

## К ВОПРОСУ О РАЗЛИЧИИ МЁССБАУЭРОВСКИХ СПЕКТРОВ, ПОЛУЧАЕМЫХ ПРИ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ВОЗБУЖДЕНИЯХ ИСТОЧНИКА ИЛИ ПОГЛОТИТЕЛЯ

Т. М. АЙВАЗЯН

Рассмотрено влияние ультразвуковых возбуждений источника на параметры мёссбауэровских спектров испускания и поглощения. Показано, что ультразвуковое возбуждение источника с самопоглощением приводит к существенному увеличению интенсивности его спектра испускания в резонансной области. Приводятся общие выражения для формы линии и площади спектра поглощения, получаемых в опытах с движущимся источником при его ультразвуковом возбуждении.

Как известно [1—6], возбуждение ультразвуковых (УЗ) колебаний в мёссбауэровских источниках и поглотителях находит применение в гамма-резонансной спектроскопии и поэтому представляет определенный интерес. В работах [4, 7] рассматривалось изменение параметров мёссбауэровских спектров поглощения только при возбуждении УЗ колебаний в поглотителе.

В настоящей работе рассматривается влияние УЗ колебаний, возбуждаемых в источнике, на форму резонансного спектра испускания для источника с самопоглощением, а также приводятся выражения для формы линии и площади спектров поглощения, получаемых в опытах с движущимся источником в этих условиях.

Установлено, что УЗ возбуждение источника с самопоглощением приводит к существенному увеличению площади спектра испускания в резонансной области. Это обстоятельство, как будет показано ниже, позволяет указать на некоторые новые применения УЗ возбуждений в гамма-резонансной спектроскопии.

### 1. Форма линии и площадь спектра испускания источника при возбуждении в нем УЗ колебаний

Форма резонансной части спектра испускания источника без самопоглощения при возбуждении в нем когерентной УЗ волны с частотой  $\Omega$  и определенной конфигурацией, характеризуемой направлением ее распространения и коэффициентом стоячей волны  $K$ , может быть представлена в следующем виде:

$$W(a, x) = \frac{\alpha f_{11}}{\pi} \sum_{s=-\infty}^{\infty} \frac{Y_s^k(a)}{1 + (x - s\beta)^2}, \quad (1)$$

где  $x = 2(E - E_0)/\Gamma$ ,  $\beta = 2\hbar\Omega/\Gamma$ ,  $a = A\pi/\kappa$ ,  $E$  — энергия  $\gamma$ -кванта,  $E_0$  — энергия резонансного уровня,  $\Gamma$  — ширина линии,  $\pi$  — направление испускания  $\gamma$ -кванта,  $\kappa = \lambda/2\pi$ ,  $\lambda$  — длина волны  $\gamma$ -кванта,  $A$  — ам-

плитуда УЗ волны, распространяющейся в прямом направлении,  $z$  — относительная доля резонансных  $\gamma$ -квантов в спектре испускания,  $f_n^*$  — вероятность испускания  $\gamma$ -квантов без отдачи в источнике. Явный вид функций  $Y_n^*(a)$  приведен в работе [4].

Если излучающие ядра в источнике равномерно распределены по его толщине, то такой источник будет обладать самопоглощением. В общем случае при УЗ возбуждении источника с самопоглощением его спектр испускания в резонансной области будет иметь вид

$$W(a, x, C) = \delta \int_0^L \left\{ W(a, x, z) e^{-\int_0^z W'(a, x, z') dz'} \right\} dz. \quad (2)$$

Здесь  $\delta$  — нормировочный множитель,  $W(a, x, z)$  — форма линии резонансного испускания ядер в присутствии УЗ возбуждения (1), которая в общем случае зависит от координаты  $z$  (если конфигурация УЗ поля такова, что амплитуды колебаний ядер в источнике зависят от координат); для простоты предполагается, что плоскость поверхности источника совпадает с плоскостью  $xy$ , а направления распространения УЗ волны и  $\gamma$ -квантов параллельны оси  $z$ ;  $W'(a, x, z')$  — форма линии поглощения в слое с координатой  $z'$ ,  $C = n_n \sigma_0 f$ ,  $n_n$  — число резонансно поглощающих ядер на  $1 \text{ см}^2$  источника,  $\sigma_0$  — сечение резонансного ядерного рассеяния,  $f$  — вероятность поглощения  $\gamma$ -кванта без отдачи,  $L$  — толщина источника.

В частном случае, например, когда в источнике с самопоглощением вдоль оси  $z$  возбуждается проходящая без отражения УЗ волна, выражение (2) принимает вид

$$W(a, x, C) = \frac{\alpha f_n^*}{\pi R(C)} \left\{ 1 - \exp \left[ - \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{C J_n^2(a)}{1 + (x - n\beta)^2} \right] \right\}, \quad (3)$$

где  $J_n$  — функция Бесселя  $n$ -го порядка,  $R(C) = C e^{-C/2} [I_0(C/2) + I_1(C/2)]$ ,  $I_0$  и  $I_1$  — соответственно функции Бесселя нулевого и первого порядка от мнимого аргумента. Функции  $W(a, x)$  и  $W(a, x, C)$  нормированы таким образом, что при отсутствии УЗ возбуждения площадь спектра испускания источника равна  $\alpha f_n^*$ .

В общем случае площадь спектра испускания источника с самопоглощением в области резонансной энергии  $S_n(a, C)$  при его УЗ возбуждении будет определяться выражением  $S_n(a, C) = \int_{-\infty}^{\infty} W(a, x, C) dx$ .

На рис. 1 для нескольких значений параметра  $a$  приводится зависимость относительного изменения площади спектра испускания  $S_n(a, C)/\alpha f_n^*$  такого источника от величины  $C$  в случае, когда величина

$W(a, x, C)$  описывается выражением (3). Как видно из рис. 1, площадь спектра испускания источника с самопоглощением при возбуждении в нем УЗ поля с отмеченной выше конфигурацией увеличивается с увеличением параметров  $a$  и  $C$ . Причина этого явления заключается в следующем. УЗ возбуждение источника с самопоглощением приводит к появлению в нем большого числа менее интенсивных линий (испускания и поглощения). Поскольку относительное самопоглощение в источнике (при его конечной толщине) тем меньше, чем слабее интенсивности линий испускания и поглощения,

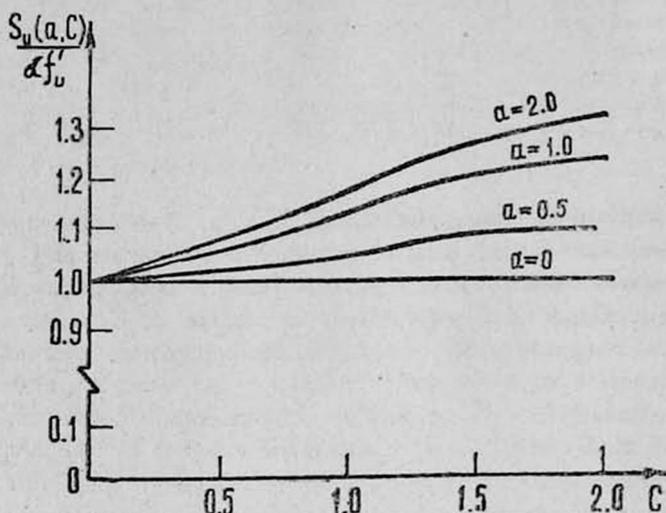


Рис. 1. Зависимость величины  $S_{II}(a, C)/z f'_{II}$  от  $C$  при значениях параметра  $a = 0; 0,5; 1,0; 2,0$ .

ния, то в рассматриваемом случае суммарное самопоглощение расщепленных ультразвуком линий меньше, чем величина самопоглощения в источнике при отсутствии УЗ возбуждения.

Необходимо отметить, что кроме указанной выше причины площадь спектра испускания источника с самопоглощением при его УЗ возбуждении может дополнительно увеличиваться в случае, когда конфигурация УЗ поля в источнике такова, что амплитуда УЗ колебаний мёссбауэровских ядер (в отличие от рассмотренного выше случая) существенно зависит от координаты  $z$ . В этом случае будет происходить дополнительное уменьшение самопоглощения вследствие относительного смещения линий поглощения и испускания в различных слоях источника, что, по-видимому, имелось в виду в работе [2].

Отмеченные выше обстоятельства можно использовать для увеличения интенсивности резонансной части излучения мёссбауэровских источников, а также для получения высокочастотной модуляции резонансного  $\gamma$ -излучения путем изменения амплитуды УЗ возбуждения в источнике с самопоглощением.

## 2. Влияние УЗ возбуждений источника на форму и площадь спектров в опытах по резонансному поглощению

При возбуждении УЗ волны в источнике форма спектра  $\eta(y, a)$ , получаемая в опытах по резонансному поглощению с движущимся источником, может быть представлена в виде

$$\eta(y, a) = \alpha f_n \int_{-\infty}^{\infty} [1 - \exp(-n_p \xi L \sigma(x))] W(a, x + y) dx, \quad (4)$$

где  $\sigma(x)$  — эффективное сечение резонансного поглощения,  $\xi n_p L$  — плотность ядер мёссбауэровского изотопа на  $1 \text{ см}^2$  поглотителя,  $y = 2E_0 v / \Gamma c$ ,  $v$  — скорость движения источника,  $c$  — скорость света.

Выражение (4) в общем случае точно не вычисляется. Ниже рассмотрим его некоторые частные случаи в предположении, что поглотитель имеет одиночную линию поглощения, для которой  $\sigma(x) = \sigma_0 / (1 + x^2)$ . Для формы спектра поглощения  $\eta(y, a)$  при УЗ возбуждении источника без самопоглощения в рассматриваемом случае с достаточно хорошей точностью [8] получаем

$$\eta(y, a) = \alpha f_n R(B) X(B) \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{Y_n^k(a)}{[X(B)]^2 + (y - n\beta)^2}, \quad (5)$$

где  $X(B) = R(B) / [1 - e^{-B/2} I_0(B/2)]$ , а безразмерная величина  $B = n_p \xi L$ . На рис. 2 и 3 приводятся зависимости  $\eta(y, a)$  от величины  $y$  для заданных значений параметров  $B = 2, \beta = 7, a = 0; 0,5; 1,0; 2,0$  соответственно для двух предельных случаев  $K=1$  (проходящая без отражения УЗ волна) и  $K=\infty$  (стоячая УЗ волна). На этих же рисунках пунктирными линиями изображены формы спектров поглощения  $\epsilon(y, a)$  при тех же значениях параметров  $a, B, \beta$  и  $K$  для случая, когда УЗ волна возбуждается в поглотителе [4]. Как видно из этих рисунков, указанные зависимости имеют одинаковый качественный характер, но количественно существенно отличаются, особенно при больших значениях параметра  $a$ . В частности, из этих же рисунков видно, что идентичное УЗ возбуждение приводит к существенно изменению отношений интенсивности несмещенной линии поглощения к интенсивности любого  $n$ -го сателлита в зависимости от того, производится ли это возбуждение в источнике или в поглотителе.

Для площади спектра  $S_0$ , получаемого в опытах по резонансному поглощению с движущимся источником без самопоглощения при его УЗ возбуждении, получаем

$$S_0 = \int_{-\infty}^{\infty} \eta(y, a) dy = \alpha f_n \pi R(B). \quad (6)$$

Как следует из сравнения выражения (6) с результатами работы [8], УЗ возбуждение источника без самопоглощения не приводит к изменению площади спектра поглощения.

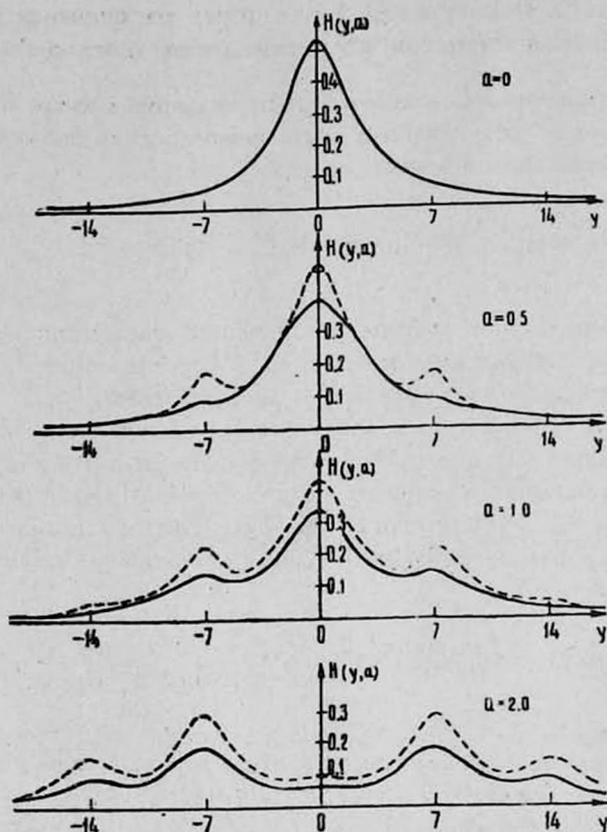


Рис. 2. Зависимость величины  $\eta(y, a)$  от  $y$  при  $B = 2$ ,  $\beta = 7$ ,  $K = 1$  для значений параметра  $a = 0; 0,5; 1,0; 2,0$ .

Если УЗ возбуждение производится в источнике, обладающем самопоглощением, то в общем случае форма линии и площадь спектра поглощения будут зависеть от конфигурации УЗ поля в источнике. Ниже для простоты рассмотрим частный случай, когда форма спектра испускания источника с самопоглощением при его УЗ возбуждении описывается выражением (3). В отмеченном выше случае, если источник обладает слабым самопоглощением  $C < 1$ , проводя разложение экспоненты в функции  $W(a, x, C)$  по параметру  $C$ , с точностью до членов, пропорциональных  $C^2$ , для формы линии и площади спектра поглощения находим

$$\eta(y, a, C) = \frac{C}{R(C)} \eta(y, a), \quad S_0(C) = \frac{C}{R(C)} S_0. \quad (7)$$

Выражения для  $\eta(y, a, C)$  и  $S_0(C)$  могут быть вычислены при любом значении величины  $C$  в случае, когда частота УЗ возбуждения источника достаточно велика для того, чтобы перекрытием линий в нем можно было бы пренебречь, т. е.  $\beta \gg 1$ . Для формы линии в этом случае имеем

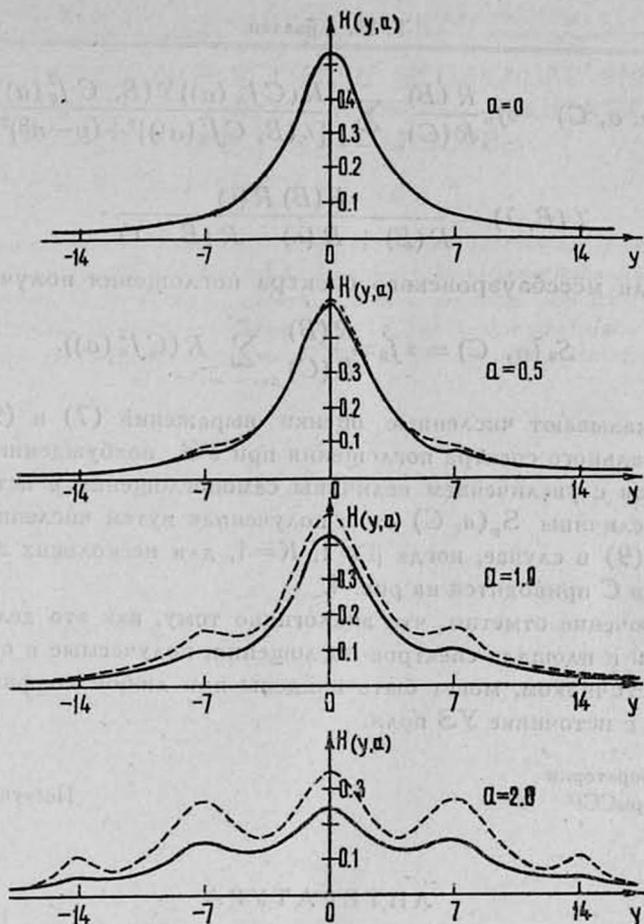


Рис. 3. Зависимость величины  $\eta(y, \alpha)$  от  $y$  при  $B = 2, \beta = 7, K = \infty$  для значений параметра  $\alpha = 0; 0,5; 1,0; 2,0$ .

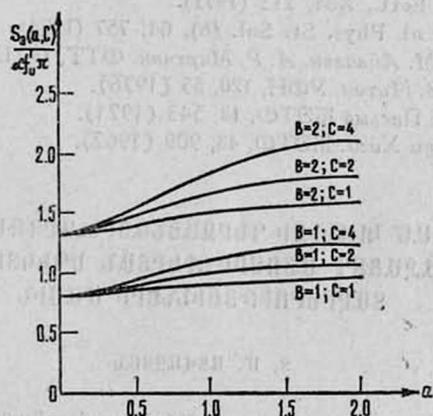


Рис. 4. Зависимость величины  $S_0(a, C)/a^2\pi$  от  $a$  при  $\beta \gg 1, K = 1$  для нескольких значений параметров  $B = 1,0; 2,0$  и  $C = 1,0; 2,0; 4,0$ .

$$\gamma(y, a, C) = a f'_n \frac{R(B)}{R(C)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{R(C f_n^2(a)) \chi(B, C f_n^2(a))}{[\chi(B, C f_n^2(a))]^2 + (y - n\beta)^2}, \quad (8)$$

где

$$\chi(B, \lambda) = \frac{R(B) R(\lambda)}{R(B) + R(\lambda) - R(B + \lambda)}.$$

Для площади мёссбауэровского спектра поглощения получаем

$$S_3(a, C) = a f'_n \pi \frac{R(B)}{R(C)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} R(C f_n^2(a)). \quad (9)$$

Как показывают численные оценки выражений (7) и (9), площадь экспериментального спектра поглощения при УЗ возбуждении источника увеличивается с увеличением величины самопоглощения в источнике. Зависимость величины  $S_3(a, C)$  от  $a$ , полученная путем численного расчета выражения (9) в случае, когда  $\beta \gg 1$ ,  $K=1$ , для нескольких значений параметров  $B$  и  $C$  приводится на рис. 4.

В заключение отметим, что аналогично тому, как это делалось выше, форма линии и площадь спектров поглощения, получаемые в опытах с движущимся источником, могут быть найдены при любой конфигурации возбуждаемого в источнике УЗ поля.

Горские лаборатории  
ВЦ АН АрмССР

Поступила 17.VI.1977

#### ЛИТЕРАТУРА

1. S. L. Ruby, D. I. Bolef. Phys. Rev. Lett., 5, 5 (1960).
2. J. Mishory, D. I. Bolef. Mössbauer Effect Methodology, Ed. I. J. Gruverman, Plenum Press, N. Y.—Lnd, 1968, v. 4, p. 13.
3. A. V. Mitin. Phys. Lett., A34, 213 (1971).
4. Т. М. Айвазян et al. Phys. St. Sol. (b), 64, 757 (1974).
5. Т. М. Айвазян, Ю. М. Айвазян, А. Р. Мкртчян. ФТТ, 16, 1383 (1974).
6. Е. Ф. Макаров, А. В. Митин. УФН, 120, 55 (1976).
7. Т. М. Айвазян и др. Письма ЖЭТФ, 13, 543 (1971).
8. Г. А. Быков, Фам. Эци Хисн. ЖЭТФ, 43, 909 (1962).

ԱՂԲՅՈՒՐԻ ԿԱՄ ԿԼԱՆԻՉԻ ԳԵՐՉԱՅՆԱՅԻՆ ԳՐԳՈՄԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ  
ԱՌԱՋԱՑՈՂ ՄՅՈՍԲԱՈՒԵՐՅԱՆ ՍՊԵԿՏՐՆԵՐԻ  
ՏԱՐԲԵՐՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՄԱՍԻՆ

Տ. Մ. ԱՅՎԱԶՅԱՆ

Դիտված է աղբյուրի գերձայնային զրգռումների ազդեցությունը ճառագայթման և կլանման մյուսարտերյան սպեկտրների պարամետրերի վրա: Ցույց է տրված, որ ինքնակլանմամբ օժտված աղբյուրի գերձայնային զրգռումը բերում է ճառագայթման սպեկտրի ինտենսիվության էական ավելացմանը ռեզոնանսային տիրույթում: Բերված են ընդհանուր արտահայտություններ կլանման սպեկտրների դժի և մակերեսի համար, որոնք ստացվում են մյուսարտերյան փորձերում շարժվող աղբյուրի գերձայնային զրգռման դեպքում:

## ON THE DIFFERENCE BETWEEN MOSSBAUER SPECTRA OBTAINED AT THE ULTRASONIC EXCITATIONS OF SOURCE AND ABSORBER

T. M. AJVAZIAN

The influence of ultrasonic excitation of source on the parameters of Mössbauer emission and absorption spectra is discussed. It is shown that ultrasonic excitation of source with self-absorption leads to the considerable rise of emission spectrum intensity in the resonance region. General expressions for the line-form and surface of the absorption spectrum are given for the experiments with ultrasonic excitation of moving source.