

5. Николаев В.С., Дмитриев И.С., Теплова Я.А., Файнберг Ю.А. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1994. № 3. С. 84 (Moscow University Phys. Bull. 1994. No. 3. P. 80).
6. Dmitriev I.S., Teplova Ya.A., Belkova Yu.A., Fainberg Yu.A. // XXI ICPEAC. Abstracts of Papers. 1999. V. 1. P. 546.
7. Дмитриев И.С., Ташаев Ю.А., Николаев В.С. и др. // ЖЭТФ. 1977. 73. С. 1684.
8. Дмитриев И.С., Николаев В.С., Фатеева Л.Н., Теплова Я.А. // ЖЭТФ. 1962. 42. С. 16.
9. Дмитриев И.С., Теплова Я.А., Файнберг Ю.А. // ЖЭТФ. 1995. 107. С. 55.
10. Dmitriev I.S., Zaikov V.P., Tashaev Yu.A. // Nucl. Instr. and Meth. 1979. 164. P. 329.
11. Дмитриев И.С. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1999. № 2. С. 22 (Moscow University Phys. Bull. 1999. No. 2. P. 23).
12. Теплова Я.А., Дмитриев И.С., Белкова Ю.А. // Матер. XIV Междунар. конф. «Взаимодействие ионов с поверхностью». Т. 1. М., 1999. С. 204.
13. Sofield C.J., Cowern N. E. B., Draper J. et al. // Nucl. Instr. and Meth. 1980. 170. P. 257.
14. Woods C.J., Sofield C.J., Cowern N.E.B. et al. // J. Phys. B. 1984. 17. P. 867.
15. Gaillard M.J., Poizat J.C., Ratkowski A. et al. // Phys. Rev. 1977. A16. P. 2323.
16. Дмитриев И.С., Теплова Я.А., Файнберг Ю.А. // ЖЭТФ. 1995. 108. С. 75.
17. Newcomb J., Dillingham P.R., Hall J. et al. // Phys. Rev. 1984. A29. P. 82.
18. Sigmund P. // Phys. Rev. 1997. A56. P. 3781.

Поступила в редакцию
10.11.99

УДК 539.17.01

АНОМАЛЬНАЯ АСИМПТОТИКА ИНТЕГРАЛА ПЕРЕКРЫТИЯ ДЛЯ СВЯЗАННЫХ СИСТЕМ ТРЕХ ИЛИ БОЛЕЕ ТЕЛ

Л. Д. Блохинцев, О. Диас, Д. Х. Муминова^{*)}, Р. Ярмухамедов^{*)}

(НИИЯФ)

Получены явные выражения для аномальной асимптотической формы интеграла перекрытия волновых функций систем a , b и c , отвечающего виртуальному распаду $a \rightarrow b + c$, с учетом спинов частиц и ненулевых орбитальных угловых моментов. Рассмотрены конкретные примеры ядерных систем с аномальной асимптотикой, представляющих интерес для астрофизики.

1. Исследование асимптотики интеграла перекрытия (ИП) $I_{bc}(\mathbf{r}_{bc})$, отвечающего волновой функции связанного состояния ядра a в $b + c$ — канале, при больших относительных расстояниях r_{bc} между центрами масс фрагментов b и c представляет большой интерес для изучения механизма поверхностных ядерных реакций передачи $A(a, b)B$ и $A(a, c)B$ при низких энергиях ($10 \div 20$ МэВ/нуклон), а также для получения информации о структуре ядер, участвующих в этих реакциях [1, 2]. Знание асимптотики ИП $I_{bc}^a(\mathbf{r}_{bc})$ важно также для ядерной астрофизики — при расчете сечения прямого радиационного захвата $b(c, \gamma)a$ в случае сверхнизких энергий [3–5].

В работах [6, 7] для составной связанной системы $a = [cdf]$ изучался характер асимптотики ИП волновых функций, описывающих двухфрагментный виртуальный распад a ($a \rightarrow b + c$), где $b = [df]$, а квадратные скобки обозначают связанное состояние соответствующих частиц^{**}). В этих работах было показано, что для подобной системы наряду с общепринятой нормальной асимптотикой существует и аномальная асимптотика ИП волновых функций ядер a, b и c , и сформулировано условие, при котором асимптотическое поведение ИП определяется аномальной асимптотикой. Однако в работах [6, 7] исследование было проведено для случая бесспиновых

частиц и s -волновых функций связанных состояний. В то же время для анализа конкретных процессов необходимо знать явный вид аномальной асимптотики ИП для более общей спиновой кинематики.

В настоящей работе для трехчастичной связанной системы $a = [cdf]$ результаты работ [6, 7] обобщаются на случай частиц со спином и ненулевых значений относительных орбитальных моментов в двухчастичных подсистемах системы a .

2. Введем следующие обозначения: m_α , \mathbf{p}_α , Z_α , $J_\alpha(M_\alpha)$ и \mathbf{r}_α — масса, импульс, заряд, спин (его проекция) и радиус-вектор центра инерции частицы α ; $\mu_{\alpha\beta}$ — приведенная масса частиц α и β , $\varepsilon_{\beta\gamma}^\alpha = m_\beta + m_\gamma - m_\alpha$ — энергия связи ядра α по отношению к распаду $\alpha \rightarrow \beta + \gamma$; $\varkappa_{\beta\gamma} = \sqrt{2\mu_{\beta\gamma}\varepsilon_{\beta\gamma}^\alpha}$, $\eta_{\beta\gamma} = Z_\beta Z_\gamma e^2 \mu_{\beta\gamma} / \varkappa_{\beta\gamma}$ — кулоновский параметр для двухчастичной связанной ($\beta\gamma$) системы, $\mathbf{r}_{\alpha\beta} = \mathbf{r}_\alpha - \mathbf{r}_\beta$, $\mathbf{q}_{\beta\gamma} = (m_\gamma \mathbf{p}_\beta - m_\beta \mathbf{p}_\gamma) / (m_\beta + m_\gamma)$ — относительный импульс частиц β и γ , $\mathbf{n}_{\beta\gamma} = \mathbf{r}_{\beta\gamma} / r_{\beta\gamma}$, $\hat{\mathbf{q}}_{\beta\gamma} = \mathbf{q}_{\beta\gamma} / q_{\beta\gamma}$ и $\hat{J} = 2J + 1$.

Рассмотрим процесс $a \rightarrow b + c$. ИП для этого процесса определяется через антисимметризованные волновые функции ψ_a, ψ_b и ψ_c ядер a, b и c соответ-

^{*)} Институт ядерной физики АН Республики Узбекистан.

^{**}) Отметим, что фрагменты c, d и f могут быть составными, и мы будем для конкретности называть их ядрами.

ственно следующим образом:

$$I_{bc}^a(\mathbf{r}_{bc}) = \int \psi_b^+(\xi_b)\psi_c^+(\xi_c)\psi_a^+(\xi_b, \xi_c, \mathbf{r}_{bc})d\xi_b d\xi_c, \quad (1)$$

где ξ_b и ξ_c — совокупность внутренних координат ядер b и c . ИП $I_{bc}^a(\mathbf{r}_{bc})$ можно представить в виде [8]

$$I_{bc}^a(\mathbf{r}_{bc}) = \sum_{l\mu\sigma} i^l I_{bc;ls}^a(r_{bc}) C_{J_b M_b J_c M_c}^{s\sigma} C_{l\mu\sigma}^{J_a M_a} Y_{l\mu}(\mathbf{n}_{bc}), \quad (2)$$

где $I_{bc;ls}^a(r_{bc})$ — радиальный интеграл перекрытия (РИП), $C_{\alpha\alpha\beta\beta}^{c\gamma}$ — коэффициент Клебша–Гордана и $Y_{l\mu}(\mathbf{n})$ — сферическая функция, удовлетворяющая условию $Y_{l\mu}(\mathbf{n}) = (-1)^\mu Y_{l,-\mu}^*(\mathbf{n})$. С другой стороны, ИП $I_{bc}^a(\mathbf{r}_{bc})$ выражается через матричный элемент $M_{M_b M_c}^{M_a}(\mathbf{q}_{bc})$ для виртуального процесса $a \rightarrow b + c$ с помощью интеграла Фурье [8]:

$$I_{bc}^a(\mathbf{r}_{bc}) = -N_{bc}^{-1/2} \int \frac{d\mathbf{q}_{bc}}{(2\pi)^3} e^{i\mathbf{q}_{bc}\mathbf{r}_{bc}} \frac{M_{M_b M_c}^{M_a}(\mathbf{q}_{bc})}{q_{bc}^2/2\mu_{bc} + \varepsilon_{bc}^a}, \quad (3)$$

где N_{bc} — фактор, который учитывает тождественность нуклонов [8]. Из соотношений (2) и (3) для РИП находим:

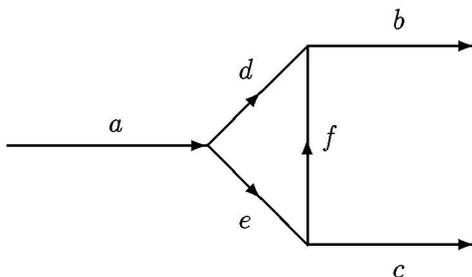
$$I_{bc;ls}^a(r_{bc}) = -\frac{\mu_{bc}}{\pi^2 N_{bc}^{1/2}} \left(\frac{\hat{l}}{\hat{j}_a}\right) \sum_{M_b M_c M_a \sigma} C_{J_b M_b J_c M_c}^{s\sigma} C_{l\mu\sigma}^{J_a M_a} \times \\ \times \int d\mathbf{q}_{bc} j_l(q_{bc}r_{bc}) Y_{l\mu}^*(\hat{\mathbf{q}}_{bc}) \frac{M_{M_b M_c}^{M_a}(\mathbf{q}_{bc})}{q_{bc}^2 + \kappa_{bc}^2}, \quad (4)$$

где $j_l(x)$ — сферическая функция Бесселя.

Общепринятая «нормальная» асимптотика РИП $I_{bc;ls}^a(r_{bc})$ при $r_{bc} \rightarrow \infty$ имеет вид [8]

$$I_{bc;ls}^a(r_{bc}) = C_{ls} \exp[-\kappa_{bc}r_{bc} - \eta_{bc} \ln 2\kappa_{bc}r_{bc}], \quad r_{bc} \rightarrow \infty. \quad (5)$$

Эта асимптотика определяется полюсом $q_{bc}^2 + \kappa_{bc}^2 = 0$ в интеграле (4). В работах [6, 7] было показано, что если существует связанное состояние $e = [cf]$, то ведущей асимптотикой РИП может оказаться «аномальная» асимптотика, определяемая собственной особенностью амплитуды диаграммы (рисунок), дающей вклад в полную амплитуду процесса $a \rightarrow b + c$.



Общий вид треугольной диаграммы для вершинного формфактора

Явный вид аномальной асимптотики РИП $I_{bc;ls}^a(r_{bc})$ при $r_{bc} \rightarrow \infty$ можно получить, выделяя в (4) вклад от собственной особенности амплитуды $\tilde{M}_{M_b M_c}^{M_a}(\mathbf{q}_{bc})$, отвечающей указанной диаграмме. Эта амплитуда имеет вид [9]

$$\tilde{M}_{M_b M_c}^{M_a}(\mathbf{q}_{bc}) = \sum_{M_d M_e M_f} \int \frac{d\mathbf{q}_{de}}{(2\pi)^3} \times \\ \times \frac{M_{M_d M_e}^{M_a}(\mathbf{q}_{de}) M_{M_f M_c}^{M_e}(\mathbf{q}_{fc}) M_{M_b}^{M_d M_f}(\mathbf{q}_{df})}{\sigma_e \sigma_f}. \quad (6)$$

Здесь в подынтегральном выражении величины $M_{M_d M_e}^{M_a}(\mathbf{q}_{de})$, $M_{M_f M_c}^{M_e}(\mathbf{q}_{fc})$ и $M_{M_b}^{M_d M_f}(\mathbf{q}_{df})$ — соответственно амплитуды виртуальных процессов $a \rightarrow d + e$, $e \rightarrow c + f$ и $d + f \rightarrow b$ в вершинах диаграммы,

$$\sigma_e = -\frac{q_{de}^2 + \kappa_{de}^2}{2\mu_{de}}, \quad \sigma_f = -\frac{q_{df}^2 + \kappa_{df}^2}{2\mu_{df}}, \quad (7)$$

$\mathbf{q}_{fc} = \mathbf{q}_{bc} - (m_c/m_e)\mathbf{q}_{de}$ и $\mathbf{q}_{df} = \mathbf{q}_{de} - \lambda^{-1}\mathbf{q}_{bc}$, где $\lambda = m_b/m_d$. Амплитуда $M_{M_\beta M_\gamma}^{M_\alpha}(\mathbf{q}_{\beta\gamma})$ виртуального распада $\alpha \rightarrow \beta + \gamma$ имеет вид [8]

$$M_{M_\beta M_\gamma}^{M_\alpha}(\mathbf{q}_{\beta\gamma}) = (4\pi)^{1/2} \times \quad (8)$$

$$\times \sum_{l_\alpha s_\alpha \sigma_\alpha \mu_\alpha} G_{l_\alpha s_\alpha}(\mathbf{q}_{\beta\gamma}) C_{J_\beta M_\beta J_\gamma M_\gamma}^{s_\alpha \sigma_\alpha} C_{l_\alpha \mu_\alpha s_\alpha \sigma_\alpha}^{J_\alpha M_\alpha} Y_{l_\alpha \mu_\alpha}(\mathbf{q}_{\beta\gamma}),$$

где $G_{l_\alpha s_\alpha}(\mathbf{q}_{\beta\gamma})$ — вершинный формфактор и $l_\alpha(s_\alpha)$ — относительный орбитальный момент (суммарный спин) частиц β и γ в ядре α . Амплитуда обратного процесса $\beta + \gamma \rightarrow \alpha$ отличается от (8) лишь заменой $Y_{l_\alpha \mu_\alpha}$ на $Y_{l_\alpha \mu_\alpha}^*$.

Собственная особенность амплитуды $\tilde{M}_{M_b M_c}^{M_a}(\mathbf{q}_{bc})$ возникает в результате совпадения особенностей $\sigma_e = \sigma_f = 0$ подынтегрального выражения (6). Кроме того, наличие кулоновского взаимодействия между частицами d, e и f приводит к тому, что вблизи $\sigma_e = 0$ и $\sigma_f = 0$ вершинные формфакторы $G_{l_\alpha s_\alpha}(q_{de})$, $G_{l_b s_b}(q_{df})$ и $G_{l_c s_c}(q_{cf})$, отвечающие трем вершинам обсуждаемой диаграммы, согласно [10], ведут себя, как

$$G_{l_\alpha s_\alpha}(q_{\beta\gamma}) \simeq \quad (9)$$

$$\simeq \Gamma(1 - \eta_{\beta\gamma}) \left(\frac{q_{\beta\gamma}}{i\kappa_{\beta\gamma}}\right)^{l_\alpha} \left(\frac{q_{\beta\gamma}^2 + \kappa_{\beta\gamma}^2}{4i\kappa_{\beta\gamma}^2}\right)^{\eta_{\beta\gamma}} G_{l_\alpha s_\alpha}(i\kappa_{\beta\gamma}),$$

где $G_{l_\alpha s_\alpha}(i\kappa_{\beta\gamma})$ — ядерная вершинная константа для виртуального распада $\alpha \rightarrow \beta + \gamma$ [8] и $q_{\beta\gamma}^2 \rightarrow 0$. Для того чтобы получить сингулярную в точке собственной особенности часть амплитуды $\tilde{M}_{M_b M_c}^{M_a}(\mathbf{q}_{bc})$, подставим (8) и (9) в выражение (6) и воспользуемся известной формулой, выражающей сферическую функцию от аргумента $\mathbf{q}_1 + \mathbf{q}_2$ через сферические функции от аргументов \mathbf{q}_1 и \mathbf{q}_2 . В полученном выражении для амплитуды $M_{M_b M_c}^{M_a}(\mathbf{q}_{bc})$ во избежание громоздких

записей опустим пока спиновые факторы и регулярные в точке собственной особенности вершинного формфактора множители, вынесенные из-под знака интеграла (6). В конечном результате эти множители нетрудно восстановить.

Получаем, что для нахождения сингулярной в точке собственной особенности части амплитуды $M_{M_b M_c}^{M_a}(\mathbf{q}_{bc})$ вместо интеграла (6) достаточно рассмотреть интеграл

$$J(\mathbf{q}_{bc}) = \int \frac{d\mathbf{q}_{de}}{(2\pi)^3} \times \frac{1}{(q_{de}^2 + \kappa_{de}^2)^{1-\eta_{de}} [(q_{de} - \lambda^{-1}\mathbf{q}_{bc})^2 + \kappa_{df}^2]^{1-\eta_{df}}}. \quad (10)$$

Особенность функции $J(\mathbf{q}_{bc})$ возникает в результате совпадения особенностей подынтегральной функции, т. е. при $q_{de}^2 + \kappa_{de}^2 = 0$, $(q_{de} - \lambda^{-1}\mathbf{q}_{bc})^2 + \kappa_{df}^2 = 0$. Совместное решение этих уравнений с дополнительным условием $\hat{\mathbf{q}}_{de}\hat{\mathbf{q}}_{bc} = 1$ дает положение особенности интеграла (10) на физическом листе:

$$q_{bc} = \lambda(\kappa_{de} + \kappa_{df}) \equiv i\kappa. \quad (11)$$

После интегрирования по угловым переменным интеграл (10) приобретает вид

$$J(\mathbf{q}_{bc}) = -\frac{\lambda}{8\pi^2 q_{bc} \eta_{df}} \times \int_{-\infty}^{\infty} \frac{q_{de} [(q_{de} - \lambda^{-1}q_{bc})^2 + \kappa_{df}^2]^{\eta_{df}}}{(q_{de}^2 + \kappa_{de}^2)^{1-\eta_{de}}} dq_{de}. \quad (12)$$

Особенность $q_{bc} = i\kappa$ обусловлена совпадением двух особых точек подынтегрального выражения в (12) при $q_{de} = i\kappa_{de}$. Выделим в интеграле (12) вклад от найденной собственной особенности рассматриваемой треугольной диаграммы при $q = i\kappa$. С этой целью разложим в (12) выражение в квадратных скобках в числителе и выражение в круглых скобках в знаменателе на линейные по q_{de} множители и вынесем множители, регулярные в точке особенности ($q_{de} = i\kappa_{de}$), из-под знака интеграла. Оставшийся интеграл может быть вычислен в явном виде. В результате для сингулярной в точке $q_{bc} = i\kappa$ части функции $J(\mathbf{q}_{bc})$ получаем

$$J(\mathbf{q}_{bc}) \simeq J^{(s)}(\mathbf{q}_{bc}) = \frac{\lambda^{-2\eta}}{8\pi} \times \quad (13)$$

$$\times \frac{(\kappa_{de})^{\eta_{de}} (\kappa_{df})^{\eta_{df}}}{(\kappa_{de} + \kappa_{df})^{\eta+1}} \frac{\Gamma(-\eta)}{\Gamma(1-\eta_{de})\Gamma(1-\eta_{df})} (q_{bc}^2 + \kappa^2)^\eta,$$

где $\eta = \eta_{de} + \eta_{df}$.

Выражение (13) с точностью до спинового фактора, который будет приведен ниже, и регулярного в точке $q_{bc} = i\kappa$ множителя определяет сингулярную в точке $q_{bc} = i\kappa$ часть амплитуды $M_{M_b M_c}^{M_a}(\mathbf{q}_{bc})$. Далее, подставляя в (4) эту часть ампли-

туды $M_{M_b M_c}^{M_a}(\mathbf{q}_{bc})$ и используя следующее представление для сферической функции Бесселя $j_l(x)$ [11]:

$$j_l(x) = \frac{1}{2x} \times \left[e^{ix} \sum_{n=0}^l \frac{i^{-l+n-1}(l, n)}{(2x)^n} + e^{-ix} \sum_{n=0}^l \frac{(-i)^{-l+n-1}(l, n)}{(2x)^n} \right],$$

где $x = q_{bc}r_{bc}$ и $(l, n) = (l+n)!/n!(l-n)!$, можно легко выполнить интегрирование по угловым переменным $\hat{\mathbf{q}}_{bc}$. В полученном выражении (4) для ИП $I_{bc;ls}^a(r_{bc})$ зависимость от переменной r_{bc} определяется следующим образом:

$$\tilde{I}(r) = \frac{1}{r_{bc}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dq_{bc} q_{bc}^{l_a+l_b+l_c+1}}{q_{bc}^2 + \kappa_{bc}^2} e^{iq_{bc}r_{bc}} f_l(q_{bc}r_{bc}) (q_{bc}^2 + \kappa^2)^\eta, \quad (14)$$

где

$$f_l(q_{bc}r_{bc}) = \sum_{n=0}^l \frac{(l, n)}{(-2iq_{bc}r_{bc})^n}.$$

В интеграле (14), замыкая контур интегрирования в верхней полуплоскости, можно выделить часть интеграла, идущего вдоль разреза по мнимой оси от точки $q_{bc} = i\kappa$ до $i\infty$. Эта часть интеграла как раз и определяет аномальную асимптотику ИП $I_{bc;ls}^a(r_{bc})$ при $r_{bc} \rightarrow \infty$ [7]. После оценки этой части интеграла для старшего члена асимптотики функции $\tilde{I}(r)$ при $r_{bc} \rightarrow \infty$ получаем

$$\begin{aligned} \tilde{I}(r) &\approx \tilde{I}^{as}(r_{bc}) = \\ &= \frac{2^{\eta+1} \pi (i\kappa)^{L+\eta+1}}{(\kappa_{bc}^2 - \kappa^2) \Gamma(-\eta_{de} - \eta_{df})} f_l(i\kappa r_{bc}) \frac{e^{-\kappa r_{bc}}}{r_{bc}^{2+\eta}}, \end{aligned} \quad (15)$$

где $L = l_a + l_b + l_c$. С учетом выражения (15) и спиновых факторов, вывод которых мы опускаем, а также регулярных в точке $q_{bc} = i\kappa$ множителей аномальная асимптотика ИП $I_{bc;ls}^a(r_{bc})$ при $r_{bc} \rightarrow \infty$ приобретает вид

$$\begin{aligned} I_{bc;ls}^a(r_{bc}) &= C A(\eta_{fc}) B_{ls} f_l(i\kappa r_{bc}) \times \\ &\times (2\kappa_{de} r_{bc} \lambda)^{-\eta_{de}} (2\kappa_{df} r_{bc} \lambda)^{-\eta_{df}} \frac{e^{-\kappa r_{bc}}}{r_{bc}^2}. \end{aligned} \quad (16)$$

Здесь B_{ls} — спиновый фактор:

$$\begin{aligned} B_{ls} &= i^{-l} \hat{l} (\hat{s} \hat{j}_b \hat{j}_c)^{1/2} \times \\ &\times \sum_{\substack{(l_a s_a l_b s_b l_c s_c k_1 k_2 \sigma L L') \\ (l_1 + l_2 = l_b; L_1 + L_2 = l_c)}} (-1)^{k_1 - J_e + l_a + L_1 + l_1 + s_b + J_c - s_a} \times \\ &\times G_{l_a s_a}(i\kappa_{de}) G_{l_b s_b}(i\kappa_{df}) G_{l_c s_c}(i\kappa_{fc}) (\kappa/\kappa_{de})^{L_1 + l_1} \times \\ &\times (\kappa/\kappa_{df})^{l_b} (\kappa/\kappa_{fc})^{l_c} \sqrt{\hat{s}_a \hat{s}_b \hat{s}_c} \sqrt{\frac{\hat{l}_b \hat{l}_c}{\hat{l}_a}} \sqrt{\hat{\sigma} \hat{l}_1 \hat{l}_2 \hat{L}_1 \hat{L}_2 \hat{L} \hat{L}'} \times \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \times \sqrt{\frac{\hat{l}_1! \hat{l}_2! \hat{L}_1! \hat{L}_2!}{\hat{l}_b! \hat{l}_e!}} (\hat{k}_1 \hat{k}_2) \lambda^{-l_2} (m_c/m_e)^{L_1} \times \\ & \times C_{l_2 0 L_2 0}^{L' 0} C_{l_1 0 L_1 0}^{L 0} C_{l_a 0 L' 0}^{\sigma 0} C_{\sigma 0 L 0}^{l 0} \times \quad (17) \\ & \times W(l_b l_e k J_e; k_2 s_e) W(J_e l k l_a; k_1 k_2) W(L' L l_a l; k_2 \sigma) \times \\ & \times \begin{Bmatrix} J_c & J_b & s \\ J_f & s_b & J_d \\ s_e & l_b & k \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} J_d & s & k \\ s_a & J_a & l_a \\ J_e & l & k_1 \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} L_1 & l_1 & L \\ L_2 & l_2 & L' \\ l_e & l_b & k_2 \end{Bmatrix}, \\ & A(\eta_{fc}) = \Gamma(1 - \eta_{fc}) \left[\frac{\chi_{fc}^2 - (\chi - m_c \chi_{de}/m_e)^2}{4i \chi_{fc}^2} \right]^{\eta_{fc}}, \\ & C = \frac{N_{bc}^{-1/2}}{\pi^{3/2}} \mu_{de} \mu_{df} \mu_{bc} / (\chi_{bc}^2 - \chi^2), \end{aligned}$$

где $W(\alpha\alpha\beta\beta; c\gamma)$ — коэффициент Рака и фигурные скобки означают $9j$ -символ.

Как видно из формул (16), (17), для практического применения аномальной асимптотики ИП необходимо знать значения ядерных вершинных констант (ЯВК) для виртуальных распадов $a \rightarrow e + d$, $e \rightarrow f + c$ и $b \rightarrow d + f$.

Вершина $a \rightarrow b + c$	d	e	f	χ , $\Phi_{M^{-1}}$	χ_{bc} , $\Phi_{M^{-1}}$
$^{16}\text{O} \rightarrow ^{13}\text{N} + t$	^{12}C	α	p	1,42	1,72
$^{20}\text{Ne} \rightarrow ^{17}\text{F} + t$	^{16}O	α	p	1,05	1,72
$^9\text{Be} \rightarrow ^6\text{Li} + t$	^5He	α	p	1,13	1,31
$^9\text{Be} \rightarrow ^6\text{Li}^*(2,186 \text{ МэВ}, 3^+) + t$	^5He	α	p	0,99	1,39

3. Конкретные примеры диаграмм рассматриваемого типа с аномальной асимптотикой ИП для случая, когда частица f — протон, а e — α -частица, приведены в таблице. (В первом столбце таблицы указана вершина, во втором — тип частицы d , в третьем и четвертом — величины χ и χ_{bc} , определяющие положение аномальной и нормальной асимптотик ИП соответственно.) Во всех приведенных примерах выполняется неравенство $\chi < \chi_{bc}$, т.е. асимптотическое поведение ИП может определяться аномальной асимптотикой, особенно для случаев, когда разница между значениями χ и χ_{bc} значительна. В этих случаях асимптотические значения ИП, вычисленные по формуле (16), могут заметно отличаться от соответствующих значений, определяемых нормальной асимптотикой (5). Однако для проведения сравнительного анализа между нормальной и аномальной асимптотиками ИП требуется знание величин ЯВК для виртуальных распадов $^{16}\text{O} \rightarrow ^{12}\text{C} + \alpha$, $^{13}\text{N} \rightarrow p + ^{12}\text{C}$, $^9\text{Be} \rightarrow \alpha + ^5\text{He}$, $\alpha \rightarrow p + t$, $^6\text{Li} \rightarrow p + ^5\text{He}$, $^6\text{Li}^* \rightarrow p + ^5\text{He}$, $^{20}\text{Ne} \rightarrow \alpha + ^{16}\text{O}$ и $^{17}\text{F} \rightarrow p + ^{16}\text{O}$.

В настоящее время, насколько известно авторам, из вышеуказанных ЯВК в литературе имеются оценки ЯВК только для виртуальных распадов $\alpha \rightarrow p + t$ и $^{13}\text{N} \rightarrow p + ^{12}\text{C}$ [2, 8, 12]. Анализ дифференциальных сечений реакций пере-

дачи $^6\text{Li}(d, ^3\text{He})^5\text{He}$, $^{16}\text{O}(^3\text{He}, d)^{17}\text{F}$, $^{20}\text{Ne}(p, \alpha)^{17}\text{F}$ и $^9\text{Be}(d, ^6\text{Li})^5\text{He}$, а также обменных рассеяний $^{16}\text{O}(^{12}\text{C}, ^{16}\text{O})^{12}\text{C}$ и $^{20}\text{Ne}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne})^{16}\text{O}$ может служить источником получения информации о значениях ЯВК для виртуальных распадов $^6\text{Li} \rightarrow p + ^5\text{He}$, $^{17}\text{F} \rightarrow p + ^{16}\text{O}$, $^{20}\text{Ne} \rightarrow t + ^{17}\text{F}$, $^9\text{Be} \rightarrow \alpha + ^5\text{He}$, $^{16}\text{O} \rightarrow \alpha + ^{12}\text{C}$ и $^{20}\text{Ne} \rightarrow \alpha + ^{16}\text{O}$ соответственно. В связи с этим следует отметить, что в работе [13] анализ дифференциального сечения реакции $^9\text{Be}(p, \alpha)^6\text{Li}$ в рамках модифицированного метода искаженных волн проводится в предположении, что истинная асимптотика ИП (формфактора) для связанного состояния ядра ^9Be в $(t + ^6\text{Li})$ -канале дается «нормальной» асимптотикой (5). Знание же величин ЯВК $^9\text{Be} \rightarrow \alpha + ^5\text{He}$, $^6\text{Li} \rightarrow p + ^5\text{He}$ и $^9\text{Be} \rightarrow ^6\text{Li} + t$ позволило бы проверить надежность этого предположения путем проведения сравнительного анализа соответствующих значений нормальной и аномальной асимптотик ИП при больших расстояниях между фрагментами t и ^6Li в ядре ^9Be в $(t + ^6\text{Li})$ -канале.

С практической точки зрения для рассмотренных ядер проведение подобного сравнительного анализа аномальной и нормальной асимптотик ИП может установить истинный вид асимптотики ИП на больших, но конечных расстояниях, что чрезвычайно важно, например, для надежного расчета сечений астрофизических реакций прямого радиационного захвата $^6\text{Li}(t, \gamma)^9\text{Be}$, $^{13}\text{N}(t, \gamma)^{16}\text{O}$ и $^{17}\text{F}(t, \gamma)^{20}\text{Ne}$ при сверхнизких энергиях [4, 5].

Литература

1. *Kajumov Sh.S., Mukhamedzhanov A.M., Yarmukhamedov R.* // Z. f. Phys. A: Atomic Nuclei. 1988. **331**. P. 315.
2. *Ярмухамедов Р.* // Ядерная физика. 1997. **60**. С. 1017.
3. *Мухамеджанов А.М., Тимофеев Н.К.* // Письма в ЖЭТФ. 1990. **51**. С. 247.
4. *Игамов С.Б., Ярмухамедов Р.* // Ядерная физика. 1995. **58**, № 8. С. 1400.
5. *Mukhamedzhanov A.M., Shmitt R.P., Tribble R.E., Sattarov A.* // Phys. Rev. 1995. **С 52**. P. 3483.
6. *Блохинцев Л.Д.* // Ядерная физика. 1981. **34**. С. 865.
7. *Блохинцев Л.Д., Мухамеджанов А.М.* // Ядерная физика, физика космических излучений, астрономия. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1994. С. 88.
8. *Блохинцев Л.Д., Борбей И., Долинский Э.И.* // ЭЧАЯ. 1997. **8**. С. 1189.
9. *Долинский Э.И., Туровцев В.В., Ярмухамедов Р.* // Ядерная физика. 1974. **19**. С. 1003.
10. *Джамалов П.О., Долинский Э.И.* // Ядерная физика. 1971. **14**. С. 573.
11. *Градиштейн И.С., Рыжик И.М.* Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М.: ГИФМЛ, 1962.
12. *Блохинцев Л.Д., Расулев С.Н., Ярмухамедов Р.* // Ядерная физика. 1986. **44**. С. 1167.
13. *Беляева Т.Л., Зеленская Н.С.* // ЭЧАЯ. 1998. **29**. С. 261.

Поступила в редакцию
29.11.99