ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

LV 1972 3

УДК. 535.341

ФИЗИКА

Ф. П. Сафарян

К теории поглощения γ-квантов ядерной спин системой

(Представлено чл.-корр. АН Армянской ССР М. Л. Тер-Микаеляном 8.III 1972)

1. В литературе имеется много работ по теории γ-спектроскопии резонансных ядер, где исследованы влияния некоторых существенных факторов, связанных с динамикой кристаллической решетки, на спектральные характеристики (ширина, положение, интенсивность) линии Мессбауэра (см., например [1]). Так, достаточно хорошо исследовано влияние теплового движения ионов кристалла на интенсивность, ширину и положение линии поглощения (или испускания) γ-квантов ядерной спин системой [2]. Но необходимо учитывать, что динамика колебаний решетки влияет на вышеуказанные характеристики линии γ-поглощения также косвенным путем через изменения локальных электрических или магнитных полей в точке, где находится резонансное ядро. Периодическое изменение электрических и магнитных полей, вызываемых колебанием кристалической решетки, может стать причиной не только уширения [3] ядерных уровней (приводящих к уширению спектральных линий), а также к изменению положения и интенсивности этих линий. При этом связь между спин системой и решеткой может осуществляться разными способами. В теории ЯМР хорошо известно например, электронно-квадрупольное, магнитно-дипольное, ядер-магнонное и т. д. спин-фононное взаимодействие.

В настоящей работе, методом температурных функций Грина, вычисляется коэффициент поглощения γ-кванта ядерной спин системой для общего случая косвенного взаимодействия спин системы с решеткой. Затем в конкретном случае квадрупольного спин-фононного взаимодействия, приближенно оцениваются роли новых температурно зависящих членов в интенсивности, положении ширины линий.

2. Вычисление коэффициента поглощения γ-кванта основано на применении теоремы Кубо об отклике системы, на внешнее периодическое малое возмущение. Для коэффициента поглощения γ-кванта частотой ω можно написать [1]:

$$\sigma(\omega)=C\,I_m\left(\frac{i}{\hbar}\lim_{\varepsilon\to 0}\int_{-\infty}^{\infty}dt\,e^{(i\omega-\varepsilon)t}<[M(t),\,M]>\right),\tag{1}$$

где

$$C = \frac{\pi\omega^2 |E_0|^2}{2 I_0 E_\beta(\omega)}, \qquad \beta = \frac{h}{kT}$$

I_0 — плотность потока энергии (вектор Умова—Пойнтинга);
E_0 — амплитуда электромагнитного колебания (для γ лучей);

$$E_\beta(\omega) = \frac{h\omega}{2}\,\mathrm{cth}(\beta h\omega); \quad M(t) = e^{iHt} M e^{-iHt},$$

(H — гамильтониан системы); где M — оператор взаимодействия ядра с излучением:

$$M = \sum_\nu \frac{q_\nu}{m_\nu} (\varepsilon\pi_\nu) e^{-iKr_\nu}, \tag{2}$$

где: q_ν, m_ν, π_ν и r_ν: соответственно, заряд, масса, импульс и координата ν-го нуклона; ε и K, соответственно, вектор поляризации и импульс поглощенных лучей.

Переходя от лабораторной системы отсчета к системе, связанной с резонансным ядром посредством преобразования $\rho = r - R_\nu$ (R_ν — координата центра массы ядра) получим:

$$M = d(\rho) e^{-iKR_\nu}, \tag{2а}$$

где

$$d(\rho) = \sum_\nu \frac{q_\nu}{m_\nu} (\varepsilon\pi_\nu) e^{-iK\rho_\nu}$$

часть оператора взаимодействия, зависящая только от внутренних координат ρ_ν нуклонов.

В представлении вторичного квантования M имеет вид:

$$M = \sum_{\lambda\lambda'} d_{\lambda\lambda'} a^+_\lambda a_{\lambda'} \exp\left\{-iK_i \sum_{\alpha,j} \sqrt{\frac{h}{2M\omega_\alpha}}\, e_{\alpha j}(b^+_\alpha + b_\alpha)\right\}, \tag{2б}$$

где

$$d_{\lambda\lambda'} = \sum_\nu \frac{q_\nu}{m_\nu} (\varepsilon\pi_\nu) \int_{-\infty}^{\infty} \varphi^*_\lambda(\rho_\nu) e^{-iK\rho_\nu} \varphi_{\lambda'}(\rho_\nu)\, d\rho_\nu,$$

a^+_λ, a_λ — операторы рождения и уничтожения нуклонов (они подчиняются антикоммутационному соотношению для ферми-частиц $[a^+_\lambda, a_{\lambda'}]_+ = \delta_{\lambda\lambda'}$); b^+_α, b_α — бозевские операторы рождения и уничтожения фононов решетки, $e_{\alpha j}$ — коэффициенты, связывающие координаты ядер R_j с нормальными координатами решетки; $\varphi_\lambda(\rho_\nu)$ — собственные функции ядра (резонансное ядро рассматривается в приближении модели оболочки, учитывающей, в основном, одночастичное взаимодействие между нуклонами)*.

* Учет коллективного взаимодействия нуклонов привел бы к значительному математическому усложнению задачи, но не изменил бы существенно физического содержания результатов.

k_z — проекция импульса γ-лучей по направлении z (считается, что γ-лучи распространяются в кристалле по направлению z).

Формулу (1), после подставки в ней формулы (26) и использования известной формулы (5)

$$<|A, B|> = \lim_{\varepsilon \to 0} \int \{ \langle\langle A|B \rangle\rangle_{\omega + i\varepsilon} - \langle\langle A|B \rangle\rangle_{\omega - i\varepsilon} \} e^{-i\omega t} d\omega,$$

можно представить в следующем виде:

$$\sigma(\omega) = C \lim_{\varepsilon \to 0} Im \left(\frac{i}{h} e^{-2w} \sum_{\lambda\lambda'} \sum_{\mu\mu'} d_{\lambda\lambda'} d_{\mu\mu'} \times \right.$$

$$\times \left| \langle\langle a_\lambda^+ a_{\lambda'} | a_\mu^+ a_{\mu'} \rangle\rangle_{\omega + i\varepsilon} - \langle\langle a_\lambda^+ a_{\lambda'} | a_\mu^+ a_{\mu'} \rangle\rangle_{\omega - i\varepsilon} \right|. \tag{3}$$

где $\langle\langle a_\lambda^+ a_{\lambda'} | a_\mu^+ a_{\mu'} \rangle\rangle_\omega$ — фурье-образ двухчастичной температурной функции Грина:

$$e^{-2w} = \left| < \exp \left\{ -iK_z \sum_{\alpha, \beta} \sqrt{\frac{h}{2M\omega_\alpha}} e_{\alpha\beta} (b_\alpha^+ + b_\alpha) \right\} > \right|^2 \tag{4}$$

Разлагая экспонент, входящий в формулу (4) в ряд и вычисляя коммутационные функции от бозегских операторов b_α^+, b_α, легко можно показать, что

$$e^{-2w} = \exp \left\{ -\frac{K_z^2 h}{2M} \sum_{\alpha, \beta} \frac{(e_{\alpha\beta})^2}{\omega_\alpha} (1 + 2v_\alpha) \right\}, \tag{4a}$$

которая представляет собой хорошо известный фактор Дебая-Валлера в интенсивности линии γ-поглощения ($v_\alpha = < b_\alpha^+ b_\alpha > = (\exp\beta\omega_\alpha - 1)^{-1}$ число фононов типа α в кристалле).

3. Таким образом, вычисление коэффициента поглощения γ кванта ядерной системой (3) свелось к вычислению фурье-образа двухвременной температурной функции Грина. Последняя вычислена применительно к весьма общей форме гамильтониана спин-фононной связи, которую можно представить так:

$$H = \sum_\nu E_\nu a_\nu^+ a_\nu + \sum_\alpha h\omega_\alpha b_\alpha^+ b_\alpha + \sum_\alpha \sum_{\nu, \nu'} B_\alpha^{(1)}(\nu, \nu') a_\nu^+ a_{\nu'} (b_\alpha^+ + b_\alpha) +$$

$$+ \sum_{\alpha, \beta} \sum_{\nu, \nu'} B_{\alpha\beta}^{(2)}(\nu, \nu') a_\nu^+ a_{\nu'} (b_\alpha^+ + b_\alpha)(b_\beta^+ + b_\beta) + \ldots + \text{э. с.}, \tag{5}$$

где E_ν — собственные значения энергии ядра, соответствующие функциям $\varphi_\nu(\rho)$ (ν — нумирует как разные ядерные состояния, так и их спиновые зеемановские или квадрупольные подуровни); $h\omega_\alpha$ — энергия фонона типа α, $B_\alpha^{(1)}(\nu, \nu')$ и $B_{\alpha\beta}^{(2)}(\nu, \nu')$ — матричные элементы первых двух порядков спин-решеточного взаимодействия, они в общем случае имеют следующий вид:

$$B_{\alpha\beta\ldots}^{(n)}(\nu, \nu') = \int \varphi_\nu^*(\rho) B_{\alpha\beta\ldots}^{(n)}(\rho) \varphi_{\nu'}(\rho) d\rho, \tag{5a}$$

где $B^{(n)}_{\alpha\beta\ldots}(\varphi)$ — член n-го порядка в разложении потенциальной функции спин-фононного взаимодействия. Для конкретных типов взаимодействий (квадрупольное, дипольное и т. д.) коэффициенты $B(\nu, \nu')$ имеют конкретные выражения.

4. Составление цепочки уравнений для фурье-образа двухчастичной функции Грина, входящей в формулу (3) и его решение осуществлялось с помощью обычной процедуры применения теории возмущения для температурных функций Грина (5). При этом диагональные функции $\langle\langle a^+_{\lambda} a_{\lambda'} | a^+_{\lambda'} a_{\lambda} \rangle\rangle$, соответствующие прямым переходам $\lambda \to \lambda'$ и недиагональные функции $\langle\langle a^+_{\lambda} a_{\lambda'} | a^+_{\mu} a_{\nu} \rangle\rangle$, соответствующие интерференции переходов между три или четыре уровнями вычислялись отдельно.

Так, например, для них получились выражения:

$$\langle\langle a^+_{\lambda} a_{\lambda'} | a^+_{\lambda'} a_{\lambda} \rangle\rangle_E = \frac{i/2\pi I^{(\alpha)}_{\lambda\lambda'}(E)}{E - \mathrm{E}_{\lambda'} + \mathrm{E}_{\lambda} - M_{\lambda\lambda'}(E)}, \tag{9а}$$

$$\langle\langle a^+_{\lambda} a_{\lambda'} | a^+_{\mu} a_{\nu} \rangle\rangle_E = \frac{i/2\pi I^{(\alpha)}_{\lambda\lambda'}(E)}{[E - \mathrm{E}_{\lambda'} + \mathrm{E}_{\lambda} - M_{\lambda\lambda'}(E)][E - \mathrm{E}_{\nu} + \mathrm{E}_{\mu} - M_{\mu\nu}(E)]}, \tag{9б}$$

где $M_{\lambda\lambda'}(E)$ — массовый оператор для двухчастичной функции Грина, выражение которой дано в работе (8)

$$I^{(\alpha)}_{\lambda\lambda'}(E) = (n_{\lambda} - n_{\lambda'}) \exp\left\{ \frac{1}{(\hbar\omega_{\alpha})^2} [B^{(1)}_{\alpha}(\lambda, \lambda') - B^{(1)}_{\alpha}(\lambda, \lambda)](1 + 2v_{\alpha}) \right\}, \tag{10а}$$

$$I^{(\alpha)}_{\lambda\lambda'}(E) = \sum_{\alpha} \sum_{\nu} \{ B^{(1)}_{\alpha}(\nu, \lambda') B^{(1)}_{\alpha}(\nu, \mu') \delta_{\lambda\mu} V_{\alpha}(E - \mathrm{E}_{\nu\lambda}) +$$

$$+ B^{(1)}_{\alpha}(\nu, \lambda) B^{(1)}_{\alpha}(\nu, \mu) \delta_{\lambda'\mu'} V_{\alpha}(E - \mathrm{E}_{\lambda'\nu}) -$$

$$- B^{(1)}_{\alpha}(\mu, \lambda) B^{(1)}_{\alpha}(\mu', \lambda') [V_{\alpha}(E - \mathrm{E}_{\lambda'\mu}) + V_{\alpha}(E - \mathrm{E}_{\lambda\mu'})](\bar{n}_{\mu} - \bar{n}_{\mu'}) +$$

$$+ \sum_{\alpha,\beta} \sum_{\nu} \{ [B^{(2)}_{\alpha\alpha}(\lambda', \mu) \delta_{\lambda\mu'} + B^{(2)}_{\alpha\alpha}(\mu', \lambda) \delta_{\lambda'\mu}] (1 + 2v_{\alpha}) +$$

$$+ \bar{B}^{(2)}_{\alpha\beta}(\nu, \lambda') \bar{B}^{(2)}_{\alpha\beta}(\nu, \mu') \delta_{\lambda\mu} V_{\alpha\beta}(E - \mathrm{E}_{\nu\lambda}) +$$

$$+ \bar{B}^{(2)}_{\alpha\beta}(\nu, \lambda) \tilde{B}^{(2)}_{\alpha\beta}(\nu, \mu) \delta_{\lambda'\mu'} V_{\alpha\beta}(E - \mathrm{E}_{\lambda'\nu}) -$$

$$- \tilde{B}^{(2)}_{\alpha\beta}(\mu', \lambda') \tilde{B}^{(2)}_{\alpha\beta}(\mu, \lambda) [V_{\alpha\beta}(E - \mathrm{E}_{\lambda'\mu}) + V_{\alpha\beta}(E - \mathrm{E}_{\lambda\mu'})] (\bar{n}_{\mu} - \bar{n}_{\mu'}) \}, \tag{10б}$$

где введены обозначения:

$$\mathrm{E}_{\nu\nu'} = \mathrm{E}_{\nu} - \mathrm{E}_{\nu'}.$$

$$\bar{B}^{(2)}_{\alpha\beta}(\nu, \nu') = B^{(2)}_{\alpha\beta}(\nu, \nu') +$$

$$+ \sum_{\mu} B^{(1)}_{\alpha}(\nu, \mu) B^{(1)}_{\beta}(\mu, \nu') \left(\frac{1}{\mathrm{E}_{\nu\mu} - \hbar\omega_{\alpha}} + \frac{1}{\mathrm{E}_{\nu'\mu} + \hbar\omega_{\alpha}} \right).$$

$$V_s(E) = \frac{1+v_s}{E-h\omega_s} + \frac{v_s}{E+h\omega_s}, \qquad V'_s(E) = -V_s(-E),$$

$$V_{s3}(E) = \frac{(1+v_s)(1+v_3)}{E-h(\omega_s+\omega_3)} + \frac{v_s v_3}{E+h(\omega_s+\omega_3)} + \frac{2v_s(1+v_3)}{E+h(\omega_s-\omega_3)},$$

$$V'_{s3}(E) = -V_{s3}(-E).$$

Подставляя выражения для двухнуклонной функции Грина (9а) и (9б) в формулу (3) для коэффициента чисто ядерного поглощения в области частот $E \approx E_{\lambda'} - E_{\lambda}$ получаем выражение, которое имеет вид Лоренцовой кривой:

$$\sigma(\omega) = C/\pi \sum_{\lambda,\lambda'} \frac{|d_{\lambda\lambda'}|^2 (n_\lambda - n_{\lambda'}) e^{-2w} (e^{-2w'} + I_{\lambda\lambda'}^{(a)}) \Gamma_{\lambda\lambda'}}{|\omega - E_{\lambda'} - E_{\lambda} - \Delta E_{\lambda\lambda'}|^2 + |\Gamma_{\lambda\lambda'}|^2} . \tag{11}$$

Как и следовало ожидать, линия поглощения состоит из нескольких мультиплетов, число которых в общем случае равно $N = (2I_1+1)(2I_2+1)$ (где I_1 и I_2 — соответственно значения спина ядра в основном и возбужденном состояниях). Среди них могут быть запрещенные (в дипольном приближении) линии, имеющие малый $d_{\lambda\lambda'}$. Максимальное число мультиплетов получается в случае зеемановского расщепления ядерных уровней во внешнем (или внутреннем локальном) магнитном поле. В случае чисто квадрупольного взаимодействия, число мультиплетов уменьшается, поскольку спиновое вырождение ядерных уровней полностью не снимается.

Для сдвига ($\Delta E_{\lambda\lambda'}$) и ширины ($\Gamma_{\lambda\lambda'}$) линии получались выражения (9, 10):

$$\Delta E_{\lambda\lambda'} = \Delta E_{\lambda'} - \Delta E_{\lambda} , \tag{11a}$$

$$\Gamma_{\lambda\lambda'} = \gamma_\lambda + \gamma_{\lambda'},$$

где

$$\Delta E_\lambda = \sum_s \sum_\nu |B_s^{(1)}(\nu,\lambda)|^2 \left(\frac{1+v_s}{E_{\lambda\nu} - h\omega_s} + \frac{v_s}{E_{\lambda\nu} + h\omega_s} \right) +$$

$$+ \sum_{s,3} \sum_\nu |\bar{B}_{s3}^{(2)}(\nu,\lambda)|^2 \left| \frac{(1+v_s)(1+v_3)}{E_{\lambda\nu} - h(\omega_s+\omega_3)} + \frac{v_s v_3}{E_{\lambda\nu} + h(\omega_s+\omega_3)} + \frac{2v_s(1+v_3)}{E_{\lambda\nu} + h(\omega_s-\omega_3)} \right| \tag{12}$$

Формула для ширины ядерного уровня γ_λ, получается из формулы (12) для сдвига заменой дроби типа $(E \pm h\omega)^{-1}$ выражением $\delta(E \pm h\omega)$.

В числителе формулы (11) для вероятности поглощения помимо члена $e^{-2w'}$ (10а), который по внешнему виду совпадает с фактором Дебая-Валлера (4), фигурирует также член $I_{\lambda\lambda'}^{(a)}$, представляющий собой вклад интерференции переходов между ядерными спиновыми подуровнями основного и возбужденного состояний (имеющие почти одинаковую частоту) на интенсивность линии рассматриваемого перехода $\lambda \to \lambda'$. Легко показать, что:

$$I_{\lambda\lambda'}^{(n)} = I_{\lambda\lambda'}^{(1)} + I_{\lambda\lambda'}^{(2)}, \tag{13}$$

где

$$I_{\lambda\lambda'}^{(1)} = \frac{1}{d_{\lambda\lambda'}(\bar{n}_{\lambda} - \bar{n}_{\lambda'})} \sum_{a} \sum_{\nu\nu'} \Bigg\{ \left| \frac{B_{aa}^{(2)}(\nu, \lambda')d_{\nu\lambda}}{E_{\lambda'} - E_{\nu}} (\bar{n}_{\lambda} - \bar{n}_{\nu}) - \frac{B_{aa}^{(2)}(\nu, \lambda)d_{\nu\lambda'}}{E_{\lambda} - E_{\nu}} (\bar{n}_{\nu} - \bar{n}_{\lambda'}) \right| \times$$

$$\times (1 + 2v_{a}) + \frac{\bar{n}_{\lambda} - \bar{n}_{\nu}}{E_{\lambda'} - E_{\nu}} B_{a}^{(1)}(\nu', \lambda')B_{a}^{(1)}(\nu, \nu')d_{\nu\lambda} V_{a}(E_{\lambda'\nu'}) +$$

$$+ \frac{\bar{n}_{\nu} - \bar{n}_{\lambda'}}{E_{\lambda} - E_{\nu}} B_{a}^{(1)}(\nu', \lambda) B_{a}^{(1)}(\nu, \nu')d_{\nu\lambda'} V_{a}(E_{\lambda\nu'}) -$$

$$- \frac{\bar{n}_{\nu} - \bar{n}_{\nu'}}{E_{\lambda'\nu'} - E_{\lambda\nu}} B_{a}^{(1)}(\nu, \lambda)B_{a}^{(1)}(\nu', \lambda')d_{\nu\nu'} [V_{a}(E_{\lambda'\nu'}) - V_{a}(E_{\lambda\nu})] \Bigg\}, \tag{13а}$$

$$I_{\lambda\lambda'}^{(2)} = \frac{1}{d_{\lambda\lambda'}(\bar{n}_{\lambda} - \bar{n}_{\lambda'})} \sum_{a,\beta} \sum_{\nu,\nu'} \Bigg\{ \frac{1}{E_{\lambda'\nu}} \cdot \bar{B}_{a\beta}^{(2)}(\nu', \lambda')\bar{B}_{a\beta}^{(2)}(\nu, \nu')d_{\nu\lambda}(\bar{n}_{\lambda} - \bar{n}_{\nu}) V_{a\beta}(E_{\lambda'\nu}) -$$

$$- \frac{1}{E_{\lambda\nu'}} \bar{B}_{a\beta}^{(2)}(\nu, \lambda)\bar{B}_{a\beta}^{(2)}(\nu, \nu') d_{\nu\nu'}(\bar{n}_{\nu} - \bar{n}_{\lambda'}) V_{a\beta}(E_{\lambda\nu'}) -$$

$$- \frac{1}{E_{\lambda'\nu'} - E_{\lambda\nu}} \bar{B}_{a\beta}^{(2)}(\nu, \lambda)\bar{B}_{a\beta}^{(2)}(\nu, \lambda')d_{\nu\nu'} (\bar{n}_{\nu} - \bar{n}_{\nu'}) [V_{a\beta}(E_{\lambda'\nu'}) - V_{a\beta}(E_{\lambda\nu})] \Bigg\}. \tag{13б}$$

Происхождение вышеуказанных членов (13а,б) в выражении для интенсивности линий ядерного поглощения, можно объяснить тем, что в ядерной системе помимо рассматриваемого перехода $\lambda \to \lambda'$ (на частоте $E_{\lambda'} - E_{\lambda}$) существуют переходы $\lambda \to \nu$ (на частотах $E_{\nu} - E_{\lambda}$). Энергетическая разность между этими переходами соизмерима с энергией фононов решетки. При наличии спин-решеточного взаимодействия, это приводит к обмену фононов между спин системой и решеткой и, следовательно, к интерференции вышеуказанных переходов. Поскольку энергетическая разность между ядерными подуровнями слишком мала, в сравнении с энергией γ кванта $\left(\frac{\Delta E}{E_{\lambda}} \approx 10^{-12}\right)$, то возможно ожидать эффективного изменения интенсивности ядерного поглощения за счет интерференционного смешивания переходов. Такой механизм обмена фононов между спин системой и решеткой приводит также к изменению положения и ширины линий (фор. (10) и (11)). В случае, когда выполняется условие $E_{\nu} - E_{\lambda'} \gg \hbar\omega$, (аналогично условию адиабатичности в электронно-колебательных системах), вклад вышеуказанных т. н. „неадиабатических“ членов в положение, ширину и интенсивность, как нетрудно увидеть из соответствующих формул (10), (11) и (15) стремится к нулю.

Институт физических исследований Академии наук Армянской ССР

Ֆ. Պ. ՍԱՖԱՐՅԱՆ

Միջուկների սպինային սիստեմի կողմից γ-քվանտների կլանման տեսության շուրջը

Ուսումնասիրված է սպին-ֆոնոնային փոխազդեցության ազդեցությունը Մյոսսբաուերի գծի սպեկտրային բնութագրերի (դիրք, լայնություն, ինտենսիվություն) վրա։ Վերոհիշյալ սպեկտրային բնութագրերի համար, ընդհանուր սպին-ցանց փոխազդեցության դեպքում ստացված են բանաձևեր, որոնք կախված են սպին-ֆոնոնային մատրիցական էլեմենտների մեծություններից և միջուկի ու ցանցի էներգետիկ սպեկտրներից։

Հաշվումները կատարված են Գրինի երկժամանակային ջերմաստիճանային ֆունկցիաների մեթոդով։

ЛИТЕРАТУРА—ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

[1] *В. С. Шпинель.* Резонанс гамма лучей в кристаллах, М., 1969. [2] *Ю. Каган,* ЖЭТФ, 47, 366 (1964) [3] *А. А. Абрагам.* Ядерный магнетизм, М., 1963. [4] *R. Kubo,* J. Phys. Soc. Japan, 12, 570, (1957) [5] *В. Л. Бонч-Бруевич, С. В. Тябликов.* Метод функций Грина в статистической механике, М., 1962. [6] *K. Nishikawa, R. Barrie,* Canad. Jour. of Phys. 41, 1135 (1963) [7] *А. Р. Кессель.* Ядерный акустический резонанс, М., 1969. [8] *Ф. П. Сафарян.* К теории электронно-колебательных спектров многоатомных молекул и молекулярных кристаллов. Диссертация, Ереван, (1971). [9] *Ф. П. Сафарян, Л. Л. Крушинский,* «Известия АН Армянской ССР», серия физическая, т. 5, 183 (1970) [10] *Ф. П. Сафарян, Л. Л. Крушинский,* Ученые записки ЕГУ, № 2, 18 (1970).