

# Вестник МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА



№ 1 — 1966



УДК 539.17.015

Л. А. БОРИСОГЛЕБСКИЙ

## ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ЯДЕРНЫХ ПАРАМЕТРОВ ИЗ УГЛОВОЙ КОРРЕЛЯЦИИ ПРИ $E0$ -ПЕРЕХОДАХ ЯДЕР

Обсуждается вопрос об определении ядерных параметров из угловых и поляризационных корреляций при  $E0$ -переходах ядер. Производится расчет коэффициентов в угловой корреляционной функции  $e-\gamma$  для нескольких частных случаев каскадных переходов типа  $a\ 2^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0$  ( $Pt^{196}$ ,  $Hg^{198}$ ,  $Mo^{96}$ ) с учетом влияния поверхностного слоя и деформации ядра на электронные факторы и приведенную вероятность  $E0$ -конверсии.

Опыты по угловой корреляции различных частиц при каскадных переходах атомных ядер часто используются для исследования тех тонких эффектов в  $\gamma$ -излучении, которые иными методами обнаружить весьма затруднительно. Такими, в частности, являются интерференционные эффекты между  $E0$ - и  $E2$  (или  $M1$ ) переходами [1—2] (см. также обзор в [3]). Один из этих эффектов ( $E0-E2$  в угловой корреляции  $e-\gamma$ ) был успешно использован [4, 5] для определения важной ядерной характеристики — приведенного матричного элемента электрического монополя из эксперимента в том случае, когда внутриядерными матричными элементами, отвечающими переходам  $M1$  и  $E2$ , можно пренебречь (или можно учесть их по Сливу [6]). Вопрос об определении  $\rho$  из угловой корреляции при  $E0$ -переходах в остальных случаях еще недостаточно изучен\*. Кроме того, расчеты различных множителей в угловой корреляционной функции  $W_{ek-\gamma}(\theta)$ , определяемых волновыми функциями электрона, выполнялись в предположении точечного или сферического ядра при эквивалентном однородном\*\* распределении заряда по объему. Исследованиями последнего десятилетия установлено наличие у ядер так называемых поверхностных слоев примерно одинаковой толщины ( $2,49 \times 10^{-13}$  см для сферических ядер), где плотность заряда спадает довольно плавно [7].

Вопрос, приведет ли к заметным изменениям угловой корреляции  $e-\gamma$  влияние поверхностного слоя и деформации ядра на потенциальную энергию электрона конверсии  $V(r)$ , еще никем не рассматривался\*\*\*. Указанным выше вопросам и посвящена настоящая работа.

\* Этот вопрос изучался в экспериментальной работе [25], однако из-за использования неправильного знака параметра  $b_2$  ( $M1$ ,  $E2$ ) результаты ее должны быть проанализированы заново.

\*\* Под эквивалентным здесь подразумевается такое однородное распределение, при котором среднеквадратичный радиус равен среднеквадратичному радиусу ядра, полученному на основе экспериментальных данных [7] (главным образом из рассеяния электронов на ядрах).

\*\*\* Кстати, учет этого влияния сыграл значительную роль при согласовании теории изотопического смещения с экспериментом [8—9].

Рассмотрим угловую корреляционную функцию  $e_{KL_I, \dots} - \gamma$  при переходах  $2^+ 2^+ \xrightarrow{E2} 0^+$ . Вводя понятие парциальных коэффициентов внутренней конверсии (КВК), эту функцию можно записать в виде \*\*

$$W_{e_{KL_I, \dots} - \gamma}(\vartheta) = 1 + \frac{A_2 A_2'}{A_0} P_2(\cos \vartheta) + \frac{A_4 A_4'}{A_0} P_4(\cos \vartheta), \quad (1)$$

где

$$A_0 = \bar{\beta}(1 + \delta^2), \quad (2)$$

$$A_2 = \frac{1}{5} (7\alpha_2 + 8\alpha_{-3} + 2\sqrt{6\alpha_2\alpha_{-3}} \cos \varphi_{2,-3}(e, e)) \times \\ \times F_2(2222) + \frac{4}{\sqrt{15}} \left[ \left( \sqrt{\beta_{-1}} \cos \varphi_{-1,-3}(m, e) + \sqrt{\frac{\beta_{-1}}{2}} \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \cos \varphi_{2,-3}(m, e) \right) \sqrt{\alpha_{-3}} + \left( \sqrt{\beta_{-1}} \cos \varphi_{1,-2}(m, e) + \sqrt{\frac{\beta_{-1}}{2}} \cos \varphi_{2,2}(m, e) \right) \right. \\ \left. \sqrt{\frac{3}{2}} \alpha_2 \right] F_2(1222) \delta - (\beta_2 + \\ + 2\sqrt{2\beta_{-1}\beta_2} \cos \varphi_{-1,2}(m, m) F_2(1122) \delta^2 + \\ + \sqrt{\Omega'(Z, k)} |\chi| (\sqrt{2\alpha_2} \cos \varphi_{-1,2}(0, e) + \sqrt{3\alpha_{-3}} \cos \varphi_{-1,-3}(0, e)) \quad (3)$$

$$A_4 = -\sqrt{3\alpha_{-3}} \left( \frac{1}{2} \sqrt{\alpha_{-3}} + 3\sqrt{\alpha_2} \cos_{2,-3} \varphi(e, e) \right) F_4(2222). \quad (4)$$

$$A_2^1 = F_2(2220), \quad A_4^1 = F_4(2220). \quad (5)$$

$$\Omega'_{K, L_I, \dots}(Z, k) = \frac{\Omega_{K, L_I, \dots}(Z, k)}{15\pi k \alpha^2 R^4}, \quad |\chi|^2 = \frac{e^2 \alpha R^4}{B(E2)}. \quad (6)$$

Здесь  $\bar{\beta}$  — полный КВК при  $2^+ \rightarrow 2^+$ -переходе, измеряемый на опыте,  $\delta^2$  — отношение интенсивностей  $M1$  к  $E2$ -излучению, обычно получаемое из  $\gamma$ - $\gamma$ -корреляций,  $F_i$  — коэффициенты, протабулированные в работе [1],  $\Omega(Z, k)$  и  $B(E2)$  — приведенные вероятности  $E0^{20-22}$ - и радиационного  $E2$ -перехода \*\*\* соответственно,  $R$  — радиус ядра,  $\alpha$  — постоянная тонкой структуры,  $\alpha_2, \alpha_{-3}$  и  $\beta_{-1}, \beta_2$  — парциальные КВК при  $E2$ - и  $M1$ -переходах,  $k$  — энергия перехода в релятивистских единицах \*\*\*\*.

Парциальные КВК на I подболочке согласно [12] выражаются через  $R_{\times}^{(i)}(\tau)$  — основные радиальные интегралы в теории внутренней конверсии [15] и  $R_{\times}^{\{i}\}(\tau)$  — величины, дающие структурные поправки в КВК [13, 23],

\*\* Согласно работе [10] во втором слагаемом коэффициента  $A_2$ , т. е. в  $b_2(M1, E2)$ , исправлен знак.

\*\*\* Для определения  $\rho$  из (6) необходимо знать значения  $B(E2)$ . Последнее обычно находится путем теоретической оценки отношения  $\frac{B(E2)}{B'(E2)}$ , где  $B'(E2)$  — приведенная вероятность радиационного перехода  $2^+ \rightarrow 0^+$  (см. обзор [3]).

\*\*\*\* Соотношения (1—6) могут быть легко обобщены на случай переходов  $j^+ \rightarrow j^+ \rightarrow j^{1+}$  электронов конверсии на подболочках II (учитывая результаты работы [11]).

$$R_{\kappa}^{(2)}(m) = i \sum_{\nu=0}^{\infty} q_{\nu}(m; \kappa) u_{\nu}(m; \kappa), \quad (7)$$

$$R_{\kappa}^{(2)}(e) = i \left( \sum_{\nu=0}^{\infty} q_{\nu}(e; \kappa) u_{\nu}(e; \kappa) + \sum_{\nu=0}^{\infty} q'_{\nu}(e; \kappa) u'_{\nu}(e; \kappa) \right). \quad (8)$$

Здесь  $u_{\nu}(e)$  и  $u'_{\nu}(e)$  — параметры, связанные с плотностями заряда и тока соответственно,  $q_{\nu}$  — электронные факторы.

Углы  $\varphi_{\kappa, \kappa'}$  ( $\tau \tau'$ ),  $\varphi_{-1, \kappa}(0, e)$ , входящие в соотношения (3—4), равны

$$\varphi_{\kappa, \kappa'}(\tau, \tau') = \arg [R_{\kappa}^{(1)}(\tau) + R_{\kappa}^{(2)}(\tau)] - \arg [R_{\kappa'}^{(1)}(\tau') + R_{\kappa'}^{(2)}(\tau')] + \delta_{\kappa} - \delta_{\kappa'}, \quad (9)$$

$$\varphi_{-1, \kappa}(0, e) = \arg \chi - \arg [R_{\kappa}^{(1)}(e) + R_{\kappa}^{(2)}(e)] + \delta_{-1} - \delta_{\kappa}, \quad (10)$$

где  $\delta_{\kappa}$  — кулоновская фаза конверсионного электрона в конечном состоянии, индексы  $\tau$ ,  $\tau'$  относятся к электрическому ( $\tau=e$ ) или магнитному ( $\tau=m$ ) переходам, индекс же нуль — к  $EO$ -переходу,  $\kappa$  — релятивистское квантовое число, определяющее конечные состояния конверсионного электрона.

Между параметрами  $|\chi|$  и  $u_{\nu}$  имеется также зависимость, задаваемая соотношением

$$\frac{W_{K, L_I, \dots}(E0)}{W_{\nu}(E2)} = (\bar{\beta}_{K, L_I, \dots} - \alpha_{K, L_I, \dots}) - \delta^2 (\beta_{K, L_I, \dots} - \bar{\beta}_{K, L_I, \dots}), \quad (11)$$

где  $\alpha_{K, L_I, \dots}$  и  $\beta_{K, L_I, \dots}$  — КВК для  $E2$ - и  $M1$ -переходов,  $W_{K, L_I, \dots}(E0)$  и  $W_{\nu}(E2)$  — вероятности конверсионного  $EO$ - и радиационного  $E2$ -переходов\*.

Как видно из (1—10), коэффициенты  $A_2$  и  $A_4$  в общем случае являются функциями бесконечного числа ядерных параметров. Однако вследствие довольно быстрого убывания электронных факторов и самих параметров с возрастанием  $\nu$  обычно достаточно учесть лишь первые ведущие ядерные параметры\*\*. Обозначим их через  $u(m)$ ,  $u(e)$  и  $u'(e)$ . Таким образом, коэффициенты при  $P_i(\cos \theta)$  в (1) содержат в себе 4 неизвестные величины, подлежащие определению, так как остальные берутся из опыта ( $\bar{\beta}$  и  $\delta^2$ ) или вычисляются теоретически ( $R_{\kappa}^{(1)}(\tau)$ ,  $\delta_{\nu}$ ,  $q_{\nu}$  и  $\Omega_{L, u}, \dots(Z, k)$ ). Несколько подробнее остановимся на последних.

Радиальные интегралы  $R_{\kappa}^{(1)}(\tau)$  и фазы  $\delta_{\kappa}$  обуславливаются поведением электронных волновых функций на протяжении всего пространства, занимаемого атомом. Поскольку ядро занимает очень небольшую часть этого пространства, то  $R_{\kappa}^{(1)}(\tau)$  и  $\delta_{\kappa}$  слабо зависят от конечных размеров ядра [14, 17], от распределения заряда, поверхностного слоя и деформации ядра. Значительно сильнее зависят от особенностей

\* По формуле (11) можно определить все ядерные параметры из измеренных КВК на различных оболочках и подоболочках атома. Однако исследования показали, что это возможно лишь в том случае, если КВК измеряются с очень большой точностью. Так, параметр  $\rho$  будет определяться из (11) с такой же точностью, как и из угловой корреляции, только тогда, когда погрешность в измерении КВК будет менее 1%.

\*\* Так делается и в цитированной выше работе [2]. Расчеты, проведенные с использованием теоретических оценок первых двух параметров  $u_{\nu}^1(e)$ , данных в работе [16] для сильно запрещенных  $E1$ -переходов, показывают, что вклад в КВК второго параметра обычно составляет лишь 4% от вклада первого.

ядерной структуры величины  $\Omega(Z, k)$  \* и  $q_v$ , так как их возникновение вызвано взаимодействием ядерных нуклонов с электроном в тот момент, когда он проникает внутрь ядра \*\*. Эффекты поверхностного слоя и деформации ядра будем учитывать лишь в величинах  $\Omega(Z, k)$  и  $q_v$ . Радиальные же интегралы  $\Omega(Z, k)$  и фазы  $q_v$  будем задавать наиболее точными в настоящее время табличными значениями [14 и 19]. Для расчета  $\Omega(Z, k)$  и  $q_v$  используем их аналитические выражения, полученные в работах [12 и 20].

Влияние поверхностного слоя и деформации ядра на электронные волновые функции будем учитывать в аналитических выражениях для  $\Omega(Z, k)$  и  $q_v$  [18]. При эквивалентном однородном распределении ядерного заряда радиус несжимаемого ядра положим равным

$$R = lA^{1/3} \left\{ 1 + \frac{5}{2} \sigma - \frac{21}{8} \sigma^2 + \dots + \frac{5}{8\pi} \beta^2 \left( 1 - \frac{13}{2} \sigma + \frac{173}{10} \sigma^2 \dots \right) + \frac{25}{168\pi} \sqrt{\frac{5}{\pi}} \beta^3 \cos 3\gamma^0 \left( 1 - \frac{73}{10} \sigma + \frac{1053}{50} \sigma^2 - \dots \right) \right\}, \quad \sigma = \frac{1}{3} \left( \frac{\pi a}{lA^{1/3}} \right)^2. \quad (12)$$

Здесь  $A$  — массовое число,  $l = 1,123 \cdot 10^{-13}$  см, параметр, связанный с толщиной поверхностного слоя соотношением [7]  $s = 4a \ln 3$ , для сферических ядер  $s = 2,49 \cdot 10^{-13}$  см,  $\beta$  и  $\gamma^0$  — параметры деформации (несферичности и неаксиальности).

Имеются случаи таких переходов типа  $2^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$ , для которых число неизвестных ядерных параметров в угловой корреляционной функции  $e-\gamma$  сокращается до одного параметра  $\chi$ . Это может быть тогда, когда  $\gamma$ -переходы  $E2$  не заторможены; ядерные параметры  $u(m)$  невелики и отношение интенсивностей  $M1$  к  $M2$ -излучению мало [2] (например, для  $2^+ \rightarrow 2^+$ -перехода  $Pt^{196, 192}$   $\delta^2$  равно 0,047 и 0,026).

Расчеты коэффициента  $A_2$  по формуле (3), аналогичные проведенным в [2], показывают, что учет влияния поверхностного слоя и деформации ядра на приведенную вероятность  $EO$ -конверсии и электронный фактор  $q(m)$ , а также исправление знака во втором слагаемом в (3) не меняют указанного вывода о независимости  $A_2$  от  $u(m)$ , если  $u(m)$  достаточно мало и  $u(m) \leq 10$ . Однако значение ядерного матричного элемента монополя  $\rho$ , получаемого путем сравнения теоретического  $A_2$  с экспериментальным, несколько меняется. Так, для упомянутого выше перехода  $Pt^{196}$  новое значение  $\rho$  должно быть уменьшено по сравнению с прежним на 9%.

Исследование же угловой корреляционной функции  $l_k-\gamma$  при  $EO$ -переходах других различных ядер позволяет сделать заключение, что пренебречь ядерным параметром  $u(m)$  (или учесть его по Сливу) нельзя в тех случаях, когда  $\delta^2$  достаточно велико. В качестве примера на рис. 1 и 2 приведены кривые зависимости  $\chi$  от  $u(m)$ , полученные для  $EO$ -переходов  $Hg^{198}$  и  $Mo^{96}$ . При определенных значениях коэффициента  $A_2$  в пределах  $\pm 10\%$  (исходное значение  $A_2$  взято для  $u(m) = 1$  и  $\chi = 0$ ).

Кривые (1) нарисованы без учета, кривые (2) — с учетом влияния поверхностного слоя и деформации ядра \*\*\* в том же масштабе, что и в [2]. Необходимые числовые данные взяты из работ [21, 24].

\* Так, учет неоднородности распределения заряда и деформации ядра может изменить значение  $\Omega(Z, k)$ , вычисленное при однородном распределении заряда по объему сферического ядра, даже более чем в два раза [18].

\*\* При «непроницаемой» модели Роуза  $\Omega(Z, k)$  и  $q_v$  просто равны нулю.

\*\*\* Кривые приведены лишь для  $A_2 \pm 10\%$   $A_2$ .

Таким же образом, для случаев переходов  $2^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$  с достаточно большим  $\delta^2$  коэффициент  $A_2$  следует рассматривать как величину, зависящую от двух неизвестных  $\chi$  и  $u(m)$ , причем при достаточно больших  $u(m)$  (т. е. при достаточно сильных  $\gamma$ -запретах) учет влияния поверхностного слоя и деформации ядра играет существенную роль\*. Если ко-

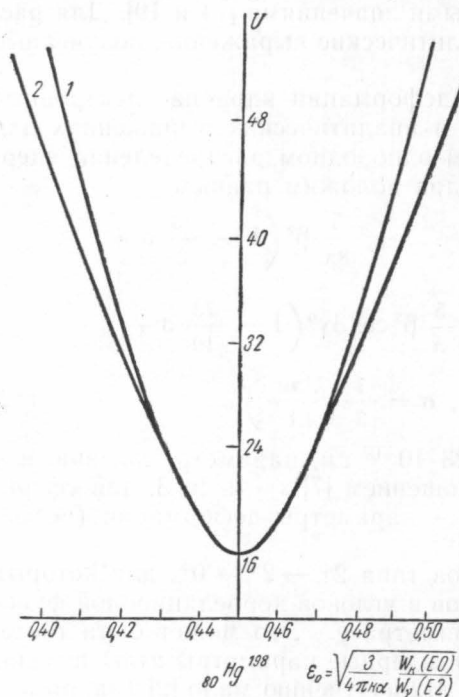


Рис. 1

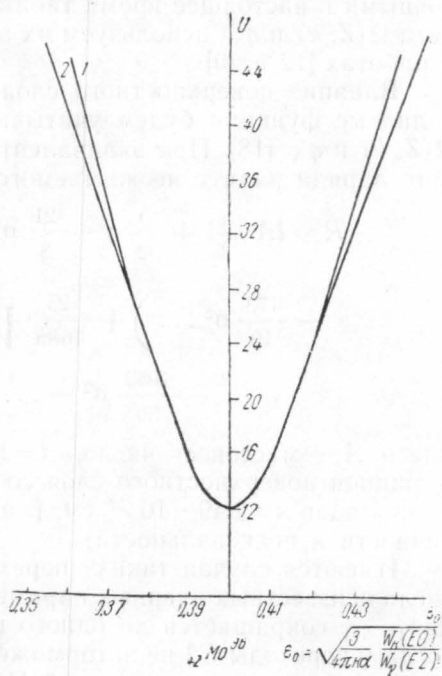


Рис. 2

эффициент  $A_2$  является функцией от  $\chi$  и  $u(m)$ , то для определения неизвестных параметров уже недостаточно измерить  $A_2$  из угловой корреляции  $e_K - \gamma$ . Для этой цели дополнительно должны быть использованы другие независимые корреляционные опыты. Такими могут быть, например, эксперименты по определению угловой корреляции  $e_{M1} - \gamma$ ,  $e_{L_{II}, I} - \gamma$  и т. п., а также поляризационной корреляции между электроном, поляризованным продольно или поперечно, и  $\gamma$ -фотонами, поляризованными линейно или по кругу.

В качестве примера запишем корреляционную функцию (см. [1]):

$$\begin{aligned}
 W_{e_{\text{поп}}-\gamma_{\text{кр}}}(\vartheta) = & \sum (2J' + 1) \left[ \frac{(2J + 1)(2l + 1)(2l' + 1)}{2(2L + 1)(2L' + 1)} \right]^{1/2} \times \\
 & \times \left( JJ', ll'L_0 \frac{1}{2} \frac{1}{2} b \right) U(j_0 j_1 L' g; L j_1) U(J_0 L J' g; JL') \\
 & C_{l_0 l_1}^{L_0 0} C_{g-\beta\beta}^{L_0 0} (-1)^{l' + J' - J} + \\
 & + (-1)^{\eta - \beta} Y_{\beta\beta} \left( \frac{\pi}{2}, 0 \right) D_{-\eta\beta}^g(\Phi\vartheta) e^{i(\delta_{\chi} - \delta_{\chi'})} B_{J\lambda L}^{J_0 \lambda_0} \times \\
 & \times B_{I'\lambda'L'}^{I_0 \lambda_0} \sqrt{4\pi} (-\sigma_2)^g F_g(2) Y_{g\eta}^*(\Phi, \vartheta), \\
 B_{J\lambda L}^{J_0 \lambda_0}(e) = & \mathcal{E}_{J_0 \lambda L}^{J_0 \lambda_0} B_L^{(e)}, \quad B_{J\lambda L}^{J_0 \lambda_0}(m) = M_{J\lambda L}^{J_0 \lambda_0} B_L^{(mg)}, \quad (13)
 \end{aligned}$$

\* Правда, это зависит в значительной мере от величины  $\beta$ . Заметим, что большие значения  $u(m)$  возможны лишь тогда, когда правила отбора для внутриядерных конверсионных и радиационных переходов различны.

$$|\mathcal{E}_{J\lambda_2}^{J_0\lambda_0}| = \sqrt{\frac{15\alpha_x}{4|\kappa|\pi ak}}, \quad |M_{J\lambda_1}^{J_0\lambda_0}| = \sqrt{\frac{3\beta_x}{2|\kappa|\pi ak}}, \quad (14)$$

где  $\alpha_x$  и  $\beta_x$  задаются, как в работе [12].

Дополнительными независимыми экспериментами не могут быть, например, корреляции  $e_K-\gamma_{кр}$  и  $e_K-\gamma_{лин}$ . Вместо корреляции  $e_{пр.}$ ,  $pop-\gamma_{кр}$  могут быть использованы корреляции  $e-e$ , но они не могут дать дополнительных данных о неизвестных ядерных параметрах, поскольку коэффициенты  $A_2'$  и  $A_4'$  в угловой корреляционной функции  $e-e$  отличаются от коэффициентов  $A_2'$  и  $A_4'$  в  $W_{e-\gamma}(\theta)$  лишь множителями\*.

$$b_2(E2) = \frac{1}{5} \left( 7\alpha_2' + 8\alpha_3' + 2\sqrt{6\alpha_2'\alpha_3'} \cos \varphi_{2,-3}'(e, e) \right), \quad (15)$$

$$b_4(E2) = -\sqrt{\alpha_{-3}'} \left( \frac{1}{2} \sqrt{\alpha_{-3}'} + 3 \sqrt{\alpha_2' \cos \varphi_{1,2}'(e, e)} \right). \quad (16)$$

Если переход  $2^+ \rightarrow 0^+$  заторможен, то коэффициенты в  $W_{e-e}(\theta)$  будут содержать в себе дополнительные неизвестные ядерные параметры  $u(e)$  и  $v(e)$ , что затруднит определение  $\chi$  из угловой корреляции  $e-e$ .

В заключение следует отметить, что поскольку ядерные параметры входят в коэффициенты угловых и поляризационных корреляционных функций квадратично, то число независимых корреляционных опытов должно быть обычно вдвое больше числа неизвестных параметров.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Долгинов А. З. Сб. «Гамма-лучи», под ред. Л. А. Слива. М.—Л., Изд-во АН СССР, 1961.
2. Church E. L., Rose M. E., Weneser J. Phys. Rev., **109**, 1299, 1958.
3. Борисоглебский Л. А. «Успехи физических наук», **81**, 271, 1963.
4. Gerholm T. R., Petterson B. G. Phys. Rev., **110**, 1119, 1958.
5. Yamazaki Toshimitsu. Nucl. Phys., **44**, 353, 1963.
6. Слив Л. А., Банд И. М. Сб. «Гамма-лучи», под ред. Л. А. Слива. М.—Л., Изд-во АН СССР, 1961.
7. Элтон Л. Размеры ядер. М., ИЛ, 1962.
8. Бабушкин Ф. А. ЖЭТФ, **45**, 1479, 1963.
9. Фрадкин Э. Е. ЖЭТФ, **42**, 787, 1962.
10. Church E. L., Schwarzschild, Weneser J. Phys. Rev., **8**, 9, 1961.
11. Ivash E. V. Nuovo Cimento, **9**, 136, 1958.
12. Борисоглебский Л. А. ЖЭТФ, **46**, 1664, 1964.
13. Green T., Rose M. E. Phys. Rev., **110**, 105, 1958.
14. Rose M. E. Internal Conversion Coefficients, Publ., Co., Amsterdam, 1958.
15. Листенгартен М. А. Сб. «Гамма-лучи», под ред. Л. А. Слива. М.—Л., Изд-во АН СССР, 1961.
16. Kramer J., Nilsson S. G. Nucl. Phys., **35**, 273, 1962.
17. Слив Л. А., Волчок Б. А. Таблицы кулоновских фаз и амплитуда при учете конечных размеров ядра. М.—Л., Изд-во АН СССР, 1956.
18. Борисоглебский Л. А. ЖЭТФ, **47**, 9575, 1964.
19. Банд И. М., Гуман В. Н., Согомонова Г. А. Таблицы радиальных функций и фаз электронов. М.—Л., Изд-во АН СССР, 1959.
20. Борисоглебский Л. А. «Вестн. Моск. ун-та», сер. физ., астр., № 5, 74, 1963.
21. Church E. L., Weneser J. Phys. Rev., **103**, 1035, 1956.
22. Листенгартен М. А., Банд И. М. «Изв. АН СССР», сер. физ., **23**, 235, 1959.
23. Church E. L., Weneser J. Ann. Rev. Nucl. Sci., **10**, 193, 1960.
24. Simons L., Holland R. E., Wendt G., Spring E., Käld L., Hagebo E. Nucl. Phys., **39**, 130, 1962.
25. Gerholm T. R., Petterson B. G. Ark. f. Phys., **21**, 241, 1962.

\* Отметим, что замена в корреляционной функции (13)  $\gamma_{кр}$  на  $\gamma_{лин}$  не дает новой информации о ядерных параметрах.

Поступила в редакцию  
20.7 1964 г.

Кафедра  
электродинамики  
и квантовой теории