

Вестник МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

№ 6 — 1967

УДК 539.17.01

М. М. АЛЬ-БЕЙДОВИ, Л. Д. БЛОХИНЦЕВ, Э. И. ДОЛИНСКИЙ,
В. В. ТУРОВЦЕВ

ВЕРШИННЫЕ ЧАСТИ И ИНТЕГРАЛЫ ПЕРЕКРЫТИЯ В ТЕОРИИ ПРЯМЫХ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Рассмотрены общие свойства вершинных частей (т. е. амплитуд распада ядра A на два ядра — B и a : $A \rightarrow B+a$) в нерелятивистской теории. Указана связь между вершинными частями и интегралами перекрытия внутренних волновых функций ядер A , B и a , фигурирующими в обычной формулировке теории прямых ядерных реакций.

Для расчета амплитуд прямых ядерных реакций на основе диаграммных методов [1—5] необходимо знать вершинные части, т. е. амплитуды распада (или синтеза) ядра A на два ядра — B и a : $A \rightarrow B+a$. В статье рассматриваются общие свойства вершинных частей, не зависящие от каких-либо модельных предположений, а также обсуждается связь между вершинными частями и интегралами перекрытия внутренних волновых функций ядер A , B и a . Некоторые свойства вершинных частей рассматривались ранее в работах [2, 6, 7], однако в работе [2] имеются неточности, на которые будет указано ниже.

Вершинные части

В дальнейшем используются следующие обозначения: m_i , \vec{p}_i , E_i , I_i , M_i — масса, импульс, кинетическая энергия, спин и его проекция для i -той частицы;

$$\begin{aligned} \mu_{ij} &= \frac{m_i m_j}{(m_i + m_j)}, \quad \vec{q}_{ij} = \frac{(m_j \vec{p}_i - m_i \vec{p}_j)}{(m_i + m_j)}, \\ \vec{v}_{ij} &= \frac{\vec{q}_{ij}}{q_{ij}}, \quad \varepsilon_{jk}^i = m_j + m_k - m_i = \frac{(x_{jk}^i)^2}{2\mu_{jk}}, \\ s_i &= -\vec{p}_i^2 + 2m_i E_i, \quad E_{ij} = E_i + E_j - \frac{(\vec{p}_i + \vec{p}_j)^2}{2(m_i + m_j)}, \end{aligned} \quad (1)$$

\vec{q}_{ij} и E_{ij} — импульс и кинетическая энергия относительного движения частиц i и j . Величины \vec{q}_{ij} , E_{ij} и s_i являются инвариантами галилеевских преобразований. Для реальной частицы (на массовой поверхно-

сти) $s_i = 0$. Предполагается, что амплитуда любого процесса M_{if} связана с матричными элементами S -матрицы соотношением

$$S_{if} = \delta_{if} - i(2\pi)^{4\delta} (P_i - P_f) M_{if}, \quad (2)$$

где $P_i (P_f)$ — суммарный 4-импульс в начальном (конечном) состоянии и используется система единиц $\hbar = c = 1$.

Рассмотрим процесс (реального или виртуального) распада¹

$$A(\alpha' I_A M_A) \rightarrow B(\beta' I_B M_B) + a(\gamma' I_a M_a), \quad (3)$$

идущий за счет сильных и электромагнитных взаимодействий. Амплитуда распада является матрицей относительно спиновых переменных частиц A , B и a и может быть записана в виде²

$$M_{M_B M_a}^{M_A} = \sqrt{4\pi} \sum_{l s m_l m_s} G_{ls} C_{l m_l m_s}^{I_A M_A} C_{l m_l m_s}^{I_B M_B I_a M_a} Y_{l m_l}(\vec{v}_{Ba}), \quad (4)$$

где $C_{l m_l m_s}^{j_1 m_1 j_2 m_2}$ — коэффициент Клебша — Гордана, и не указана явно зависимость формфакторов G_{ls} от квантовых чисел $\alpha' I_A$, $\beta' I_B$ и $\gamma' I_a$.

В силу инвариантности S -матрицы в нерелятивистской теории по отношению к преобразованиям Галилея и вращениям и инверсии пространственных координат формфакторы G_{ls} могут зависеть лишь от определенных инвариантных комбинаций энергий и импульсов частиц A , B и a . В наиболее общем случае, когда все три частицы находятся вне массовой поверхности, G_{ls} является функцией от трех независимых кинематических инвариантов, в качестве которых можно взять величины s_A , s_B и s_a :

$$G_{ls} = G_{ls}(s_A, s_B, s_a). \quad (5)$$

Из сохранения пространственной четности в процессе (3) следует, что $(-)^l = \pi_A \pi_B \pi_a$, где π_i — внутренняя четность частицы i . Поэтому в сумме по l в правой части (4) либо все l — четные, либо все l — нечетные.

При пренебрежении эффектами, нарушающими изотопическую инвариантность сильных взаимодействий, из формфакторов G_{ls} можно явно выделить изотопический коэффициент Клебша — Гордана

$T_i^{M_i} M_i$, где T_i , M_i — изоспин и его проекция для частицы i .

Используя соотношение

$$\begin{aligned} & \langle \vec{p}_A, I_A, M_A | M | \vec{p}_B, I_B, M_B; \vec{p}_a, I_a, M_a \rangle = \\ & = (-)^{I_A + M_A + I_B + M_B + I_a + M_a} \langle -\vec{p}_B, I_B, -M_B; -\vec{p}_a, I_a, -M_a | M | - \\ & \quad -\vec{p}_A, I_A, -M_A \rangle, \end{aligned} \quad (6)$$

являющееся следствием инвариантности S -матрицы по отношению к обращению времени [8], из (4) для амплитуды $M_{M_B M_a}^{M_A}$ процесса синтеза

$$B(\beta' I_B M_B) + a(\gamma' I_a M_a) \rightarrow A(\alpha' I_A M_A) \quad (7)$$

¹ α' , β' и γ' — дополнительные квантовые числа, необходимые для полного определения состояний ядер A , B и a .

² Заметим, что в работе [2] в определении вершинной части (формула (4,9)) отсутствует сферическая функция $Y_{l m_l}$.

получаем выражение, отличающееся от (4) лишь заменой $Y_{lm_l}(\vec{v}_{Ba})$ на $Y_{lm_l}^*(\vec{v}_{Ba})^3$.

Из инвариантности по отношению к обращению времени и унитарности S -матрицы следует, что в случае распада ядерно-стабильного ядра (распад в этом случае является виртуальным) формфакторы вещественны, если все частицы находятся на энергетической поверхности⁴

$$G_{ls}^* \equiv G_{ls} \quad \text{при} \quad s_A = s_B = s_a = 0. \quad (8)$$

Заметим, что иногда удобнее использовать для амплитуды $M_{M_B M_a}^{M_A}$ выражение

$$M_{M_B M_a}^{M_A} = \sqrt{4\pi} \sum_{l_j m_j} G'_{l_j} C_{j m_j}^{I_A M_A} C_{l m_l}^{j m_j} Y_{lm_l}(\vec{v}_{Ba}), \quad (9)$$

отличающееся от (4) схемой связи угловых моментов. Формфакторы G_{ls} и G'_{lj} связаны друг с другом простыми соотношениями

$$G'_{lj} = \sum_s a_{sj} G_{ls}, \quad G_{ls} = \sum_j a_{sj} G'_{lj}, \quad (10)$$

$$\sum_{ls} |G_{ls}|^2 = \sum_{lj} |G'_{lj}|^2,$$

где

$$a_{sj} = (-)^{l_B + l_a - s} (2s + 1)^{1/2} (2j + 1)^{1/2} W(I_a I_B I_A; sj),$$

где W — коэффициент Рака.

Вершинные части и интегралы перекрытия

Хорошо известно (см., например, [9—11]), что при обычной формулировке теории прямых ядерных реакций на языке волновых функций и потенциалов взаимодействий между частицами амплитуды реакций выражаются через интегралы перекрытия внутренних волновых функций начальных и конечных ядер. В этом разделе мы выясним связь между вершинными функциями и интегралами перекрытия⁵.

С этой целью рассмотрим процесс упругого рассеяния ядер a и B



в рамках формализма Липпмана—Швингера [12].

Гамильтониан системы имеет вид

$$H = H_{Ba}^0 + V_{Ba}, \quad H_{Ba}^0 = H_B + H_a + K_{Ba}, \quad (12)$$

где H_B , H_a — гамильтонианы внутреннего движения ядер B , a ; $K_{Ba} = -\nabla_{\vec{r}_{Ba}}^2 / 2\mu_{Ba}$ — оператор кинетической энергии относительного движения

³ Используем сферические функции, удовлетворяющие соотношению

$$Y_{lm}^*(\vec{v}) = (-)^m Y_{l,-m}(\vec{v}).$$

⁴ Выражение (4.43) работы [2] для приведенной вершинной части не удовлетворяет условию (8). Это выражение получено путем аналитического продолжения по энергии соотношения (4.31). Однако формула (4.31) имеет смысл лишь в отдельных точках по энергии, отвечающих резонансам, и поэтому процедура аналитического продолжения некорректна.

⁵ Частично эти вопросы рассматривались ранее в работе [5]. Однако полученные там результаты ограничены использованием модели трех тел при описании реакции.

B и a ; V_{Ba} — оператор взаимодействия B и a . Обозначим $|\alpha\rangle$, $|\beta\rangle$ и $|\gamma\rangle$ собственные волновые функции H , H_B и H_a :

$$H|\alpha\rangle = E_\alpha|\alpha\rangle, H_B|\beta\rangle = E_\beta|\beta\rangle, H_a|\gamma\rangle = E_\gamma|\gamma\rangle. \quad (13)$$

Оператор $T(E)$, описывающий рассеяние, удовлетворяет обобщенному уравнению Липпмана—Швингера

$$T(E) = V_{Ba} + V_{Ba}(E - H_{Ba}^0 + i\eta)^{-1}T(E), \quad (14)$$

где

$$E = -\varepsilon_B - \varepsilon_a + E_{Ba} = -\varepsilon_B - \varepsilon_a + \frac{1}{2} \left(\frac{s_B}{m_B} + \frac{s_a}{m_a} \right) + \frac{\vec{q}_{Ba}^2}{2\mu_{Ba}}. \quad (15)$$

Здесь $\varepsilon_B(\varepsilon_a)$ — полная энергия связи ядра $B(a)$, остальные величины определены в (1). Уравнение (14) описывает рассеяние частиц B и a вне энергетической поверхности при $s_B \neq 0$, $s_a \neq 0$. Заметим, однако, что выход вне энергетической поверхности в T -операторе совершается весьма специальным образом — по комбинации $\left(\frac{s_B}{m_B} + \frac{s_a}{m_a} \right)$ инвариантов s_B и s_a . Это обстоятельство тесно связано с «нековариантной» формулировкой проблемы рассеяния в рамках формализма Липпмана—Швингера. Из (14) следует, что

$$T(E) = V_{Ba} + V_{Ba}(E - H + i\eta)^{-1}V_{Ba}. \quad (16)$$

Отсюда для матричных элементов амплитуды рассеяния $M(E)$, связанной с $T(E)$ соотношением

$$\langle f|T(E)|i\rangle = \delta^{(4)}(P_i - P_f) \langle f|M(E)|i\rangle,$$

получаем

$$\begin{aligned} \langle \vec{q}'_{Ba}\beta\gamma|M(E)|\vec{q}_{Ba}\beta\gamma\rangle &= \langle \vec{q}'_{Ba}\beta\gamma|V_{Ba}|\vec{q}_{Ba}\beta\gamma\rangle + \\ &+ \sum_{\alpha_1} \langle \vec{q}'_{Ba}\beta\gamma|V_{Ba}|\alpha_1\rangle (E - E_{\alpha_1} + i\eta)^{-1} \langle \alpha_1|V_{Ba}|\vec{q}_{Ba}\beta\gamma\rangle, \end{aligned} \quad (17)$$

где сумма идет по полной системе состояний $|\alpha_1\rangle$ гамильтониана H . Из этого соотношения видно, что амплитуда $M(E)$ имеет полюса по E , отвечающие связанным состояниям системы α с энергией связи $\varepsilon_A (E_\alpha = -\varepsilon_A)$. Используя тождество

$$\langle \alpha_1|V_{Ba}|\vec{q}_{Ba}\beta\gamma\rangle = \left(E_{\alpha_1} + \varepsilon_B + \varepsilon_a - \frac{\vec{q}_{Ba}^2}{2\mu_{Ba}} \right) \langle \alpha_1|\vec{q}_{Ba}\beta\gamma\rangle,$$

для вычета в полюсе при $E = E_\alpha = -\varepsilon_A$ получаем

$$\begin{aligned} \text{res} \langle \vec{q}'_{Ba}\beta\gamma|M(E)|\vec{q}_{Ba}\beta\gamma\rangle|_{E=-\varepsilon_A} &= \\ = \sum_{M_A} \left\{ - \left(\frac{\vec{q}'_{Ba}^2}{2\mu_{Ba}} + \varepsilon_{Ba}^A \right) \langle \vec{q}'_{Ba}\beta\gamma|\alpha\rangle \right\} \left\{ - \left(\frac{\vec{q}_{Ba}^2}{2\mu_{Ba}} + \varepsilon_{Ba}^A \right) \langle \alpha|\vec{q}_{Ba}\beta\gamma\rangle \right\}, \end{aligned} \quad (18)$$

где сумма идет по проекции спина I_A ядра A (связанное состояние $|\alpha\rangle$). Отсюда по общепринятому определению амплитуда распада $A \rightarrow B + a$ дается формулой

$$M_{M_B^A}^{M_A} \equiv -\frac{1}{2^{\mu_{Ba}}} [q_{Ba}^2 + (\kappa_{Ba}^A)^2] \langle \vec{q}_{Ba} \beta' I_B M_B \gamma' I_a M_a | \alpha' I_A M_A \rangle \equiv$$

$$\equiv -\frac{1}{2^{\mu_{Ba}}} [q_{Ba}^2 + (\kappa_{Ba}^A)^2] \int e^{-i \vec{q}_{Ba} \vec{r}_{Ba}} I_{\beta\gamma}^\alpha(\vec{r}_{Ba}) d\vec{r}_{Ba}, \quad (19)$$

где $\vec{\alpha} = (\alpha' I_A M_A)$, $I_{\beta\gamma}^\alpha(\vec{r}_{Ba})$ — интеграл перекрытия внутренних волновых функций ядер A , B и a :

$$I_{\beta\gamma}^\alpha(\vec{r}_{Ba}) \equiv \int \Psi_B^\dagger(\beta' I_B M_B) \Psi_a^\dagger(\gamma' I_a M_a) \Psi_A(\alpha' I_A M_A) d\tau_B d\tau_a. \quad (20)$$

Очевидно, что $I_{\beta\gamma}^\alpha(\vec{r}_{Ba})$ можно представить в виде

$$I_{\beta\gamma}^\alpha(\vec{r}_{Ba}) = \sum_{l s m_l m_s} I_{ls}(r_{Ba}) C_{l m_l m_s}^{I_A M_A} C_{l m_l m_s}^{I_B M_B I_a M_a} Y_{l m_l}(\vec{n}_{Ba}), \quad \vec{n}_{Ba} = \frac{\vec{r}_{Ba}}{r_{Ba}}. \quad (21)$$

Отсюда и из (19) получаем для $M_{M_B^A}^{M_A}$ формулу (4), в которой формфакторы даются выражением

$$G_{ls} = G_{ls}^I(q_{Ba}) = -i^{-l} \frac{V^{\sqrt{\pi}}}{\mu_{Ba}} [q_{Ba}^2 + (\kappa_{Ba}^A)^2] \int_0^\infty j_l(q_{Ba} r_{Ba}) I_{ls}(r_{Ba}) r_{Ba}^2 dr_{Ba}, \quad (22)$$

причем, согласно (15), q_{Ba} связан с инвариантами s_B и s_a соотношением

$$m_a s_B + m_B s_a = -(m_B + m_a) [q_{Ba}^2 + (\kappa_{Ba}^A)^2], \quad (23)$$

а инвариант

$$s_A \equiv -p_A^2 + 2m_A E_A \equiv 2m_A (E_{Ba} + \varepsilon_{Ba}^A) \equiv 0.$$

Величины $I_{ls}(r_{Ba})$ являются аналогами радиальных волновых функций в модели двух тел B и a , в которой ядро A представляется как связанное состояние частиц B и a , внутренняя структура которых не рассматривается. Такая модель использовалась ранее в работе [5] при обсуждении связи между борновскими матричными элементами и диаграммами Фейнмана. В отличие от истинных радиальных функций $I_{ls}(r_{Ba})$ не нормированы на 1. Функции $I_{ls}(r_{Ba})$ удовлетворяют системе зацепляющихся интегродифференциальных уравнений (см., например, (9) в [10]), из которых следует, что при достаточно больших значениях $r_{Ba} > r_{Ba}^0$ («радиус канала» r_{Ba}^0 по порядку величины близок к сумме радиусов ядер B и a)

$$I_{ls}(r_{Ba}) \approx I_{ls}(r_{Ba}^0) \frac{h_l^{(1)}(i\kappa_{Ba}^A r_{Ba})}{h_l^{(1)}(i\kappa_{Ba}^A r_{Ba}^0)}, \quad (24)$$

где $h_l^{(1)}(z)$ — сферическая функции Ганкеля первого рода. При написании (24) мы пренебрегли кулоновскими эффектами, учет которых привел бы к замене $h_l^{(1)}(z)$ соответствующей сингулярной кулоновской функцией. Вводя «парциальную приведенную ширину» θ_{ls}^2 ⁶

$$\theta_{ls}^2 = \frac{1}{3} (r_{Ba}^0)^3 I_{ls}^2(r_{Ba}^0), \quad (25)$$

обозначая

⁶ Величина θ_{ls}^2 является аналогом произведения одночастичной парциальной ширины и соответствующего спектроскопического фактора, фигурирующих в стандартных расчетах по модели оболочек [13].

$$g_{Is}(q_{Ba}) = -\frac{i^{-l} \sqrt{\pi}}{\mu_{Ba}} [q_{Ba}^2 + (\kappa_{Ba}^A)^2] \int_0^{r_{Ba}^0} j_l(q_{Ba} r_{Ba}) I_{ls}(r_{Ba}) r_{Ba}^2 dr_{Ba} \quad (26)$$

и подставляя вместо $I_{ls}(r_{Ba})$ при $r_{Ba} > r_{Ba}^0$ в интеграл (22) выражение (24), получаем

$$G_{Is}^I(q_{Ba}) = g_{Is}(q_{Ba}) + G_{Is}^B(q_{Ba}), \quad (27)$$

где

$$G_{Is}^B(q_{Ba}) = -i^{-l} \sqrt{\frac{3\pi}{r_{Ba}^0}} \frac{\theta_{Is}}{\mu_{Ba}} W_l(x_{Ba}, y_{Ba}),$$

$$x_{Ba} = q_{Ba} r_{Ba}^0, \quad y_{Ba} = \kappa_{Ba}^A r_{Ba}^0, \quad (28)$$

$$W_l(x, y) = x j_{l-1}(x) - iy \frac{h_{l-1}^{(1)}(iy)}{h_l^{(1)}(iy)} j_l(x),$$

$j_l(z)$ — сферическая функция Бесселя.

Величина $G_{Is}^B(q_{Ba})$ является обобщением известного батлеровского формфактора, фигурирующего в теории реакций дейтронного срыва [14]. При $q_{Ba} = i\kappa_{Ba}^A$ ($s_A = s_B = s_a = 0$) получаем

$$G_{Is}^I(i\kappa_{Ba}^A) = G_{Is}^B(i\kappa_{Ba}^A) = -\sqrt{\frac{3\pi}{r_{Ba}^0}} \frac{\theta_{Is}}{\mu_{Ba}} [-i^l y_{Ba} h_l^{(1)}(iy_{Ba})]^{-1}. \quad (29)$$

Так как $G_{Is}^I(i\kappa_{Ba}^A)$ не зависит от r_{Ba}^0 , то правая часть этого соотношения также не зависит от r_{Ba}^0 с той степенью точности, с которой справедливо приближение (24). Величина $G_{Is}^I(i\kappa_{Ba}^A)$ имеет смысл эффективной (перенормированной) константы связи «полей» A , B и a и имеет размерность $см^{1/2}$. В частности, для распада дейтрона $d \rightarrow n + p$ в рамках теории с нулевым радиусом np -взаимодействия $G(q) \equiv G(i\kappa_d) \equiv -(8\pi\kappa_d/m_N^2)^{1/2}$, где $\epsilon_d = = \kappa_d^2/m_N$ — энергия связи дейтрона.

Заключение

Отметим, что формула (22), выражающая формфакторы G_{Is} через интегралы перекрытия внутренних волновых функций, не является наиболее общим выражением для формфакторов в рамках нерелятивистской теории многих частиц. В этой теории все ядра являются связанными состояниями системы взаимодействующих нуклонов и отсутствуют «голые» ядра и «затравочные» вершинные части для процессов $A \rightleftharpoons B + a$. Поэтому при определении вершинной части с помощью вычета амплитуды Ba — рассеяния вне массовой поверхности всегда $s_A = 0$ и может возникнуть зависимость G_{Is} только от двух переменных s_B и s_a . Однако, для того чтобы построить G_{Is} как функцию двух независимых инвариантов s_B и s_a ($G_{Is}(0, s_B, s_a)$), необходимо исходить из «ковариантной» формулировки многочастичной проблемы рассеяния, например, из языка нерелятивистских диаграмм Фейнмана и амплитуд нуклон-нуклонного рассеяния вне энергетической поверхности. Результаты исследования вершинных частей в рамках такого подхода будут опубликованы в отдельной статье. Здесь мы отметим лишь, что «точные» формфакторы $G_{Is}(0, s_B, s_a)$ отличаются по своей структуре от выражения (22) для G_{Is}^I .

Как видно из (22) и (23), G_{ls}^I является функцией одной переменной и зависит только от комбинации $m_a s_B + m_B s_a$ инвариантов s_B и s_a . Поэтому значения G_{ls}^I постоянны вдоль прямых (23) в плоскости переменных s_B, s_a . В частности, на прямой $m_a s_B + m_B s_a = 0$ значение G_{ls}^I равно значению «точного» формфактора $G_{ls}^I(0, s_B, s_a)$ при $s_B = s_a = 0$. Функции $G_{ls}^I(m_a s_B + m_B s_a)$ и $G_{ls}^I(0, s_B, s_a)$ тождественно совпадают друг с другом лишь в двух случаях: 1) для распада дейтрона $d \rightarrow n + p$, когда мы имеем нерелятивистскую задачу двух тел и 2) для распада $A \rightarrow B + N$, когда ядро A распадается на виртуальный нуклон $N(s_N \neq 0)$ и реальное ядро $B(s_B = 0)$.

В остальных случаях эти функции различны. В связи с относительной простотой формфакторов G_{ls}^I (и, в частности, батлеровских формфакторов G_{ls}^B , см. (28)) важно выяснить, насколько существенно различие между G_{ls}^I и «точными» формфакторами, вычисленными на основе «ковариантного» многочастичного подхода.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шапиро И. С. ЖЭТФ, 41, 1616, 1961; Nucl. Phys., 28, 244, 1961.
2. Шапиро И. С. Теория прямых ядерных реакций. М., Госатомиздат, 1963.
3. Блохинцев Л. Д., Долинский Э. И., Попов В. С. ЖЭТФ, 42, 1636, 1962; Nucl. Phys., 40, 117, 1963; ЖЭТФ, 43, 1914, 1962; ЖЭТФ, 43, 2290, 1962.
4. Долинский Э. И., Блохинцев Л. Д., Мухамеджанов А. М. «Ядерная физика», 1, 426, 1965; Nucl. Phys., 76, 289, 1966.
5. Блохинцев Л. Д., Долинский Э. И., Туровцев В. В. «Вестн. Моск. ун-та», сер. физ., астрон., № 1, 49, 1967.
6. Shapiro I. S., Kolybasov V. M., Augst G. R. Nucl. Phys., 61, 353, 1965.
7. Шапиро И. С., Тимашев С. Ф. «Ядерная физика», 2, 445, 1965.
8. Балдин А. М., Гольданский В. И., Розенталь И. Л. Кинематика ядерных реакций, § 21. М., 1959.
9. Tobocean W. Theory of direct nuclear reactions (Oxford), University Press, No. 4, 1961.
10. Berggren T. Nucl. Phys., 72, 337, 1965.
11. Pinkston W. T., Satchler G. R. Nucl. Phys., 72, 641, 1965.
12. Lipman B. A., Schwinger J. Phys. Rev., 79, 469, 1950.
13. Macfarlane M. H., French J. V. Rev. Mod. Phys., 32, 567, 1960.
14. Батлер С. Ядерные реакции срыва. М., ИЛ, 1960.

Поступила в редакцию
11. 7 1966 г.

НИИЯФ