

## ЭФФЕКТ РЕЗОНАНСНОГО ПОДАВЛЕНИЯ УЛЬТРАЗВУКОМ АНОМАЛЬНОГО ПРОХОЖДЕНИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ

*И.Р.Энтин*

Обнаружено резонансное ослабление аномального прохождения рентгеновских лучей ультразвуком с длиной волны, равной длине экстинкции.

Малая величина длины волны рентгеновского излучения ( $\sim 10^{-8}$  см), казалось бы, исключает возможность резонансного воздействия на него акустическим полем с макроскопической длиной волны. Действительно, продемонстрированное в ряде работ [1 – 3] влияние ультразвука с длиной волны  $\lambda_s \sim 10^{-1}$  см на интенсивность брэгговской дифракции одинаково проявляется в широкой области частот ультразвука в меру вызванных акустическими смещениями отклонений от условия Брэгга. В настоящей работе показано, что при определенной геометрии эксперимента осуществляется резонансное взаимодействие акустического поля ( $\lambda_s \sim 10^{-2}$  см) с рентгеновским волновым полем в совершенном кристалле.

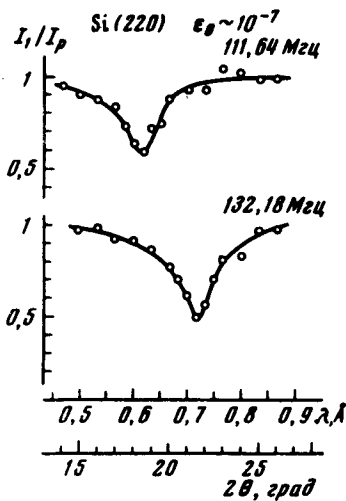
Известно [4], что при дифракции на совершенном кристалле появляется новый параметр – длина экстинкции  $\tau$ . Этот параметр играет роль эффективной длины волны рентгеновского поля, причем

$$\tau = |\Delta k|^{-1},$$

где  $\Delta k$  — разность квазиволновых векторов блоховских волн двух ветвей дисперсионной поверхности (изоэнергетической поверхности в пространстве обратной решетки). Поскольку рентгеновское излучение слабо взаимодействует с кристаллом (поляризуемость  $\chi \sim 10^{-6} + 10^{-5}$ ), расщепление  $\Delta k$  мало, и  $r$  имеет макроскопическую величину  $10^{-3} + 10^{-2}$  см. Для волны на верхней ветви дисперсионной поверхности (поле 1), модулированной таким образом, что атомы кристалла располагаются в минимумах поля, эффективный коэффициент поглощения  $\mu_e \approx 0$ , и кристалл аномально прозрачен (эффект аномального прохождения Бормана), в то время как поле 2 на нижней ветви аномально сильно поглощается ( $\mu_e \approx 2\mu$ ,  $\mu$  — линейный коэффициент поглощения). В толстом кристалле ( $\mu t \sim 10$ ,  $t$  — толщина) достаточно далеко от входной поверхности заметную амплитуду имеет лишь поле 1. Можно предположить, что ультразвуковая волна с волновыми вектором  $k_s$  при условии

$$k_s = \Delta k \quad (\lambda_s = r) \quad (1)$$

вызовет рассеяние из состояния 1 в состояние 2 (так называемое межветвевое рассеяние)<sup>1)</sup> и ослабление аномального прохождения.



Зависимость относительной интенсивности отражения (220) от длины волны рентгеновского излучения.  $I_1$  и  $I_0$  — интенсивности отражения при включенном и выключенном генераторе звука,  $2\theta$  — удвоенный брэгговский угол,  $\epsilon_0$  — амплитуда деформации

Условие (1) резонансного подавления эффекта Бормана можно интерпретировать следующим образом. Разность фаз  $\Delta\phi$  волн 2, возбужденных на соседних пространственных осцилляциях квазистатического поля смещений, равна  $2\pi(\lambda_s/r)$ . При  $\lambda_s = r$  рассеяние в состоянии 2 интерференционно усиливается ( $\Delta\phi = 2\pi$ ). Рост амплитуды сильно поглощающегося поля в суперпозиции волновых полей приводит к увеличению  $\mu_e$  и подавлению аномального прохождения.

<sup>1)</sup> Межветвевое рассеяние на дислокациях и дефектах упаковки рассмотрено в [5,6].

Геометрия эксперимента определялась двумя условиями:

$$k_s \parallel \Delta k \quad \text{и} \quad (g e) \neq 0,$$

где  $g$  — вектор дифракции,  $e$  — вектор поляризации акустической волны. Для введения и регистрации поперечных ультразвуковых колебаний к торцевым поверхностям ( $1\bar{1}0$ ) совершенного кристалла Si толщиной 7,85 мм были приклеены кварцевые преобразователи с основной частотой  $\sim 10$  МГц так, чтобы волновой вектор звука лежал в отражающей плоскости перпендикулярно входной поверхности, а вектор поляризации был направлен вдоль вектора дифракции (220). Рентгеновское излучение сплошного спектра Cu — анода проходило через оба преобразователя, ослабляясь каждым не более, чем на 20%. Измерения проводились на частотах механического резонанса образца, попавших в полосы нечетных гармоник преобразователя.

Из экспериментальных кривых (рисунок) видно, что при определенных длинах волн рентгеновского излучения, зависящих от частоты ультразвука, интенсивность отражения (220) падает. Положение минимумов соответствует равенству (1) длины экстинкции ( $r \sim \lambda^{-1}$  вдали от  $K$  — края поглощения) длине волны звука  $\lambda_s = c_s / \nu_s$  (скорость звука  $c_s = 4,67 \cdot 10^5$  см/сек [7],  $\nu_s$  — частота). Вычисленное из положения минимумов значение атомного фактора рассеяния  $f(220) = 8,55 \pm 0,15$  в пределах погрешности совпадает с известной величиной [4]. Высокая чувствительность к слабым акустическим деформациям  $\epsilon \sim 10^{-7}$  пропадает при отходе от резонансной длины волны.

Обнаруженный эффект может явиться основой для разработки методов точного измерения динамических параметров кристаллов в рентгено- и нейтронографии, а также для повышения чувствительности топографических методов.

Автор благодарит Я.М.Сойфера и Н.П.Кобелева, помощь которых при подготовке эксперимента сделала возможным выполнение настоящей работы, В.И.Никитенко и Э.В.Суворова за внимание к работе и полезные обсуждения.

Институт физики твердого тела  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
20 июля 1977 г.

### Литература

- [ 1 ] R.D.Mindlin, W.J.Spencer. J. Acoust. Soc. Amer., **42**, 1268, 1967.
- [ 2 ] T.F.Parkinson, E.Gürmen, S.K.Loyalka, L.D.Muhlestein. J.Appl. Phys., **45**, 2021, 1974.
- [ 3 ] A.Hauzer, S.J.Burns. Appl. Phys. Lett., **27**, 524, 1975.

- [ 4 ] З.Г.Пинскер. Динамическое рассеяние рентгеновских лучей в идеальных кристаллах. М., изд. Наука, 1974.
- [ 5 ] A.Authier. *Advances in X-ray Analysis*, Plenum Press, New-York, 10, 9. 1967.
- [ 6 ] В.И.Альшиц, В.Л.Инденбом, И.А.Русакова. Тезисы докладов IV Совещания "Динамические эффекты рассеяния рентгеновских лучей и электронов", стр. 18, Ленинград, 1976.
- [ 7 ] Р.Труэлл, Ч.Эльбаум, Б.Чик. Ультразвуковые методы в физике твердого тела. Пер. с англ. М., изд. Наука, 1972.
-