

УДК 539.17.01

ЭФФЕКТЫ ЯДЕРНОЙ СРЕДЫ В РАССЕЯНИИ МЕЗОНОВ НА ЯДРАХ С ВОЗБУЖДЕНИЕМ БАРИОННОГО РЕЗОНАНСНОГО СОСТОЯНИЯ

В. П. Заварзина, А. В. Степанов

Получено простое выражение для оптического потенциала, описывающего двухступенчатое взаимодействие частицы-снаряда и ядра с возбуждением в промежуточном состоянии барионного резонанса N^ . В предельном случае короткоживущих резонансов форма энергетической зависимости оптического потенциала определяется разностью эффективных потенциалов, действующих на резонанс N^* и нуклон N со стороны окружающих нуклонов, и распределением по импульсам нуклонов в ядре. Расчеты выполнены для взаимодействия η -мезона с ядрами ^{12}C , ^{40}Ca , ^{208}Pb в области энергии до 200 МэВ.*

Фундаментальные проблемы физики взаимодействия излучения с веществом (черенковское и переходное излучение, нестационарная диффузия нейтронов в замедлителе, прохождение ультрахолодных нейтронов через стенки ловушки) были постоянно в сфере научных интересов И. М. Франка. Методы анализа, развитые применительно к перечисленным выше задачам, как оказалось, зачастую имели более широкую область применения. В частности, теория формы линии резонансного γ -излучения в конденсированных средах нашла применение в случае исследования динамики барионных резонансов в ядерной среде.

В последние годы большое внимание как в теории, так и в эксперименте уделяется исследованию ядерных процессов с участием η -мезонов. Такой интерес обусловлен рядом причин и, прежде всего, сильной связью η -мезона с нуклонным резонансом S_{11} (1535). Этот резонанс в отличие от других барионных резонансов в данной области энергий

обладает большой парциальной шириной распада с испусканием η -мезона, что позволяет выделить вклады процессов, связанных с возбуждением именно этого резонанса, например, в полном сечении фотопоглощения на нуклонах и ядрах [1]. С другой стороны, анализ данных, полученных при рождении η -мезона в ядерных мишенях, может дать информацию о динамике резонанса N^* (1535) в ядерном веществе.

Кроме того, интерес к процессам рождения η -мезонов в ядрах обусловлен возможностью образования связанного состояния η -мезона с ядром. Важным компонентом в теоретическом анализе перечисленных выше задач является оптический потенциал, описывающий взаимодействие частицы-снаряда и ядерной мишени. Существующие в настоящее время подходы к отысканию оптического потенциала для взаимодействия η -мезонов с ядрами ограничены использованием приближения фиксированных центров (см., напр., [2]). Результаты, основанные на применении методов квантовой теории многих тел, также оказываются недостаточными [3]. В настоящей работе развит подход к описанию оптического потенциала для резонансных взаимодействий, основанный на методе временных корреляционных функций [4]. Такой подход оказывается эффективным в случае короткоживущих барионных резонансов, к числу которых относится и резонанс S_{11} (1535).

Оптический потенциал первого порядка теории многократного рассеяния частицы-снаряда (P) на системе A нуклонов, связанных в ядре-мишени (T), имеет вид

$$U_{PT}^{(1)} = \langle 0 | \sum_{j=1}^A t_j | 0 \rangle, \quad (1)$$

где t_j - t -матрица рассеяния частицы P на j -ом нуклоне ядра, $|0\rangle$ - волновая функция основного состояния ядра-мишени. В импульсном представлении относительно переменных \mathbf{k}, \mathbf{k}' частицы-снаряда, опуская спин-изоспиновые переменные, запишем (1) в форме

$$\tilde{U}_{PT}^{(1)}(\mathbf{k}, \mathbf{k}'; E) = \langle 0 | \tilde{t}(\mathbf{k}, \mathbf{k}'; E) \hat{\rho}(\mathbf{k} - \mathbf{k}') | 0 \rangle. \quad (2)$$

Здесь $\hat{\rho}(\mathbf{k}) = \sum_{j=1}^A \exp(i\mathbf{k}\mathbf{R}_j)$, \mathbf{R}_j - радиус-вектор j -ого нуклона, $\tilde{t}(\mathbf{k}, \mathbf{k}'; E)$ - матричный элемент перехода частицы-снаряда с импульсом \mathbf{k} в состояние с импульсом \mathbf{k}' ($\hbar = 1$) в результате ее взаимодействия с нуклоном, связанным в ядре; E - энергия.

Выражение (2) можно преобразовать, принимая во внимание полноту системы функций ядра-мишени $|\lambda\rangle$

$$\tilde{U}_{PT}^{(1)}(\mathbf{k}, \mathbf{k}'; E) = \sum_{\lambda} \langle 0 | \tilde{t}(\mathbf{k}, \mathbf{k}'; E) | \lambda \rangle \langle \lambda | \hat{\rho}(\mathbf{k} - \mathbf{k}') | 0 \rangle. \quad (3)$$

В приближении фиксированных рассеивающих центров

$$\tilde{U}_{PT}^{(1)}(\mathbf{k}, \mathbf{k}'; E) \approx \tilde{t}(\mathbf{k}, \mathbf{k}'; E_{\text{эф}}) < 0 | \hat{\rho}(\mathbf{k} - \mathbf{k}') | 0 >. \quad (4)$$

$E_{\text{эф}}$ – некоторое эффективное значение E , которое выбирается из соображений оптимизации приближенного описания данных эксперимента.

В тех случаях, когда взаимодействие частицы с нуклоном сопровождается возбуждением резонансного промежуточного состояния, приближение фиксированных рассеивающих центров недостаточно, поскольку движение нуклонов внутри ядра оказывает существенное влияние на энергетическую зависимость $\tilde{t}(\mathbf{k}, \mathbf{k}'; E)$. Это влияние может быть учтено в приближении факторизации [5], когда

$$\tilde{U}_{PT}^{(1)}(\mathbf{k}, \mathbf{k}'; E) = < 0 | \tilde{t}(\mathbf{k}, \mathbf{k}'; E) | 0 > < 0 | \hat{\rho}(\mathbf{k} - \mathbf{k}') | 0 >. \quad (5)$$

В общем случае двухступенчатого процесса взаимодействия с возбуждением промежуточного резонансного состояния

$$\tilde{U}_{PT}^{(1)}(\mathbf{k}, \mathbf{k}'; E) = \sum_{j=1}^A \sum_{\lambda} \frac{< 0 | V(\mathbf{k}') e^{-i\mathbf{k}'\mathbf{R}_j} | \lambda > < \lambda | V(\mathbf{k}) e^{i\mathbf{k}\mathbf{R}_j} | 0 >}{E_i - E_{\lambda} + i\Gamma_{\lambda}(E_i)/2}. \quad (6)$$

Были введены обозначения: $E \equiv E_i = \epsilon_P(k) + M_N c^2 + \mathcal{E}_i$, $E_{\lambda} = M_N c^2 + \mathcal{E}_{\lambda}$; M_N (M_{N^*}) – масса нуклона N (резонанса N^*), $\epsilon_P(k) = \sqrt{m_P^2 c^4 + k^2 c^2}$ – полная энергия налетающей частицы P . \mathcal{E}_i (\mathcal{E}_{λ}) – энергия движения центра масс нуклона (резонанса) в самосогласованном среднем поле ядра.

Для описания внутриядерного движения нуклонов мы будем использовать модель независимых частиц. Энергией отдачи ядра будем пренебрегать, т.е. в вычислениях система центра масс налетающей частицы P и ядра-мишени T совпадает с лабораторной системой отсчета.

В приближении факторизации (5) выражение (6) принимает вид

$$\tilde{U}_{PT}^{(1)}(\mathbf{k}, \mathbf{k}'; E) = \sum_{\lambda} \frac{< 0 | V(\mathbf{k}') e^{-i\mathbf{k}'\mathbf{R}_j} | \lambda > < \lambda | V(\mathbf{k}) e^{i\mathbf{k}\mathbf{R}_j} | 0 >}{\mathcal{E}_0 - \mathcal{E}_{\lambda} - \Delta M c^2 + i\Gamma/2} < 0 | \hat{\rho}(\mathbf{k} - \mathbf{k}') | 0 >. \quad (7)$$

Здесь $\Delta \tilde{M} c^2 = \Delta M c^2 - \epsilon_P(k)$, $\Delta M c^2 = (M_{N^*} - M_N) c^2$. Мы предполагаем, что ширина промежуточного состояния не зависит от состояния движения центра масс N^* .

Переходя к временному представлению [6–8] с помощью соотношения $(a + i\Gamma/2)^{-1} = -i \int_0^{\infty} dt e^{-\Gamma t/2 + iat}$, получим из (5) и (7)

$$< 0 | \tilde{t}(\mathbf{k}, \mathbf{k}'; E) | 0 > = \sum_{\lambda} \frac{< 0 | V(\mathbf{k}') e^{-i\mathbf{k}'\mathbf{R}} | \lambda > < \lambda | V(\mathbf{k}) e^{i\mathbf{k}\mathbf{R}} | 0 >}{\mathcal{E}_0 - \mathcal{E}_{\lambda} - \Delta M c^2 + i\Gamma/2} =$$

$$= -iV^*(\mathbf{k}')V(\mathbf{k}) \int_0^\infty dt Z(\mathbf{k}, \mathbf{k}'; t) e^{-\Gamma t/2} \exp(-i\Delta \tilde{M}c^2 t), \quad (8)$$

где

$$Z(\mathbf{k}, \mathbf{k}'; t) = \sum_\lambda \langle 0 | e^{-i\mathbf{k}'\mathbf{R}} | \lambda \rangle \langle \lambda | e^{i\mathbf{k}\mathbf{R}} | 0 \rangle \exp(i(\mathcal{E}_0 - \mathcal{E}_\lambda)t). \quad (9)$$

Было сделано предположение о слабой зависимости вершинных функций V от состояния внутриядерного движения нуклонов. Это предположение согласуется с условием $\Gamma_\lambda(\mathcal{E}_i) = \Gamma = \text{const}$.

Учитывая, что для гамильтониана ядра \hat{H}_0 и гамильтониана $\hat{H}' = \hat{H}_0 + \Delta\hat{H}$, описывающего динамику ядра, в котором один из нуклонов заменен резонансом N^* , имеют место соотношения $\hat{H}_0|0\rangle = \mathcal{E}_0|0\rangle$ и $\hat{H}'|\lambda\rangle = \mathcal{E}_\lambda|\lambda\rangle$, получим из (9)

$$Z(\mathbf{k}, \mathbf{k}'; t) = \langle 0 | e^{-i\mathbf{k}'\hat{\mathbf{R}}(t)} \hat{S}(t) e^{i\mathbf{k}\hat{\mathbf{R}}(0)} | 0 \rangle. \quad (10)$$

Здесь $\hat{\mathbf{R}}(t) = e^{i\hat{H}_0 t} \mathbf{R} e^{-i\hat{H}_0 t}$ – оператор координаты нуклона в гейзенберговском представлении, $\hat{S}(t) = e^{i\hat{H}_0 t} e^{-i\hat{H}' t} \approx e^{i(\hat{H}_0 - \hat{H}') t} = e^{-i\Delta\hat{H} t}$. Мы отбросили в показателе экспоненты малые слагаемые $\sim t^2[\hat{H}_0, \hat{H}']$, что обосновано в случае короткоживущих барионных резонансов. Условие малого времени жизни резонанса позволяет сделать дальнейшее упрощение

$$Z(\mathbf{k}, \mathbf{k}'; t) \approx e^{-i\langle \Delta\hat{H} \rangle t} \langle 0 | e^{-i\mathbf{k}'\hat{\mathbf{R}}(t)} e^{i\mathbf{k}\hat{\mathbf{R}}(0)} | 0 \rangle, \quad (11)$$

где

$$\langle \Delta\hat{H} \rangle = \langle 0 | \Delta\hat{H} | 0 \rangle. \quad (12)$$

Принимая во внимание, что $\langle 0 | \hat{\rho}(\mathbf{k} - \mathbf{k}') | 0 \rangle$ быстро убывает с ростом $|\mathbf{k} - \mathbf{k}'|$, будем полагать $Z(\mathbf{k}, \mathbf{k}'; t) \approx Z(\mathbf{k}, \mathbf{k}; t)$. В принципе информация о корреляторе $\langle 0 | e^{-i\mathbf{k}\hat{\mathbf{R}}(t)} e^{i\mathbf{k}\hat{\mathbf{R}}(0)} | 0 \rangle$ может быть получена из данных по рассеянию электронов на ядрах. В случае короткоживущих резонансов можно воспользоваться разложением по степеням малой величины t/t_0 ($t_0 \sim E^{-1}$ – время, характерное для внутриядерного движения нуклонов, E – энергия связи валентного нуклона в ядре). В приближении малых t имеем

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{R}}(t) &= \hat{\mathbf{R}}(0) + \dot{\hat{\mathbf{R}}}(0)t + (1/2)\ddot{\hat{\mathbf{R}}}(0)t^2 + \dots \\ \dot{\hat{\mathbf{R}}}(0) &= i[\hat{H}_0, \mathbf{R}] = (1/M_N)\mathbf{P} \\ \ddot{\hat{\mathbf{R}}}(0) &= i[\hat{H}_0, \dot{\hat{\mathbf{R}}}] = -(1/M_N)\nabla V(\mathbf{R}). \end{aligned} \quad (13)$$

Ограничиваясь учетом слагаемых, пропорциональных t_0 и t , получим

$$Z(\mathbf{k}, \mathbf{k}; t) \approx e^{-i\langle \Delta\hat{H} \rangle t} \exp(-ik^2 t / (2M_N)) \langle 0 | e^{-i\mathbf{k}\mathbf{P}t/M_N} | 0 \rangle, \quad (14)$$

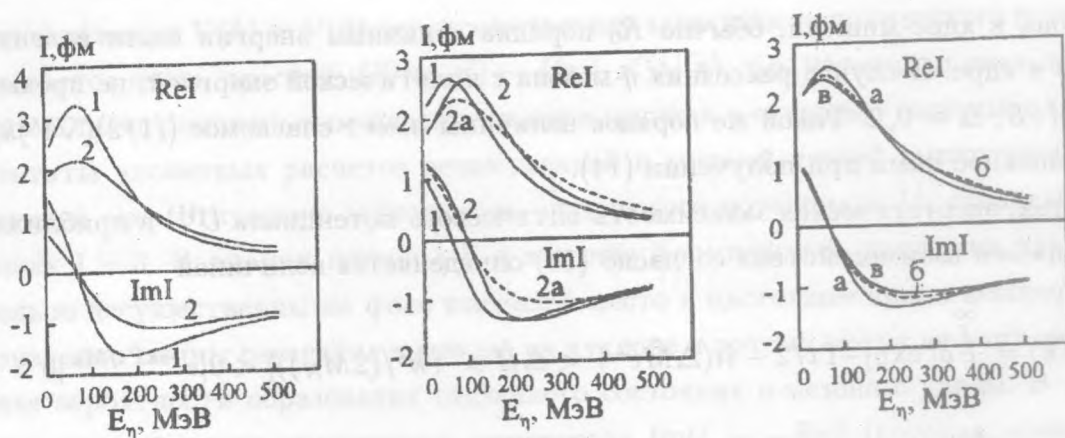


Рис. 1. Энергетическая зависимость вещественной и мнимой частей величины I для ядер ^{12}C ($\Delta H = -10$ МэВ) при двух значениях Γ : кривые 1 – для $\Gamma = 120$ МэВ, кривые 2 – для $\Gamma = 180$ МэВ. E_η – кинетическая энергия η -мезонов в лабораторной системе координат.

Рис. 2. Энергетическая зависимость величины I без учета ферми-движения нуклонов для ядер ^{208}Pb при значениях $\Delta H = -10$ МэВ (1) и $\Delta H = 10$ МэВ (2). Кривые 2а – то же с учетом вклада ферми-движения нуклонов в ядре для случая $\Delta H = 10$ МэВ, $\Gamma = 150$ МэВ.

Рис. 3. Энергетическая зависимость величины I для ядер ^{12}C . $\Gamma = 150$ МэВ, $\Delta H = -10$ МэВ. Кривые а вычислены без учета ферми-движения нуклонов в ядре, кривые б – с учетом вклада ферми-движения при исключенных значениях высокоимпульсных компонентов, т.е. $\alpha = 1; 0; 0$; кривые в – при $\alpha = 1; 0,03; 0,003$.

$$\langle 0|\tilde{t}(\mathbf{k}, \mathbf{k}; E)|0\rangle = -i|V(\mathbf{k})|^2 \int_0^\infty dt e^{-\Gamma t/2} \exp(-i\Delta\tilde{M}c^2 t) e^{-i\langle\Delta\hat{H}\rangle t} \exp(-ik^2 t/(2M_N)) \times \langle 0|e^{-i\mathbf{k}\mathbf{P}t/M_N}|0\rangle. \quad (15)$$

Выражение (15) представляет собой обобщение стандартного импульсного приближения, поскольку $\Delta\hat{H} = \hat{P}^2/(2M_{N^*}) - \hat{P}^2/(2M_N) + V_{N^*} - V_N$ содержит разность $V_{N^*} - V_N$ (разность средних полей, в которых движутся N^* и N), отсутствующую при рассмотрении столкновения частицы-снаряда со свободным нуклоном (импульсное приближение). В рамках предложенной процедуры можно получить оценку сделанных приближений. Так, критерий применимости импульсного приближения в случае резонансных процессов [4] предполагает малость величины $\Delta = |(f/\lambda)2R_0/\Gamma|$, где f – амплитуда рассеяния частицы P , λ – ее длина волны де Бройля, R_0 – величина, характеризующая связь

нуклона в ядре-мишени, обычно R_0 порядка величины энергии связи валентного нуклона в ядре. В случае рассеяния η -мезона с кинетической энергией, не превышающей 200 МэВ, $\Delta \approx 0,2$. Такой же порядок величины имеет слагаемое $((1/2)(\nabla V)k/M_N t^2)^2$, отброшенное нами при получении (14).

Итак, энергетическая зависимость оптического потенциала $U^{(1)}$ в приближении малых времен взаимодействия согласно (15) определяется величиной

$$I(k) = \int_0^{\infty} dt \exp[-\Gamma t/2 - it(\Delta \tilde{M}c^2 + \langle \Delta \hat{H} \rangle + k^2/(2M_N))] \langle 0 | e^{-ik\hat{P}t/M_N} | 0 \rangle. \quad (16)$$

Опустим вклад ферми-движения нуклонов в ядре. При этом $\langle 0 | e^{-ik\hat{P}t/M_N} | 0 \rangle = 1$ и

$$I(k) \approx I^{(0)}(k) = \{\Gamma/2 + i(\Delta \tilde{M}c^2 + \langle \Delta \hat{H} \rangle + k^2/(2M_N))\}^{-1}. \quad (17)$$

Для учета внутриядерного движения нуклонов был использован следующий вид импульсного распределения нуклонов в ядре, который широко используется при описании реакций в области промежуточных и высоких энергии [9]:

$$W(p) = \pi^{-3/2} \left(\sum_{s=1}^3 \alpha_s p_s^3 \right)^{-1} \sum_{s=1}^3 \alpha_s \exp[-p^2/p_s^2]; \quad (18)$$

$\int_0^{\infty} W(p) 4\pi p^2 dp = 1$; $\alpha_1 = 1$, $\alpha_2 = 0,03 - 0,1$, $\alpha_3 = 0,003$; $p_1 = \sqrt{2/5} p_F$, $p_2 = \sqrt{3} p_1$, $p_3 = 0,5 \text{ ГэВ}/c$, $p_F = 250 \text{ МэВ}/c$. Такой вид $W(p)$ позволяет учесть вклад высокоимпульсных компонент распределения нуклонов в ядре в аналитической форме

$$\langle 0 | e^{-ik\hat{P}t/M_N} | 0 \rangle = \left(\sum_{s=1}^3 \alpha_s p_s^3 \right)^{-1} \sum_{s=1}^3 \alpha_s p_s^3 \exp[-k^2 p_s^2 t^2 / (4M_N^2)]. \quad (19)$$

Для получения энергетической зависимости оптического потенциала это выражение следует подставить в (16). Оказывается, что эта зависимость не сводится к лоренцевской с эффективным значением ширины: в области энергий вблизи максимума энергетическая зависимость $I(k)$ описывается гауссовой кривой и только вдали от резонанса восстанавливается лоренцова форма зависимости $I(k)$. Можно сделать вывод, что в области вблизи резонанса форма энергетической зависимости оптического потенциала чувствительна к виду импульсного распределения нуклонов в ядре.

Укажем, что согласно [10] можно положить $|V(k)|^2 = \lambda/(k^2 + \alpha^2)^2 \approx |V(0)|^2 = \lambda/\alpha^4$. Здесь λ и α – постоянные, известные в настоящее время с большой неопределенностью.

В этом приближении $V(k) \approx V(0)$ пространственная зависимость оптического потенциала оказывается очень простой: $U^{(1)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \sim \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')\rho_0(\mathbf{r})$, т.е. потенциал оказывается локальным и пропорциональным плотности ядра-мишени в основном состоянии.

Результаты численных расчетов вещественной и мнимой частей амплитуды $I(k)$, определяющей энергетическую зависимость оптического потенциала U , представлены на рисунках 1 – 3. Вариации ширины Γ и влияние фермиевского движения нуклонов относительно незначительны на фоне имеющей место в настоящее время неопределенности в значении длины рассеяния η -мезона на нуклоне и потому могут не учитываться при оценке вероятности образования связанного состояния η -мезона с ядром. В то же время, для мнимой части оптического потенциала $\text{Im}U \sim -\text{Re}I$ (которая пропорциональна полному сечению σ_{tot} образования промежуточного резонанса S_{11} (1535)) перечисленные выше факторы (вариации Γ и ферми-движение нуклонов в ядре) играют существенную роль. Заметная чувствительность формы энергетической зависимости $\text{Im}U$ (и σ_{tot}) к вкладу ферми-движения и возможной разности интенсивностей взаимодействия нуклона N и резонанса S_{11} (1535) с окружающими их нуклонами ядра, противоречит выводу, сделанному авторами работы [1] по фоторождению η -мезонов на протонах и ядрах об отсутствии существенного влияния ядерного окружения на динамику резонанса S_{11} (1535). Этот вывод был сделан на основе неполных данных: в эксперименте был измерен только низкоэнергетический "склон" резонансной линии. Такое заключение находится в противоречии с надежно установленными факторами сдвига и уширения резонансной линии Δ_{33} независимо от природы возбуждающего резонанс излучения. Как уже отмечалось выше, с ростом энергии падающего излучения уширение линии, обусловленное внутриядерным движением нуклонов, растет. Можно полагать, что появление полных данных об энергетической зависимости сечения возбуждением резонанса S_{11} (1535) в ядерной мишени позволит оценить величину $\langle \Delta H \rangle$ и роль ферми-движения нуклонов в динамике этого резонанса.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант N 95-02-056059а).

ЛИТЕРАТУРА

- [1] R ö b i g - L a n d a u M. et al. Phys. Lett., **B373**, 45 (1996).
- [2] B e n n h e l d C., T a n a b e H. Nucl. Phys., **A530**, 625 (1991), L e e F. X. et al. Nucl. Phys., **A603**, 345 (1996).
- [3] C h i a n g H. C., O s e t E., L i u L. C. Phys. Rev., **C44**, 738 (1991).

- [4] Гольдбергер М., Ватсон К. Теория столкновений. М., Мир, 1967, Казарновский М. В., Степанов А. В. ЖЭТФ, **42**, 489 (1962), Acta Physica Hungaricae., **XIV**, 47 (1962); Современные проблемы оптики и ядерной физики, Киев, Наукова думка, 1974, с. 278.
- [5] Степанов А. В. Preprint INR, П-0046, М., 1976.
- [6] Подгорецкий М. И., Степанов А. В. ЖЭТФ, **40**, 561 (1961).
- [7] Заварзина В. П., Степанов А. В. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 9-10, 56 (1995); Известия РАН, сер. физ., **61**, 2170 (1997).
- [8] Заварзина В. П., Степанов А. В. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 5-6, 87 (1997); *ibid.*, N 7-8, 24 (1997).
- [9] Houtatsu K. Prog. Theor. Phys., **96**, 421 (1990). Fujita T., Kubodera K. Phys. Lett., **B149**, 451 (1989). Araseki H., Fujita T. Nucl. Phys., **A439**, 681 (1985). Haneishi Y., Fujita T. Phys. Rev., **C33**, 260 (1986).
- [10] Rakityansky S. A., Sofianos S. A., Sandhas W., Belyaev V. B. Phys. Lett., **B359**, 33 (1995). Rakityansky S. A. et al. Phys. Rev., **C53**, 2043 (1996).

Институт ядерных исследований РАН

Поступила в редакцию 30 июня 1998 г.