

УДК 530.145

**ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ ДВУХЧАСТИЧНОГО ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ
ЯДРА ${}^4\text{He}$ В РЕАКЦИИ ${}^4\text{He}(\gamma, N)T$** **Ю.А. Касаткин, И.К. Кириченко****Институт электрофизики и радиационных технологий НАН Украины,
61002, Украина, г. Харьков, ул. Чернышевская, 28, а/я 8812***Украинская инженерно-педагогическая академия,
61003, г. Харьков, ул. Университетская, 16*

Поступила в редакцию 10 марта 2006 г.

В статье обсуждаются поляризаационные явления в процессах двухчастичного фоторасщепления ядра гелия-4 в нуклонном канале. Показано, что учет в дополнение к калибровочно-замкнутому полюсному приближению треугольной диаграммы, отвечающей Γ резонансу, не противоречит имеющимся экспериментальным данным по поляризованным сечениям и поляризациям конечных частиц.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: вершинная функция, формфакторы, поляризаационные явления, калибровочная инвариантность, фоторасщепление.

В работах [1-2,4-5] проведено теоретическое исследование реакций ${}^4\text{He}(\gamma, N)T$, где N – нуклон, T – ${}^3\text{H}$ или ${}^3\text{He}$. В результате достигнуто хорошее описание экспериментальных данных по дифференциальным и полным сечениям реакций $\gamma^4\text{He} \rightarrow NT$, при промежуточных энергиях. Представляется естественным исследовать поляризаационные явления в реакциях $\gamma^4\text{He} \rightarrow NT$ в рамках ковариантного теоретико-полевого подхода к расщеплению связанных систем [1,3].

Поляризаационные явления в ядерной физике и физике элементарных частиц играют важную роль. Являясь источником дополнительной информации об амплитудах рассеяния, они очень чувствительны к выбору динамической модели процесса, к параметрам модели, являются критерием отбора решений и т.д. Известно, что поляризация продуктов реакции может быть вызвана либо эффектами перерассеяния частиц в конечном состоянии, либо наличием резонансных вкладов. Энергетическое поведение поляризации, обусловленное этими механизмами, существенно разное. В первом случае оно носит монотонный характер, во втором – резонансный. Экспериментальные измерения поляризаационных характеристик позволяют идентифицировать эти механизмы и устранять трудности, связанные с выбором динамической модели процесса.

Экспериментальные данные по поляризаационным явлениям в реакциях $\gamma^4\text{He} \rightarrow NT$ довольно малочисленны. В работах [4-5] имеются измерения Σ -асимметрии и впервые приводятся данные о поляризациях конечных частиц. Теоретический расчет Σ -асимметрии в осцилляторной модели выполнен в работе [6].

В настоящей работе рассчитаны Σ -асимметрия и поляризации конечных частиц в реакциях ${}^4\text{He}(\gamma, p){}^3\text{H}$ и ${}^4\text{He}(\gamma, n){}^3\text{He}$ в двух случаях, когда γ – квант неполяризован и линейно поляризован.

ПОЛЯРИЗАЦИОННАЯ МАТРИЦА ПЛОТНОСТИ

Построим поляризаационную матрицу плотности нуклона в спиральном представлении. Воспользуемся при этом релятивистским выражением для матрицы плотности нуклона [7, с.129]

$$\rho \equiv u\bar{u} = (1/2)(\hat{p} + m)(1 - \gamma^5 \hat{a}), \quad (1)$$

где $p = (E, \vec{p})$ – 4-импульс нуклона с массой m , a_μ – 4-вектор поляризации нуклона, удовлетворяющий условию $ap = 0$.

Вычисления выполним в системе центра инерции реакции $\gamma^4\text{He} \rightarrow NT$. Выберем систему координат, в которой импульс γ – кванта направлен вдоль оси OZ , а импульс конечного нуклона расположен в плоскости XOZ , причем так, что он будет характеризоваться углами ϑ и $\varphi = 0$.

В этой системе координат нуклон описывается спинором с определенной спиральностью λ ($\lambda = \pm 1/2$)

$$u^\lambda(N) = \begin{pmatrix} \sqrt{E+m} \\ 2\lambda\sqrt{E-m} \end{pmatrix} \chi^\lambda, \quad (2)$$

где

$$\chi^{1/2} = \begin{pmatrix} \cos(\vartheta/2) \\ \sin(\vartheta/2) \end{pmatrix}, \quad \chi^{-1/2} = \begin{pmatrix} -\sin(\vartheta/2) \\ \cos(\vartheta/2) \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Определим матрицу плотности нуклона (N) в спиральном представлении следующим образом:

$$\rho = \sum_{\lambda, \lambda'} \rho_{\lambda\lambda'} u^\lambda(N) \bar{u}^{\lambda'}(N). \quad (4)$$

Сравнивая выражения (1) и (4) получим соотношения, связывающие компоненты 4-вектора поляризации нуклона a_μ с элементами матрицы плотности $\rho_{\lambda\lambda'}$:

$$\begin{aligned} a_x &= -(E/m) \sin \vartheta (\rho_{1/2, 1/2} - \rho_{-1/2, -1/2}) - \cos \vartheta (\rho_{1/2, -1/2} + \rho_{-1/2, 1/2}), \\ a_y &= 2 \operatorname{Im} \rho_{1/2, -1/2}, \\ a_z &= \sin \vartheta (\rho_{1/2, -1/2} + \rho_{-1/2, 1/2}) - (E/m) \cos \vartheta (\rho_{1/2, 1/2} - \rho_{-1/2, -1/2}). \end{aligned} \quad (5)$$

Для вычисления поляризационных характеристик образовавшегося нуклона процесса $\gamma^4 He \rightarrow NT$ по формулам (5) найдем элементы матрицы плотности нуклона $\rho_{\lambda\lambda'}$ в терминах спиральных амплитуд

$$\rho_{\lambda_1, \lambda_1'} = R_{\lambda_1, \lambda_1'} / SpR, \quad (6)$$

где

$$R_{\lambda_1, \lambda_1'} = \sum_{\{\lambda\}} T_{\lambda_1, \lambda_2}^{\lambda_1'} \rho_{\lambda_1, \lambda_2}^\gamma T_{\lambda_1', \lambda_2}^{\lambda_1}, \quad (7)$$

λ_γ , λ_1 и λ_2 – спиральности γ -кванта, нуклона N и ядра T , соответственно.

Элементы поляризационной матрицы плотности γ -кванта $\rho_{\lambda_1, \lambda_1'}^\gamma$ в случае линейной поляризации имеют вид [8]:

$$\rho_{1,1}^\gamma = \rho_{-1,-1}^\gamma = 1/2, \quad \rho_{1,-1}^\gamma = -(1/2)e^{-2i\varphi}, \quad \rho_{-1,1}^\gamma = \rho_{1,-1}^{\gamma*}, \quad (8)$$

где φ – угол между вектором поляризации фотона и осью OX .

Явный вид элементов поляризационной матрицы плотности нуклона $\rho_{\lambda\lambda'}$ (4) в терминах спиральных амплитуд $T_{\lambda_1, \lambda_2}^{\lambda_1'}$ запишем как:

$$\begin{aligned} \rho_{1/2, 1/2} &= \frac{1}{SpR} \left\{ S + \cos 2\varphi \operatorname{Re} \left(T_{1/2, -1/2}^1 T_{-1/2, 1/2}^{1*} - T_{1/2, 1/2}^1 T_{-1/2, -1/2}^{1*} \right) + \sin 2\varphi \operatorname{Im} \left(T_{1/2, -1/2}^1 T_{-1/2, 1/2}^{1*} - T_{1/2, 1/2}^1 T_{-1/2, -1/2}^{1*} \right) \right\}, \\ \rho_{-1/2, -1/2} &= \frac{1}{SpR} \left\{ S + \cos 2\varphi \operatorname{Re} \left(T_{1/2, -1/2}^1 T_{-1/2, 1/2}^{1*} - T_{1/2, 1/2}^1 T_{-1/2, -1/2}^{1*} \right) - \sin 2\varphi \operatorname{Im} \left(T_{1/2, -1/2}^1 T_{-1/2, 1/2}^{1*} - T_{1/2, 1/2}^1 T_{-1/2, -1/2}^{1*} \right) \right\}, \\ \rho_{1/2, -1/2} &= \frac{i}{SpR} \left\{ \operatorname{Im} \left(T_{1/2, 1/2}^1 T_{-1/2, 1/2}^{1*} + T_{1/2, -1/2}^1 T_{-1/2, -1/2}^{1*} \right) - e^{2i\varphi} \operatorname{Im} T_{-1/2, -1/2}^1 T_{-1/2, 1/2}^{1*} - e^{-2i\varphi} \operatorname{Im} T_{1/2, -1/2}^1 T_{1/2, 1/2}^{1*} \right\}, \\ \rho_{-1/2, 1/2} &= \rho_{1/2, -1/2}^*, \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} (1/2) SpR &= S + \cos 2\varphi \operatorname{Re} \left(T_{1/2, -1/2}^1 T_{-1/2, 1/2}^{1*} - T_{1/2, 1/2}^1 T_{-1/2, -1/2}^{1*} \right), \\ S &= (1/2) \left(\left| T_{1/2, 1/2}^1 \right|^2 + \left| T_{-1/2, -1/2}^1 \right|^2 + \left| T_{1/2, -1/2}^1 \right|^2 + \left| T_{-1/2, 1/2}^1 \right|^2 \right). \end{aligned}$$

Пользуясь формулами (5), получим соотношения, связывающие компоненты вектора поляризации нуклона и спиральные амплитуды $T_{\lambda_1, \lambda_2}^{\lambda_1'}$:

$$\begin{aligned} a_x &= \frac{2}{SpR} \sin 2\varphi \left[\frac{E}{m} \sin \vartheta \operatorname{Im} \left(T_{1/2, 1/2}^1 T_{-1/2, -1/2}^{1*} - T_{1/2, -1/2}^1 T_{-1/2, 1/2}^{1*} \right) - \cos \vartheta \operatorname{Im} \left(T_{1/2, 1/2}^1 T_{1/2, -1/2}^{1*} + T_{-1/2, -1/2}^1 T_{-1/2, 1/2}^{1*} \right) \right], \\ a_y &= \frac{2}{SpR} \left[\operatorname{Im} \left(T_{1/2, 1/2}^1 T_{-1/2, 1/2}^{1*} - T_{-1/2, -1/2}^1 T_{1/2, -1/2}^{1*} \right) + \cos 2\vartheta \operatorname{Im} \left(T_{1/2, 1/2}^1 T_{1/2, -1/2}^{1*} - T_{-1/2, -1/2}^1 T_{-1/2, 1/2}^{1*} \right) \right], \\ a_z &= \frac{2}{SpR} \sin 2\varphi \left[\sin \vartheta \operatorname{Im} \left(T_{1/2, 1/2}^1 T_{1/2, -1/2}^{1*} + T_{-1/2, -1/2}^1 T_{-1/2, 1/2}^{1*} \right) + \frac{E}{m} \cos \vartheta \operatorname{Im} \left(T_{1/2, 1/2}^1 T_{-1/2, -1/2}^{1*} + T_{1/2, -1/2}^1 T_{-1/2, 1/2}^{1*} \right) \right]. \end{aligned}$$

Из этих соотношений видно, что в моделях, где спиральные амплитуды процесса $\gamma^4 He \rightarrow NT$

вещественны, поляризация нуклона равна нулю. Таким образом, измерение поляризации нуклона в реакции $\gamma + {}^4\text{He} \rightarrow N + T$ позволяет определить меру “мнимости” амплитуд.

В случае неполяризованного фотона отличен от нуля лишь y – компонент вектора \vec{a} (5):

$$a_y = (1/S) \text{Im} \left(T_{1/2,1/2}^1 T_{-1/2,1/2}^{1*} - T_{-1/2,-1/2}^1 T_{1/2,-1/2}^{1*} \right), \quad a_x = a_z = 0.$$

Отметим, что величина SpR определяет в системе центра инерции начальных частиц дифференциальное сечение процесса $\gamma + {}^4\text{He} \rightarrow N + T$:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_N} = \frac{1}{(8\pi W)^2} \frac{|\vec{p}|}{|\vec{k}|} SpR,$$

где \vec{k} – 3 – импульс γ – кванта, W – полная энергия канала реакции.

Хорошо исследованной поляризационной характеристикой процесса $\gamma + {}^4\text{He} \rightarrow N + T$ является Σ – асимметрия [4,5]:

$$\Sigma(E_\gamma, \vartheta) = \left[\frac{d\sigma}{d\Omega_N}(\varphi=0) - \frac{d\sigma}{d\Omega_N}(\varphi=90^\circ) \right] / \left[\frac{d\sigma}{d\Omega_N}(\varphi=0) + \frac{d\sigma}{d\Omega_N}(\varphi=90^\circ) \right]$$

или в терминах спиральных амплитуд

$$\Sigma(E_\gamma, \vartheta) = (1/S) \text{Re} \left(T_{1/2,-1/2}^1 T_{-1/2,1/2}^{1*} - T_{1/2,1/2}^1 T_{-1/2,-1/2}^{1*} \right).$$

Полученные результаты, при заданной динамической модели матричного элемента, позволяют рассчитать практически все поляризационные явления в реакции $\gamma + {}^4\text{He} \rightarrow N + T$, если известны соответствующие спиральные амплитуды.

МУЛЬТИПОЛЬНЫЕ АМПЛИТУДЫ

Соотношения, связывающие спиральные амплитуды $T_{\lambda_1 \lambda_2}^{\lambda_\gamma J}$, входящие в разложение Якоби-Вика

$$T_{\lambda_1 \lambda_2}^{\lambda_\gamma} = \sum_J (2J+1) T(J)_{\lambda_1 \lambda_2}^{\lambda_\gamma} d_{\lambda \mu}^J(x), \quad x = \cos \vartheta \quad (9)$$

где $\lambda = \lambda_\gamma$, $\mu = \lambda_1 - \lambda_2$ с мультипольными амплитудами будет иметь вид:

$$\begin{aligned} 2T(J)_{1/2,1/2}^1 &= {}^0E_{J,0} - \sqrt{\frac{l}{2J+1}} {}^1M_{l-1,1} + \sqrt{\frac{l+1}{2J+1}} {}^1M_{l+1,-1}, & 2T(J)_{-1/2,-1/2}^1 &= -{}^0E_{l,0} - \sqrt{\frac{l}{2J+1}} {}^1M_{l-1,1} + \sqrt{\frac{l+1}{2J+1}} {}^1M_{l+1,-1}, \\ 2T(J)_{1/2,-1/2}^1 &= -{}^1E_{l,0} - \sqrt{\frac{l+1}{2J+1}} {}^1M_{l-1,1} - \sqrt{\frac{l}{2J+1}} {}^1M_{l+1,-1}, & 2T(J)_{-1/2,1/2}^1 &= {}^1E_{l,0} - \sqrt{\frac{l+1}{2J+1}} {}^1M_{l-1,1} - \sqrt{\frac{l}{2J+1}} {}^1M_{l+1,-1}. \end{aligned} \quad (10)$$

Амплитуды ${}^S E_{L,r}$ ($S=0,1$; $r=0$) описывают переход, сопровождаемый поглощением γ – кванта электрического типа с четностью $(-1)^g$ (g – полный момент фотона) и образованием конечной системы (NT) с орбитальным моментом L . При этом полный момент перехода $J = L + r$. Амплитуды ${}^S M_{L,r}$ ($S=0,1$; $r=\pm 1$) описывают переход магнитного типа с четностью $(-1)^{g+1}$, причем, как и в предыдущем случае, полный момент перехода находится по правилу $J = L + r$.

Переход 1^- в реакции $\gamma + {}^4\text{He} \rightarrow NT$ описывается двумя мультипольными амплитудами электрического типа ${}^0E_{1,0}$ и ${}^1E_{1,0}$. В этом случае дифференциальное сечение имеет вид:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim |{}^0E_{1,0}|^2 \sin^2 \vartheta + \frac{1}{2} |{}^1E_{1,0}|^2 (1 + \cos^2 \vartheta). \quad (11)$$

СТРУКТУРА ВЕРШИНЫ $\gamma + {}^4\text{He} \rightarrow {}^4\text{He}^*$

Часть поляризационных явлений, например, поляризация продуктов реакции, обусловлена вкладом резонанса 1^- . Вычислим электромагнитный формфактор $C_\gamma(E_\gamma)$ этого резонанса. В первой части работы [4] величина C_γ оценена в осцилляторной модели, в которой структура основного и возбужденного состояний ядра ${}^4\text{He}$ не согласованы с вершинной – G – функцией – сильного взаимодействия. Вычислим $C_\gamma(E_\gamma)$ на основе треугольных диаграмм (рис. 1). В таком подходе вершинные функции ${}^4\text{He} \rightarrow NT$ и ${}^4\text{He}^* \rightarrow NT$ выбираются

согласно [1], и выше упомянутое согласование выполняется автоматически. Матричный элемент, отвечающий сумме диаграмм (рис. 1), в результате простых преобразований с частицей-спектатором на массовой поверхности можно привести к виду:

$$M(\gamma 0^+ \rightarrow 1^-) = \frac{e}{2} \int \frac{d^3 T}{(2\pi)^3 2T_0} \tilde{G} g_1(q'^2) (p_1'^2 - m^2)^{-1} Sp \left\{ (\hat{p}_1' + m) \left[\hat{\varepsilon} - \frac{(\varepsilon q)}{(kq)} \hat{k} \right] (\hat{p}_1 + m) (\hat{T} + m_T) \hat{U} \right\}, \quad (12)$$

где $\tilde{G} = G(q^2)(q^2 + \alpha^2)^{-1}$, $q = \mu[(p_1/m) - (T/m_T)]$, $q' = q + (\mu/m)k$, $\mu = mm_T(m + m_T)^{-1}$, $T = (T_0; \vec{T})$.

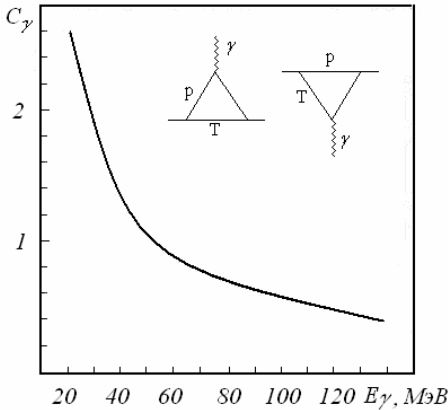


Рис.1. Энергетическая зависимость формфактора вершины $\gamma^4\text{He} \rightarrow {}^4\text{He}^*$.

Ширина резонанса 1^- полагалась, как и в работе [4], равной 1 МэВ. Из рис.1 видно, что на интервале энергий от порога реакции до 140 МэВ формфактор C_γ уменьшается почти в 10 раз. Это обеспечивает быстрое “включение” резонанса с ростом энергии γ -кванта.

Градиентная инвариантность резонансного вклада (12) в дополнение к полюсному [1] очевидна.

Сравнивая (12) с формулой (22) работы [4], получим:

$$C_\gamma = \frac{|K_{sr}| g_1(|K_{sr}|)}{6\pi^2 m E_\gamma}$$

$$\cdot \int d|T| T^2 \tilde{G} \int dx (a + bx)^{1/2} (A + Bx)^{1/2} (a + bx + K_{sr}^2)^{-1} (a' + b'x)^{-1} \quad (13)$$

где $x = \cos \vartheta_T$, $a = T^2 + (\mu^2/m^2) E_\gamma^2$, $b = -2|\vec{T}|(\mu/m) E_\gamma$,

$$A = m^2 m_T - m E_\gamma T_0 - m_T [m_H (m_H + E_\gamma - 2T_0) + m_T^2 - E_\gamma T_0],$$

$$B = |\vec{T}| E_\gamma (m - m_T), \quad a' = s + m_T^2 - m^2 - 2T_0 (m_H + E_\gamma), \quad b' = 2|\vec{T}| E_\gamma.$$

На рис.1 представлена расчетная энергетическая зависимость величины C_γ . При этом вершины ${}^4\text{He} \rightarrow NT$ и ${}^4\text{He}^* \rightarrow NT$ описывались соответственно G -функцией и формфакторами из

ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Рассмотрим результаты численных расчетов в рамках модели [1-3] поляризационных характеристик в реакциях ${}^4\text{He}(\gamma, p){}^3\text{H}$ и ${}^4\text{He}(\gamma, n){}^3\text{He}$.

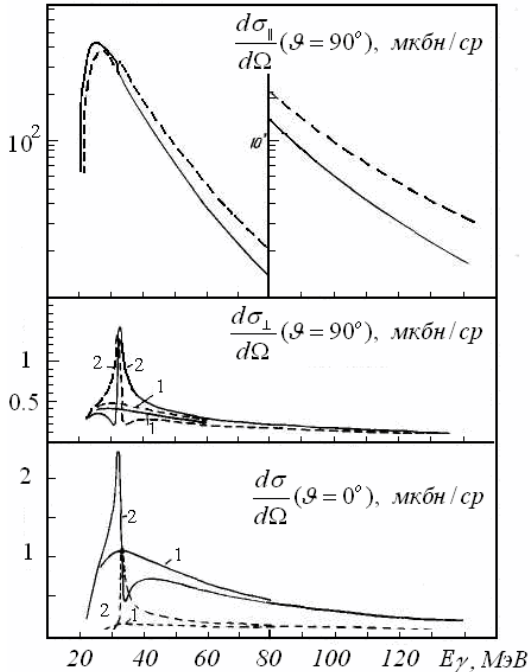


Рис.2. Энергетическая зависимость дифференциальных сечений процессов $\gamma^4\text{He} \rightarrow NT$. Сплошные кривые соответствуют каналу $\gamma^4\text{He} \rightarrow p^3\text{H}$, пунктирные – $\gamma^4\text{He} \rightarrow n^3\text{He}$. Кривые 1 характеризуют вклад полюсных диаграмм, кривые 2 – тот же вклад плюс вклад резонанса.

На рис.2 представлена энергетическая зависимость дифференциальных сечений реакций при “параллельной” ($\varphi = 0^\circ$) и “перпендикулярной” ($\varphi = 90^\circ$) поляризациях γ -кванта ($\vartheta = 0^\circ, 90^\circ$). Экспериментальное измерение таких отдельных сечений очень важно, так как “перпендикулярное” сечение чувствительно к вкладам различных механизмов. Такими механизмами могут быть: виртуальность электромагнитного тока нуклонов, резонансные переходы, вклад поперечной части контактной диаграммы и т.д. Из этих механизмов мы изучим проявление резонанса $J^P = 1^-$. Как видно из рис.2, вклад резонанса в “параллельное” сечение при $\vartheta = 90^\circ$ мал. Более заметно резонанс проявляется в “перпендикулярном” сечении: в районе $E_\gamma \sim 33$ МэВ сечение с учетом резонанса в три раза превосходит сечение, обусловленное полюсным вкладом (рис.2). Таким образом, более информативным является “перпендикулярное” сечение.

Из явного вида спиральных амплитуд процесса $\gamma^4\text{He} \rightarrow NT$ [1] и формул (13) следует, что при $\vartheta = 0^\circ$ сечения $d\sigma_{\parallel}/d\Omega$ и $d\sigma_{\perp}/d\Omega$ равны. Согласно (11), сечение при $\vartheta = 0^\circ$ определяется лишь триплетной частью электрического дипольного перехода ${}^1E_{1,0}$, поэтому изучение сечения при $\vartheta = 0^\circ$ может дать сведения о

изучение сечения при $\vartheta = 0^\circ$ может дать сведения о

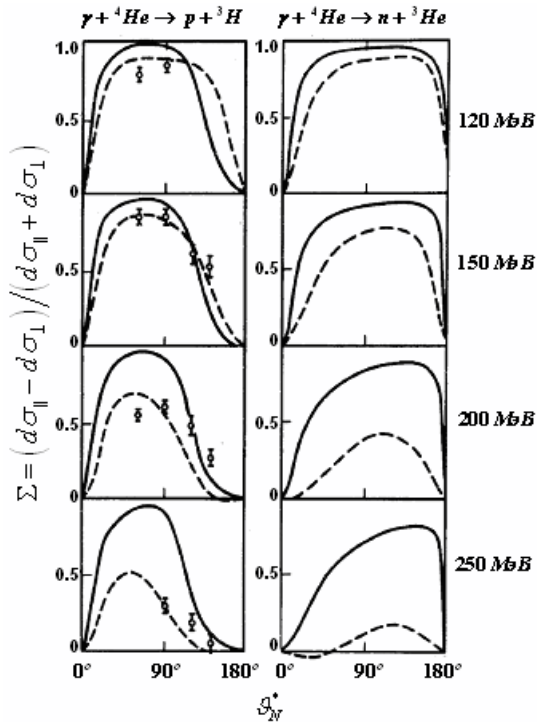


Рис.3. Угловая зависимость Σ -асимметрии для различных энергий налетающих фотонов с учетом Γ (сплошные кривые) Пунктирные кривые рассчитаны с учетом Γ резонанса и t-канальным Ропер-резонансом в промежуточном состоянии [9].

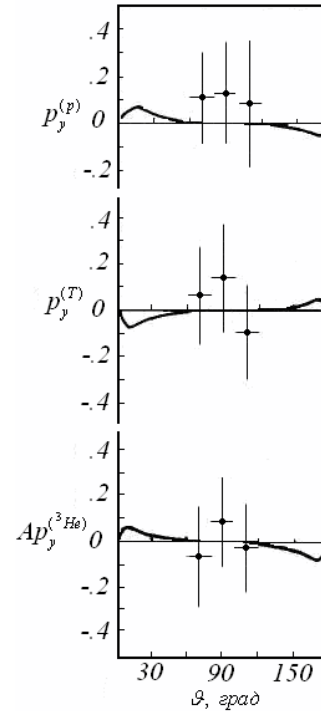


Рис.4. Угловая зависимость поляризаций продуктов реакции $\gamma^4\text{He} \rightarrow NT$, $E_\gamma = 35,45$ МэВ; $P_y^{(p)}$ – значение a_y для протона в реакции $\gamma^4\text{He} \rightarrow p^3\text{H}$, $P_y^{(T)}$ – для трития в этой реакции, $AP_y^{({}^3\text{He})}$ – для ${}^3\text{He}$ в реакции $\gamma^4\text{He} \rightarrow n^3\text{He}$; A – анализирующая способность ${}^4\text{He}$ по отношению к ${}^3\text{He}$ [11].

триплетном формфакторе g_1 [4]. Из рис.2 видно, что сечение при $\vartheta = 0^\circ$, как и “перпендикулярное”, чувствительно к вкладу резонанса Γ . Таким образом, информация, получаемая при исследовании реакций $\gamma^4\text{He} \rightarrow NT$ с неполяризованными фотонами при $\vartheta = 0^\circ$, эквивалентна информации, извлекаемой из экспериментов с поляризованными фотонами при $\varphi = 90^\circ$ и произвольных углах ϑ .

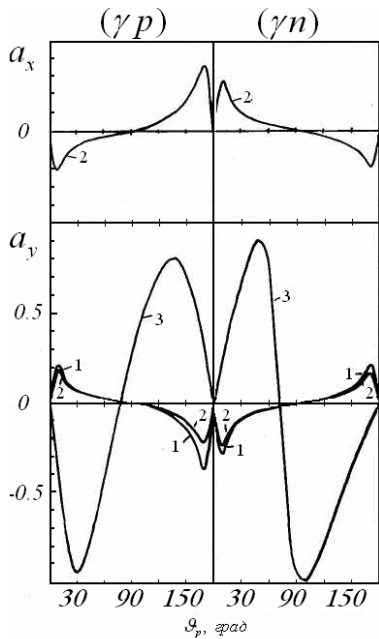


Рис.5. Угловая зависимость поляризаций нуклона в реакции $\gamma^4\text{He} \rightarrow NT$ в случае линейно поляризованных γ -квантов; кривые 1 – $\varphi = 0^\circ$, 2 – $\varphi = 45^\circ$, 3 – $\varphi = 90^\circ$. Кривые характеризуют суммарный вклад полюсных и резонансного механизмов.

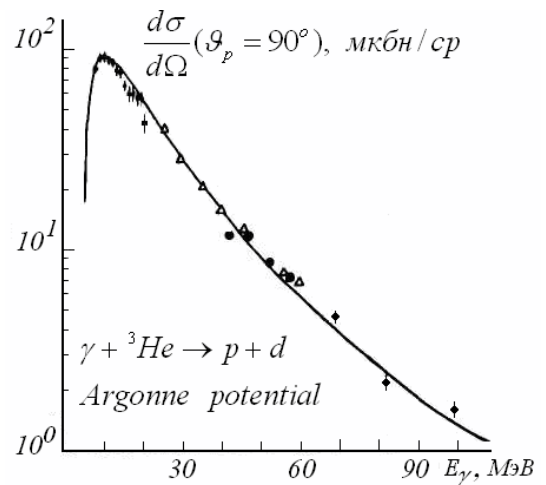


Рис.6. Энергетическая зависимость дифференциального сечения фоторасщепления ядра ${}^3\text{He}$ при угле вылета протона 90° [10].

Экспериментальная угловая зависимость Σ -асимметрии при различных энергиях фотонов представлена на рис. 3. Рост энергии γ -кванта приводит к отличающимся друг от друга Σ -асимметриям в (γp) - и (γn) -каналах. При этом наблюдается качественный эффект: угловая зависимость Σ -асимметрии с ростом E_γ становится несимметричной относительно $\vartheta = 90^\circ$.

На рис. 4 рассчитанные поляризации продуктов реакций $\gamma^4\text{He} \rightarrow NT$, когда γ -квант неполяризован, сравниваются с экспериментальными измерениями. Теоретический расчет поляризаций на рис. 4 не противоречит экспериментальным измерениям.

Поляризация γ -кванта приводит к росту (по абсолютной величине) максимальных значений поляризаций продуктов реакций $\gamma^4\text{He} \rightarrow NT$, и, кроме того, становятся отличными от нуля величины a_x и a_z (рис.5). Поляризации протона и нейтрона в соответствующих каналах противоположны по знаку (вследствие противоположности знаков магнитных моментов). Характерным для угловой зависимости поляризации является наличие пиков при малых и больших углах и изменение знака при углах $\vartheta = 90^\circ$. Переход от $\varphi = 0^\circ$ к $\varphi = 90^\circ$ существенно увеличивает максимальные абсолютные значения поляризаций и изменяет положение пиков.

На рис. 6 в качестве иллюстрации, подтверждающей доминирующую роль вклада полюсной калибровочно-замкнутой амплитуды в сечениях подобно расчетам наблюдаемых для ядра ^4He [1], показана энергетическая зависимость дифференциального сечения фоторасщепления ядра ^3He в сравнении с экспериментальными данными. Можно отметить, что расчетная кривая проходит в пределах коридора экспериментальных измерений как и аналогичная для ^4He .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе рассчитаны поляризационные явления в реакциях $\gamma^4\text{He} \rightarrow NT$, обусловленные вкладом электрического дипольного резонанса $J^P = 1^-$. Этот вклад определяется значением формфакторов g_1 , g_2 и C_γ , которые, в свою очередь, вычисляются модельным образом при определенных значениях ширины и массы резонансов. Оказалось, что наиболее чувствительным к вкладу резонанса является поляризованное “перпендикулярное” сечение, тогда как вклад в “параллельное” сечение не превышает 10%. Предсказывается также значительная степень поляризации продуктов реакций при энергиях γ -кванта в районе резонанса. Поэтому для последовательного изучения проявления резонансов в реакциях $\gamma^4\text{He} \rightarrow NT$ представляют интерес эксперименты: 1) измерение энергетической зависимости поляризованных “перпендикулярных” сечений с хорошим разрешением; 2) измерение поляризаций продуктов реакций.

В научных публикациях энергетический интервал по энергии фотона E_γ от порога двухчастичного фоторасщепления ядра ^4He с регистрацией в конечном состоянии нуклона и ядра-остатка до области рождения мезонов идентифицируется как область “гигантского” резонанса. Структура дифференциальных сечений в области “гигантского” резонанса якобы указывает на его коллективную природу, где доминирующая роль в формировании поведения сечений и других экспериментальных наблюдаемых обеспечивается за счет многочастичных механизмов реакции. Рассмотрение этого комплекса проблем с позиций квантовой теории поля позволяет определить главное направление в исследованиях ядерной структуры легких ядер. Основным объектом изначально присутствующим в подобных задачах является сильносвязанная 3-точечная функция Грина (после редукции эквивалентна матричному элементу), определенная в пространстве Фока на асимптотических in- и out-частичных состояниях и описывающая виртуальный (расширенный за массовую оболочку) развал ядра-мишени на два конstituента. Требование инвариантности функции Грина по отношению к согласованным трансляциям в конфигурационном и зарядовом пространствах (за счет присутствия фазовой экспоненты со связностью A_μ и обеспечивающей инвариантность к преобразованиям локальной U(1)-калибровочной группы) порождает пространство радиационных операторов. Первая вариационная производная от упомянутой выше функции Грина по вектору-потенциалу электромагнитного поля определяет ток перехода, которому на языке матричного элемента соответствует калибровочно-замкнутый набор фейнмановских диаграмм. Указанный ряд состоит из трех полюсных диаграмм (одночастичных механизмов) и регулярной части амплитуды (контактный механизм). Информация о коллективных степенях свободы ядра ^4He в самосогласованном виде содержится в вершинном формфакторе сильного взаимодействия, который задает долю виртуальных нуклонов с импульсами p и присутствует в полюсной части амплитуды. Регулярная часть амплитуды пропорциональна производной от вершинной функции по ее аргументу и учитывает специфические для данного ядра макродетали нуклон-нуклонного потенциала, которые являются следствием остаточного взаимодействия кварков в результате конфайнмента цветовых степеней свободы. Как показали ранее проведенные и настоящие численные расчеты по двухчастичному фоторасщеплению ^4He , при сопоставлении энергетических зависимостей полных и

дифференциальных сечений ($\vartheta = 90^\circ$) с экспериментальными измерениями в области “гигантского” резонанса не менее чем на 95% они насыщаются за счет калибровочно-замкнутой полюсного механизма, что указывает на доминирующую роль электрического дипольного перехода.

Оставшиеся 5% содержат информацию о деталях связанного состояния (эффекты, вызванные параметром отношения энергии связи на нуклон к массе свободного нуклона $\varepsilon_{св.}/m_N \leq 0,85\%$), которые экспериментально наблюдают с использованием поляризованных пучков фотонов, исследованием поляризаций продуктов реакций или применением специфических кинематических условий, когда роль электрического дипольного перехода значительно ослаблена: энергетическое поведение дифференциальных сечений при $\vartheta = 0^\circ, 180^\circ$ и перпендикулярных сечений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Нагорный С.И., Касаткин Ю.А., Золенко В.А., Кириченко И.К., Заяц А.А. Ковариантный подход в теории фотоядерных реакций $\gamma 0^+ \rightarrow 1/2^+ 1/2^+$ и его реализация на ядре ${}^4\text{He}$ // ЯФ. - 1991. – Т.53. – Вып.2. - С.365-390.
2. Касаткин Ю.А., Кириченко И.К., Корж А.П. Теоретико-полевое описание фоторасщепление малонуклонных систем // Вісник Харківського університету, серія фізична “Ядра, частинки, поля”. - 2001. - №510. – Вып.1(13). - С.3-10.
3. Касаткин Ю.А. Локальная U(1)-калибровочная инвариантность и фоторасщепление сильно связанных систем // Письма в ЭЧАЯ.- 2004.-Т. 1. – №5(122).-С. 30-49.
4. Винокуров Е.А., Волощук В.И., Ганенко В.Б. и др. Исследование γp – и γn – реакций при расщеплении ядра ${}^4\text{He}$ линейно поляризованными γ квантами с энергией 40 МэВ // ЯФ.-1989.-Т.49. – Вып. 5.-С. 1233-1238.
5. Винокуров Е.А., Волощук В.И., Горбунов В.Г. и др. Асимметрия сечений (γ, p) – и (γ, n) – реакций при дезинтеграции ядра ${}^4\text{He}$ линейно-поляризованными фотонами с энергией 40 МэВ // Письма в ЖЭТФ.- 1985.- Т. 41. – № 9.- С. 410-412.
6. Мельник Ю.П., Шебеко А.В. Влияние антисимметрии конечных состояний на сечения реакций ${}^4\text{He}(\gamma, p){}^3\text{H}$ и ${}^4\text{He}(\gamma, n){}^3\text{He}$ с поляризованными фотонами. - Харьков, 1984.-10с.- (Препринт/ ХФТИ: 84-27).
7. Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Релятивистская квантовая теория, ч.1. - М.: Наука, 1968. - 480с.
8. Заяц А.А., Меренков Н.П. Распределение продуктов распада Δ – изобары в реакции $\gamma N \rightarrow \pi N$ при взаимодействии поляризованных γ – квантов с поляризованными нуклонами. - Харьков, 1977. - 29с.- (Препринт, ХФТИ : 77-36).
9. Ганенко В.Б., Гетман В.А., Гуцин В.А. и др. Исследование асимметрии сечений в фоторасщеплении ядра гегия-4 линейно поляризованными γ -квантами // Письма в ЖЭТФ.-1988.-Т.48. – Вып. 5.-С. 238-241.
10. Нагорный С.И., Касаткин Ю.А., Золенко В.А. Расщепление трехнуклонных систем фотонами и электронами в едином ковариантном подходе с сохраняющимися токами // ЯФ.- 1994.- Т.57.– №5.- С. 1001-1019.
11. Аркатов Ю.М., Браташевский А.С., Волощук В.И. и др. Экспериментальные исследования поляризации продуктов двухчастичного фоторасщепления ${}^4\text{He}$ в области гигантского резонанса // ВАНТ. Сер.: Ядерно-физические исследования (Теория и эксперимент). - 1989. - Вып. 8/8/. - С. 68-70.

THE POLARIZATION PHENOMENA IN TWO-PARTICLE PHOTODISINTEGRATION OF NUCLEUS ${}^4\text{He}$ IN REACTION ${}^4\text{He}(\gamma, N)T$

Yu.A. Kasatkin, I.K. Kirichenko *

*Institute of Electrophysics & Radiation Technologies National Academy of Sciences of Ukraine,
61002, Ukraine, Kharkov, Chernyshevsky St, 28, p.o.box 8812*

**Ukraine Engineering and Pedagogical Academy
61003, Ukraine, Kharkov, Universitetsky St, 16*

In this article the polarization phenomena are discussed in the processes ${}^4\text{He}(\gamma, N)T$ of two-partial disintegration of nucleus ${}^4\text{He}$ in the nucleonic channel. It is shown that taking into account triangle diagram corresponding to 1^- resonance, in addition to gauge-closed pole approximation, does not contradict available experimental data on the polarized sections and polarization of final particles.

KEY WORDS: vertex function, form factors, polarization phenomena, gauge invariance, photodisintegration.