

Во время возмущений усредненная картина токов, обсуждаемых в разделе 2, переходит в картину токов раздела 1: утренняя часть с токами, направленными от нейтрального слоя (см. рис. 4, а, б) расширяется почти на весь слой (см. рис. 2, б), и, следовательно, почти на весь полярный овал (утренне-ночную сторону с заходом на вечернюю), так как разрез нейтрального слоя проектируется почти на весь овал вплотную к точке проекции полуденного каспа. Из-за возрастания $DP-I$ -гармоники суммарная картина ($DP-I+DP-II$) становится резко асимметричной относительно полуденной меридиональной плоскости.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Shabansky V. P. Space Sci. Rev., 1968, 8, p. 366. [2] Shabansky V. P. In: Particle motions in the Earth's magnetosphere. Solar-Terrestrial physics. Part III. Dordrecht—Holland, 1970, D. Reidel P. C., p. 25. [3] Shabansky V. P. Space Sci. Rev., 1971, 12, p. 299. [4] Шабанский В. П. Явления в околоземном пространстве. М.: Наука, 1972. [5] Шабанский В. П. В кн.: Исследования по геомагнетизму, аэронамии и физике Солнца. Вып. 23. Иркутск: Наука, 1972, с. 110. [6] Афонина Р. Г., Фельдштейн Я. И., Шабанский В. П. В кн.: Полярные сияния и свечение ночного неба (результаты исследования по международным геофизическим проектам). Вып. 22. М.: Сов. радио, 1975, с. 34. [7] Тверской Б. А. Геомагнетизм и аэронамия, 1982, 22, с. 991.

Поступила в редакцию
03.07.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1986, Т. 27, № 1

УДК 539.17

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОРИЕНТАЦИИ РАЗЛИЧНЫХ ТЕНЗОРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ ЯДЕР ПУТЕМ ИССЛЕДОВАНИЯ ФУНКЦИИ УГЛОВОЙ КОРРЕЛЯЦИИ КОНЕЧНЫХ ЧАСТИЦ И γ -КВАНТОВ

Н. С. Зеленская, В. М. Лебедев, А. В. Спасский, И. Б. Теплов

Как показано в работе [1], экспериментальное исследование функции угловой корреляции заряженных частиц y в реакциях $A(x, y)B^*$ и γ -квантов, испускаемых конечным ядром B^* при переходе в основное состояние, под различными углами вылета γ -квантов к плоскости реакции позволяет восстановить спиновую матрицу плотности возбужденного состояния ядра. В НИИЯФ МГУ впервые подобным способом экспериментально определены [2, 3] все спин-тензоры $\rho_{hk}(\vartheta_y)$ четного ранга матрицы плотности состояния 2^+ ядра ^{12}C , образованного в реакциях $^{12}\text{C}(\alpha, \alpha'\gamma)^{12}\text{C}$ с $E_\alpha=25$ МэВ и $^{13}\text{C}(\text{}^3\text{He}, \alpha'\gamma)^{12}\text{C}$ с $E_{\text{}^3\text{He}}=22,5$ МэВ. В настоящей работе $\rho_{hk}(\vartheta_\alpha)$ в реакции $^{12}\text{C}(\alpha, \alpha'\gamma)^{12}\text{C}$ определены для двух значений энергии $E_\alpha=25$ и 30 МэВ в интервале углов регистрации рассеянных α -частиц от 20 до 160° с шагом 4° (в работе [2] углы регистрации α -частиц для $E_\alpha=25$ МэВ менялись от 27 до 149°). Полученные результаты показывают, что зависимости $\rho_{hk}(\vartheta_\alpha)$ при этих энергиях качественно одинаковы. Спин-тензоры $\rho_{hk}(\vartheta_\alpha)$ в реакции $^{13}\text{C}(\text{}^3\text{He}, \alpha'\gamma)^{12}\text{C}$ с $E_{\text{}^3\text{He}}=22,5$ МэВ получены при семи значениях угла ϑ_α в передней полусфере. Подробная схема эксперимента и его детальное описание содержатся в работах [2, 3].

Найденные величины $\rho_{hk}(\vartheta_y)$ могут быть использованы для определения различных характеристик состояния 2^+ ядра ^{12}C , в частности таких, прямое экспериментальное измерение которых чрезвычайно затруднено. В работах [1—3] с помощью величин $\rho_{hk}(\vartheta_y)$ получены за-

селенности подсостояний уровня 2^+ ядра ^{12}C с различными значениями проекций спина, т. е. диагональные элементы самой матрицы плотности, что эквивалентно определению ориентации спина ядра. Очевидно, что знание неприводимых спин-тензоров матрицы плотности, вообще говоря, дает возможность определить ориентацию тензорных операторов различного ранга (вплоть до ранга k), характеризующих данное состояние ядра. Действительно, согласно общим положениям квантовой механики среднее значение сферической компоненты любого тензорного оператора ранга k определяется следующим образом:

$$\langle J_f | \mathbf{T}_{k\kappa} | J_f \rangle = (1/\text{Sp } \rho) \text{Sp } (\rho \mathbf{T}_{k\kappa}). \quad (1)$$

Распишем детально (1) и учтем, что согласно условиям нормировки [1] $\text{Sp } \rho = \rho_{00}$. В результате получим

$$\begin{aligned} \rho_{00}(\vartheta_y) \langle I_f | \mathbf{T}_{k\kappa}(\vartheta_y) | I_f \rangle &= \\ &= \sum_{M_f M_f'} \langle I_f M_f | \rho_{I_f}(M_f, M_f') | I_f M_f' \rangle \langle I_f M_f' | \mathbf{T}_{k\kappa}(\vartheta_y) | I_f M_f \rangle. \end{aligned}$$

Используя теорему Вигнера — Эккарта [4], нетрудно получить

$$\begin{aligned} \rho_{00}(\vartheta_y) \langle I_f | \mathbf{T}_{k\kappa}(\vartheta_y) | I_f \rangle &= \frac{1}{\sqrt{2k+1}} \langle I_f | | \mathbf{T}_k(\vartheta_y) | | I_f \rangle \sum_{M_f M_f'} (-1)^{I_f - M_f'} \times \\ &\times \langle I_f M_f' | I_f - M_f' | k\kappa \rangle \langle I_f M_f | \rho_{I_f}(M_f, M_f') | I_f M_f' \rangle = \\ &= \frac{1}{\sqrt{(2k+1)(2I_f+1)}} \langle I_f | | \mathbf{T}_k(\vartheta_y) | | I_f \rangle \rho_{k\kappa}(\vartheta_y). \end{aligned} \quad (2)$$

Выражение (2) можно переписать в более наглядной форме:

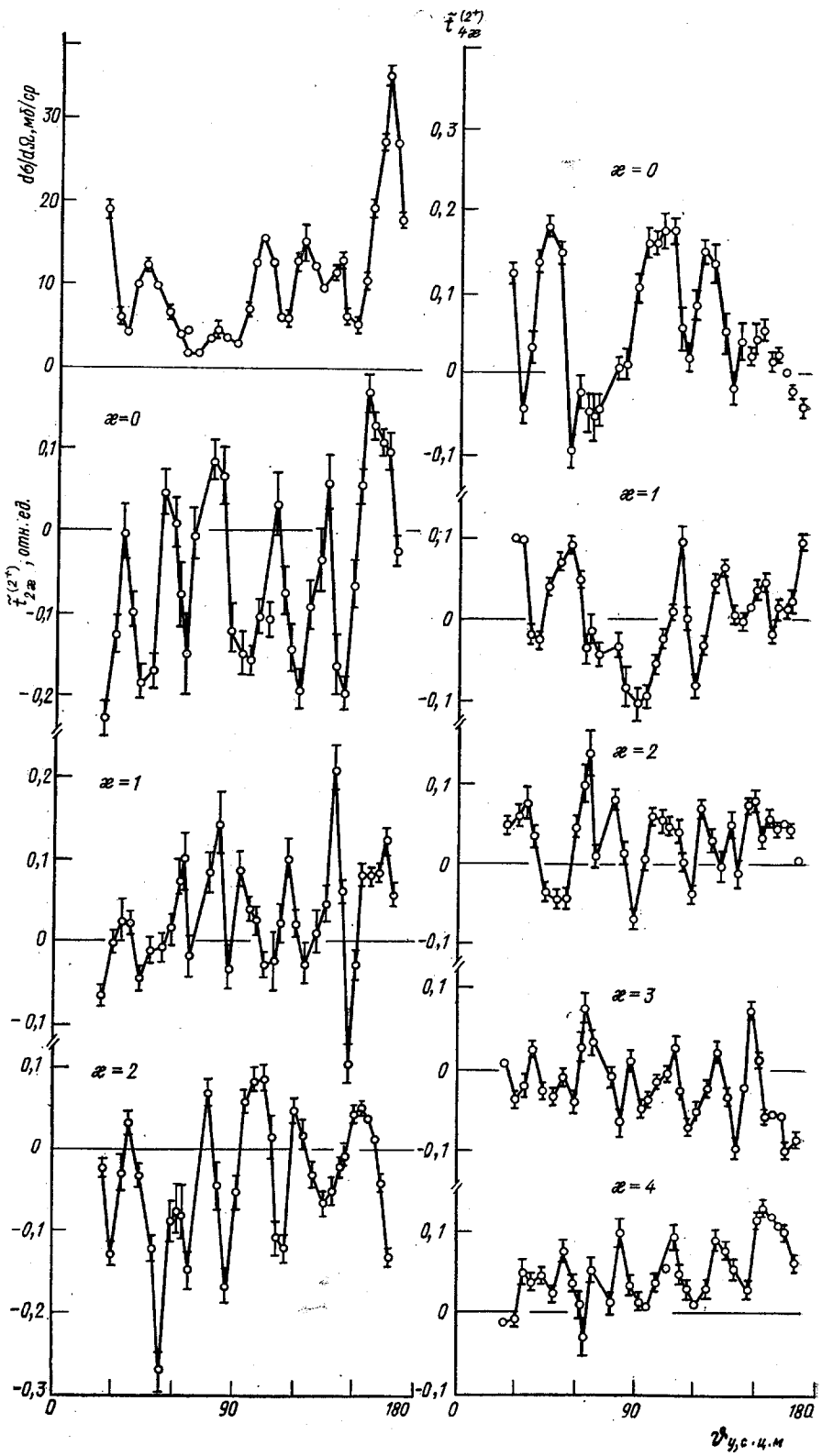
$$\mathbf{t}_{k\kappa}^{(I_f)}(\vartheta_y) \equiv \frac{\langle I_f | \mathbf{T}_{k\kappa}(\vartheta_y) | I_f \rangle}{\langle I_f | | \mathbf{T}_k(\vartheta_y) | | I_f \rangle} = \frac{1}{\sqrt{(2k+1)(2I_f+1)}} \frac{\rho_{k\kappa}(\vartheta_y)}{\rho_{00}(\vartheta_y)}. \quad (3)$$

Выражение (3) связывает отношение компоненты тензорного оператора произвольного ранга k его приведенному матричному элементу (величин, содержащих всю информацию о структуре данного состояния ядра и отражающих его динамические характеристики) с геометрическими свойствами этого состояния, т. е. с отношением $\rho_{k\kappa}(\vartheta_y)/\rho_{00}(\vartheta_y)$. Величина $\mathbf{t}_{k\kappa}^{(I_f)}(\vartheta_y)$ характеризует ориентацию соответствующего мультипольного момента относительно оси симметрии ядра.

Покажем, как конкретно вычисляется ориентация различных тензорных операторов состояния 2^+ ядра ^{12}C , образованного в реакциях $^{12}\text{C}(\alpha, \alpha')^{12}\text{C}^*$ и $^{13}\text{C}(^3\text{He}, \alpha')^{12}\text{C}^*$. Поскольку в экспериментах не регистрировалась циркулярная поляризация γ -квантов, в них определены только спин-тензоры $\rho_{k\kappa}(\vartheta_\alpha)$ с четными $k=0, 2, 4$, т. е. ядро ^{12}C в состоянии 2^+ в этих экспериментах ведет себя как выстроенная система и, согласно (3), для него можно определить ориентацию тензорных операторов четного ранга, т. е. квадрупольного ($k=2$) и гексадекупольного ($k=4$) моментов.

В дальнейшем будем рассматривать не сами спин-тензоры $\rho_{k\kappa}(\vartheta_y)$, а величины $\mathbf{A}_{k\kappa}(\vartheta_y)$, связанные с $\rho_{k\kappa}(\vartheta_y)$ простым соотношением [1]

$$\mathbf{A}_{k\kappa}(\vartheta_y) = (-1)^{L+1} \sqrt{2L+1} \langle L1 L-1 | k0 \rangle \rho_{k\kappa}(\vartheta_y).$$



При вычислении ориентации квадрупольных и гексадекупольных моментов необходимо иметь в виду, что соотношение (3) справедливо в системе координат, в которой ось z совпадает с осью симметрии ядра (импульсом ядра отдачи). В то же время в работах [1—3] выбрана такая система координат, в которой направление оси z совпадает с направлением падающего пучка. Поэтому при использовании экспериментальных величин $A_{k\kappa}(\vartheta_\alpha)$, полученных в настоящей работе и в [2, 3], необходимо перевести их в систему координат, ось z которой совпадает с направлением импульса отдачи конечного ядра. Подобное преобразование осуществляется следующим образом:

$$\tilde{A}_{k\kappa}(\vartheta_y) = \sum_{\kappa'} (D_{\kappa\kappa'}^k)^*(0, \theta_q, 0) A_{k\kappa'}(\vartheta_y), \quad (4)$$

где угол θ_q задается выражением

$$\cos \theta_q(\vartheta_y) = \frac{k_x - k_y \cos \vartheta_y}{\sqrt{k_x^2 + k_y^2 - 2k_x k_y \cos \vartheta_y}}.$$

Осуществляя преобразование (4), для компонент тензора ориентации $\tilde{t}_{2\kappa}^{(2+)}(\vartheta_y)$ квадрупольного момента можно получить

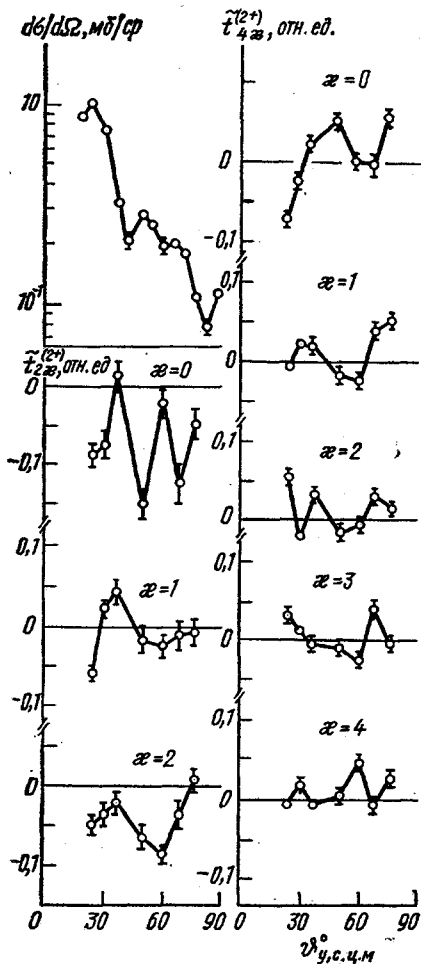
$$\begin{aligned} \tilde{t}_{20}^{(2+)}(\vartheta_y) &= -\frac{\sqrt{7}}{5\sqrt{10}} \frac{1}{A_{00}} [(3 \cos^2 \theta_q - 1) A_{20} + \\ &\quad + \sqrt{6} \sin 2\theta_q A_{21} + \sqrt{6} \sin^2 \theta_q A_{22}]; \\ \tilde{t}_{21}^{(2+)}(\vartheta_y) &= -\frac{\sqrt{7}}{5\sqrt{10}} \frac{1}{A_{00}} \left[-\frac{\sqrt{6}}{2} \sin 2\theta_q A_{20} + 2 \cos 2\theta_q A_{21} + \sin 2\theta_q A_{22} \right]; \\ \tilde{t}_{22}^{(2+)}(\vartheta_y) &= -\frac{\sqrt{7}}{5\sqrt{10}} \frac{1}{A_{00}} \left[\frac{\sqrt{6}}{2} \sin^2 \theta_q A_{20} - \sin 2\theta_q A_{21} + (1 + \cos^2 \theta_q) A_{22} \right]. \end{aligned} \quad (5)$$

Аналогичным образом определяются компоненты тензора ориентации $\tilde{t}_{4\kappa}^{(2+)}(\vartheta_y)$ гексадекупольного момента:

$$\begin{aligned} \tilde{t}_{40}^{(2+)}(\vartheta_y) &= -\frac{\sqrt{7}}{48\sqrt{10}} \frac{1}{A_{00}} [(35 \cos^4 \theta_q - 30 \cos^2 \theta_q + 3) A_{40} + \\ &\quad + 2\sqrt{5} \sin 2\theta_q (7 \cos^2 \theta_q - 3) A_{41} + 2\sqrt{10} \sin^2 \theta_q (7 \cos^2 \theta_q - 1) A_{42} + \\ &\quad + 2\sqrt{35} \sin 2\theta_q \sin^2 \theta_q A_{43} + \sqrt{70} \sin^4 \theta_q A_{44}]; \\ \tilde{t}_{41}^{(2+)}(\vartheta_y) &= -\frac{\sqrt{7}}{48\sqrt{10}} \frac{1}{A_{00}} [-\sqrt{5} \sin 2\theta_q (7 \cos^2 \theta_q - 3) A_{40} + \\ &\quad + 2(28 \cos^4 \theta_q - 27 \cos^2 \theta_q + 3) A_{41} + 2\sqrt{2} \sin 2\theta_q (7 \cos^2 \theta_q - 4) A_{42} + \\ &\quad + 2\sqrt{7} \sin^2 \theta_q (4 \cos^2 \theta_q - 1) A_{43} + \sqrt{14} \sin 2\theta_q \sin^2 \theta_q A_{44}]; \end{aligned} \quad (6)$$

Рис. 1. Угловые зависимости компонент тензора ориентации квадрупольного $\tilde{t}_{2\kappa}^{(2+)}(\vartheta_\alpha)$ и гексадекупольного $\tilde{t}_{4\kappa}^{(2+)}(\vartheta_\alpha)$ моментов ядра ^{12}C в состоянии 2^+ (4,43 МэВ) и дифференциального сечения реакции $^{12}\text{C}(\alpha, \alpha')^{12}\text{C}_{4,43}$ при $E_\alpha = 30$ МэВ

$$\begin{aligned} \tilde{t}_{42}^{(2^+)}(\vartheta_y) &= -\frac{\sqrt{7}}{48\sqrt{10}} \frac{1}{A_{00}} [V\sqrt{10} \sin^2 \theta_q (7 \cos^2 \theta_q - 1) A_{40} + \\ &+ 2\sqrt{2} \sin 2\theta_q (4 - 7 \cos^2 \theta_q) A_{41} + 4(7 \cos^4 \theta_q - 6 \cos^2 \theta_q + 1) A_{42} + \\ &+ 2\sqrt{14} \sin 2\theta_q \cos^2 \theta_q A_{43} + 2\sqrt{7} \sin^2 \theta_q (1 + \cos^2 \theta_q) A_{44}]; \\ \tilde{t}_{43}^{(2^+)}(\vartheta_y) &= -\frac{\sqrt{7}}{48\sqrt{10}} \frac{1}{A_{00}} [-V\sqrt{35} \sin 2\theta_q \sin^2 \theta_q A_{40} + \\ &+ 2\sqrt{7} \sin^2 \theta_q (4 \cos^2 \theta_q - 1) A_{41} - 2\sqrt{14} \sin 2\theta_q \cos^2 \theta_q A_{42} + \\ &+ 2(4 \cos^4 \theta_q + 3 \cos^2 \theta_q - 3) A_{43} + V\sqrt{2} \sin 2\theta_q (3 + \cos^2 \theta_q) A_{44}]; \\ \tilde{t}_{44}^{(2^+)}(\vartheta_y) &= -\frac{\sqrt{7}}{48\sqrt{10}} \frac{1}{A_{00}} \left[\frac{\sqrt{35}}{\sqrt{2}} \sin^4 \theta_q A_{40} - V\sqrt{14} \sin 2\theta_q \sin^2 \theta_q A_{41} + \right. \\ &+ 2\sqrt{7} \sin^2 \theta_q (1 + \cos^2 \theta_q) A_{42} - V\sqrt{2} \sin 2\theta_q (3 + \cos^2 \theta_q) A_{43} + \\ &\left. + (\cos^4 \theta_q + 6 \cos^2 \theta_q + 1) A_{44} \right]. \end{aligned}$$



В выражениях (5) и (6) от угла вылета конечной частицы ϑ_y зависят величины $A_{k\kappa}$ и θ_q .

На рис. 1 и 2 показаны величины сферических компонент единичных тензоров квадрупольного и гексадекупольного моментов ядра ^{12}C в состоянии 2^+ , рассчитанные по формулам (5) и (6) из экспериментальных значений $A_{k\kappa}(\vartheta_y)$, которые получены в настоящей работе и в работе [3]. Как видно из этих рисунков, во всей исследованной области углов ϑ_y в обеих реакциях компоненты $\tilde{t}_{k\kappa}^{(2^+)}(\vartheta_y)$ с $\kappa \neq 0$ не являются малыми. Это означает, что ориентация квадрупольного и гексадекупольного моментов не совпадает с осью симметрии ядра. Другими словами, тензорные моменты прецессируют вокруг оси ядра. Далее, величины $\tilde{t}_{k\kappa}^{(2^+)}(\vartheta_y)$ для обеих реакций обнаруживают значительные осцилляции при изменении угла ϑ_y , т. е. угол прецессии моментов зависит от угла ϑ_y . Интересно отметить, что частота осцилляций ориентации тензорных операторов практически не зависит от их ранга: компоненты и квадрупольного, и гексадекупольного

Рис. 2. То же, что на рис. 1, для реакции $^{13}\text{C} (^3\text{He}, \alpha) ^{12}\text{C}_{4,43}$ при $E_{^3\text{He}} = 22,5$ МэВ

моментов осциллируют примерно с одинаковой частотой. Характер осцилляций $\tilde{t}_{k\kappa}^{(2^+)}(\vartheta_y)$, вообще говоря, близок к характеру углового распределения $d\sigma/d\Omega$.

В реакции $^{13}\text{C} (^3\text{He}, \alpha') ^{12}\text{C}^*$ для тензора ориентации $\tilde{t}_{4\kappa}^{(2^+)}(\vartheta_y)$ гексадекупольного момента под малыми углами наибольшей оказывается компонента с $\kappa=0$, т. е. прецессия гексадекупольного момента незначительна. При увеличении ϑ_y преобладание компоненты с $\kappa=0$ становится не столь заметным, и прецессия гексадекупольного момента увеличивается, хотя она выражена слабее, чем прецессия квадрупольного момента. В реакции $^{12}\text{C} (\alpha, \alpha') ^{12}\text{C}^*$ под малыми углами ϑ_y компоненты тензоров $\tilde{t}_{2\kappa}^{(2^+)}(\vartheta_y)$ и $\tilde{t}_{4\kappa}^{(2^+)}(\vartheta_y)$ с $\kappa=0$ также превышают остальные. Однако в области больших углов, особенно для тензора $\tilde{t}_{4\kappa}^{(2^+)}(\vartheta_y)$, существенную роль начинают играть компоненты с $\kappa \neq 0$. В этой угловой области ориентации квадрупольного и гексадекупольного моментов сравнимы между собой, причем направления прецессии этих моментов, вообще говоря, различны.

Таким образом, сравнение угловых зависимостей $\tilde{t}_{2\kappa}^{(2^+)}(\vartheta_y)$ и $\tilde{t}_{4\kappa}^{(2^+)}(\vartheta_y)$ для неупругого рассеяния α -частиц и реакции $(^3\text{He}, \alpha')$ показывает, что при неупругом рассеянии происходит гораздо более сильная перестройка ядра. Отсюда следует, что форма ядра ^{12}C в состоянии 2^+ , образованного при неупругом рассеянии α -частиц, достаточно сложна и не сводится к простому эллипсоиду.

Авторы выражают благодарность Ю. Ф. Смирнову за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Zelenskaya N. S., Teplov I. V. Nucl. Phys. A, 1983, 406, p. 306.
 [2] Теплов И. Б. и др. Письма в ЖЭТФ, 1984, 39, с. 31; Гуревич Г. С. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 1984, 48, с. 119. [3] Васильева О. И. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 1984, 48, с. 1959. [4] Эдмондс А. В кн.: Деформация атомных ядер. М.: ИЛ, 1958, с. 335.

Поступила в редакцию
24.06.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1986, Т. 27, № 1

УДК 539.172.3

НОВЫЕ ДАННЫЕ О ГИГАНТСКОМ ДИПОЛЬНОМ РЕЗОНАНСЕ ЯДРА ^{40}Ca

А. С. Габелко, М. Х. Жалилов, Б. С. Ишханов, И. М. Капитонов,
И. М. Пискарев

В настоящей работе приведены новые экспериментальные данные о парциальных каналах распада дипольного гигантского резонанса (ДГР) дважды магического ядра ^{40}Ca , ранее широко исследовавшегося как теоретически, так и экспериментально.

Эксперимент был выполнен на пучке тормозного γ -излучения бетатрона НИИЯФ МГУ. Верхняя граница спектра тормозного γ -излучения составляла 32 МэВ. Таким образом, практически целиком охватывалась область энергий возбуждения ядра-мишени (^{40}Ca), отвечающая ДГР (рис. 1). Выделение парциальных каналов ДГР осуществлялось посредством регистрации вторичных γ -квантов, снимающих возбуждение конечных ядер. Вторичные γ -кванты регистрировались Ge(Li)-де-