

$$\frac{dN}{d\Omega} = \frac{e^2}{2\pi} \frac{m_e^2 \gamma^2}{\rho_0(1 + \cos \Theta n(k_z) \sqrt{\beta^2 - \beta_y^2} - \beta_y \sin \Theta \sin \varphi)^2} \times$$

$$\times \sum_{n,m} Q_{nn} |x_{nm}|^2 \Omega_{nm}^2 \frac{[\rho_{0z}^2 - (E_0 - \rho_{0y} \sin \Theta \sin \varphi) \omega_{nm}]}{|-\rho_{0z}^2 + 2(E_0 - \rho_{0y} \sin \Theta \sin \varphi) \omega_{nm}|^{3/2}}, \quad (8)$$

где ω_{nm} определяется выражением (2).

Значения частот фотонов, излучаемых при отражении, сильно зависят от азимутального угла. В результате, согласно (8), наблюдается анизотропия в интенсивности излучения относительно азимутального угла φ (рис. 2). Максимум в спектре излучения наблюдается для $\varphi \sim \pi/2$, т. е. вблизи отражающей плоскости с угловым разбросом $\Delta\varphi \sim \gamma^{-1}$. Аналогичная зависимость в спектре излучения прослеживается и для Θ с тем же угловым разбросом.

Таким образом, в режиме поверхностного каналирования на фоне непрерывного спектра тормозного излучения вследствие упругого отражения позитронов от поверхности кристалла будет наблюдаться дискретный спектр излучения, связанного с переходами между уровнями (зонами) поперечной энергии. Оценки показывают, что в области максимальных частот интенсивность тормозного излучения сравнима с интенсивностью излучения, связанного с дискретностью спектра.

Список литературы

1. Машкова Е. С., Молчанов В. А. Рассеяние ионов средних энергий поверхностями твердых тел. М., 1980.
2. Барышевский В. Г., Дубовская И. Я. // ФТТ. 1977. Т. 19. С. 597.
3. Барышевский В. Г. Каналирование, излучение и реакции в кристаллах при высоких энергиях. Минск, 1982.
4. Рожков В. В. // Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение. 1980. Вып. 1 (12). С. 83.
5. Дюльдя С. В., Рожков В. В. Там же. 1981. Вып. 1 (15). С. 42.
6. Андреев А. В. // УФН. 1985. Т. 145. С. 115.

Поступила в редакцию 09.02.87.

УДК 539.172.3

А. С. ЛОБКО, Е. Е. РУБАЦКАЯ

УГЛОВЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ИНТЕНСИВНОСТИ МЁССБАУЭРОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, МОДУЛИРОВАННОГО УЛЬТРАЗВУКОМ

Большинство экспериментальных результатов в области модуляции мёссбауэровского излучения ультразвуком интерпретируется на основе модели гармонического возбуждения [1], согласно которой интенсивности основного пика и сателлитов W_n ($n=0, \pm 1, \pm 2, \dots$) в зависимости от амплитуды ультразвуковых колебаний x_m могут быть записаны следующим образом:

$$W_n = C \int_0^{x_m} J_n^2(\vec{k} \cdot \vec{x}) P(\vec{x}) dx, \quad (1)$$

где $J_n(z)$ — функция Бесселя I рода; $P(\vec{x})$ — функция распределения ультразвуковых амплитуд в модуляторе; \vec{k} — волновой вектор гамма-излучения; C — нормировочный множитель.

В предельных случаях когерентного и некогерентного возбуждений считается, что амплитуды колебаний ядер модулятора распределены по Дираку $P(\vec{x}) = \delta(\vec{x} - \vec{x}_m)$ и Рэлею $P(\vec{x}) = \frac{x}{x_m^2} \exp\left(-\frac{x^2}{2x_m^2}\right)$ соответственно.

В экспериментах, если не принимаются особые меры, обычно реализуется случай частичной когерентности, причем, как показано в работе [2], соотношение когерентной и некогерентной частей сильно зависит от степени коллимации пучка падающего гамма-излучения. Существенно, что даже при полностью синфазном возбуждении модуляция может быть некогерентной из-за различия амплитуд колебаний ядер в различных областях преобразователя.

Известно [3], что распределение звукового поля по поверхности ультразвуковых преобразователей зависит от их геометрии, способа крепления, нагрузки, формы и площади электродов и аналитически может быть получено в ограниченном числе простейших случаев, в то время как знание этой характеристики необходимо, например, при формировании оптимальной диаграммы направленности ультразвуковых излучателей. Из соотношения (1) видно, что экспериментальное изучение частотно-модулированного мёссбауэровского излучения от различных зон пьезо-преобразователя и его угловых зависимостей позволяет получить полное распределение амплитуд звукового поля с точностью, определяемой чувствительностью мёссбауэровской спектроскопии, т. е. порядка единиц ангстрем.

Для изучения угловой зависимости (зависимость коэффициента модуляции $\varepsilon_{yz} = \frac{W_\infty - W_{yz}}{W_\infty - W_0}$, где W_0 и W_∞ — интенсивности гамма-излучения в резонансе и вне его соответственно; W_{yz} — интенсивность излучения при наличии напряжения на преобразователе от угла Θ между осью вибратора и нормалью к поверхности преобразователя) был использован кварц X-среза размером 4×10 мм² в форме параллелепипеда с приваренным к нему поглотителем из нержавеющей стали толщиной 30 мкм. Фольга была прикреплена к преобразователю асимметрично (ближе к краю), т. е. в области, где амплитуды ультразвука изменяются от нуля в точке крепления кварца к держателю до x_m в центре преобразователя. Кварц клеился к коллиматору диаметром 3 мм, помещенному на поворотную головку. Возбуждение на модулятор подавалось через широкополосный усилитель и контролировалось электронным вольтметром. С целью упрощения измерений анализировалось поведение только основной линии, поэтому мёссбауэровский спектрометр использовался в режиме постоянных скоростей. Соответствующие интенсивности измерялись с помощью частотомера с погрешностью 0,5 %.

На рис. 1 представлена геометрия образца и приведены мёссбауэровские спектры нержавеющей стали без (и при наличии) ультразвукового возбуждения и указаны измеряемые интенсивности, по которым вычисляется коэффициент модуляции. На рис. 2 приводится угловая зависимость коэффициента модуляции в диапазоне углов $\Theta = \pm 25^\circ$ (напряжение на пьезо-преобразователе $U = 1,5$ В, частота возбуждения $\Omega =$

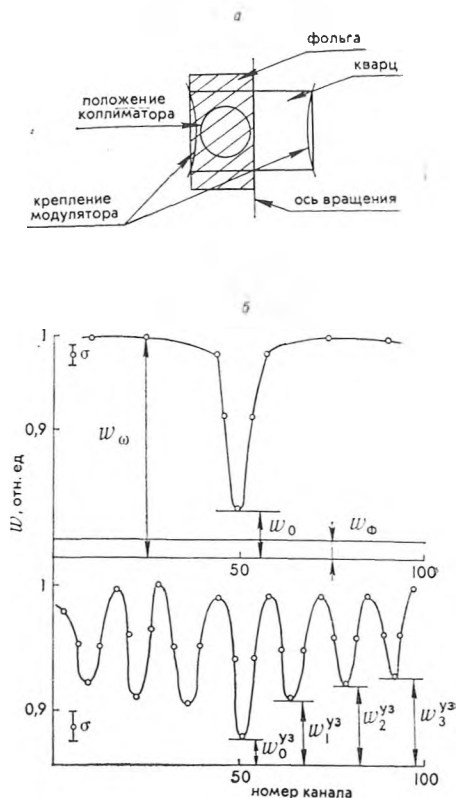


Рис. 1. Геометрия образца (а) и мёссбауэровские спектры нержавеющей стали без (и при наличии) ультразвукового возбуждения (б); $\nu = 13,39$ МГц; $U = 4,5$ В

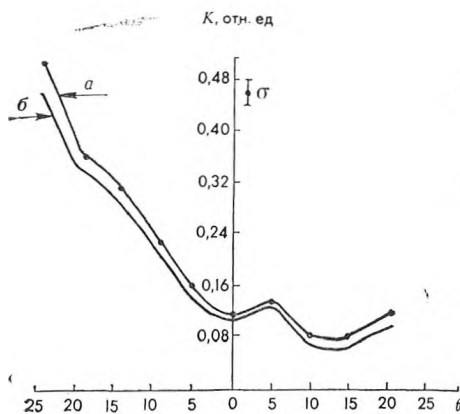


Рис. 2. Угловые зависимости коэффициента модуляции

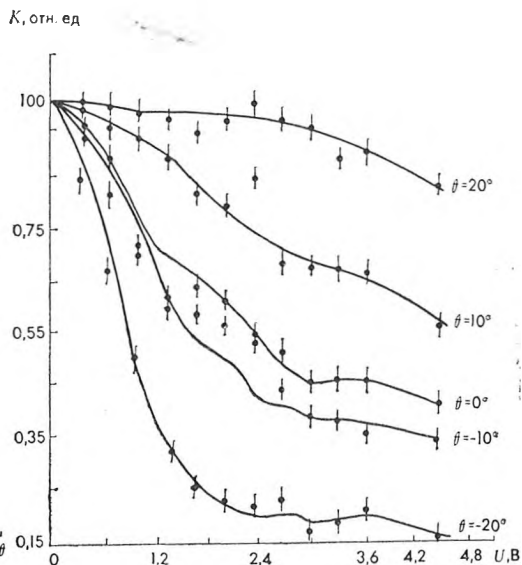


Рис. 3. Зависимости коэффициента модуляции от напряжения при различных углах между осью вибратора и нормалью к поверхности пьезопреобразователя

$= 13,39$ МГц). Угол $\Theta = -25^\circ$ соответствует «засветке» гамма-излучением центральной части преобразователя, где амплитуда колебаний максимальна. Из рассмотрения кривой $K(\Theta)$ видно значительное различие амплитуд ультразвука в центре и на периферии модулятора (a — экспериментальная зависимость, b — зависимость, скорректированная на $\cos \Theta$, т. е. на уменьшение коэффициента модуляции, обусловленное варьированием угла между векторами \vec{k} и \vec{x} (см. формулу (1)). Зависимости коэффициента модуляции от напряжения при различных значениях угла Θ (рис. 3) позволяют получить абсолютное значение амплитуды колебаний. Однако из приведенных кривых это сделать затруднительно в связи с тем, что при поворотах преобразователя изменяется угловой размер коллиматора, что, в свою очередь, обуславливает изменение степени когерентности возбуждения (см. [2]).

Таким образом, в работе показана принципиальная возможность исследования распределения ультразвукового поля методом мёссбауэровской спектроскопии, хотя получение количественных результатов требует некоторого изменения методики измерений, что и является целью дальнейших исследований.

Авторы благодарят профессора В. Г. Барышевского за внимание, проявленное к нашей работе, и А. А. Фёдорова за помощь в техническом обеспечении измерений.

Список литературы

1. Макаров Е. Ф., Митин А. В. // УФН. 1976. Т. 120. С. 55.
2. Кох Р. Р., Реало Э. Х. // Прикладная ядерная спектроскопия. 1984. № 13. С. 93.
3. Ультразвуковые преобразователи / Под ред. Е. Кичуци. М., 1972. Гл. 7, 9, 10.

Поступила в редакцию 29.12.87.