

ОБ ЭЛЕКТРОВОЗБУЖДЕНИИ ЯДЕР С УЧЕТОМ МЕЗОННЫХ ОБМЕННЫХ ТОКОВ

В. К. Тартаковский<sup>1,2</sup>, А. В. Фурсаев<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

<sup>2</sup> Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко

Рассчитаны приведенная вероятность магнитного дипольного перехода в ядре <sup>12</sup>C и соответствующее угловое распределение неупруго рассеянных электронов при возбуждении ядерного уровня 1<sup>+</sup> с энергией 15,1 МэВ с учетом мезонных обменных токов. Достигнуто согласие с экспериментом при использовании многочастичной оболочечной модели ядра с промежуточной связью.

Вопросу учета мезонных обменных токов (МОТ) при электромагнитных переходах в ядерных системах посвящен ряд теоретических работ [1 – 11]. Если считать, что электрический заряд атомных ядер локализуется лишь на ядерных нуклонах, то электромагнитный ток в ядрах будет определяться (помимо нуклонной плотности заряда  $\rho$ ) оператором плотности полного (эффективного) электромагнитного трехмерного тока  $\vec{J}_{\text{эф}}$ , который будет содержать кроме одночастичного нуклонного тока  $\vec{J}^{(1)}$  еще вклад обменных токов  $\vec{J}_{\text{exc}}$  от движущихся заряженных мезонов, которыми обмениваются нуклоны при взаимодействии [1, 4, 5, 9, 11].

Как известно, прямое непосредственное исследование МОТ связано с большими трудностями и неопределенностями [1, 4, 5, 9], поэтому при учете мезонных токов в ядрах в фото- и электроядерных процессах обычно используются приближенные феноменологические подходы. Например, при изучении мультипольного ( $l$ -й полности) поперечного электрического перехода  $El$  в ядрах при условии  $qR \ll 1$  (длинноволновое приближение), где  $q$  – величина переданного ядру импульса ( $\hbar = c = 1$ ) и  $R$  – радиус ядра, использование уравнения непрерывности дает возможность заменить оператор плотности тока в ядре  $\vec{J}_{\text{эф}}$  в матричном элементе электромагнитного перехода на оператор плотности заряда ядра  $\rho$  (теорема Зигерта) и избавиться, таким образом, от подробного рассмотрения деталей оператора плотности МОТ,  $\vec{J}_{\text{об}}$  [1, 9].

Еще один из подходов такого рода в длинноволновом приближении в нерелятивистском случае был предложен в [4, 9], где производился учет МОТ в фотоядерных реакциях. В работе [11] этот же метод был распространен на случай электрорасщепления ядер <sup>12</sup>C, когда из ядра падающим электроном выбивался протон.

В настоящей работе метод [4, 9] приспособлен для изучения процессов электровозбуждения

ядер с учетом МОТ, конкретно исследуется процесс <sup>12</sup>C(e, e')<sup>12</sup>C\* с переходом ядра углерода из основного состояния в возбужденное с энергией 15,1 МэВ, со спином 1, четностью +1 и изоспином 1. Как и в методе (теореме) Зигерта, здесь также используется (с целью выразить МОТ  $\vec{J}_{\text{об}}$  через  $\rho$ ) уравнение непрерывности, но в операторной форме

$$\nabla \vec{J}_{\text{эф}} = -i[H, \rho], \quad (1)$$

где  $H = T + V_{\text{эф}}$  есть полный гамильтониан ядра,  $T$  – оператор кинетической энергии нуклонов;  $V_{\text{эф}}$  – оператор потенциала эффективного взаимодействия между ядерными нуклонами (все операторы в координатном представлении). Поскольку еще имеет место уравнение непрерывности только для одночастичного тока

$$\nabla \vec{J}^{(1)} = -i[T, \rho], \quad (2)$$

где в коммутаторе стоит уже только оператор кинетической энергии  $T$ , то с учетом уравнения (2) из формулы (1) можно получить уравнение лишь для  $\vec{J}_{\text{об}}$ :

$$\nabla \vec{J}_{\text{об}} = -[V_{\text{эф}}, \rho], \quad (3)$$

которое в импульсном представлении будет иметь вид

$$\vec{q} \vec{J}_{\text{об}}(\vec{q}) = [V_{\text{эф}}^q, \rho(\vec{q})]. \quad (4)$$

Приближенное ( $qR \ll 1$ ) решение уравнения (4) можно представить в виде

$$\vec{J}_{\text{об}}(\vec{q}) = \left[ V_{\text{эф}}^q, \frac{\partial \rho(\vec{q})}{\partial \vec{q}} \right], \quad V_{\text{эф}}^q = H^q - T^q. \quad (5)$$

Предложенный в [4, 9] метод обобщается в настоящей работе и для учета МОТ, и при магнитных мультипольных переходах  $Ml$  в ядрах.

Из уравнения (5), в частности, видно, что коммутатор в правой части равенства (5) будет отличен от нуля, если потенциал  $V_{\text{эф}}^q$  учитывает обменные взаимодействия между нуклонами в ядре.

При вычислении матричных элементов перехода по начальной  $|i\rangle$  и конечной  $|f\rangle$  ядерным волновым функциям рационально в формулу (5) вместо  $V_{\text{эф}}^q$  ввести разность  $H^q - T^q$  и воспользоваться тем, что ядерные волновые функции являются собственными функциями одного и того же гамильтониана ядра:  $H|i\rangle = E_i|i\rangle$  и  $H|f\rangle = E_f|f\rangle$ . Заметим, что при таком подходе в нерелятивистском пределе и использовании уравнения непрерывности для полного электромагнитного тока в ядре достигается приближенно (при достаточно малых значениях  $q$ ) градиентная инвариантность, волновые функции ядра в начальном и конечном связанных состояниях автоматически ортогональны друг другу, а все неопределенности МОТ  $\vec{J}_{\text{об}}(\vec{q})$ , “перекочевав”, согласно уравнению (5), сначала в  $V_{\text{эф}}^q$  и  $\rho(\vec{q})$ , перейдут, наконец, в собственные волновые

функции и собственные значения  $E_i$  и  $E_f$  полного ядерного гамильтониана  $H$ , которые уже определяются только ядерными задачами.

При возбуждении ядра  $^{12}\text{C}$  на уровень с энергией 15,1 МэВ со спином и (нормальной) четностью  $I_f^{\pi f} = 1^+$  правилами отбора по моменту и четности [1, 9] допускается единственный магнитный дипольный переход  $M1$ . Нами рассчитывались соответствующая переходу  $M1$  приведенная вероятность  $B(M1, q, 0^+ \rightarrow 1^+)$  и дифференциальное сечение  $\frac{d\sigma_{M1}}{d\Omega}$  рассеяния электронов с энергией  $k_i = 200$  МэВ ( $\approx 1$  фм $^{-1}$ ) с использованием многочастичной оболочечной модели ядра с промежуточной связью [9, 12, 13] при естественном предположении, что при малых и умеренных энергиях возбуждения легких ядер изменяется состояние лишь внешней заполняющейся оболочки (для ядра  $^{12}\text{C}$ – $1p$ -оболочки) с переходом в новое состояние нормальной четности.

Интересуемое нас дифференциальное сечение (см. [9])

$$\frac{d\sigma_{M1}}{d\Omega} = \frac{8\pi}{q_\mu^4} \left( \frac{e^2}{\hbar c} \right)^2 \frac{k_f}{k_i} \left[ (k_i k_f - \vec{k}_i \cdot \vec{k}_f) + \frac{k_i^2 k_f^2 - (\vec{k}_i \cdot \vec{k}_f)^2}{q^2} \right] B(M1, q, 0^+ \rightarrow 1^+), \quad (6)$$

$$B(M1, q, 0^+ \rightarrow 1^+) = \left| \langle f \| M(M1, q) \| i \rangle_{\text{эф}} \right|^2 \quad (7)$$

с учетом операторного уравнения (5) можно представить в виде

$$\frac{d\sigma_{M1}}{d\Omega} = \frac{16\pi}{q_\mu^4} \left( \frac{e^2}{\hbar c} \right)^2 \frac{k_f}{k_i} \sum_{M_f=-1}^1 \left\{ (k_i k_f - \vec{k}_i \cdot \vec{k}_f) \bar{\Lambda} \bar{\Lambda}^* + 2 \text{Re}(\vec{k}_i \bar{\Lambda})(\vec{k}_f \bar{\Lambda}^*) \right\}, \quad (8)$$

$$q_\mu^4 = [\vec{q}^2 - (k_i - k_f)^2]^2, \quad \vec{q} = \vec{k}_i - \vec{k}_f,$$

где  $\vec{k}_i$  и  $\vec{k}_f$  – импульсы электрона до и после рассеяния,

$$\bar{\Lambda} = \langle f \| M(M1, q) \| i \rangle \cdot \frac{1}{q\sqrt{3}} \sum_{\nu, \kappa=-1}^1 \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 \\ \nu & \kappa & M_f \end{pmatrix} q_\nu \bar{e}_\kappa - i \frac{(E_f - E_i)}{\hbar c \sqrt{8\pi}} \left\langle f \left| \frac{\partial \rho}{\partial \vec{q}} \right| i \right\rangle, \quad (9)$$

$\bar{e}_\kappa$  – циклические орты, а  $q_\nu$  – циклические координаты вектора  $\vec{q}$  (оси  $z$  и  $y$  системы координат выбраны вдоль векторов  $\vec{k}_i$  и  $[\vec{k}_i \times \vec{k}_f]$ ). Здесь приведенный матричный элемент  $M1$ -перехода

$\langle f \| M(M1, q) \| i \rangle_{\text{эф}}$  содержит в себе весь ядерный ток  $\vec{J}_{\text{эф}}$ , включая и МОТ  $\vec{J}_{\text{об}}$ , а  $\langle f \| M(M1, q) \| i \rangle$  содержит только одночастичный ток  $\vec{J}^{(1)}$ . Встречающиеся в процессе вычислений при расписывании

вании выражений в формулах (7) – (9) коэффициенты Клебша - Гордана,  $6j$ -символы Вигнера и генеалогические коэффициенты (коэффициенты родства) брались из книги [14].

Волновые функции  $|i\rangle$  и  $|f\rangle$  восьми эквивалентных нуклонов  $1p$ -оболочки ядра  $^{12}\text{C}$  в модели промежуточной связи для основного состоя-

ния  $|i\rangle$  с нулевой энергией ( $E_i = 0$ ) и возбужденного состояния  $|f\rangle$  с энергией  $E_f = 15,1$  МэВ ядра  $^{12}\text{C}$  представлялись в виде суперпозиции волновых функций в схеме  $ls$ -связи [9, 12]:

$$|x\rangle = \sum_{[\lambda]LS} C_{I_x T_x}^{E_x} ([\lambda]^{2T_x+1, 2S+1} L) |[\lambda]^{2T_x+1, 2S+1} L, I_x, T_x, M_f\rangle, \quad (10)$$

где  $x$  – два состояния ядра ( $x = i, f$ ),  $[\lambda]$  – схема Юнга,  $L$  и  $S$  – возможные суммарные орбитальные и спиновые моменты системы эквивалентных нуклонов,  $I_x$  – полный спин (у нас  $I_i = 0, I_f = 1$ );  $M_f$  – его проекция,  $T_x$  – суммарный изоспин ( $T_i = 0, T_f = 1$ ). Численные значения коэффициентов суперпозиции в формуле (10) брались из работы [12]. Заметим, что эти коэффициенты рассчитывались в [12] с использованием обменных NN-сил, с которыми и связаны непосредственно МОТ.

На рис. 1 и 2 представлены рассчитанные нами соответственно сечение  $\frac{d\sigma_{M1}}{d\Omega}$  в зависимости от угла рассеяния электронов  $\theta$  и приведенная вероятность  $\Gamma = \frac{450}{q^2} B(M1, q, 0^+ \rightarrow 1^+)$  (с точно-

стью до известного множителя  $450 q^{-2}$ ) в зависимости от квадрата переданного импульса  $q^2$  для электровозбуждения ядра  $^{12}\text{C}$  на уровень  $1^+$  с энергией  $E_f = 15,1$  МэВ. Экспериментальные значения на рис. 2 взяты из работы [15]. Достигается согласие с экспериментом [15] (в рамках экспериментальных погрешностей) без использования каких-либо подгоночных параметров. Сплошные кривые соответствуют учету МОТ, штриховые – рассчитаны без учета МОТ. Видно, что вклад МОТ небольшой. Он максимален при  $\theta \leq 20^\circ$  ( $q^2 \leq 0,1$  фм $^{-2}$ ), где этот вклад достигает около 14%. Чтобы вклад МОТ был замечен в таких процессах, нужны более точные соответствующие эксперименты.

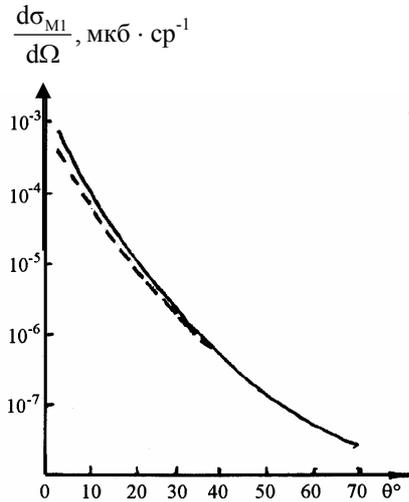


Рис. 1.

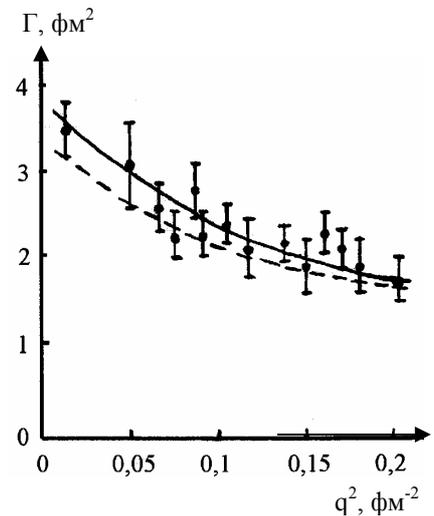


Рис. 2.

На примере электровозбуждения ядра  $^{12}\text{C}$  видно из рисунков, что вклад МОТ медленно уменьшается с ростом переданного импульса (угла рассеяния). В процессах электрорасщепления ядра  $^{12}\text{C}$  подобная зависимость является более сложной [11], но вклад МОТ также невелик. В то же время в фотоядерных реакциях наблюда-

ется монотонное увеличение вклада МОТ с ростом переданного импульса [4, 9], где вклад МОТ может оказаться значительным.

Итак, как общий вывод, можно констатировать, что вклады мезонных обменных токов в электроядерных процессах сравнительно невелики (10 - 15 %).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Айзенберг И., Грайнер В.* Механизмы возбуждения ядра. - М.: Атомиздат, 1973. - 348 с.
2. *Friar J.L.* // Phys. Lett. - 1975. -Vol. 59B. - P. 145 - 149.
3. *Jaus W.* // Helv. Phys. Acta. - 1976. - Vol. 49. - P. 475 - 522.
4. *Gari M., Hebach H.* // Phys. Rep. - 1981. - Vol. 72, No. 1. - P. 3 - 55.
5. *Иванов Е.А., Труглик Э.* // ЭЧАЯ. - 1981. -Т. 12, вып. 2. - С. 492 - 547.
6. *Корчин А.Ю.*// ВАНТ. Сер.: Общая и ядерная физика. - 1983. - Вып. 1(22). - С. 27 - 31.
7. *Kohn M.* // Phys. Rev. C. - 1988. - Vol. 38, No. 1. - P. 584 - 586.
8. *Suzuki T.* // Nucl. Phys. A. - 1989. - Vol. 495, No. 3/4. - P. 581 - 601.
9. *Ахиезер А.И., Ситенко А.Г., Тартаковский В.К.* Электродинамика ядер. - К.: Наук. думка, 1989. - 432 с.
10. *Boffi S., Radici M.* // Nucl. Phys. A. - 1991. - Vol. 526, No. 3/4. - P. 602 - 622.
11. *Козловский И.В., Малярж Е.М., Тартаковский В.К.* // УФЖ. - 1994. - Т. 39, № 4. - С. 391 - 392.
12. *Бояркина А.Н.* Структура ядер 1р-оболочки. - М.: Изд-во Моск. ун-та, 1973. - 62 с.
13. *Тартаковский В.К., Фурсаев А.В.* // ЯФ. - 1972. - Т. 15, вып. 1. - С. 51 - 54.
14. *Варшалович Д.А., Москалев А.Н., Херсонский В.К.* Квантовая теория углового момента. - Л.: Наука, 1975. - 440 с.
15. *Hiro-Oka Masahiko* // Progr. Theor. Phys. - 1970. - Vol. 43, No. 3. - P. 689 - 695.

## ПРО ЕЛЕКТРОЗБУДЖЕННЯ ЯДЕР З УРАХУВАННЯМ МЕЗОННИХ ОБМІННИХ СТРУМІВ

В. К. Тартаковський, О. В. Фурсаєв

Розраховано зведену ймовірність магнітного дипольного переходу в ядрі  $^{12}\text{C}$  і відповідний кутовий розподіл непружно розсіяних електронів при збудженні ядерного рівня  $1^+$  з енергією 15,1 МеВ з урахуванням мезонних обмінних струмів. Одержано узгодження з експериментом при використанні багаточастинкової оболонкової моделі ядра з проміжним зв'язком.

## ABOUT ELECTROEXCITATION OF NUCLEI WITH DUE REGARD FOR MESON EXCHANGE CURRENTS

V. K. Tartakovsky, A. V. Fursayev

The reduced probability of the magnetic dipole transition in the  $^{12}\text{C}$  nucleus and the corresponding angular distribution of inelastically scattered electrons under excitation of the  $1^+$  nuclear level with the energy of 15,1 MeV have been calculated with due regard for meson exchange currents. An agreement with experimental data is achieved under the condition that the many-particle shell model with intermediate coupling is used.

Поступила в редакцію 03.02.06,  
после доработки – 07.04.06.