодействия протона и нейтрона с ядром, V_C — потенциальная энергия кулоновского взаимодействия дейтрона с ядром.

Таким образом, задача определения амплитуды рассеяния преобразуется в задачу рассеяния бесструктурной частицы с массой дейтрона на ядре. В этом случае координата $\mathbf{r}$

выступает в роли параметра. Поэтому соотношение, полученное для амплитуды рассеяния, должно быть далее усреднено по этому параметру с помощью волновой функции основного состояния дейтрона. Амплитуда упругого когерентного рассеяния вперед представима в виде [9]

$$f(0) = \frac{k}{2\pi i} \int \left(e^{i\chi_D(\mathbf{b},\mathbf{r})} - 1 \right) d^2b \, |\varphi(\mathbf{r})|^2 \, d^3\mathbf{r}, \tag{8}$$

где фаза χ_D имеет вид

$$\chi_D = \chi_p + \chi_n + \chi_C = -\frac{1}{\hbar v} \int \left(V_p(\mathbf{b}, z, \mathbf{r}_\perp) + V_n(\mathbf{b}, z, \mathbf{r}_\perp) + V_C(\mathbf{b}, z, \mathbf{r}_\perp) \right) dz, \tag{9}$$

а $\mathbf{b} = \mathbf{R}_\perp$ — поперечная координата центра масс дейтрона $\mathbf{r}_\perp$ — перпендикулярная к импульсу дейтрона составляющая $\mathbf{r}$, v — скорость дейтрона. Волновая функция основного состояния $\phi(\mathbf{r})$ различна для спиновых состояний дейтрона $M = \pm 1$ и $M = 0$.

Строго говоря, фаза χ_D, записанная в виде (9), соответствует случаю, когда энергии дейтронов значительно выше потенциала взаимодействия с ядром. В рассматриваемом нами случае энергий выражение (9) для фазы справедливо во всем интервале $\mathbf{r}_\perp$ за исключением центральной области ядра. Однако, как показал соответствующий анализ, основной вклад в изучаемый эффект дает рассеяние от периферии ядра. Вклад же центральной части ядра в изучаемый эффект составляет около 20 %. Поэтому в дальнейшем, при рассмотрении спинового дихроизма будем использовать (9) для всей области ядра без дополнительных поправок. Тогда при подстановке (9) в (8) получим необходимую для описания эффекта амплитуду упругого когерентного рассеяния на угол ноль:

$$\begin{aligned} f(0) = \frac{k}{\pi} \int [& t_p(\mathbf{b}+\mathbf{r}_\perp) + t_n(\mathbf{b}-\mathbf{r}_\perp) + t_C(\mathbf{b}+\mathbf{r}_\perp) + 2it_p(\mathbf{b}+\mathbf{r}_\perp)\, t_C(\mathbf{b}+\mathbf{r}_\perp) + \\ & + 2it_n(\mathbf{b}-\mathbf{r}_\perp)\, t_C(\mathbf{b}+\mathbf{r}_\perp) + 2it_p(\mathbf{b}+\mathbf{r}_\perp)\, t_n(\mathbf{b}-\mathbf{r}_\perp) - \\ & - 4t_p(\mathbf{b}+\mathbf{r}_\perp)\, t_n(\mathbf{b}-\mathbf{r}_\perp)\, t_C(\mathbf{b}+\mathbf{r}_\perp)] |\phi(\mathbf{r})|^2 d^2b \, d^3r, \end{aligned} \tag{10}$$

где $t_{n(p)(C)} = \left(\exp\left(i\chi_{n(p)(C)}\right) - 1\right)/2i$.

Введем новые переменные $\boldsymbol{\xi} = \mathbf{b} + \mathbf{r}_\perp$ и $\boldsymbol{\eta} = \mathbf{b} - \mathbf{r}_\perp$. В рассматриваемом далее рассеянии дейтрона на легких ядрах характерный радиус дейтрона больше радиуса ядра мишени. Поэтому, для оценки эффектов, при интегрировании можно пренебречь изменением волновой функции дейтрона в области ядра и вынести ее из-под знака интегрирования. В результате для зависящей от спина части амплитуды получим

$$\begin{aligned} d_1 = {} & \frac{3i}{4\pi} \left(F_n(0) + F_p(0) \right) \int t_C(\boldsymbol{\xi}) \, \frac{w(\sqrt{\xi^2 + z_d^2})}{\xi^2 + z_d^2} \times \\ & \times \left(\sqrt{2} u \left(\sqrt{\xi^2 + z_d^2} \right) - \frac{w(\sqrt{\xi^2 + z_d^2})}{2} \right) \frac{\xi^2 - 2z_d^2}{\xi^2 + z_d^2} d^2\xi \, dz_d + \frac{3iG}{2k} F_p(0) F_n(0) - \\ & - \frac{3kG}{\pi^2} \int t_p(\boldsymbol{\xi}) \, t_n(\boldsymbol{\eta}) \, t_C(\boldsymbol{\xi}) \, d^2\xi \, d^2\eta, \end{aligned} \tag{11}$$

$$G = \int_0^\infty \frac{w(r)}{r^2} \left(\sqrt{2} u(r) - \frac{w(r)}{2} \right) dr = \frac{8\pi}{3} \int \left(|\varphi_{\pm 1}(0, z_d)|^2 - |\varphi_0(0, z_d)|^2 \right) dz_d,$$

где $F_{n(p)(C)}(0) = \dfrac{m_D}{m_{n(p)}}\, f_{n(p)(C)}(0) = \dfrac{k}{\pi} \displaystyle\int t_{n(p)(C)}(\boldsymbol{\eta})\, d^2\eta$ — амплитуда рассеяния вперед нейтрона (протона) на ядре, обусловленная ядерным (кулоновским) взаимодействием; $u(r)$ — радиальная волновая функция S — состояния дейтрона; $w(r)$ — радиальная волновая функция D — состояния дейтрона.

В выражении (11) первое слагаемое в d_1 описывает вклад интерференции сильного взаимодействия нейтрона и кулоновского взаимодействия протона с ядром углерода, второе слагаемое — сильного взаимодействия нейтрона и протона с ядром углерода, третье слагаемые — сильного взаимодействия нейтрона и протона, а также кулоновского взаимодействия протона с ядром углерода.

Более подробно влияние интерференции кулоновского и ядерного взаимодействий на величину эффекта двойного лучепреломления рассмотрено в работе [10]. Отметим лишь, что для дейтронов с энергией 5–20 МэВ, проходящих через углеродную мишень, данная интерференция приводит к изменению знака спинового дихроизма и направления поворота вектора поляризации пучка. Подобное поведение спинового дихроизма наблюдалось в экспериментах по обнаружению данного эффекта в области энергий 5–20 МэВ [5].

Обратим внимание на два момента, которые далее будут исследованы более детально. Во-первых, выражение (11) содержит только вклады от взаимного перерассеяния нуклонов дейтрона на ядре [11], так как усреднение однократного рассеяния нуклонов на ядре по функции $|\phi_{\pm 1}(\mathbf{r})|^2 - |\phi_0(\mathbf{r})|^2$ дает ноль. Вследствие наличия D-волны в волновой функции основного состояния дейтрона распределение заряда в дейтроне не является сферически-симметричным, что обуславливает наличие у него квадрупольного электрического момента. Более того, распределение заряда отличается для дейтрона в состоянии с $M = \pm 1$ и $M = 0$. В результате данной асимметрии можно ожидать, что амплитуда рассеяния дейтрона на кулоновском потенциале различна для дейтронов в состоянии с $M = \pm 1$ и $M = 0$, что могло бы привести к дополнительному по сравнению с сильным взаимодействием вкладу в эффект спинового дихроизма. Во-вторых, как видно из (11), в рассматриваемой модели эффект двулучепреломления дейтронов зависит от параметра G. Данный параметр зависит от расстояния между нуклонами дейтрона как r^{-2}, что обуславливает чувствительность параметра G и, как следствие, эффекта двулучепреломления к волновой функции основного состояния дейтрона на малых растояниях. Однако именно эта область вызывает проблемы для теоретического описания дейтрона [12, 13].

ВКЛАД ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО КВАДРУПОЛЬНОГО МОМЕНТА ДЕЙТРОНА С ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ ЯДРА В ЭФФЕКТ СПИНОВОГО ДИХРОИЗМА

Согласно выражению (11) амплитуду кулоновского рассеяния дейтрона на ядре на угол ноль можно записать в виде

$$f^C(0) = \frac{k}{2\pi i} \int \left(\exp\left(-\frac{i}{\hbar v} \int V_C(\mathbf{R} + \mathbf{r})\, dz \right) - 1 \right) d^2 b\, |\phi\,(\mathbf{r})|^2\, d^3 r. \qquad (12)$$

При медленном изменении кулоновского потенциала ядра в окрестности $\mathbf{R}$ потенциал можно разложить в ряд Тейлора [14]:

$$\Phi(\mathbf{R}+\mathbf{r}) \simeq \Phi(\mathbf{R}) - \mathbf{r}\mathbf{E}\,(\mathbf{R}) - \frac{1}{6}\sum\sum Q_{ij}\frac{\partial^2\Phi}{\partial R_i\,\partial R_j}\,(\mathbf{R}) = \\ = \Phi_C(\mathbf{R}) + \Phi_D(\mathbf{R},\mathbf{r}) + \Phi_T(\mathbf{R},\mathbf{r}), \quad (13)$$

где $E(\mathbf{R})$ — напряженность электрического поля в точке $\mathbf{R}$; $Q_{ij} = (3r_ir_j - r^2\delta_{ij})$; $\Phi_C(\mathbf{R},\mathbf{r})$, $\Phi_D(\mathbf{R},\mathbf{r})$, $\Phi_T(\mathbf{R},\mathbf{r})$ — потенциал центрального, дипольного и тензорного взаимодействия ядра с протоном дейтрона.

Вследствие короткодействия потенциалов дипольного и тензорного взаимодействия по сравнению с центральным потенциалом, а также с учетом того, что $\left|-\frac{iZ_d}{\hbar v}\int\left(\Phi_D(\mathbf{R},\mathbf{r})+\Phi_T(\mathbf{R},\mathbf{r})\right)dz\right| \ll 1$ (Z_d — заряд дейтрона, выраженный в зарядах протона), формулу (12) можно записать в следующем виде:

$$f^C(0) \simeq \frac{k}{2\pi i}\int\left[\exp\left(-\frac{iZ_d}{\hbar v}\int\Phi_C(b,z)\,dz\right)\times\right. \\ \left.\times\left(1-\frac{iZ_d}{\hbar v}\int\left(\Phi_D(\mathbf{R},\mathbf{r})+\Phi_T(\mathbf{R},\mathbf{r})\right)|\phi\,(\mathbf{r})|^2\,d^3r\,dz\right)-1\right]d^2b = \\ = \frac{k}{2\pi i}\int\left[\exp\left(-\frac{iZ_d}{\hbar v}\int\Phi_C(b,z)\,dz\right)\left(1-\frac{i}{\hbar v}\int\left(V_D(\mathbf{R})+V_T(\mathbf{R})\right)dz\right)-1\right]d^2b, \quad (14)$$

где $V_D(\mathbf{R}) = \int Z_d\,\mathbf{r}\mathbf{E}\,(\mathbf{R})\,|\phi\,(\mathbf{r})|^2 d^3r = \mathbf{l}_d\mathbf{E}\,(\mathbf{R})$ — энергия кулоновского взаимодействия ядра с ЭДМ дейтрона $\mathbf{l}_d$ (в силу того, что верхняя оценка величины ЭДМ дейтрона составляет порядка 10^{-24} $e\cdot$фм [15], далее будем пренебрегать данным взаимодействием); $V_T(\mathbf{R}) = \frac{1}{6}\int Z_d|\phi\,(\mathbf{r})|^2\sum\limits_i\sum\limits_j Q_{ij}\frac{\partial^2\Phi}{\partial R_i\,\partial R_j}\,(\mathbf{R})\,d^3r$ — вклад в энергию кулоновского взаимодействия, обусловленный несферическим распределением заряда в дейтроне. В результате для амплитуды получим

$$f^C(0) \simeq \frac{k}{2\pi i}\int\left[\exp\left(-\frac{iZ_d}{\hbar v}\int\Phi_C(b,z)\,dz\right)\left(1-\frac{i}{6\hbar v}\int Q_{ii}^d\frac{\partial^2\Phi}{\partial R_i\,\partial R_i}\,(\mathbf{R})\,dz\right)-1\right]d^2b, \quad (15)$$

где $Q_{ii}^d = \int Z_dQ_{ii}|\phi\,(\mathbf{r})|^2\,d^3r$, а по повторяющимся индексам производится суммирование.

При получении (15) было учтено, что плотность распределения заряда в дейтроне (плотность вероятности нахождения протона в точке $\mathbf{r}$) задается квадратом модуля волновой функции дейтрона в основном состоянии, вследствие чего после усреднения по ней величины $Q_{ij\neq i}^d = 0$.

В силу того, что $\sum\limits_i Q_{ii}^d = 0$, а плотность распределения заряда аксиально-симметричная, получим, что $Q_{xx}^d = Q_{yy}^d = -\frac{1}{2}Q_{zz}^d$. В связи с тем, что плотности распределения заряда $|\phi_{\pm1}\,(\mathbf{r})|^2$ и $|\phi_0\,(\mathbf{r})|^2$ для дейтрона соответственно в состоянии с $M = \pm1$ и $M = 0$ различны, различными будут и компоненты тензора Q_{ii}^d для дейтрона в различных состояниях: $Q_{ii}^{\pm1} = \int|\phi_{\pm1}\,(\mathbf{r})|^2 Q_{ii}\,d^3r$ и $Q_{ii}^0 = \int|\phi_0\,(\mathbf{r})|^2 Q_{ii}\,d^3r$. Как известно, квадрупольный момент дейтрона определяется как среднее значение составляющей тензора Q_{zz} в состоянии с $M = J$ (J — полный момент дейтрона) [16]: $Q_{zz}^{+1} = \int |\phi_{+1}(\mathbf{r})|^2 Q_{zz}\, d^3r = Q_{zz}^{\pm 1} =$ 0,29 фм^2 [13]. Для дейтрона в состоянии с $M = 0$ $Q_{zz}^{0} = -2Q_{zz}^{\pm 1}$. В результате для зависящей от спина части амплитуды рассеяния вперед получим

$$d_1^C(0) \simeq -\frac{kQ_{ii}^d}{4\pi\hbar^2} \exp\left(-\frac{iZ_d}{\hbar v}\int\limits_{-\infty}^{\infty} \Phi_C(0,z)\,dz\right) \int \frac{\partial^2\Phi}{\partial R_i\,\partial R_i}(\mathbf{R})\,d^3R. \tag{16}$$

Для дальнейшего рассмотрения воспользуемся экранированным кулоновским потенциалом $\Phi(R) = \dfrac{C \cdot Z_N}{R}\,\mathrm{e}^{-\eta R}$, где $C \sim 1{,}4$ МэВ $\cdot$ фм; $\eta = \dfrac{\sqrt[3]{Z_N}}{5{,}3 \cdot 10^4}$ фм$^{-1}$ — параметр экранировки; Z_N — заряд ядра, выраженный в зарядах протона. В области действия тензорных сил экранировкой потенциала будем пренебрегать. Подставив потенциал в (16), получим

$$d_1^C(0) \simeq -\frac{3kCQ_{zz}^{+1}}{4\hbar^2} \exp\left(-\frac{iZ_d}{\hbar v}\int\limits_{-\infty}^{\infty} \Phi_C(z)\,dz\right) \int Z_N\left(\frac{3z^2}{R^5} - \frac{1}{R^3}\right) d^2b\,dz. \tag{17}$$

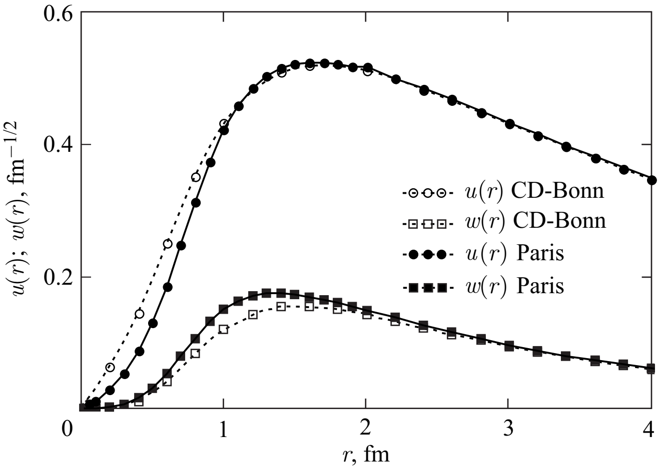
Если рассматривать потенциал $\Phi(R)$ как потенциал точечной частицы, то интеграл по объему в (17) будет равен нулю. Реальное же ядро имеет конечный размер, и в области малых расстояний необходимо учитывать влияние распределения заряда ядра на его потенциал. В качестве примера рассмотрим ядро углерода. Пусть заряд распределен в ядре равномерно в интервале $R = 0{-}3$ фм. В результате для этой области $Q_{ii}^d \dfrac{\partial^2\Phi}{\partial R_i\,\partial R_i}(\mathbf{R}) \sim Q_{ii}^d \dfrac{\partial^2}{\partial R_i\,\partial R_i} R^2 \sim Q_{xx}^d + Q_{yy}^d + Q_{zz}^d = 0$, т. е. амплитуда (16) будет определяться областью пространства вне ядра ($R > 3$ фм). Полученное значение мнимой части амплитуды упругого когерентного рассеяния на угол ноль для дейтрона с энергией 20 МэВ составляет $\sim -0{,}06$ фм. Применив оптическую теорему, получим $\sigma_{\pm 1} - \sigma_0 \approx -5$ мб. Для углеродной мишени толщиной 0,1 г/см^2 величина приобретенной тензорной поляризации составляет $\sim 10^{-5}$, что на три порядка меньше вкладов, обусловленных ядерным и интерференцией ядерного и кулоновского взаимодействий [10]. Для тяжелых ядер вклад возрастает.

ВЛИЯНИЕ ПОВЕДЕНИЯ ВОЛНОВЫХ ФУНКЦИЙ ОСНОВНОГО СОСТОЯНИЯ ДЕЙТРОНА НА МАЛЫХ РАССТОЯНИЯХ НА ВЕЛИЧИНУ ЭФФЕКТА ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЯ ДЕЙТРОНОВ

В настоящее время существует множество моделей, описывающих потенциал ядерного нуклон-нуклонного взаимодействия, на основе которых можно построить волновые функции основного состояния дейтрона. Полученные на основе различных моделей волновые функции ведут себя одинаково на расстояниях больше 2–2,5 фм [12,13]. Однако на малых расстояниях различные модели дают различное поведение волновых функций. Эффект двулучепреломления дейтронов, в частности спиновый дихроизм дейтронов, чувствителен к поведению волновых функций дейтрона на малых расстояниях, что позволяет использовать этот эффект для проверки различных моделей потенциалов нуклон-нуклонного взаимодействия.

Из выражения (11) видно, что разница амплитуд рассеяния вперед дейтрона в различных спиновых состояниях, а вместе с ней и величина спинового дихроизма дейтронов и тензорной поляризации зависит от функции $\left(2\sqrt{2}u(r)w(r) - w(r)^2\right) r^{-2}$. На малых расстояниях, где параметр r^{-2} принимает большие значения, величина приведенной функции чувствительна к значениям радиальных функций $u(r)$ и $w(r)$.

На основе выражений (4) и (11) можно определить величину тензорной поляризации (спинового дихроизма) дейтронов для волновых функций основного состояния дейтрона, полученных в различных моделях нуклон-нуклонного взаимодействия. Для сравнения были рассмотрены радиальные функции, полученные на основе CD-боннского [13] и парижского [17] потенциалов взаимодействия (рисунок).



Волновые функции основного состояния дейтрона, полученные при использовании CD-боннского и парижского потенциалов нуклон-нуклонного взаимодействия

Как видно из рисунка, модели дают различное поведение радиальных функций дейтрона на расстояниях менее 2,5 фм. Вычислим тензорную поляризацию дейтронного пучка с применением этих радиальных функций. Произведем оценку для дейтронов с энергией 1,6 ГэВ (импульс порядка 3 ГэВ/c). Для данной энергиии можно пренебречь влиянием кулоновского взаимодействия. Для оценки, в качестве потенциала сильного нуклон-ядерного взаимодействия, используем оптический потенциал Вудса–Саксона для нуклонов с энергией 796 МэВ [18]:

$$V_n(R) = V_p(R) = \frac{8{,}1\ \text{МэВ} - i \cdot 61{,}41\ \text{МэВ}}{1 + \exp\left((r - 2{,}27\ \text{фм})\,/0{,}4587\ \text{фм}\right)}. \tag{18}$$

Численный расчет показывает, что разница сечений $\sigma_{\pm 1} - \sigma_0$ для дейтронов с энергией порядка 1,6 ГэВ для радиальных волновых функций дейтрона в CD-боннской модели составляет 8,8 мб. Для парижской модели аналогичный расчет дает значение 9,2 мб. Величина тензорной поляризации дейтронного пучка, прошедшего через неполяризованную углеродную мишень толщиной 150 г/см^2, в первом случае составляет $4{,}4 \cdot 10^{-2}$, а во втором случае — $4{,}6 \cdot 10^{-2}$, т. е. разница в величине эффекта составляет порядка 5 %. Таким образом, используя эффект спинового дихроизма дейтронов, можно экспериментально сравнивать поведение волновых функций основного состояния дейтрона на малых расстояниях, предсказываемых различными моделями нуклон-нуклонного взаимодействия при условии получения высокого значения спинового дихроизма (толстые мишени, внутренняя мишень в накопительном кольце).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ эффекта двойного лучепреломления дейтронов в эйкональном приближении показывает, что в области энергий 20 МэВ, в которой проводились первые эксперименты по обнаружению эффекта спинового дихроизма дейтронов [5], вклад от взаимодействия электрического квадрупольного момента дейтрона с электрическим полем ядра заметно меньше вкладов, обусловленных ядерным и интерференцией ядерного и кулоновского взаимодействий [10].

Вследствие высокой чувствительности эффекта двойного лучепреломления дейтронов к поведению волновых функций основного состояния дейтрона на малых расстояниях данный эффект можно использовать для экспериментальной проверки моделей нуклон-нуклонного взаимодействия, дающих наибольшее расхождение именно в области малых расстояний.

Таким образом, явление двойного лучепреломления дейтронов предоставляет дополнительную возможность изучения трехчастичных взаимодействий. Особенно перспективными в этом направлении видятся эксперименты на высокоэнергетичных ускорителях (NICA (нуклотрон-М), COSY, GSI) с использованием внутренних мишеней, а также толстых мишеней на выведенном пучке. К примеру, в экспериментах [6, 7] на нуклотроне-М с выведенным пучком дейтронов с импульсом 5 ГэВ/c были получены значения спинового дихроизма порядка 0,15.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Baryshevsky V. G.* Birefringence of Particles (Nuclei, Atoms) of Spin $S \geqslant 1$ in Matter // Phys. Lett. A. 1992. V. 171, Nos. 5–6. P. 431–434.
2. *Baryshevsky V. G.* Spin Oscillations of High-Energy Particles (Nuclei) Passing through Matter and the Possibility of Measuring the Spin-Dependent Part of the Amplitude of Zero-Angle Elastic Coherent Scattering // J. Phys. G. 1993. V. 19, No. 2. P. 273–282.
3. *Baryshevsky V. G.* High-Energy Nuclear Optics of Polarized Particles. World Press, 2012. 640 p.
4. *Барышевский В. Г.* Ядерная оптика поляризованных сред. М.: Энергоатомиздат, 1995. 320 с.
5. *Seyfarth H. et al.* Production of a Beam of Tensor-Polarized Deuterons Using a Carbon Target // Phys. Rev. Lett. 2010. V. 104. P. 222501.
6. *Azhgirey L. S. et al.* Observation of Tensor Polarization of Deuteron Beam Traveling through Matter // Phys. Part. Nucl. Lett. 2008. V. 5, No. 5. P. 432–436.
7. *Azhgirey L. S. et al.* Measurement of Tensor Polarization of a Deuteron Beam Passing through Matter // Phys. Part. Nucl. Lett. 2010. V. 7, No. 1. P. 27–32.
8. *Ohlsen Gerald G.* Polarization Transfer and Spin Correlation Experiments in Nuclear Physics // Rep. Prog. Phys. 1972. V. 35. P.717–801.

9. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теоретическая физика: В 10 т. М.: Физматлит, 2001–2005. Т. 3.
10. *Baryshevsky V., Rouba A.* Influence of Coulomb-Nuclear Interference on the Deuteron Spin Dichroism Phenomenon in a Carbon Target in the Energy Interval 5–20 MeV // Phys. Lett. B. 2010. V. 683, Nos. 2–3. P. 229–234.
11. *Барышевский В. Г., Ровба А. А.* Двулучепреломление и спиновый дихроизм дейтронов в нуклонной мишени в области энергий 5–20 МэВ // Весцi НАН Беларусi. Сер. фiзiка-матэм. навук. 2008. Вып. 1. С. 67–73.
12. *Платонова М. Н., Кукулин В. И.* Описание спин-зависящих наблюдаемых в упругом pd-рассеянии на основе обобщенной дифракционной модели // ЯФ. 2010. Т. 73, № 1. С. 90–110.
13. *Machleidt R.* High-Precision, Charge-Dependent Bonn Nucleon–Nucleon Potential // Phys. Rev. C. 2001. V. 63. 024001.
14. *Джексон Дж.* Классическая электродинамика. М.: Мир, 1965. 703 с.
15. *Gotta D. et al.* Towards a Facility at COSY to Measure Permanent Electric Dipole Moments // Phys. Procedia. 2011. V. 17. P. 77–82.
16. *Ситенко А. Г., Тартаковский В. К.* Лекции по теории ядра. М.: Атомиздат, 1972. 352 с.
17. *Lacombe M. et al.* Parameterization of the Deuteron Wave Function of the Paris NN Potential // Phys. Lett. B. 1981. V. 101, No. 3. P. 139–140.
18. *Faldt G., Ingemarsson A.* Elastic Proton–Nucleus Scattering at 800 MeV: A Comparison between the Optical Model and the Glauber Model // J. Phys.: Nucl. Phys. G. 1983. V. 9, No. 3. P. 261–275.

Получено 10 декабря 2015 г.