

УДК 539 17.01

ВЛИЯНИЕ ВНУТРИЯДЕРНОГО ДВИЖЕНИЯ НУКЛОНОВ НА ЭФФЕКТ ЗАТЕНЕНИЯ ФОТОПОГЛОЩЕНИЯ В ОБЛАСТИ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЭНЕРГИЙ

В. П. Заварзина, А. В. Степанов

Показано, что фермиевское движение нуклонов (кинематический эффект) приводит к сдвигу полюса в пропагаторе векторного мезона в ядерном веществе такого же порядка величины, как и изменение массы этого мезона вследствие его взаимодействия с нуклонами ядра (динамический эффект).

В течение нескольких последних десятилетий интенсивно исследовалась природа взаимодействия фотонов высоких энергий со сложными ядрами. Яркой чертой этого взаимодействия был обнаруженный "эффект затенения" в зависимости сечения фотопоглощения от массового числа ядра-мишени, аналогичный наблюдавшемуся ранее явлению в рассеянии адронов на ядрах. Теоретический анализ этого экспериментального результата на основе Модели Векторной Доминантности (МВД) продемонстрировал возможность извлечения из экспериментальных данных информации об адронных компонентах фотонной функции распределения. Согласно МВД среди этих компонент доминирующую роль играют векторные мезоны и прежде всего ρ -мезон (подробнее см. [1] и приведенные там библиографические ссылки). На рис. 1 представлена диаграмма, описывающая амплитуду комптоновского рассеяния γ -кванта отдельным нуклоном ядра на нулевой угол. В этом приближении эффекты экранирования не учитываются. Диаграмма на рис. 2 описывает дополнительное слагаемое в амплитуде ядерного комптоновского рассеяния под нулевым углом.

Используя оптическую теорему, запишем соответствующее выражение для полного сечения взаимодействия γ -кванта с ядром-мишенью с массовым числом A_T , учитывающее вклады диаграмм рис. 1 и рис. 2

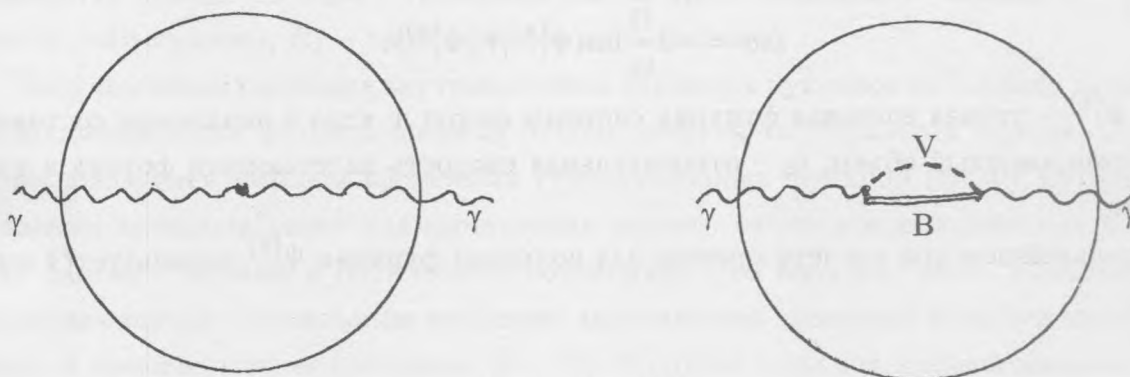


Рис. 1. Рассеяние γ -квантов на отдельном нуклоне ядра-мишени.

Рис. 2. Рассеяние γ -квантов на двух нуклонах ядра-мишени с возбуждением в промежуточном состоянии векторного мезона V . "B" – пропагатор ядерной системы.

$$\sigma_{\gamma A_T}(E_\gamma) = A_T \sigma_{\gamma N}(E_\gamma) - \Delta\sigma, \quad (1)$$

здесь $\sigma_{\gamma N}(E_\gamma)$ – полное сечение взаимодействия γ -кванта с энергией E_γ с нуклоном и $(-\Delta\sigma)$ – вклад "эффекта затенения".

Описание конверсии γ -кванта в векторные мезоны можно выполнить в рамках стандартной схемы связанных каналов реакции (см., например, [2 – 4]).

Исключая из рассмотрения каналы с векторными мезонами, получаем уравнение, описывающее распространение γ -кванта в ядерном веществе, содержащее поляризационный оператор фотона ("эффективный оптический потенциал"):

$$V = P \hat{H} Q \frac{1}{E - Q \hat{H} Q + i\epsilon} Q \hat{H} P. \quad (2)$$

Здесь \hat{H} – оператор Гамильтона составной системы фотон + ядро-мишень + векторный мезон. Проекционные операторы имеют обычные значения (см., например, [2, 4]). P – выделяет подпространство состояний системы фотон + ядро-мишень, Q – подпространство состояний векторный мезон + ядро-мишень.

Для слагаемого в (1), учитывающего "эффект затенения", получим следующее выражение [2]:

$$\Delta\sigma = -2\frac{\Omega}{v_0}\text{Im}\langle\Psi_i^{(+)}|V|\Psi_i^{(+)}\rangle. \quad (3)$$

Здесь $\Psi_i^{(+)}$ – точная волновая функция системы фотон + ядро в начальном состоянии, Ω – нормировочный объем, v_0 – относительная скорость налетающего фотона и ядра-мишени.

В дальнейшем при расчете сечения для волновой функции $\Psi_i^{(+)}$ используется выражение

$$\Psi_i^{(+)} = |0_T\rangle|k_\gamma\rangle,$$

где $|0_T\rangle$ – волновая функция ядра-мишени в основном состоянии, а $|k_\gamma\rangle$ – плоская волна, описывающая распространение фотона с импульсом k_γ . В дальнейшем будем полагать $\hbar = c = 1$.

В выражении для функции Грина промежуточной системы в (2)

$$G = \frac{1}{E - Q\hat{H}Q + i\varepsilon} \quad (4)$$

внутриядерное движение нуклонов обычно не принимается во внимание, что дает возможность выполнить суммирование по полной системе волновых функций ядра-мишени в промежуточном состоянии (приближение свертки). При этом для пропагатора векторного мезона в поле статического ядерного вещества $g^{(v)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ используется эйкональное приближение [5, 6].

Исследования "эффекта затенения" были выполнены не только при высоких энергиях фотонов, но также и при промежуточных энергиях ($1 - 3 \text{ ГэВ}$) [7]. В результате слагаемое $\Delta\sigma$ в (1) удается выразить через 4-х кратный интеграл по пространственным координатам ($\mathbf{r}_1 = (\mathbf{b}, z_1)$, $\mathbf{r}_2 = (\mathbf{b}, z_2)$) (\mathbf{b} – прицельный параметр) от произведения

$$g^{(v)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)K(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; 0),$$

где

$$K(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; 0) = \langle 0_T | \hat{\rho}(\mathbf{r}_1, 0) \hat{\rho}(\mathbf{r}_2, 0) | 0_T \rangle \quad (5)$$

– статическая парная корреляционная функция плотности ядра $\hat{\rho}(\mathbf{r}, 0)$ в основном состоянии ядра,

$$\hat{\rho}(\mathbf{r}, t) = e^{-iH_T t} \left| \sum_{l=1}^{A_T} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_l) \right| e^{-iH_T t}$$

– оператор плотности ядра в гейзенберговском представлении, t – время, \mathbf{r}_l – радиус-вектор l -ого нуклона, H_T – гамильтониан ядра-мишени.

Получим оценку влияния внутриядерного движения нуклонов на "эффект затенения" во взаимодействии фотонов промежуточных энергий со сложными ядрами. Для этого воспользуемся методом временных корреляционных функций (ВКФ), который был применен авторами ранее для вычисления полного сечения взаимодействия налетающих частиц с ядрами и оптического потенциала 1-го порядка, когда взаимодействие частицы-снаряда с отдельным нуклоном ядра-мишени приводит к возбуждению резонанса в промежуточном состоянии [8 – 10]. В случае сложной ядерной мишени возбуждение такого резонанса сопровождается изменением состояния движения относительно внутренних степеней свободы. Для учета влияния этого движения необходимо выйти за рамки приближения свертки. Метод ВКФ предоставляет такую возможность.

В нашей задаче резонансом в промежуточном состоянии является векторный мезон, движение которого происходит в нестатическом ядерном веществе. Используя как и ранее ([8 – 10]) приближение малых времен t и приближение факторизации [11], получим для центральной области средних и тяжелых ядер, где можно не учитывать неоднородность ядерной среды, стандартное выражение для $\Delta\sigma$ [5 – 7], в котором статическая корреляционная функция $K(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; 0)$ (5) заменена на ВКФ

$$K(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; t) = \langle 0_T | \hat{\rho}(\mathbf{r}_1, t) \hat{\rho}(\mathbf{r}_2, 0) | 0_T \rangle \approx \quad (6)$$

$$\approx \frac{1}{\Omega} \int \frac{d\mathbf{q}}{(2\pi)^3} e^{-i\mathbf{q}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)} e^{itq^2/2M_N} \langle 0_T | e^{i\mathbf{q}\hat{\mathbf{p}}t/M_N} | 0_T \rangle F_T(\mathbf{q}), \quad (7)$$

где M_N – масса нуклона, $\hat{\mathbf{p}} = -i\nabla$ – оператор импульса нуклона в ядре-мишени. Здесь

$$F_T(\mathbf{q}) = \langle 0_T \left| \sum_{l,l'=1}^{A_T} e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}_l} e^{-i\mathbf{q}\mathbf{r}_{l'}} \right| 0_T \rangle =$$

$$= \langle 0_T | \hat{\rho}(\mathbf{q}) \hat{\rho}(-\mathbf{q}) | 0_T \rangle \approx |\langle 0_T | \hat{\rho}(\mathbf{q}) | 0_T \rangle|^2.$$

$\langle 0_T | \hat{\rho} | 0_T \rangle$ – статический формфактор ядра-мишени в основном состоянии, $\hat{\rho}(\mathbf{q})$ – Фурье-образ оператора плотности $\hat{\rho}(\mathbf{r})$.

Будем полагать, что при промежуточных энергиях γ -кванта (и векторного мезона) наиболее существенны нуклон-нуклонные корреляции с характерной длиной $\sim 1/q_F$, где q_F – импульс Ферми. При этом значение интеграла в (7) определяется областью характерных импульсов $q \sim q_F$. Полагая $q \sim q_F$ в $\exp(iq^2t/2M_N)$ и $\exp(i\mathbf{q}\hat{\mathbf{p}}t/M_N)$, получим

$$K(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; t) \approx \langle 0_T | \exp(i\mathbf{q}_F \hat{\mathbf{p}} t / M_N) | 0_T \rangle \exp(iq_F^2 t / (2M_N)) K(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; 0). \quad (8)$$

Таким образом, по сравнению со стандартным результатом мы получили два дополнительных фактора. Первый поправочный множитель $\langle 0_T | \exp(i\mathbf{q}_F \hat{\mathbf{p}} t / M_N) | 0_T \rangle$ учитывает влияние ферми-движения ("доплеровское уширение") [8 – 10], а второй, учитывающий "отдачу" нуклона, может быть включен в выражение для функции распространения векторного мезона $q^{(V)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$. Это приводит, соответственно, к смещению положения полюса в пропагаторе $q^{(V)}$ вследствие эффективного увеличения массы ρ -мезона.

Положим для получения оценок $t \sim 1/\Gamma_V \sim (0.15 \text{ ГэВ})^{-1}$ и для энергии Ферми $E_F = q_F^2/2M_N$ значение 30 МэВ так, что $q_F^2/(2M_N) \frac{1}{t} \approx 0.2$. Тогда легко видеть, что влиянием "доплеровского уширения" можно пренебречь, а сдвиг массы ρ -мезона вследствие "отдачи" нуклонов ядра в промежуточном состоянии по порядку величины составляет E_F . Известно [12], что в ядерной среде Δm_V – сдвиг массы ρ -мезона за счет его взаимодействия с нуклонами ядра – по порядку величины составляет 50 МэВ или имеет даже меньшее значение. Однако даже такое значение Δm_V оказывает заметное влияние на величину "эффекта затенения" [13].

Таким образом, при проведении точных расчетов "эффекта затенения" с учетом модификации массы векторного мезона в промежуточном состоянии за счет его взаимодействия с ядерной средой (динамический эффект) необходимо принимать во внимание и возбуждение в промежуточном состоянии степеней свободы внутриядерного движения нуклонов (кинематический эффект).

Обратим внимание еще на один источник уточнения стандартного результата для вычисления "эффекта затенения" в ядерном фотопоглощении – это учет неэйкональных поправок к пропагатору векторного мезона в ядерном веществе. К сожалению, выражение для этой функции Грина в первом приближении неэйконального разложения [14], полученное в работе авторов [15], имеет громоздкий вид. Вряд ли можно с уверенностью опираться на результаты, полученные на основе анализа соответствующих выражений для полного сечения взаимодействия, сечений реакций и т.д., поскольку величины неэйкональных поправок могут существенно отличаться для разных параметров, например, для вещественной и мнимой частей амплитуды рассеяния на нулевой угол [16]. Использование малого параметра [13] $1/kR$ (k – импульс ядра, R – его радиус), не содержащего отношения характерной величины потенциала к кинетической энергии

движущейся в этом потенциале частицы, может быть обосновано в условиях сильно-го поглощения частицы-снаряда, падающей на ядро с резкой границей, но совершенно не оправдано в условиях рассматриваемой задачи. В случае распространения ρ -мезона, образовавшегося при взаимодействии с ядром γ -кванта промежуточной энергии, U/T_ρ – отношение характерной величины потенциала U к кинетической энергии ρ -мезона – мало по сравнению с единицей. Это благоприятствует выполнению условия применимости эйконального приближения $k_\rho R U/T_\rho \leq 1$ при $k_\rho R \gg 1$, k_ρ – импульс ρ -мезона.

В заключение отметим, что уточнение результата эйконального приближения можно получить в рамках подходов, отличных от метода неэйконального разложения [14]. Анализ компактных выражений для функции Грина ρ -мезона в ядерном веществе, которую можно получить, используя эти методы [17], подтверждают сделанный выше вывод о малых поправках к результату эйконального приближения при описании движения ρ -мезона промежуточной энергии в ядерном веществе.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Weise W. Phys. Rep., **13**, 53 (1974); Piller G., Weise W. Phys. Rep., **330**, 1 (2000).
- [2] Гольдбергер М., Ватсон К. Теория столкновений. М., Мир, 1967.
- [3] Балашов В. В. Квантовая теория столкновений. М., изд. МГУ, 1985.
- [4] Тейлор Дж. Теория рассеяния. Квантовая теория нерелятивистских столкновений. М., Мир, 1975.
- [5] Вауер Т. Н. et al. Rev. of Mod. Phys., **50**, 261 (1978); Offi S. et al. Nucl. Phys., **A606**, 421 (1996).
- [6] Falter F. et al. Phys. Rev., **C62**, 031602 (2000).
- [7] Falter F. et al. Phys. Rev., **C64**, 024608 (2001).
- [8] Заварзина В. П., Степанов А. В. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 9-10, 56 (1995); Известия РАН, сер. физическая, **61**, 2170 (1997).
- [9] Заварзина В. П., Степанов А. В. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 5-6, 87 (1997); там же, N 7-8, 24 (1997); Известия РАН, сер. физическая, **62**, 2195 (1998).
- [10] Заварзина В. П., Степанов А. В. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 9, 43 (1998); Известия РАН, сер. физическая, **64**, 113 (2000).

- [11] Vineyard V. Phys. Rev., **110**, 999 (1958); Stepanov A. V. Preprint INR II-0046 (1976); Chumbalov A. A. et al. Z. Phys., **A328**, 195 (1987); Bennhold C., Tanabe H. Nucl. Phys., **A530**, 625 (1991).
- [12] Eletsky V. L., Ioffe B. L. Phys. Rev. Lett., **78**, 1010 (1997); Kondratyk L. A. et al. Phys. Rev., **C58**, 1078 (1998).
- [13] Alam Jan - C. et al. Phys. Rev., **C66**, 042202 (2002).
- [14] Wallace S. J. Ann. of Phys., **78**, 190 (1973).
- [15] Заварзина В. П., Степанов А. В. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 3, 14 (1988).
- [16] Заварзина В. П., Степанов А. В. Ядерная физика, **43**, 858 (1988); там же, **54**, 44 (1991); Известия АН СССР, сер. физическая, **55**, 960 (1991).
- [17] Baker A. Phys. Rev., **D6**, 3462 (1972); Заварзина В. П. и др. Известия АН СССР, сер. физическая, **43**, 2441 (1979).

Институт ядерных исследований РАН

Поступила в редакцию 14 мая 2003 г.