ЯФ, 1966, т. 4, №1, с. 72-74.
31/VIII-65

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

2290

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

В.Г. Барышевский

ЕСТЕСТВЕННОЕ ВРАЩЕНИЕ НАПРАВЛЕНИЯ СПИНА НЕЙТРОНОВ

1965

2290

В.Г. Барышевский

ЕСТЕСТВЕННОЕ ВРАЩЕНИЕ НАПРАВЛЕНИЯ СПИНА НЕЙТРОНОВ

Направлено в "Ядерную физику"

Как известно, естественное вращение плоскости поляризации света при прохождении через оптически активную среду связано с тем, что состояния с правой и левой круговыми поляризациями обладают в такой среде разными показателями преломления. Это различие является следствием того обстоятельства, что амплитуда упругого рассеяния вперед на молекулах определенного класса симметрии [1] (например, винтовой) для фотона с правой круговой поляризацией отличается от такой же амплитуды для фотона с левой круговой поляризацией.

Оказывается, что в такой среде различными показателями преломления обладают также нейтроны, поляризованные против импульса и по импульсу. Это приводит к тому же явлению, что и в случае прохождения света: вектор поляризации нейтронов, составляющий некоторый угол с направлением движения, поворачивается пропорционально пройденному пути. Рассматриваемое вращение обязано своим происхождением асимметрии молекулы и существованию спинорбитального взаимодействия нейтронов с ядрами.

Пусть нейтрон рассеивается на молекуле с бесспиновыми ядрами. Оператор взаимодействия можно записать в виде

$$V = \sum_{i=1}^{N} U_i(|\vec{r}-\vec{r}_i|) + \sum_{i=1}^{N} V_i\,(|\vec{r}-\vec{r}_i|)(\vec{\sigma}[(\vec{r}-\vec{r}_i)\times\vec{\nabla}_{\vec{r}-\vec{r}_i}]) = W_1 + W_2\,, \qquad (1)$$

где $U_i(|\vec{r}-\vec{r}_i|)$ – энергия центрального взаимодействия нейтрона с ядром, расположенным в точке $\vec{r}_i$; $\vec{\sigma}$ – оператор спина нейтрона, $\vec{r}$ – радиус-вектор нейтрона, N – число ядер в молекуле; второй член описывает спин- орбитальное взаимодействие нейтрона с ядрами молекулы.

Матрица рассеяния из состояния "a" в состояние в " b " T_{ba} дается выражением [2]

$$T_{ba} = \langle \Phi_b | W_1 + W_2 | \Psi_a^{+} \rangle = \langle \phi_b^{-} | W_1 | \Psi_a^{+} \rangle + \langle \Phi_b | W_2 | \phi_a^{+} \rangle\,, \qquad (2)$$

$$\Psi_a^{+} = \Phi_a + (E_a - H_0 + i\eta)^{-1}(W_1 + W_2)\Psi_a^{+}\,, \qquad (3)$$

$$\phi_a^+ = \Phi_a + (E_a - H_0 + i\eta)^{-1} W_2 \phi^+ , \qquad (4)$$

где Φ_a и Φ_b – волновые функции начального и конечного состояний соответственно, H_0 – гамильтониан невзаимодействующих нейтрона и молекулы.

Волновые функции Φ_a и Φ_b являются собственными функциями оператора H_0 и могут быть представлены в виде

$$\Phi_a = e^{i\vec{k}_a\vec{r}}\,\phi_a(\vec{r}_1 \dots \vec{r}_N), \qquad (5)$$

$$\Phi_b = e^{i\vec{k}_b\vec{r}}\,\phi_b(\vec{r}_1 \dots \vec{r}_N),$$

где ϕ_a и ϕ_b – волновые функции молекулы. Второй член в выражении (2) описывает рассеяние нейтронов только за счет наличия спин-орбитального взаимодействия.

В связи с тем, что в процессе рассеяния на центральном потенциале спиновое состояние нейтрона не изменяется, желаемый эффект может появиться или вследствие интерференции волн, рассеянных за счет центрального взаимодействия и спин-орбитального взаимодействия, или же вследствие рассеяния только на спин-орбитальном потенциале.

Известно, что при рассеянии на одном ядре спин-орбитальное взаимодействие не дает вклада в амплитуду упругого рассеяния вперед. Отсюда ясно, что указанный выше эффект может возникнуть только вследствие перерассеяния нейтронной волны на разных ядрах молекулы. Вследствие того, что вклад n -кратного рассеяния в $(\frac{a}{R})^{n-1}$ раз меньше вклада однократного (a –амплитуда рассеяния на ядре, R – расстояние между ядрами, $a \ll R$), достаточно рассмотреть первое неисчезающее приближение по многократному рассеянию на молекуле. Можно показать, что в первом члене (2) отличный от нуля вклад появляется только после двух и более перерассеяний, и мы не будем его здесь рассматривать.

Во втором члене отличный от нуля эффект появляется уже после первого перерассеяния. Для вычисления второго члена воспользуемся теорией возмущений. Условие ее применимости состоит в выполнении неравенства /3/ $\overline{W_2} \ll \frac{h^2}{\mu d^2}$, где $\overline{W_2}$ – средняя энергия спин-орбитального взаимодействия, d – радиус взаимодействия. Это неравенство всегда выполняется для достаточно медленных нейтронов ($k_a \ll 10^{13}$ см$^{-1}$) вследствие того, что $\overline{W_2}$ стремится к нулю при k_a стремящемся к нулю.

Матрица упругого рассеяния за счет спин-орбитального взаимодействия с учетом членов второго порядка по W_2 имеет вид

$$\langle\Phi_a|W_2|\phi_a^+\rangle \approx \langle\Phi_a|W_2|\Phi_a\rangle + \langle\Phi_a|W_2 \frac{1}{(E_a - H_0 + i\eta)} W_2|\Phi_a\rangle + \dots \qquad (6)$$

При рассеянии вперед первый член (6), как уже было сказано, равен нулю. Рассмотрим второй член

$$G \equiv \langle\Phi_a|W_2 \frac{1}{E_a - H_0 + i\eta} W_2|\Phi_a\rangle = \sum_n \frac{\langle\Phi_a|W_2|\Phi_n\rangle\langle\Phi_n|W_2|\Phi_a\rangle}{E_a - E_n + i\eta} \qquad (7)$$

где суммирование производится по всем собственным функциям оператора H_0 .

Выражение (7) может быть записано в явной форме следующим образом:

$$G = \sum_n (E_a - E_n + i\eta)^{-1} \int\int \phi_0^*(\vec{r}_1 \dots \vec{r}_N) e^{-i\vec{k}_a\vec{r}} \Big(\sum_i V_i(|\vec{r} - \vec{r}_i|)\vec{\sigma}[(\vec{r} - \vec{r}_i)\times\vec{\nabla}_{\vec{r}-\vec{r}_i}]\Big) \times \qquad (8)$$

$$\times \phi_n(\vec{r}_1 \dots \vec{r}_N) e^{i\vec{k}_n\vec{r}} e^{-i\vec{k}_n\vec{\rho}} \phi_n^*(\vec{\rho}_1 \dots \vec{\rho}_N)\Big(\sum_j V_j(|\vec{\rho} - \vec{\rho}_j|)\vec{\sigma}[(\vec{\rho} - \vec{\rho}_j)\times\vec{\nabla}_{\vec{\rho}-\vec{\rho}_j}]\Big)\phi_0(\vec{\rho}_1 \dots \vec{\rho}_N) e^{i\vec{k}_a\vec{\rho}} d^3r\, d^3\rho\, d^3r_1 \dots d^3\rho_N ,$$

где $k_n^2 = \frac{2\mu}{h^2}(\epsilon_a - \epsilon_n + \frac{h^2 k_a^2}{2\mu})$, μ – масса нейтрона, k_a – начальный импульс нейтрона, ϵ_a – начальная энергия молекулы, ϵ_n – энергия молекулы в состоянии n .

Довольно громоздкий расчет показывает, что G можно записать в виде

$$G = A - i\frac{\mu}{2\pi h^2}\sum_{nij} \int\dots\int \phi_a^*(\vec{r}_1 \dots \vec{r}_N) e^{-i\vec{k}_a\vec{R}} e^{-i\vec{k}_a\vec{r}_i} V_i(R)(\vec{\sigma}\vec{\xi})\{[\vec{R}\times\vec{\nabla}_{r_i}\phi_n(\vec{r}_1 \dots \vec{r}_N)]\vec{\nabla}_{\vec{\rho}_j}\phi_a(\vec{\rho}_1 \dots \vec{\rho}_N)\} \times$$

$$\times V_j(\xi)\frac{e^{ik_n|\vec{R} + \vec{r}_i - \vec{\xi} - \vec{\rho}_j|}}{|\vec{r}_i + \vec{R} - \vec{\xi} - \vec{\rho}_j|} \phi_n^*(\vec{\rho}_1 \dots \vec{\rho}_N) e^{i\vec{k}_a\vec{\xi}} e^{i\vec{k}_a\vec{\rho}_j} d^3R\, d^3\xi\, d^3r_1 \dots d^3\rho_N , \qquad (9)$$

где A – совокупность членов, которые не приводят к различию амплитуд.

Пусть теперь нейтроны проходят через газ или жидкость. В этом случае молекулы хаотически ориентированы относительно направления падения нейтронов и выражение (9) необходимо усреднить по углам, что дает

$$\langle G\rangle_{\mp} = \langle A\rangle \mp \frac{2\mu}{h^2}\sum_{nij} \int\dots\int \phi_a^*(\vec{r}_1 \dots \vec{r}_N) V_i(R)\Big(\vec{\xi}\cdot\frac{\vec{\xi} + \vec{\rho}_j - \vec{r}_i - \vec{R}}{|\vec{\xi} + \vec{\rho}_j - \vec{r}_i - \vec{R}|}\Big) \times$$

$$\times \Big([\vec{R}\times\vec{\nabla}_{r_i}\phi_n(\vec{r}_1 \dots \vec{r}_N)]\vec{\nabla}_{\rho_j}\phi_a(\vec{\rho}_1 \dots \vec{\rho}_N)\Big)V_j(\xi)\Big(\frac{\cos k_a|\vec{\xi} + \vec{\rho}_j - \vec{r}_i - \vec{R}|}{k_a(\vec{\xi} + \vec{\rho}_j - \vec{r}_i - \vec{R}|} - \frac{\sin k_a|\vec{\xi} + \vec{\rho}_j - \vec{r}_i - \vec{R}|}{k_a^2(\vec{\xi} + \vec{\rho}_j - \vec{r}_i - \vec{R}|}\Big) \times \qquad (10)$$

$$\times \frac{i\, e^{ik_n|\vec{\xi} + \vec{\rho}_j - \vec{r}_i - \vec{R}|}}{|\xi + \vec{\rho}_j - \vec{r}_i - \vec{R}|} \phi_n^*(\vec{\rho}_1 \dots \vec{\rho}_N) d^3R\, d^3\xi\, d^3r_1 \dots d^3\rho_N = \langle A\rangle \mp P ,$$

где знак минус относится к нейтрону со спином по импульсу, знак плюс – к нейтрону со спином против импульса.

Если учесть короткодействующий характер ядерных сил, то при условии $k_a R \ll 1$ выражение (10) может быть представлено в виде

$$\langle G\rangle = \langle A\rangle + B(\vec{\sigma}\vec{k}_a), \qquad (11)$$

где псевдоскаляр

$$B = -\frac{\mu}{2\pi\hbar^2}\sum_{nij}\tilde{\tilde{V}}_i\tilde{\tilde{V}}_j\iint\phi_n(\vec{r}_1\ldots\vec{r}_N)\phi_n(\vec{\rho}_1\ldots\vec{\rho}_N)\frac{e^{ik_n|\vec{r}_i-\vec{\rho}_j|}}{|\vec{r}_i-\vec{\rho}_j|}\times$$

$$\times\{(\vec{r}_i-\vec{\rho}_j)[\vec{\nabla}_{r_i}\phi_a(\vec{r}_1\ldots\vec{r}_N)\times\vec{\nabla}_{\rho_j}\phi_a(\vec{\rho}_1\ldots\vec{\rho}_N)\}d^3r_1\ldots d^3\rho_N\,,$$

$$\tilde{\tilde{V}}_i = \frac{1}{k_a}\frac{\partial}{\partial k_a}\int V_i(R)\,e^{i\vec{k}_a\vec{R}}\,d^3R\,.$$

Из (10) следует, что разность амплитуд рассеяния нейтронов со спином по и против импульса

$$\Delta f = -\frac{\mu}{2\pi\hbar^2}\{\langle G\rangle_- - \langle G\rangle_+\} = \frac{\mu}{\pi\hbar^2}P\,. \qquad (12)$$

Наличие отличной от нуля разности амплитуд рассеяния Δf приводит, так же как и в случае прохождения нейтронов через поляризованную ядерную мишень /4/, к появлению вращения направления спина нейтрона.

Известно, что в случае молекул, обладающих центром или плоскостью симметрии, естественное вращение света отсутствует. Нетрудно показать, что в этом случае равно нулю и выражение (12), т.е. отсутствует также и естественное вращение спина нейтронов. Так же как и в случае естественного вращения света /1/, в выражении для Δf существенно суммирование по промежуточным состояниям. Если промежуточные состояния не учитывать, то Δf равно нулю.

Оценки показывают, что для тепловых нейтронов $\Delta f \approx 10^{-22}$ см, откуда пространственный период вращения спина нейтрона имеет величину порядка $\ell \approx 10^{8}$ см.

Автор приносит свою глубокую благодарность М.И. Подгорецкому за постановку вопроса и ценные обсуждения, а также С.С. Герштейну и В.Л. Любошицу за интересные дискуссии.

Литература

1. М.В. Волькенштейн. Молекулярная оптика. Гостехиздат, 1951.
2. А.С. Давыдов. Теория атомного ядра. Физматгиз, 1958.
3. Л.Д. Ландау и Е.М. Лившиц. Квантовая механика. Физматгиз, 1962.
4. В.Г. Барышевский, М.И. Подгорецкий. ЖЭТФ, 47, 1050 1964.

Рукопись поступила в издательский отдел
21 июля 1965 г.