Вестник
МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА
№ 1 — 1964

Ф. А. ЖИВОПИСЦЕВ

# ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА КВАНТОВЫХ ФУНКЦИЙ ГРИНА В ТЕОРИИ РАССЕЯНИЯ

Установлена определенная связь между матричными элементами $S$-матрицы и соответствующими матричными элементами обобщенной функции Грина для ядерных реакций вида $A+\alpha \rightarrow B+\beta$. Для простейших ядерных реакций показано, что задача определения $S$-матрицы связана с нахождением одночастичной и двухчастичной функций Грина.

## Введение

Рассеяние частицы на сложных системах конечного размера ядрах является задачей многих тел. Основная задача теории рассеяния состоит в том, чтобы связать матрицу рассеяния с физическими свойствами ядра — мишени и рассеиваемых частиц.

В данной работе на основе метода квантовых функций Грина и формализма Липпмана—Швингера устанавливается определенная связь между $S$-матрицей ядерной реакции $A+\alpha \rightarrow B+\beta$ и соответствующей обобщенной функцией Грина, в которой заключена вся информация о физических свойствах ядра-мишени и падающей частицы. При этом не делается никаких предположений о слабости взаимодействия. В работах ряда авторов [1, 2] была установлена подобная связь между $S$-матрицей и $G$-функциями. Но метод, используемый в указанных работах, не может быть применен для описания ядерных реакций с возбуждением ядра, учесть коллективные эффекты взаимодействующих частиц, «поверхностные» реакции. Кроме этого, в указанных работах делается предположение, что существует лишь непрерывный спектр системы сталкивающихся частиц. Пренебрежение квазистационарными состояниями в теории ядра является неоправданным. Предлагаемый метод свободен от этих недостатков и является более физически наглядным.

## $S$-матрица и $G$-функции

При столкновении с перераспределением нуклонов система частиц описывается гамильтонианом $H$, который можно представить в двух видах:

$$H = \overset{\circ}{H}_\alpha + V_\alpha = \overset{\circ}{H}_\beta + V_\beta, \qquad (1)$$

где $H_\alpha^0$ и $H_\beta^0$ — эрмитовские операторы, описывающие кинетическую энергию относительного движения и внутренние состояния сталкивающихся частиц, $V_\alpha$ и $V_\beta$ — операторы взаимодействия соответственно сталкивающихся и разлетающихся частиц. При этом начальное состояние описывается вектором состояния $|\varphi_\alpha\rangle$, удовлетворяющим уравнению

$$\overset{\circ}{H}_\alpha|\varphi_\alpha\rangle = E_\alpha|\varphi_\alpha\rangle, \tag{2}$$

а конечное состояние — $|\varphi_\beta\rangle$, удовлетворяющим уравнению

$$\overset{\circ}{H}_\beta|\varphi_\beta\rangle = E_\beta|\varphi_\beta\rangle. \tag{3}$$

Полный гамильтониан системы для рассматриваемой задачи выбран в виде

$$H = \int \psi^+(x)\left[-\frac{\hbar^2\nabla^2}{2m}\right]\psi(x)\,dx + \tag{4}$$

$$+\frac{1}{2}\iint \psi^+(x)\,\psi^+(x')\,U(x-x')\,\psi(x')\,\psi(x)\,dx\,dx',$$

где $U(x-x')$ — потенциал парного взаимодействия, $\psi^+(x)$, $\psi(x)$ — операторы рождения и поглощения нуклона. Будем обозначать «сходящуюся» и «расходящуюся» волны (собственные векторы состояния $H$), соответствующие $|\varphi_\alpha\rangle$ и $|\varphi_\beta\rangle$, через $|\alpha^{(+)}\rangle$ и $|\beta^{(-)}\rangle$ соответственно.

Эти векторы удовлетворяют уравнениям Липпмана—Швингера [3]:

$$\begin{aligned} |\alpha^{(+)}\rangle &= |\varphi_\alpha\rangle + \frac{V_\alpha}{E_\alpha - \overset{\circ}{H}_\alpha + i\varepsilon}|\alpha^{(+)}\rangle, \\ |\beta^{(-)}\rangle &= |\varphi_\beta\rangle + \frac{V_\beta}{E_\beta - \overset{\circ}{H}_\beta - i\varepsilon}|\beta^{(-)}\rangle. \end{aligned} \tag{5}$$

Векторы состояния $|\varphi_\alpha\rangle$ и $|\varphi_\beta\rangle$, соответствующие начальному и конечному состояниям, во вторичном квантовании можно записать в виде

$$\begin{aligned} |\varphi_\alpha\rangle &= \int d^3x\, \psi_\alpha^+(\vec{x})\,|A\rangle\,\varphi_\alpha(\vec{x});\quad H|A\rangle = E_A|A\rangle; \\ |\varphi_\beta\rangle &= \int d^3x\, \psi_\beta^+(\vec{x})\,|B\rangle\,\varphi_\beta(\vec{x});\quad H|B\rangle = E_B|B\rangle, \end{aligned} \tag{6}$$

где $|A\rangle$, $|B\rangle$ — векторы состояний ядер $A$ и $B$ соответственно; $\psi_\alpha^+$ и $\psi_\beta^+$ — операторы рождения частиц $\alpha$ и $\beta$. Векторы состояния $|\alpha^+\rangle$ и $\beta^-\rangle$ можно представить в интегральной форме [2]

$$\begin{aligned} |\alpha^{(+)}\rangle &= \lim_{\varepsilon\to 0}\int d^3x \int_{-\infty}^{0} dt\, \psi_\alpha^+(\vec{x},t)\,|A\rangle\,\varphi_\alpha(\vec{x})\exp(-ie_\alpha t)\,g^{(+)}(\varepsilon,t); \\ |\beta^{(-)}\rangle &= \lim_{\varepsilon\to 0}\int d^3x \int_{0}^{\infty} dt\, \psi_\beta^+(\vec{x},t)\,|B\rangle\,\varphi_\beta(\vec{x})\exp(-ie_\beta t)\;g^{(-)}(\varepsilon,t), \end{aligned} \tag{7}$$

где

$$\begin{aligned} g^{(+)}(\varepsilon,t) &= \begin{cases} \varepsilon\exp\varepsilon t, & t<0; \\ 0, & t>0; \end{cases} \\ g^{(-)}(\varepsilon,t) &= \begin{cases} 0, & t<0; \\ \varepsilon\exp(-\varepsilon t), & t>0. \end{cases} \end{aligned} \tag{8}$$

$E_\alpha = e_\alpha + E_A$, $e_\alpha$ — энергия падающей частицы $\alpha$, $E_A$ — энергия ядра-мишени $A$, $E_\beta = e_\beta + E_B$, $e_\beta$ — энергия частицы $\beta$, $E_B$—энергия конечного ядра $B$.

Легко доказать, что $|\alpha^{(+)}>$ и $|\beta^{(-)}>$, записанные в интегральной форме (7), удовлетворяют уравнениям Липпмана — Швингера

$$\begin{aligned} |\alpha^{(+)}> &= \lim_{\varepsilon\to 0}\frac{i\varepsilon}{E_\alpha - H + i\varepsilon}|\varphi_\alpha> \equiv |\varphi_\alpha> + \frac{V_\alpha}{E_\alpha - H_\alpha^0 + i\varepsilon}|\alpha^{(+)}>, \\ |\beta^{(-)}> &= \lim_{\varepsilon\to 0}\frac{-i\varepsilon}{E_\beta - H - i\varepsilon}|\varphi_\beta> \equiv |\varphi_\beta> + \frac{V_\beta}{E_\beta - H_\beta^0 - i\varepsilon}|\beta^{(-)}>. \end{aligned} \tag{9}$$

Для дальнейшего анализа оказывается полезным выражения переписать в более явной форме

$$\begin{aligned} |\alpha^{(+)}> &= \int_{-\infty}^{0} g^{(+)}(\varepsilon, t)\exp(iHt - iH_\alpha^0 t)\,|\varphi_\alpha> dt, \\ |\beta^{(-)}> &= \int_{0}^{\infty} g^{(-)}(\varepsilon, t)\exp(iHt - iH_\beta^0 t)\,|\varphi_\beta> dt. \end{aligned} \tag{10}$$

Используя определения $S$-матрицы в стационарном формализме рассеяния [4]

$$S_{\beta\alpha} = <\beta^{(-)}|\alpha^{(+)}>, \tag{11}$$

получим выражение для $S_{\beta\alpha}$-матрицы через обобщенную функцию Грина $G_{\beta\alpha}(x, x')$:

$$\begin{aligned} S_{\beta\alpha} = \lim_{\varepsilon\to 0}\lim_{\varepsilon'\to 0}\int d^3x'\,d^3x \int_{-\infty}^{0} dt' \int_{0}^{\infty} dt\exp(ie_\beta t)\times \\ \times\exp(-i e_\alpha t')\,g^{(-)}(\varepsilon_1 t)\,g^{(+)}(\varepsilon_1' t')\,\varphi_\beta^*(\vec{x})\,\varphi_\alpha(\vec{x}')\,G_{\beta\alpha}(x, x'), \end{aligned} \tag{12}$$

где

$$G_{\beta\alpha}(x, x') = <B|T\{\psi_\beta(x)\,\psi_\alpha^+(x')\}|A>.$$

Таким образом, соотношение (12) устанавливает определенную связь $S_{\beta\alpha}$-матрицы с обобщенной функцией Грина $G_{\beta\alpha}$, в которой заключена вся информация о физических свойствах частиц, участвующих в реакции

$$A + \alpha \to B + \beta.$$

Следовательно, задача вычисления $S_{\beta\alpha}$-матрицы рассеяния сводится к нахождению $G_{\beta\alpha}$ (уравнения для $G_{\beta\alpha}$). Для $T$-матрицы, связанной с $S$-матрицей известным соотношением

$$S_{\beta\alpha} = \delta_{\beta\alpha} - 2\pi i\,\delta(E_\beta - E_\alpha)\,T_{\beta\alpha}, \tag{13}$$

можно написать выражения, связывающие ее с обобщенными вершинными частями $\Sigma_{\beta\alpha}$. Рассмотрим несколько простых примеров ядерной реакции общего вида

$$(A, a) + b \to (B, c) + d.$$

Для реакции упругого рассеяния $A + n \to A + n$ обобщенная функция Грина $G_{\beta\alpha}$ совпадает с одночастичной функцией Грина

$$G[1] = -i<A|T\{\psi(x)\,\psi^+(x')\}|A>.$$

Из общего выражения для $S$-матрицы (12) для реакции упругого рассеяния получим

$$S_{\beta\alpha} = \lim_{\varepsilon,\varepsilon'\to 0} \int\limits_{-\infty}^{0} dt \int\limits_{0}^{\infty} dt'\, g^{(-)}(\varepsilon, t)\, g^{(+)}(\varepsilon', t')\, iG(\beta, \alpha, t - t'),$$

$$\exp(iE_\beta t)\exp(-iE_\alpha t'). \tag{14}$$

Одночастичная функция Грина $G$ [1] удовлетворяет уравнению [5]:

$$G = G^{(0)} + G^{(0)} MG, \tag{15}$$

где $M$ представляет собой сумму различных неприводимых собственно энергетических частей. Величина $M$ называется полной неприводимой собственно энергетической частью или массовым оператором.

Свободная одночастичная функция Грина $G^{(0)}$ может быть записана в виде

$$G^{(0)}(\vec{x}, t; \vec{x}', t') = -i\sum_s \varphi_s(\vec{x})\, \varphi_s^*(\vec{x}')\exp\{-iE_s(t - t')\},\ t > t'. \tag{16}$$

Используя (15) и (16), после несложных преобразований получим

$$S_{\beta\alpha} = \delta_{\beta\alpha} - i\iint\limits_{-\infty}^{\infty} \exp(iE_\beta t)\sum\nolimits_{\beta\alpha}(t - t')\exp(-iE_\alpha t')\,dt\,dt', \tag{17}$$

где $\Sigma_{\beta\alpha}$ — полная приводимая собственно энергетическая часть, связанная с $M$ уравнением

$$\Sigma = M + MG^{(0)}\Sigma. \tag{18}$$

Введя фурье-образ $\Sigma$, окончательно получим для $S_{\beta\alpha}$-матрицы

$$S_{\beta\alpha} = \delta_{\beta\alpha} - 2\pi i\,\delta(E_\beta - E_\alpha)\,\Sigma_{\beta\alpha}(E_\alpha). \tag{19}$$

Принимая во внимание (13), для $T$-матрицы получим [6]:

$$T_{\beta\alpha} = \Sigma_{\beta\alpha}(E_\alpha). \tag{20}$$

Учитывая связь между амплитудой рассеяния из состояния $\alpha$ в состояние $\beta$ и матрицей $T_{\beta\alpha}$, для амплитуды рассеяния имеем

$$A_{\beta\alpha} = -\frac{\mu}{2\pi\hbar}\Sigma_{\beta\alpha}(E). \tag{21}$$

Аналогичные соотношения легко написать для дифференциального сечения рассеяния $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ и полного сечения $\sigma_T$:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\mu^2}{(2\pi\hbar)^2}|\Sigma_{\beta\alpha}(E)|^2;$$

$$\sigma_T = -\frac{2\mu}{k\hbar}Im\,\Sigma_{\alpha\alpha}(E), \tag{22}$$

где $\mu$ — приведенная масса, $k$ — волновой вектор падающей частицы.

Амплитуда рассеяния вперед $A_{\alpha\alpha}(E)$ определяется диагональными матричными элементами оператора $\Sigma$:

$$A_{\alpha\alpha}(E) = -\frac{\mu}{2\pi\hbar}\Sigma_{\alpha\alpha}(E). \tag{23}$$

Из уравнения

$$G = G^{(0)} + G^{(0)}\,\Sigma G^{(0)}, \tag{24}$$

для $\Sigma_{\alpha\alpha}(E)$ имеем

$$\Sigma_{\alpha\alpha}(E) = AG(\alpha, \alpha, E) + B, \tag{25}$$

где

$$A = \frac{1}{[G^{(0)}(\alpha, \alpha, E)]^2};\quad B = -\frac{1}{G^{(0)}(\alpha, \alpha, E)}.$$

В окрестности полюса $E = E_\alpha - i\gamma_\alpha$, определяющего энергию и затухание квазичастицы, функция $G(\alpha, \alpha, E)$ имеет вид

$$G(\alpha, \alpha, E) \approx \frac{\theta_+(\alpha)}{E - (E_\alpha - i\gamma_\alpha)},\quad \theta_+(\alpha) = \begin{cases} 0, & E_\alpha < 0 \\ 1, & E_\alpha > 0 \end{cases}. \tag{26}$$

Вблизи $E = E_\alpha - i\gamma_\alpha$ $\Sigma$ имеет полюсную структуру

$$\Sigma_{\alpha\alpha}(E) \approx \frac{A}{E - (E_\alpha - i\gamma_\alpha)} + B. \tag{27}$$

Этот полюс в $\Sigma$ соответствует резонансу в $\sigma_T$

$$\sigma_T = -\frac{2\mu}{k\hbar}\left\{\frac{A\gamma_\alpha}{(E - E_\alpha)^2 + \gamma_\alpha^2} + ImB\right\}. \tag{28}$$

Обобщенная функция Грина $G_{\beta\alpha}$ для реакции неупругого рассеяния нуклона на ядре $A$ совпадает с двухчастичной амплитудой Фейнмана

$$G_{\beta\alpha}(x, x') = X_n(x, x') = \langle n | T\{\psi(x)\,\psi^+(x')\} | A \rangle, \tag{29}$$

где возбужденное состояние ядра описывается вектором $|n\rangle$:

$$H|n\rangle = E_n|n\rangle,\quad E_n > 0;\quad E_A = 0. \tag{30}$$

Для ядерных реакций:

$$\begin{aligned} &(A + n) + p \to (A + n') + p'; \\ &(A + n) + p \to A + n' + p', \\ &(A + n) + p \to A + d, \\ &A + d \to A + d, \end{aligned} \tag{31}$$

где $A$ играет роль физического «вакуума» (замкнутая оболочка из $A$ нуклонов), обобщенная функция $G_{\beta\alpha}$ совпадает с двухчастичной функцией Грина

$$G_{\beta\alpha}(x, x') = \langle A | T\{\psi(\vec{x}_1, t)\,\psi(\vec{x}_2, t)\,\psi^+(\vec{x}_3, t')\,\psi^+(\vec{x}_4, t')\} | A \rangle. \tag{32}$$

В данном примере задача вычисления $S$-матрицы связана с нахождением двухчастичной функции Грина $G$ [2]:

$$S_{\beta\alpha} = \lim_{\varepsilon\varepsilon' \to 0} \int_{-\infty}^{0} dt \int_{0}^{\infty} dt'\, g^{(-)}(\varepsilon, t)\, g^{(+)}(\varepsilon', t') \exp(iE_\beta t') \exp(-iE_\alpha t') \times$$

$$\times \int d\vec{x}_1\, d\vec{x}_2\, d\vec{x}_3\, d\vec{x}_4\, \varphi_\beta^*(\vec{x}_1\, \vec{x}_2)\, G_{II}(\vec{x}_1, \vec{x}_2, t;\ \vec{x}_3, \vec{x}_4, t')\, \varphi_\alpha(\vec{x}_3, \vec{x}_4), \tag{33}$$

где $\varphi_\alpha(\vec{x}_3, \vec{x}_4)$ — волновая функция входного канала, $\varphi_\beta(\vec{x}_1, \vec{x}_2)$ — волновая функция выходного канала реакции

$$E_\alpha = E_{\alpha_1} + E_{\alpha_2};\quad E_\beta = E_{\beta_1} + E_{\beta_2};$$

$\beta = \{\beta_1, \beta_2\}$; $\alpha = \{\alpha_1, \alpha_2\}$ — набор квантовых чисел, описывающих состояния взаимодействующих частиц.

Двухчастичная функция Грина $G$ [2] удовлетворяет известному уравнению Дайсона [5]:

$$G(1, 2;\ 1', 2') = G_1(1, 1')\,G_2(2, 2') - G_1(1, 2')\,G_2(2, 1') +$$
$$+ iG_2(1, 3)\,G_2(2, 4)\,\Gamma(3, 4;\ 3', 4')\,G_1(3', 1')\,G_2(4', 2'), \tag{34}$$

где $\Gamma$ (3,4; 3',4') представляет совокупность всех диаграмм с четырьмя концами, не распадающихся на несвязанные части. $\Gamma$ называется вершинной частью.

Используя уравнение для точной одночастичной функции Грина

$$G(1, 1') = G^{(0)}(1, 1') + G^{(0)}(1, 2)\,\Sigma(2, 3)\,G^{(0)}(3, 1'), \tag{35}$$

после несложных преобразований перепишем (34) в виде

$$G(1, 2;\ 1', 2') = iG_1^{(0)}(1, 3)\,G_2^{(0)}(2, 4)\,\Sigma(3, 4;\ 3',\ 4')\,G_1^{(0)}(3', 1')\,G_2^{(0)}(4', 2'),$$

где

$$\Sigma(3,\ 4;\ 3', 4') = \Sigma_0(3, 4; 3', 4') + \Sigma_0(3, 4;\ 3'', 4'')\,G_1^{(0)}(3'', 5)\,G_2^{(0)}(4'', 6)\ \times$$
$$\times\ \Gamma(5, 6;\ 5', 6')\,G_1^{(0)}(5', 3''')\,G_2^{(0)}(6', 4''')\,\Sigma_0(3''', 4''';\ 3', 4');$$

$$\Sigma_0(3, 4;\ 3', 4') = \Sigma_1(3, 3')\,\overset{-1}{G_2^{(0)}}(4, 4') + \overset{-1}{G_1^{(0)}}(3, 3')\,\Sigma_2(4, 4') +$$
$$+ \Sigma_1(3, 3')\,\Sigma_2(4, 4') + (-i)\,\overset{-1}{G_1^{(0)}}(3, 3')\,\overset{-1}{G_2^{(0)}}(4, 4'). \tag{36}$$

Оператор $\Sigma(3,\ 4;\ 3',\ 4')$ будем называть обобщенной вершинной частью. В выражении (36) $G_1^{(0)}$ и $G_2^{(0)}$ — одночастичные функции Грина входного и выходного каналов соответственно:

$$\left.\begin{aligned} G_1^{(0)}(x, x') &= -\,i\sum_{\alpha_1}\varphi_{\alpha_1}(\vec{x})\,\varphi^*_{\alpha_1}(\vec{x}')\exp - iE_{\alpha_1}(t - t'),\ t > t';\\ G_2^{(0)}(x, x') &= -\,i\sum_{\beta_2}\varphi_{\beta_2}(\vec{x})\,\varphi^*_{\beta_2}(\vec{x}')\exp - iE_{\beta_2}(t - t'),\ t > t'.\end{aligned}\right\} \tag{37}$$

Подставляя (36) в (33), получим

$$S_{\beta\alpha} = i\iint\limits_{-\infty}^{\infty} dt_1\,dt_2\,dt_1'\,dt_2'\exp(iE_{\beta_1}t_1)\exp(iE_{\beta_2}t_2)\ \times$$
$$\times\ \Sigma(\beta_1, t_1;\ \beta_2, t_2;\ \alpha_1, t_1';\ \alpha_2, t_2')\exp(-iE_{\alpha_1}t_1')\exp(-iE_{\alpha_2}t_2'),$$

$$\Sigma(\beta_1, t_1;\ \beta_2, t_2;\ \alpha_1, t_1';\ \alpha_2, t_2') = \iint d\vec{x}_1\,d\vec{x}_2\,d\vec{x}_1'\,d\vec{x}_2'\,\varphi^*_{\beta_1}(\vec{x}_1)\,\varphi^*_{\beta_2}(\vec{x}_2)\ \times$$
$$\times\ \Sigma(\vec{x}_1, t_1;\ \vec{x}_2, t_2;\ \vec{x}_1', t_2';\ \vec{x}_2', t_2')\,\varphi_{\alpha_1}(\vec{x}_1')\,\varphi_{\alpha_2}(\vec{x}_2'). \tag{38}$$

Предположим, что $\Sigma(\beta t; \alpha t')$ зависит лишь от разности временных координат

$$\Sigma(\beta_1, t_1; \beta_2, t_2; \alpha_1 t_1'; \alpha_2, t_2') = \Sigma(\beta_1, \beta_2; \alpha_1, \alpha_2; t_1 - t_2; t_1 - t_1'; t_1 - t_2').$$

Поэтому фурье-компонент $\Sigma$ будет содержать $\delta(E_1 + E_2 - E_1' - E_2')$. Ввиду этого удобно сразу определить фурье-компонент $\Sigma$ как

$$\int \Sigma(\vec{x}_1, \vec{x}_2; \vec{x}_1', \vec{x}_2'; t_1 - t_2; t_1 - t_1'; t_1 - t_2') \exp\{-iE_1 t_1 - iE_2 t_2 + iE_1' t_1' + + iE_2' t_2'\} dt_1 dt_2 dt_3 dt_4 = 2\pi\delta(E_1 + E_2 - E_1' - E_2') \times \times \Sigma(\vec{x}_1; \vec{x}_2; \vec{x}_1'; \vec{x}_2'; E_1, E_2, E_1', E_1 + E_2 - E_1').$$

Используя соотношение (13), найдем связь между фурье-компонентном $\Sigma$ и $T$-матрицей:

$$T_{\beta\alpha} = \Sigma(\beta_1, \beta_2, \alpha_1, \alpha_2; E_{\beta_1}; E_{\beta_2}; E_{\alpha_1}; E_{\beta_1} + E_{\beta_2} - E_{\alpha_1}). \qquad (39)$$

В приближении $G \approx G^{(0)}$ формула (36) позволяет сразу $T_{\beta\alpha}$ выразить через вершинную часть $\Gamma$:

$$T_{\beta\alpha} = \Gamma(\beta_1, \beta_2, \alpha_1, \alpha_2; E_{\beta_1}, E_{\beta_2}, E_{\alpha_1}, E_{\beta_1} + E_{\beta_2} - E_{\alpha_1}), \qquad (40)$$

где энергии, стоящие в $\Gamma$, удовлетворяют закону сохранения

$$E_{\beta_1} + E_{\beta_2} = E_{\alpha_1} + E_{\alpha_2}.$$

Из оптической теоремы следует, что полное сечение ядерной реакции $\sigma_T$ связано с мнимой частью диагонального матричного элемента $\Sigma(\alpha, \alpha, E)$ простым соотношением:

$$\sigma_T = -\frac{2\mu_a}{k_a} Im\,\Sigma(\alpha_1, \alpha_2; \alpha_1, \alpha_2; E_{\alpha_1}, E_{\alpha_2}, E_{\alpha_1} + E_{\alpha_2}). \qquad (41)$$

Резонансные особенности $\sigma_T$ определяются полюсами соответствующих диагональных матричных элементов обобщенной вершинной части $\Sigma(\beta, \alpha, E)$.

## Выводы

В данной работе установлена связь между матричными элементами $T_{\beta\alpha}$-матрицы и соответствующими матричными элементами обобщенной вершинной части для ядерных реакций при малых энергиях типа:

$$A + \alpha \to B + \beta;$$

$$(A, a) + b \to (B, c) + d.$$

Для простейших ядерных реакций, как было показано, определение $S$-матрицы связано с нахождением одночастичной и двухчастичной функций Грина. Используя развитый аппарат квантовых функций Грина, можно провести количественную программу расчета простейших ядерных реакций в приближении значительно более полном и точном, чем обычное борновское приближение. Особенно эффективным этот метод оказывается при рассмотрении таких ядерных реакций, к которым борновское приближение не применимо. Например, упругое рассеяние нейтрона вблизи одночастичного связанного состояния над возбужденным остовом ядра-мишени. Важное достоинство метода функций Грина состоит и в том, что он позволяет учесть влияние коллективных состояний системы на сечения ядерных реакций.

В заключение выражаю благодарность Широкову Ю. М. и Юдину Н. П. за полезную дискуссию и интерес к работе.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Klein A., Zemach C. Phys. Rev., **108**, 126, 1957.
2. Namiki M. Prog. Theor. Phys., **23**, 629, 1960.
3. Gell. Mann M., Galdberger M. L. Phys. Rev., **91**, 398, 1953.
4. Sunakawa S. Prog. Theor. Phys., **14**, 175, 1955.
5. Klein A., Prange R. Phys. Rev., **112**, 994, 1958.
6. Кадменский С. Г. «Изв. АН СССР», сер. физическая, **26**, 1194, 1962.

Поступила в редакцию
1. 4 1963 г.

НИИЯФ