различной интенсивности, а угловыми корреляциями обусловлена зависимость 5DCS от угла вылета медленного эжектированного электрона. Выбор в качестве мишени атома He позволяет обобщить эти выводы на более тяжелые двухэлектронные атомы типа Be, Mg и т. д.

Литература

1. *Smirnov Yu.F., Pavlitchenkov A.V., Levin V.G., Neudatchin V.G.* // J. Phys. B: At. Mol. Phys. 1978. **11**. P. 3587.
2. *Neudatchin V.G., Yudin N.P., Zhivopistsev F.A.* // Phys. Stat. Solidi (b). 1979. **95**. P. 39.
3. *Lahmam-Bennani A., Dupre C., Duguet A.* // Phys. Rev. Lett. 1989. **63**. P. 1582.
4. *Lahmam-Bennani A., Duguet A., Grisogno A.M., Lecas M.* // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 1992. **25**. P. 254.
5. *Popov Yu.V., Dal Cappello C., Joulakian B., Kuzmina N.M.* // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 1994. **27**. P. 1599.
6. *Попов Ю.В., Даль Каппелло К., Жулякян Б., Фарнакеев И.В.* // ЖЭТФ. 1995. **107**. С. 337.
7. *Смирнов Ю.Ф., Неудачин В.Г.* // Письма в ЖЭТФ. 1966. **3**. С. 298.
8. *Неудачин В.Г, Новоскольцева Г.А., Смирнов Ю.Ф.* // ЖЭТФ. 1968. **55**. С. 1039.
9. *Clementi E., Roetti C.* // At. Data and Nucl. Data Tables. 1974. **14**. P. 177.
10. *Silverman J.N., Platas O., Matsen F.A.* // J. Chem. Phys. 1960. **32**. P. 1402.
11. *Bonham R.A., Kohl D.A.* // J. Chem. Phys. 1966. **45**. P. 2471.

Поступила в редакцию
11.02.98

УДК 539.125.4

КВАЗИУПРУГОЕ ВЫБИВАНИЕ НЕЙТРАЛЬНЫХ ПИОНОВ ИЗ НУКЛОНА ЭЛЕКТРОНАМИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ И СТРУКТУРА ω-МЕЗОННОГО ОБЛАКА НУКЛОНА

Н. П. Юдин, Л. Л. Свиридова, В. Г. Неудачин

(*НИИЯФ*)

Показано, что в кинематической области $Q^2 \geqslant 3$ ГэВ$^2/c^2$, $Q^2 \gg k^2$, основной вклад в поперечное сечение $d\sigma_T/d(k^2)$ электророждения нейтральных пионов дает механизм квазиупругого выбивания ρ^0- и ω-мезонов с их перестройкой в π^0-мезон. Предлагается использовать это свойство электорождения для прямого зондирования структуры ω-мезонного облака нуклона, что позволит определить не только импульсное распределение ω-мезона в нуклоне, спектроскопический фактор его отделения и константу ωNN-взаимодействия, но также и относительный знак констант $G_{\rho NN}$ и $G_{\omega NN}$.

Одной из важнейших проблем непертурбативной динамики адронов является оценка роли эффективных мезонных степеней свободы в структуре нуклона, или, иными словами, вопрос о роли мезонного облака нуклона. За последние годы здесь наметился существенный прогресс. Он связан с постепенным осознанием научной общественностью [1–5] того обстоятельства, что электророждение мезонов в кинематической области $k^2 \leqslant 0,2$ ГэВ$^2/c^2$, $-Q^2 \geqslant 1$ ГэВ$^2/c^2$ (k^μ — 4-импульс виртуального мезона, $-Q^2$ — квадрат 4-импульса виртуального фотона) осуществляется как квазиупругое выбивание пиона электроном.

В нашей предыдущей работе [5], используя концепцию квазиупругого выбивания при анализе экспериментальных данных [1] о продольном сечении электророждения пионов на протоне в указанной кинематической области, мы определили импульсное распределение пионов в нуклоне $P_p^{n\pi}(k)$ и спектроскопический фактор пиона $S_p^{n\pi}$.

В рассматриваемой кинематике процесс квазиупругого выбивания является существенно релятивистским. В частности, это приводит к тому, что очень важную роль играют Z-диаграммы с рождением мезонной пары, которые необходимо учитывать при рассмотрении в лабораторной системе (л. с.), что увеличивает амплитуду примерно вдвое. Подчеркнем, что именно это обстоятельство позволило нам [5] получить согласие с экспериментом для волновой функции пиона, найденной в работе [6] при анализе фаз πN-рассеяния.

Информация о структуре пионного облака была извлечена нами из данных о продольном сечении σ_L электророждения пионов. Замечательная возможность открывается при анализе с этих же позиций квазиупругости поперечных сечений σ_T электророждения пионов [1, 7]. В нашей работе [8] показано, что поперечное сечение при достаточно больших Q^2 (~ 3 ГэВ$^2/c^2$) и малых квадратах импульса виртуального мезона k^2 практически целиком определяется процессом квазиупругого выбивания ρ-мезонов, перестраивающихся в результате электронного удара в положительный пион. Отсюда следует, что изучение поперечного сечения σ_T электророждения пионов позволяет получить информацию о структуре ρ-мезонного облака нуклона.

В настоящей работе наш анализ [8] ρ-мезонного облака распространяется на ω-мезонное. С этой целью рассматривается квазиупругое выбивание нейтральных пионов. Это выбивание осуществляется за счет превращения ρ^0- и ω-мезонов в π^0-мезон под действием виртуального фотона. Здесь возникает новое явление — интерференция амплитуд ρ^0- и ω-ме-

зонов. Это обстоятельство позволяет при известной константе $G_{\rho NN}$ независимо определить не только константу $G_{\omega NN}$, но и относительный знак констант $G_{\rho NN}$ и $G_{\omega NN}$ взаимодействия нуклонов с ω- и ρ-мезонами (т. е. определить, одинаковые или разные знаки имеют эти константы).

1. Основные расчетные формулы

Дифференциальное сечение $d^3\sigma/d(W^2)d(Q^2)d(k^2)$ электророждения пионов дается следующей формулой [1]:

$$\frac{d^3\sigma}{dW^2dQ^2dk^2} = \Gamma\left\{\varepsilon\frac{d\sigma_L}{dk^2} + \frac{d\sigma_T}{dk^2}\right\},$$

где W — инвариантная масса конечных адронов, $Q^2 = -q^2$, q^μ — импульс виртуального фотона, $\varepsilon = [1 + (2\mathbf{q}^2/Q^2)\,\mathrm{tg}^2(\theta_e/2)]^{-1}$, θ_e — угол рассеяния электронов в л. с., $\mathbf{q}$ — трехмерный импульс фотона, Γ — поток фотонов:

$$\Gamma = \frac{\alpha}{(4\pi)^2}\,\frac{W^2 - M^2}{E_e^2 M^2 Q^2}\,\frac{1}{1-\varepsilon},$$

E_e — энергия электронов в л. с., M — масса нуклона. Предполагается, что по азимутальному углу между плоскостями электронов и конечных адронов проведено интегрирование.

Продольное и поперечное сечения даются формулами [5]

$$\frac{d\sigma_L}{dk^2} = \frac{\overline{|J_{\lambda=0}|^2}}{32\pi W|\mathbf{q}|(W^2 - M^2)},$$

$$\frac{d\sigma_T}{dk^2} = \frac{\frac{1}{2}\left\{\overline{|J_{\lambda=1}|^2} + \overline{|J_{\lambda=-1}|^2}\right\}}{32\pi W|\mathbf{q}|(W^2 - M^2)},$$

где $J_{\lambda=0,\pm1}$ — матричные элементы от скалярного произведения адронного тока J^μ на векторы e^μ_λ, характеризующие поляризацию виртуального фотона. В системе координат с осью $\mathbf{z}||\mathbf{q}$ эти векторы имеют вид

$$e_{\lambda=\pm1} = (0, \mathbf{e}_\lambda), \quad e_{\lambda=0} = \frac{1}{Q(|\mathbf{q}|,\,0,\,0,\,q_0)},$$

где $\mathbf{e}_{\lambda=\pm1} = -\lambda(\mathbf{e}_x \pm i\lambda\mathbf{e}_y)/\sqrt{2}$ и $\mathbf{e}_x$, $\mathbf{e}_y$ — единичные векторы вдоль осей x и y.

Квазиупругому механизму (рис. 1) соответствует следующая запись матричных элементов от адронного тока [5]:

$$J_\lambda = J_\lambda^{(\rho)} + J_\lambda^{(\omega)},$$

$$J_\lambda^{(\rho)} = -eg_{\rho NN}\overline{u}'\Gamma^{(\rho)\mu}u\frac{1}{k^2 + m_\rho^2}\,\frac{g_{\rho\pi y}}{m_\pi}\,F_{\rho\pi}(Q^2)\varepsilon_\lambda^{(\rho)\mu},$$

$$J_\lambda^{(\omega)} = -eg_{\omega NN}\overline{u}'\Gamma^{(\omega)\mu}u\frac{1}{k^2 + m_\omega^2}\,\frac{g_{\omega\pi y}}{m_\pi}\,F_{\omega\pi}(Q^2)\varepsilon_\lambda^{(\omega)\mu},$$

где u, $\overline{u}$ — обычные дираковские спиноры, нормированные условием $\overline{u}u = 2M$; $g_{\rho NN}$, $g_{\omega NN}$ — вершинные функции, включающие в себя константы связи ρ- и ω-мезонов с нуклонами $G_{\rho NN}$, $G_{\omega NN}$ и формфакторы вида $(\Lambda^2_{\rho(\omega)} - m^2_{\rho(\omega)})(\Lambda^2_{\rho(\omega)} - \mathbf{k}^2)^{-1}$; m_π, m_ρ, m_ω — массы π^0-, ρ^0- и ω-мезонов; $\Gamma^{(\rho,\omega)\mu}$ — обычно используемые [9, 10] эффективные вершины испускания нуклонами ρ- и ω-мезонов:

$$\Gamma^{(\rho,\omega)\mu} = \gamma^\mu - \frac{\varkappa_{\rho,\omega}}{2M}\sigma^{\mu\nu}k_\nu,$$

$\sigma^{\mu\nu} = (1/2)(\gamma^\mu\gamma^\nu - \gamma^\nu\gamma^\mu)$, γ^μ — дираковские матрицы, $\varkappa_{\rho,\omega}$ — аналог аномального магнитного момента в электромагнитной вершине нуклона, $F_{\rho\pi}(Q^2)$, $F_{\omega\pi}(Q^2)$ — формфакторы переходов $\rho^0 \to \pi^0$ и $\omega \to \pi^0$ под действием виртуального фотона, взятые нами из работы [4], $\varepsilon^\mu_\lambda \equiv \varepsilon^{\mu\sigma\varepsilon\rho}e_{\lambda\sigma}q_\varepsilon k_\rho$, $\varepsilon^{\mu\sigma\varepsilon\rho}$ — единичный антисимметричный тензор в пространстве Минковского. Фактор ε^μ_λ возникает при расчете токов из лагранжиана взаимодействия $\rho(\omega)\pi\gamma$

$$\mathcal{L}_{\rho(\omega)\pi\gamma} = -g_{\rho(\omega)\pi\gamma}\varepsilon^{\mu\sigma\varepsilon\nu}\frac{\partial_\mu A_\sigma \pi \partial_\varepsilon \rho_\nu}{m_\pi}.$$

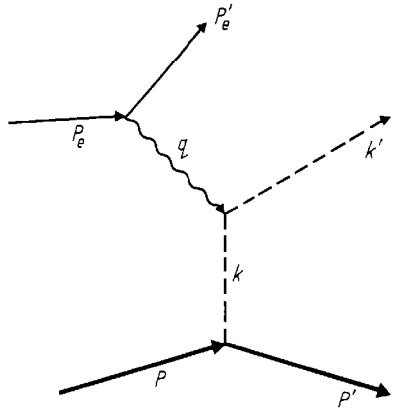

Рис. 1. Диаграмма квазиупругого выбивания нейтрального пиона из протона: P_e, P_e' и p, p' — импульсы начальных и конечных электронов и нуклонов соответственно, q и k — импульсы виртуальных фотона и мезона соответственно, k' — импульс рождаемого пиона

Для нахождения сечений $d\sigma_L/d(k^2)$, $d\sigma_T/d(k^2)$ нам необходимы величины

$$\overline{|J_\lambda|^2} = \overline{\left|J_\lambda^{(\rho)} + J_\lambda^{(\omega)}\right|^2} = \\ = \overline{\left|J_\lambda^{(\rho)}\right|^2} + \overline{\left|J_\lambda^{(\omega)}\right|^2} + 2\,\mathrm{Re}\left(\overline{J_\lambda^{(\rho)}J_\lambda^{(\omega)*}}\right). \tag{1}$$

Обозначим через $a_{\rho\omega}$ следующую комбинацию множителей:

$$a_{\rho\omega} = \frac{2e^2 g_{\rho NN}(k)g_{\omega NN}(k)}{(k^2 - m_\rho^2)(k^2 - m_\omega^2)}\,\frac{g_{\rho\pi y}g_{\omega\pi y}}{m_\pi^2}\,F_{\rho\pi}(Q^2)F_{\omega\pi}(Q^2). \tag{2}$$

Аналогично через a_ρ и a_ω будем обозначать произведение вида (2) с заменой $\omega \to \rho$ и $\rho \to \omega$ соответственно. Тогда

$$\overline{\left|J_\lambda^{(\rho)}\right|^2} = \frac{1}{2} a_\rho \,\mathrm{Sp}\{(p'+M)\Gamma^{(\rho)\mu}(p+M)\Gamma^{(\rho)\nu}\}\varepsilon_{\lambda\mu}\varepsilon^*_{\lambda\nu},$$

$$\mathrm{Re}\left(\overline{J_\lambda^{(\rho)} J_\lambda^{(\omega)*}}\right) =$$

$$= \frac{1}{2} a_{\rho\omega}\,\mathrm{Sp}\{(p'+M)\Gamma^{(\rho)\mu}(p+M)\Gamma^{(\omega)\nu}\}\varepsilon_{\lambda\mu}\varepsilon^*_{\lambda\nu},$$

где p и p' — импульсы начального и конечного нуклонов. Величина $|J_\lambda^{(\omega)}|^2$ получается из $|J_\lambda^{(\rho)}|^2$ заменой $\rho \to \omega$.

Несложный расчет приводит к тому, что

$$\frac{1}{2}\,\mathrm{Sp}\{(p'+M)\Gamma^{(\rho)\mu}(p+M)\Gamma^{(\omega)\nu}\} =$$

$$= -g^{\mu\nu}\, 2(1+\varkappa_\rho)(1+\varkappa_\omega)(pp'-M^2) +$$

$$+ p^\mu p^\nu \left\{4(1-\varkappa_\rho\varkappa_\omega) + \frac{2\varkappa_\rho\varkappa_\omega}{M^2}(pp'+M^2)\right\}.$$

В результате для л. с. получаем:

при $\lambda = \pm 1$

$$\mathrm{Re}\left(\overline{J_\lambda^{(\rho)} J_\lambda^{(\omega)*}}\right) = a_{\rho\omega} M^2 \times$$

$$\times \left\{4(1-\varkappa_\rho\varkappa_\omega) + \frac{2\varkappa_\rho\varkappa_\omega}{M}(E'+M)\right\}\frac{\mathbf{q}^2}{2}(k_x^2+k_y^2) -$$

$$- 2a_{\rho\omega}(1+\varkappa_\rho)(1+\varkappa_\omega)M(E'-M) \times \qquad (3)$$

$$\times \left[\frac{Q^2}{2}(k_x^2+k_y^2) - (q_z k_0 - q_0 k_z)^2\right],$$

при $\lambda = 0$

$$\mathrm{Re}\left(\overline{J_\lambda^{(\rho)} J_\lambda^{(\omega)*}}\right) =$$

$$= 2a_{\rho\omega}(1+\varkappa_\rho)(1+\varkappa_\omega)M(E'-M)Q^2(k_x^2+k_y^2).$$

Здесь k_x, k_y — компоненты вектора $\mathbf{k}$, E' — энергия конечного нуклона в л. с.

В формуле (3) величина $a_{\rho\omega}$ содержит $g_{\rho NN}$ и $g_{\omega NN}$, являющиеся функциями k^2. Вместо них мы можем ввести волновые функции $\psi_N^{\rho^0}(k)$ и $\psi_N^{\omega}(k)$, определяемые как

$$\psi_N^{\rho^0(\omega)}(k) = \langle N'|a_{km}|N\rangle,$$

где a_{km} — оператор поглощения $\rho^0(\omega)$-мезона с импульсом k и проекцией спина m. Между квадратом формфактора и квадратом модуля волновой функции, усредненной по спинам, имеет место соотношение [5, 8]

$$\overline{\left|\psi_N^{\rho^0(\omega)}(k)\right|^2} - \frac{\left|R_N^{\rho^0(\omega)}(k)\right|^2}{4\pi} - g^2_{\rho(\omega)NN}(k)A_{\rho(\omega)}(k),$$

где

$$A_{\rho(\omega)}(k) = \frac{2}{3}\,\frac{1}{(k_0-\varepsilon_{\rho(\omega)})^2} \times$$

$$\times \frac{1}{(4\pi)^3\varepsilon_{\rho(\omega)}(\mathbf{k})E_N(\mathbf{k})M}\Bigg[2(1+\varkappa_{\rho(\omega)})^2 \times$$

$$\times \left(2M\left(M-k_0+\varepsilon_{\rho(\omega)}(\mathbf{k})\right)\frac{\mathbf{k}^2}{m^2_{\rho(\omega)}} - (pp'-M^2)\right) +$$

$$+ \left(\frac{1}{2}\,\frac{\varkappa_{\rho(\omega)}}{M^2}(pp'+M^2) - 2(1+\varkappa_{\rho(\omega)})\varkappa_{\rho(\omega)}\right) \times$$

$$\times \left(2M - k_0 + \varepsilon_{\rho(\omega)}(\mathbf{k})\right)^2 \frac{\mathbf{k}^2}{m^2_{\rho(\omega)}}\Bigg].$$

2. Обсуждение и результаты

Рассчитанные дифференциальные поперечные сечения σ_T электророждения нейтральных пионов представлены на рис. 2 и 3. Мы рассматриваем эти кривые как ориентир для постановки эксперимента: экспериментальные данные по квазиупругому выбиванию π^0-мезонов пока отсутствуют. Данные на рис. 2 соответствуют вполне доступным значениям $Q^2 = 3{,}3$ ГэВ$^2/c^2$, $W = 2{,}65$ ГэВ, при которых была исследована реакция $p(e, e'\pi^+)n$ [7]. Эти значения Q^2 и W согласуются с рассматриваемым диапазоном $k^2 = 0 \div 0{,}4$ ГэВ$^2/c^2$ (в области квазиупругого выбивания $k^2 \ll Q^2$, при этом внемассовые поправки не будут играть принципиальной роли).

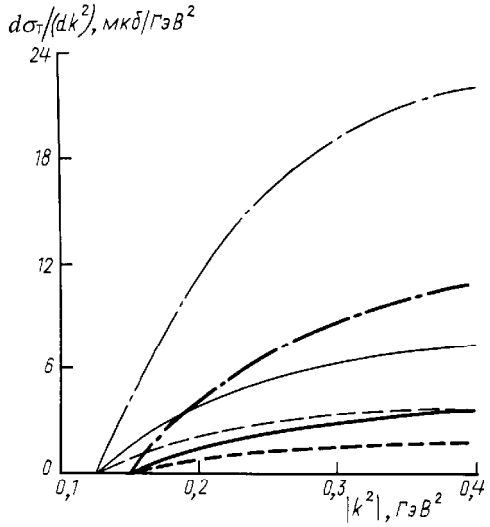

Рис. 2. Варианты ожидаемого поперечного сечения для разных значений константы $G^2_{\rho NN}/4\pi$ и разных относительных знаков $G_{\rho NN}$ и $G_{\omega NN}$ при $Q^2 = 3{,}3$ ГэВ$^2/c^2$, $W = 2{,}65$ ГэВ, $\Lambda_\omega = \Lambda_\rho = 1{,}4$ ГэВ/c: $G^2_{\omega NN}/4\pi = 30$ (штрих-пунктирные кривые), 10 (сплошные) и 5 (штриховые); жирные кривые соответствуют разным знакам $G_{\rho NN}$ и $G_{\omega NN}$, тонкие — одному знаку

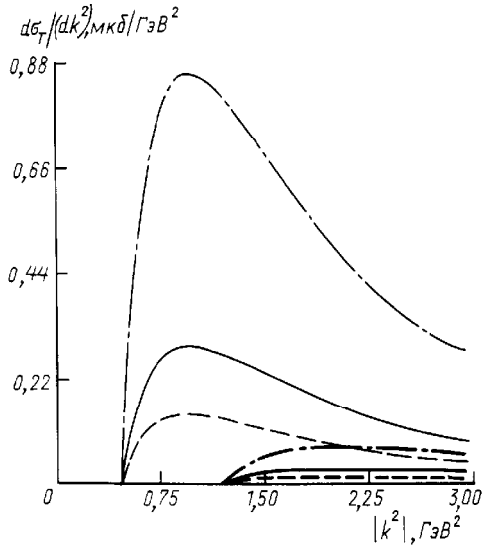

Рис. 3. Дифференциальное сечение в широком диапазоне k^2 при $Q^2 = 15$ ГэВ$^2/c^2$. Обозначения кривых те же, что на рис. 2

При расчете использованы значения $g^2_{\omega\pi\gamma}/g^2_{\rho\pi\gamma} = 10$ [4, 11, 12], $\varkappa_\omega = 0{,}14 \pm 0{,}20$ [13]. Константы $g_{\rho\pi\gamma}$, $G_{\rho NN}$ и $\varkappa_\rho$ приведены в работе [8]. Для константы обрезания Λ_ω, к которой результаты, представленные на рис. 2, малочувствительны, принято значение $\Lambda_\omega = \Lambda_\rho = 1{,}4$ ГэВ/c [8].

Благодаря интерференционному члену в формуле (1) результат зависит от относительного знака констант $G_{\rho NN}$ и $G_{\omega NN}$, который, как видно из рис. 2, вполне может быть установлен с помощью эксперимента. При этом будет и существенно уточнена величина $G^2_{\omega NN}/4\pi$, для которой пока имеется разброс значений (от 5 до 30) [14–18].

Чтобы надежно определить величину Λ_ω (и проверить Λ_ρ), нужно, очевидно, расширить диапазон значений k^2 до 3 ГэВ$^2/c^2$, что требует в свою очередь увеличения Q^2 примерно до 15 ГэВ$^2/c^2$. Этим, более трудным для эксклюзивных экспериментов, кинематическим условиям соответствует рис. 3, где показано ожидаемое дифференциальное сечение для указанных значений Λ_ρ и Λ_ω.

Итак, мы описали эксклюзивные эксперименты, в которых можно непосредственно «увидеть» ω-мезонное облако нуклона и уточнить характеристики ρ-мезонной компоненты.

Авторы благодарны В. С. Замиралову за советы и обсуждения.

Литература

1. *Brauel P., Canzler T., Cords D.* et al. // Z. f. Phys. C. 1979. **3**. P. 101.
2. *Guttner F., Chanfray G., Povh B.* // Nucl.Phys. 1984. **A429**. P. 383.
3. *Povh B.* // Quarks and Nuclei. V. 1. (Int. Rev. Nucl. Phys.) / Ed. W. Weise. World Sci., Singapore, 1988. P. 2.
4. *Speth J., Zoller V.R.* // Phys. Lett. 1995. **B351**. P. 533.
5. *Неудачин В.Г., Юдин Н.П., Свиридова Л.Л.* // Ядерная физика. 1997. **60**. С. 2020.
6. *Saito T.-Y., Afnan I.R.* // Few-Body Systems. 1995. **18**. P. 101.
7. *Bebek C.J., Brown C.N., Holmes S.D.* et al. // Phys. Rev. 1978. **D17**. P. 1693.
8. *Юдин Н.П., Свиридова Л.Л., Неудачин В.Г.* // Ядерная физика. 1998. **61**. С. 1689.
9. *Gomez Tejedor G.A., Oset E.* Prepr. hep-ph/9506209. 1995.
10. *Peters W., Mosel U., Engel A.* // Z. f. Phys. A. 1995. **353**. P. 333.
11. *Anisovich V.V., Ansel'm A.A., Azimov Ya.I.* et al. // Phys. Lett. 1965. **16**. P. 194.
12. *Becchi C., Morpurgo G.* // Phys. Rev. 1965. **140**. P. 687B; 1966. **149**. P. 1284.
13. *Grein W., Kroll P.* // Nucl. Phys. 1980. **A338**. P. 332.
14. *Swart J.J. de* // Rev. Mod. Phys. 1963. **35**. P. 916.
15. *Hamilton J., Oades G.C.* // Nucl. Phys. 1984. **A424**. P. 447.
16. *Grein W.* // Ibid. 1977. **B131**. P. 255.
17. *Hohler G., Pietarinen E., Sabba-Stefanescu I.* et al. // Ibid. 1976. **B114**. P. 505.
18. *Holinde K.* // Phys. Reports. 1981. **68**. P. 121.

Поступила в редакцию
30.03.98