18

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РФ
Институт теоретической и
экспериментальной физики

FERMILAB
JUN 12 1997
LIBRARY

53 -96

ITEP-53-96
Fermilab Library
0 1160 0057002 2

П.И.Ромашева, Д.В.Львов

РАССЕЯННОЕ МЕССБАУЭРОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ УСЛОВИЯХ ВОЗБУЖДЕНИЯ И РЕГИСТРАЦИИ

Москва 1996

УДК 539.I.07 М-I6

РАССЕЯННОЕ МЕССБАУЭРОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ УСЛОВИЯХ ВОЗБУЖДЕНИЯ И РЕГИСТРАЦИИ: Препринт ИТЭФ 53-96/

П.И.Ромашева, Д.В.Львов - М., I996 - I6с.

Проведены модельные расчеты процесса рассеяния Мессбауэровского излучения изолированным ядерным уровнем.

Показана динамика формирования частотного распределения во временной шкале при остром резонансе и при возбуждении на крыле резонанса. Рассчитаны функции дифференциальной по времени интенсивности рассеянного излучения при различных условиях возбуждения.

The model calculations of the Messbauer radiation scattering process by the insulated nuclear level are carried out.

The dynamics of the frequency distribution shaping during time scale by the sharp resonance and by excitation on the resonance wing are presented. The function expression of the time differentiable intensity of the scattered radiation by various excitation conditions are calculated.

Рис. - 5, список лит. - 6 наим.

© Институт теоретической и экспериментальной физики, I996

ВВЕДЕНИЕ

Эффект Мессбауэра, открытый почти 40 лет назад, дал возможность решить огромный ряд фундаментальных и прикладных задач. Однако, собственно структура мессбауэровского излучения и все, связанные с ней возможности, до сих пор являются предметом исследований. В частности, таковым является частотно - временная структура излучения, взаимодействующего с резонансной средой.

Приоритетные работы в области резонансного рассеяния Ю. Кагана, А. М. Афанасьева, И. И. Перстнева (цикл статей, начиная с 1965 г.) дают точное решение элементарного акта возбуждения и распада уровня изолированного ядра, входящего составным элементом в упорядоченные цепочки идентичных ядер, на которых происходит многократное рассеяние. При рассеянии под углами Брэгга на монокристаллах наблюдается эффект, экспериментально подтвержденный, "коллективного возбужден ного состояния". Для него характерен неэкспоненциальный закон распада и предполагается, что время жизни такого состояния и, соответ-

ственно, ширина может быть как больше , так и меньше времени (ширины) изолированного возбужденного ядра /1/. Однако для поликристаллических соединений решение не было построено, повидимому, из-за сложностей точного расчета многократного рассеяния в такой среде.

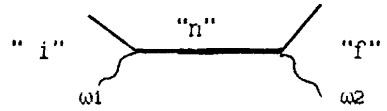
В работах было сделано заявление о возможных сильных искажениях центрального провала (для монолинии), которое, однако, не было подтверждено заметным расчетным результатом.

Полуклассическое рассмотрение мессбауэровского рассеянного излучения, предложенное Хаммермешем (1960г.) и развитое в экспериментальной работе Тибергера /2/, основано на введение в рассмотрение комплексного показателя преломления для плоской электро-магнитной волны, распространяющейся в резонирующей сплошной среде. В расчетах содержится явное противоречие: неэкспоненциальный закон отражения и Лоренцева частотная зависимость отраженного излучения при некоторых параметрах среды.

Нельзя обойти вниманием заметную теоретическую работу В.В.Ломоносова (1995г.) "Временная теория резонансного рассеяния гамма-квантов.." /3/, в которой расчеты выполнены в методике Гайтлера. Используя точный учет энергетической зависимости ширины начального состояния, Г(E), амплитуда рассеяния рассматривается как сумма трех амплитуд, связанных между собой по сути только функцией Г(E),- начального, возбужденного и конечного распавшегося состояний (распавшегося по мнению авторов безразлично каким образом - с испусканием γ-кванта или электрона конверсии). Из принятых выше предпосылок авторы получают возможность определить динамику формирования и распространения в пространстве волновых пакетов рассеиваемых частиц. В частности, рассчитано время жизни возбужденного состояния ядра-рассеивателя, как функция энергии рассеиваемого излучения.

Наш интерес к построению модели процесса ядерного рассеяния мессбауэровского излучения связан с проводимой нами экспериментальной работой "Частотно-временной анализ рассеянного мессбауэровского излучения, как способ исследования эволюции заселения изолированного квазистационарного ядерного состояния"/4/. Подход, развитый в /3/, являясь чисто феноменологическим, не привязан к упорядоченной резонансной среде и отвечает нашей области исследований на поликристаллических образцах, однако нам представляется затруднительным рассчитывать частотное распределение когерентной моды рассеянного излучения в идеологии расчленения общей амплитуды процесса на три части. По этой причине мы решили более тщательно проанализировать модель процесса ядерного резонансного рассеяния, предложенную ранее (1981г) одним из авторов данной публикаци /5/. Расчеты этого классического процесса впервые были выполнены с применением Фейнмановской диаграммной техники для понимания сути механизма мессбауэровского рассения, которое использовалось тогда /6/ для определения магнитного момента возбужденного состояния $5/2^+$ Иридия-191.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ, ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ



(1)

На приведенной диаграмме i, n, f- начальное, промежуточное, конечное состояние системы,соответственно. В начальном состоянии i ансамбль резонансных ядер (ядра распределены хаотически в поликристаллическом сплаве так, что для расстояния между резонансными ядрами, l, и длины волны излучения, λ, всегда выполняется соотношение λ<<l) находится под воздействием постоянного возбуждающе-

го гамма-потока с частотным распределением $P(\omega_1)$. В результате взаимодействия этого потока с ансамблем ядер образуются ядра в промежуточном возбужденном состоянии n, которое затем переходит в состояние f, т.е. распадается с испусканием гамма-кванта с энергией ω_2 (возможные конкурирующие каналы распада состояния n не рассматриваются), а ядро переходит в исходное основное состояние.

Матричный элемент перехода $i \Rightarrow f$ записывается в виде:

$$M_{if}(t) \cong \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(-i \cdot E \cdot t) \cdot V_{fn} \cdot V_{ni} \cdot dE}{(-E_f+E+i \cdot \delta_1)(-E_n+E+i \cdot \delta_1)(-E_i+E+i \cdot \delta_1)} \cdot \quad (2)$$

при $\delta_1 \to 0$

Здесь: E_i, E_n, E_f - энергии начального, промежуточного, конечного состояния, соответственно, могут быть записаны в виде:

$E_i = M_0 + \omega_1$, (M_0 - масса ядра);

$E_n = M_0 + E_0 - i \cdot \Gamma/2$, ($E_0$ - энергия возбуждаемого изолированного уровня ядра, Γ- естественная ширина возбуждаемого уровня, $\Gamma = \hbar/\tau$, τ- среднее время жизни уровня;

$E_f = M_0 + \omega_2$;

E - текущее значение энергии системы;

t - время, отсчитываемое от начала подачи возбуждающего спектра на ансамбль ядер;

V_{ni}, V_{fn} - матричные элементы перехода из начального состояния в промежуточное и из промежуточного в конечное, соответственно, под действием оператора возмущения, $\hat{V}$. Возмущенное состояние исходной системы описывается Гамильтонианом, $\hat{H}$:

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V} \quad (3)$$

где $\hat{H}_0$-оператор, определяющий основное состояние ядра с энергией M_0. Проведя удобную замену переменных, интегрируя выражение (2) при $\delta_1 \to 0$, без учета угловой зависимости рассеянного излучения, получаем

выражение для амплитуды процесса, **M** :

$$M \cong \frac{2\pi \cdot i}{(\omega_2-\omega_1)} \left[\frac{\exp(-i\omega_2 t)}{(\omega_2-E_0+i\Gamma/2)} - \frac{\exp(-i\omega_1 t)}{(\omega_1-E_0+i\Gamma/2)} + \right.$$

$$\left. + (\omega_2-\omega_1) \frac{\exp(-iE_0 t)\cdot\exp(-\Gamma t/2)}{(\omega_2-E_0+i\Gamma/2)\cdot(\omega_1-E_0+i\Gamma/2)} \right], \qquad (4)$$

В дальнейшем мы будем рассматривать не только асимптотические величины ($t\to\infty$), поэтому удерживаем все члены выражения (4). В частности, нам будет удобно работать с выражением дифференциальной по времени вероятностью процесса, I, выражение для которой получено с помощью стандартной процедуры:

$$I(\omega_1,\omega_2,t) = d/dt\{ M\cdot M^* \}, \qquad (5)$$

что приводит к следующему выражению:

$$I(\omega_1,\omega_2,t) \cong \frac{4\pi\cdot i}{(\omega_1-\omega_2)[(\omega_1-E_0)^2+\Gamma^2/4]} \left\{ \frac{(\omega_1-E_0-i\Gamma/2)\cdot\exp i(\omega_2-\omega_1)t}{(\omega_2-E_0-i\Gamma/2)} - \right.$$

$$- \frac{(\omega_1-E_0+i\Gamma/2)\cdot\exp i(\omega_1-\omega_2)t}{(\omega_2-E_0+i\Gamma/2)} - \frac{(\omega_1-E_0-i\Gamma/2)\cdot\exp i(-\omega_1+E_0+i\Gamma/2)t}{(\omega_2-E_0-i\Gamma/2)} +$$

$$+ \frac{(\omega_1-E_0+i\Gamma/2)\cdot\exp i(\omega_1-E_0+i\Gamma/2)t}{(\omega_2-E_0+i\Gamma/2)} + \frac{(\omega_1-E_0+i\Gamma/2)\cdot\exp i(-\omega_2+E_0+i\Gamma/2)t}{(\omega_2-E_0+i\Gamma/2)}$$

$$\left. - \frac{(\omega_1-E_0-i\Gamma/2)\cdot\exp i(\omega_2-E_0+i\Gamma/2)t}{(\omega_2-E_0-i\Gamma/2)} + \frac{i\Gamma\cdot(\omega_1-\omega_2)\cdot\exp(-\Gamma t)}{(\omega_2-E_0)^2+\Gamma^2/4} \right\}. \qquad (6)$$

Усредняя выражение (6) по возбуждающему спектру $P(\omega_1)$, получаем функцию $J(\omega_2,t)$, которую назовем частотно-временной характеристикой процесса ядерного рассеяния мессбауэровского излучения:

$$J(\omega_2,t) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(\omega_1,\omega_2,t)\cdot P(\omega_1)\cdot d\omega_1 . \qquad (7)$$

Здесь и далее все выражения будут получены для Лоренцевой формы возбуждающего спектра (иной вид спектра $P(\omega_1)$ будет оговариваться особо):

$$P(\omega_1) \cong Const/[(\omega_1 - \delta - E_0)^2 + \Gamma^2/4] \qquad (8)$$

δ - сдвиг центра возбуждающего спектра относительно положения ядерного уровня E_0, Γ- натуральная ширина та же, что и в рассеивателе. В расчетах величины: ω_1, δ, E_0 берутся в единицах Γ.

Частотно-временная характеристика позволяет проследить динамику формирования интенсивности рассеянного излучения по двум параметрам: I- частотному (ω_2), II- временному (t) при различных условиях возбуждения, в остром резонансе $\delta=0$ и на крыле резонанса $\delta\neq0$.

I. Частотный анализ возможен, если при регистрации рассеянного излучения применяется детектор с частотным разрешением $\sim\Gamma$ (реально это $\sim 10^{-9}$эВ). Соотношение (7) при $t\to\infty$ дает выражение для спектра рассеянного мессбауэровского излучения $P(\omega_2,\delta)$. В случае острого резонанса спектр имеет следующий вид:

$$P(\omega_2) \simeq Const/[(\omega_2 - E_0)^2 + \Gamma^2/4]^2, \qquad (9)$$

который указывает на существенное сужение характерной ширины, Δ, (Δ- ширина частотного распределения на половине максимальной интенсивности), для случая (9) $\Delta = 0.65\Gamma$. Надо заметить, что получение выражения для $P(\omega_2,\delta)$ при условии $t\to\infty$ в (7) равносильно процедуре интегрирования выражения (7) по t с бесконечным верхним пределом, получая экспериментально наблюдаемую функцию, $F(\omega_2,\delta)$:

$$F(\omega_2,\delta) = \frac{\int_{0(T)}^{+\infty} I(\omega_1,\omega_2,t)\cdot P(\omega_1,\delta)\cdot d\omega_1\cdot dt}{\int_{0(T)}^{+\infty} dt} \Rightarrow P(\omega_2,\delta) \qquad (10)$$

T- фиксированное время. Как раз это обстоятельство (10) определяет

специфичность экспериментальной методики получения распределений $P(\omega_2, t, \delta)$. Интегрирование выражения (7) по t в конечных пределах приводит к функциям, которые также отражают динамику формирования рассеянного спектра:

$$P(\omega_2, \Delta T, \delta) \cong \int_{t_1}^{t_2} J(\omega_2, t, \delta) \cdot dt \ , \qquad (11)$$

где t_1 и t_2 - конечные интервалы, такие, что $t_2 - t_1 = \Delta T \leq 1/\Gamma$.

Формы частотного распределения рассеянного излучения в различные моменты времени при условии $\delta=0$, интенсивности и характерные ширины распределений представлены на рисунках 1 и 2. Основные сведения о частотных спектрах рассеянного излучения, полученные из (7) при $t \to \infty$ и различных сдвигах δ, сведены в таблицу 1. Динамика частотных распределений во времени при возбуждении со сдвигами 4Г и 10Г представлена на рисунках 3 и 4, соответственно.

II. Временной анализ рассеянного излучения осуществляется с помощью обычного детектора гамма-квантов с частотной апертурой, $Z_{дет}$, такой что:

$$Z_{дет} \gg \Gamma \qquad (12)$$

Точность временной шкалы определяется величиной $1/\Gamma$, о ней будет сказано ниже. Используя условие (12), выражение для дифференциальной интенсивности, $W(t, \delta)$, может быть получено по следующей процедуре:

$$W(t, \delta) \cong \int_{-\infty}^{+\infty} J(\omega_2, t, \delta) \cdot d\omega_2 \qquad (13)$$

Выражения: (13), (6), (7), (8) определят следующее соотношение для дифференциальной по времени интенсивности рассеянных гамма-квантов:

$$W(t, \delta) \cong \frac{32\pi^4}{\Gamma(\delta^2 + \Gamma^2)} \left[1 - \mathrm{Cos}\delta t \cdot \exp(-\Gamma t) - \frac{\Gamma \cdot \mathrm{Sin}\delta t \cdot \exp(-\Gamma t)}{\delta} \right] \qquad (14)$$

Ряд кривых для различных значений δ представлен на рис.5 (кривые 2÷6). Кривая 1 соответствует усреднению выражения (6) по широкому возбуждающему спектру $P(\omega_1) = Const$, что аналогично заселению уровня при каскадной разрядке в ядре на этот уровень, и приводит к функции:

$$W(t) = 1 - \exp(-\Gamma \cdot t) \, . \qquad (15)$$

На бесконечном времени все интенсивности асимптотически стремятся к константе (на рис.5 она определена, как "1"), которая связана с интенсивностью возбуждающего потока. В общем, временная зависимость носит неэкспоненциальный характер. При некоторых сдвигах $\delta = n\Gamma$, $n>1$ наблюдаются периодические флуктуации интенсивности переизлученных γ-квантов. Максимальная амплитуда этих флуктуаций достигает на интервалах $t \sim n/\Gamma$ величины $\sim \pm 1$. Периодичность флуктуаций интенсивности помогает определить требуемую точность системы временного анализа при проведении экспериментальных измерений. Исходя из соотношения (14), точность должна быть не хуже $1/20\Gamma$. Функция $W(t)$ есть дифференциальная вероятность накопления продуктов распада в рассматриваемом процессе (1), т.е. это вероятность произойти процессу спустя время t от начала подачи возбуждения на систему в интервале времени от t до $t+dt$. Сам временной интервал t в таком аспекте выступает в качестве "случайной величины". Очевидно, что дифференциальная вероятность события: не произойти процессу (1), т.е. отсутствие зарегистрированных продуктов распада, определится соотношением:

$$\Omega(t) = 1 - W(t) \, . \qquad (16)$$

При этом не конкретизируется состояние системы (нет способа зарегистрировать факт начала перехода в состояние "n"), идет взаимодействие возбуждающего гамма-потока с ансамблем резонансных ядер, "реакция еще идет". Используя функцию $\Omega(t)$, можно рассчитать среднее

время протекания реакции, как математическое ожидание случайной величины "t" при известной плотности вероятности $\Omega(t)$ этой случайной величины. Среднее время протекания процесса резонансного рассеяния определится соотношением:

$$\overline{T} = \frac{\int_0^{+\infty} t \cdot \Omega(t) \cdot dt}{\int_0^{+\infty} \Omega(t) \cdot dt} \quad . \qquad (17)$$

Такой способ определения "среднего времени" был предложен одним из авторов данной публикации еще в /5/, неточно было само определение: "среднее время жизни ансамбля возбужденных ядер", точнее было бы назвать выражение (17) средним временем взаимодействия возбуждающего спектра с ансамблем резонансных ядер, а в общем смысле "средним временем протекания реакции". Для случая возбуждения в остром резонансе величина $\overline{T}$, расчитанная по формуле (17) дает значение: $\overline{T} = 1.5 \cdot 1/\Gamma$.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Динамика частотного распределения рассеянного излучения указывает на существенную эволюцию структуры этого излучения: колебательное изменение характерной ширины излучения и интенсивности, а также возникновение и спадание боковых биений в определенные моменты времени (рис.1,2). Математически это поведение определяется третьим членом в выражении (4) для амплитуды процесса. В асимптотическом приближении этот член отсутствует, таким образом, неасимптотическое рассмотрение переходного процесса дает новую информацию о поведении квантовой системы.

Особенно интересна динамика частотного распределения при возбужде-

нии со сдвигом. В ядре с одним изолированным возбуждаемым уровнем появляются как бы два подуровня, причем интенсивность растет вначале не в положении сдвига: $E_0+\delta$, а в положении E_0, т.е. на собственной частоте квантовой системы. Затем растет возбуждение в положении сдвига, при этом наблюдается интерференция близких частот, между положениями E_0 и $E_0+\delta$ возникают биения, которые вымирают при $t\to\infty$, а два подуровня выживают и при $t\to\infty$ (см. рисунки 3 и 4).

Поведение дифференциальной по времени интенсивности $W(t,\delta)$ перерассеянных γ-квантов является, в общем, неэкспоненциальной функцией. Функция $W(t,\delta)$ при возбуждении на крыле резонанса демонстрирует квантовые биения с размахом интенсивности на уровне интенсивности возбуждаемого потока (единичная интенсивность на рис. 5).

Необходимо отметить, что одним из существенных моментов при вычислении функции $W(t,\delta)$ является интегрирование частотно-временной характеристики $J(\omega_2,t,\delta)$ по ω_2-частоте переизлученного γ-кванта, таким образом, все полученные выше временные зависимости правомочны лишь для когерентной моды рассеяния. Перенос зависимостей на случай произвольной распадной частицы (регистрация Оже-электронов или X-лучей при распаде возбужденного состояния за счет внутренней конверсии) представляется нам не обоснованным.

Полученные результаты нельзя назвать "качественными". Динамика частотного распределения рассеянного излучения при возбуждении в остром резонансе и на крыльях резонанса: формулы (7),(8),((9); выражение для дифференциальной по времени интенсивности перерассеянных гамма-квантов - формула (14); четкое определение понятия "времени протекания реакции" для рассматриваемого процесса (1) - все это говорит о продуктивности предложенной модели процесса рассеяния мессбауэровского излучения изолированным ядерным уровнем при условии

единственного, когерентного канала распада.

Мы намеренно не проводили более последовательного сравнения значимости выражений, полученных например в /3/, и при нашем подходе, останавливаясь только на главном расхождении: наша модель дает описание единого процесса, а модель /3/ разделяет его на отдельные самостоятельные стадии и тогда предположение об идентичном описании разных способов распада возбужденного состояния представляется естественным. Мы видим это различие в подходах, но полагаем, что ответ может быть найден в анализе тех экспериментов, которые проводятся нами по исследованию функции $W(t,\delta)$ в когерентном и некогерентном каналах рассеяния одновременно.

Авторы выражают благодарность Ф. С. Джепарову и С. В. Степанову за полезные обсуждения ряда вопросов.

Работа поддержана Фондом РФФИ.

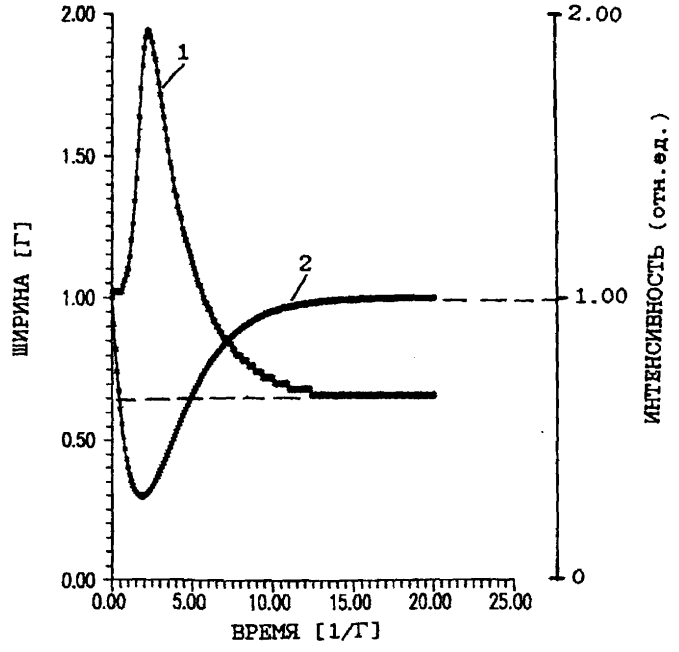


Рис.1
Ширина (1) и интенсивность (2) спектра в зависимости от времени.

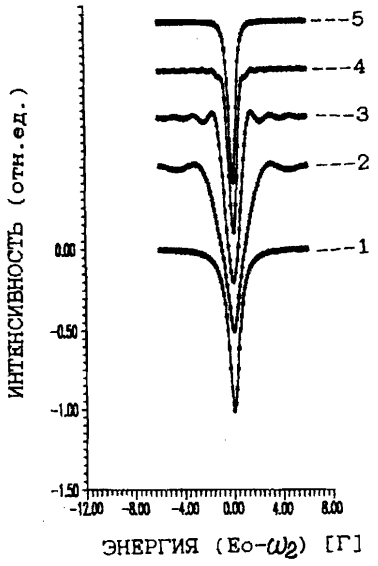


Рис.2
Форма рассеянного спектра (интенсивности отнормированы на 1) в различные моменты времени:
1- t=0, 2- t=2/Г, 3- t=4/Г, 4- t=8/Г, 5- t→∞.

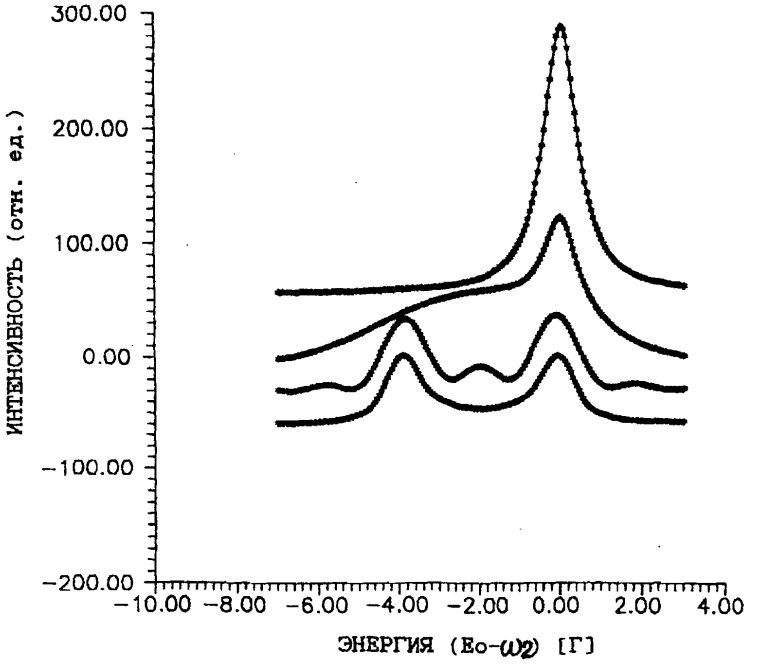


Рис.3
Динамика частотного распределения рассеянного излучения при сдвиге, δ=-4Г. 1- t=0; 2- t=1/Г; 3- t=4/Г; 4- t=8/Г.

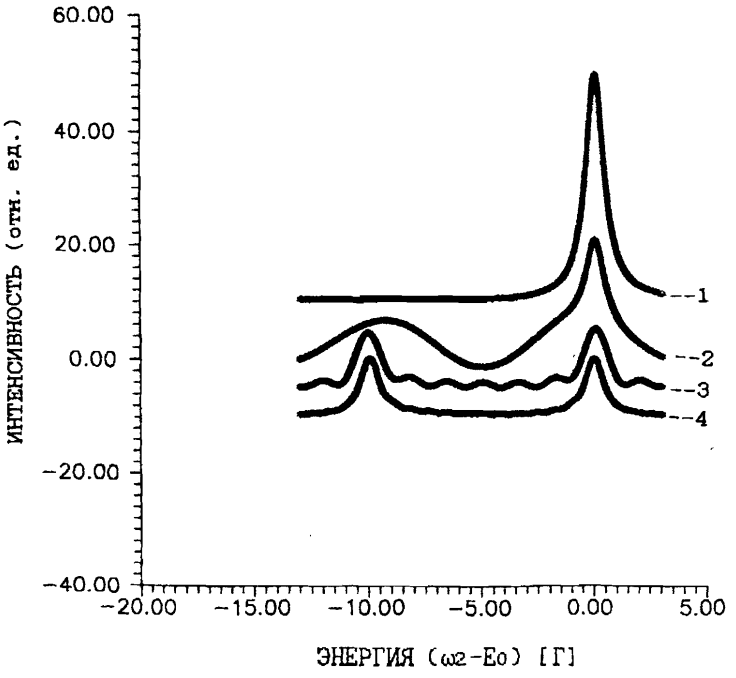


Рис. 4
Динамика частотного распределения рассеянного излучения при сдвиге $\delta = -10\Gamma$. 1- t=0; 2- t=1/Γ; 3- t=4/Γ; 4- t=8/Γ .

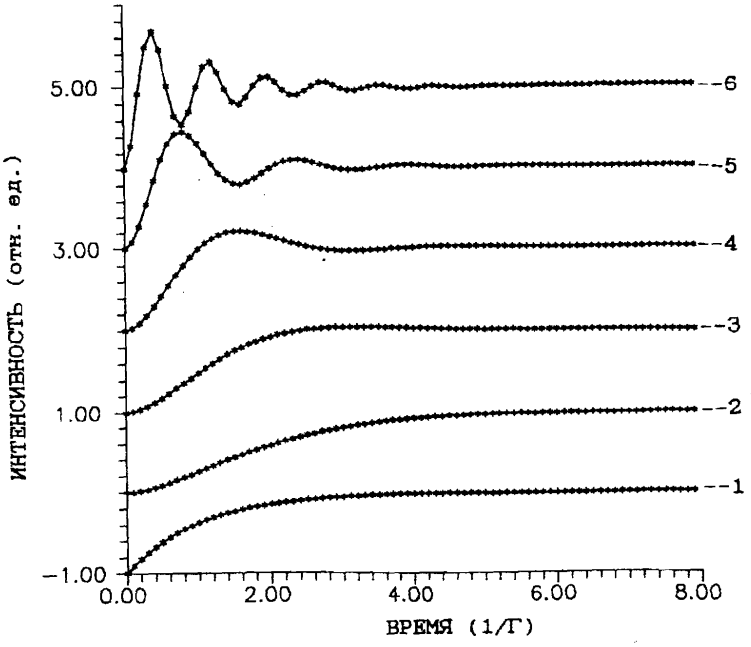
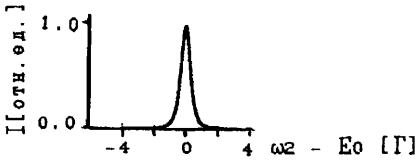
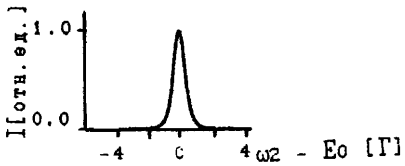
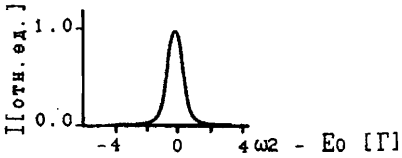
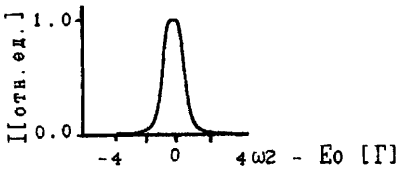
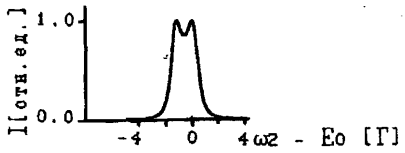
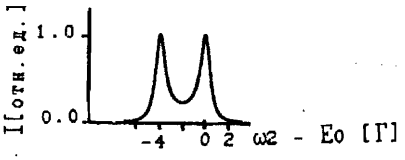
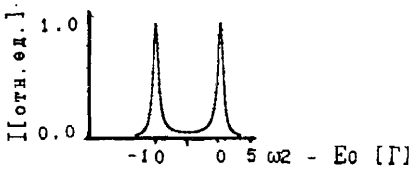


Рис. 5
Дифференциальная интенсивность переизлученных гамма-квантов при различных сдвигах δ.
1-Экспоненциальный закон накопления продуктов распада: 1- exp(-Гt).
2- δ=0; W(t)= 1 - exp(-Гt) - Гt exp(-Гt).
3- δ=0.5Г. 4- δ=Г. 5- δ=2Г. 6- δ=4Г.

ТАБЛИЦА 1. Формы переизлученных спектров в зависимости от сдвигов.

Сдвиг-δ[Г]	Вид переизлученного γ-спектра	Ширина Δ[Г]
0.2		0.68
0.5		0.84
0.75		1.09
1.0		1.42
1.5		2.06
4.0		1.10
10.0		0.90

Литература.

1. Каган Ю., Афанасьев А.М. //ЖЭТФ, 1966, Т.50, Вып.1, С.271.

2. Thiberger P.,a.o. //Phys.Rev., 1968, V.171, P.425.

3. Ломоносов В.В., Сазонов С.Б. //ЖЭТФ, 1995, Т.107, Вып.1, С.86.

4. Ромашева П.И., Новиков В.М. М., Препринт ИТЭФ 1995, N4.

5. Давыдов А.В., Ромашева П.И. //Известия АНСССР, Сер.физ. 1981, Т.45, N10, С. 1874.

6. Давыдов А.В., Коротков М.М., Ромашева П.И. //Письма ЖЭТФ. 1980, Т.31, С.596.