

- [4] C u i G.J. et al. - Sol. St. Comm., 1987, v. 26, No 3, p. 321-323.
- [5] T a n a b e H. et al. - Jap. J. Appl. Phys., 1987, v. 26, No. 12, p. L1961-L1962.
- [6] Г о л о в а ш к и н А.И. и др. - Письма в ЖЭТФ, 1988, т. 47, в. 3, с. 157-160.
- [7] Л и х а р е в К.К. - УФН, 1979, т. 127, № 2, с. 185-220.

Поступило в Редакцию  
14 апреля 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 14

26 июля 1988 г.

## ДИФРАКЦИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ НА ПОВЕРХНОСТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛНАХ

А.В. А н д р е е в, Ю.В. П о н о м а р е в,  
А.А. С м о л и н

1. Предметом настоящей статьи является обсуждение результатов экспериментов по наблюдению дифракции на поверхностных акустических волнах (ПАВ) рентгеновских лучей, падающих на кристалл под скользящими углами. Показана возможность определения характеристик ПАВ по угловым спектрам упруго рассеянного излучения. Дана теоретическая интерпретация и приведены расчетные формулы, позволяющие определить указанные характеристики.

2. Проведенные до сих пор эксперименты по исследованию влияния акустических волн (АВ) на дифракцию рентгеновских лучей [1] были основаны на высокой чувствительности дифракции рентгеновских лучей в симметричной Брэгг- и Лауэ-геометрии к искажениям кристаллической решетки. Сверхрешетка, возникающая при распространении АВ, приводит при выполнении условия  $\alpha_s / \alpha \geq \Delta$  (где  $\alpha_s$ ,  $\alpha$  - волновые вектора АВ и рентгеновской волны,  $\Delta \sim 10^{-5}$  рад - угловая ширина дифракционного максимума) к появлению сателлитов, положение и амплитуда которых несут информацию о длине волны и амплитуде АВ. Другая возможность регистрации АВ в условиях  $\alpha_s / \alpha \leq 10^{-5}$  рад, экспериментально реализованная и теоретически обоснованная в настоящей статье, связана с использованием полного внешнего отражения рентгеновских лучей [2-4].

3. Эксперименты проводились по схеме, описанной нами ранее в [4]. В качестве образцов использовались пластины X-Y среза  $LiNbO_3$  с нанесенными на них парами встречно-штыревых преобразователей (ВШП) для возбуждения стоячих или бегущих ПАВ в диапазоне 20-80 МГц. Использовался импульсный режим возбуждения ПАВ. Система регистрации на базе рентгеновского координатного детектора (РКД) и анализатора импульсов с использованием режимов совпадения и антисовпадения обеспечивала регистрацию угловых

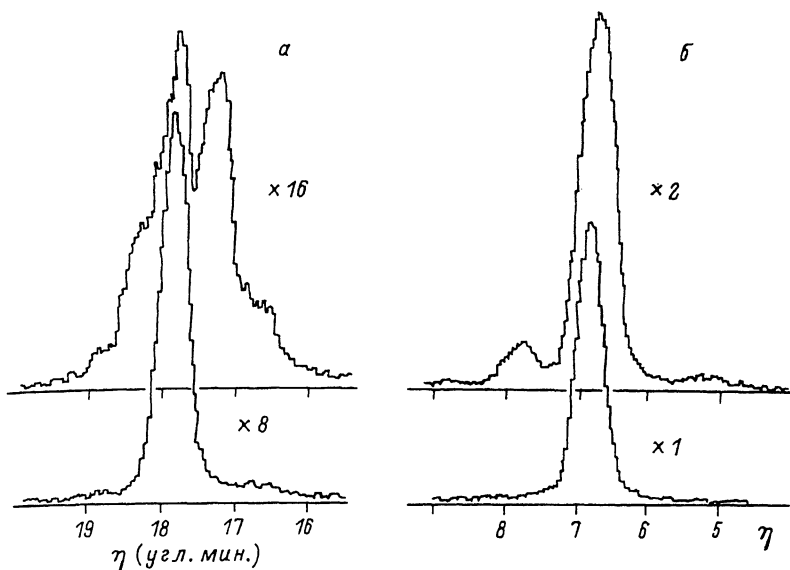


Рис. 1. Угловой спектр интенсивности отражения рентгеновских лучей при наличии (верхние кривые) и отсутствии (нижние кривые) ПАВ для углов скольжения падающей волны  $\varphi_0 = 18'$  (а),  $7'$  (б); напряжение на ВШП 13 В, рассчитанная амплитуда ПАВ  $\sim 8 \text{ \AA}$ .

спектров рассеяния рентгеновского излучения (использовалась *СuK $\alpha$*  линия (как при наличии, так и в отсутствие ПАВ)).

Возбуждение ПАВ приводит к появлению спутников в угловых спектрах рассеяния (см. рис. 1), угловое положение которых ( $\varphi_n$ ) описывается формулой  $\varphi_n^2 - \varphi_0^2 = 2n\lambda/g$  ( $\varphi_0$  — угол скольжения падающей волны). Амплитуда первого спутника квадратично зависит от амплитуды напряжения, прикладываемого к ВШП, и увеличивается вдвое при переходе от бегущих к стоячим ПАВ. Амплитуда спутников немонотонно зависит от угла выхода  $\varphi_n$ , достигая максимума при  $\varphi_n \approx \varphi_c$  ( $\varphi_c$  — критический угол полного внешнего отражения), как показано на рис. 2. Управление режимом совпадения/антисовпадения анализатора импульсов и модулятором ПАВ позволяет записывать угловые спектры при наличии и отсутствии ПАВ одновременно и в разные группы каналов анализатора, следовательно, подавлять технические флуктуации при сравнении спектров и измерять амплитуды ПАВ, начиная с  $\sim 0.4 \text{ \AA}$ . Сравнение спектров показало, что наличие ПАВ не изменяет интегральной по угловому спектру интенсивности, приводя лишь к ее перераспределению между спутниками за счет уменьшения зеркальной компоненты. Наличие ПАВ приводит к увеличению угловой ширины зеркальной компоненты, что может быть объяснено появлением изгиба образца при приложении переменного напряжения к ВШП.

4. Вид угловой зависимости коэффициента отражения рентгеновских лучей при скользющем падении существенно зависит от состояния поверхности [2-4]. Хорошее соответствие экспериментально наблюдаемых и теоретически рассчитываемых зависимостей имеет место лишь при введении переходного слоя, толщина которого  $h$  определяется дисперсией неоднородностей рельефа. В этом случае усредненная по флуктуациям неоднородностей поверхностного слоя диэлектрическая проницаемость (ДП) хорошо аппроксимируется зависимостью вида [2]:

$$\epsilon_0(z) = 1 + \bar{\chi} \exp(z/h) / [1 + \exp(z/h)], \quad (1)$$

где ось  $z$  перпендикулярна входной грани образца и направлена вглубь  $\bar{\chi}$  - объемное значение поляризуемости образца, умноженной на  $4\pi$ . При возбуждении ПАВ в образце, его ДП принимает вид  $\epsilon(x, z) = \epsilon_0(z - U(x))$ , где  $U(x) = a \cos(\alpha_s x)$  ( $a$  - амплитуда ПАВ). Раскладывая  $\epsilon(x, z)$  и амплитуду поля в ряд Фурье по гармоникам ПАВ, несложно получить следующую систему уравнений для амплитуд гармоник:

$$\frac{d^2 E_n}{dz^2} + [\alpha^2 - (\alpha_{||} + n\alpha_s)^2] E_n + \alpha^2 \sum_m \chi_{n-m}(z) E_m = 0. \quad (2)$$

Решение системы (2) в кинематическом приближении, справедливом когда интенсивность зеркально отраженной волны  $E_0$  больше интенсивности сателлитов  $E_n$ , имеет вид:

$$E_0 = \epsilon(\alpha_{||}) u_0(z) \exp(i\alpha_{||} x),$$

$$E_n = -\frac{\alpha^2}{2i\alpha_{nz}} \epsilon(\alpha_{||}) \exp(i\alpha_{||} x) \int_{-\infty}^{\infty} \chi_n(z) u_n(z) u_0(z) dz,$$

где  $\alpha_{nz} = \sqrt{\alpha^2 - (\alpha_{||} + n\alpha_s)^2}$ ,  $u_n$  - решения уравнения (2) с  $\chi_{n-m} = \chi_0 \delta_{nm}$  и заданными граничными условиями. Интенсивность сателлита, нормированная на интенсивность падающей волны  $J = |\epsilon|^2$ , определяется выражением

$$\frac{J_n}{J} = \left| t_0 \right|^2 \left| \frac{\alpha t_n}{2i\alpha_{nz}} \right|^2 \left| \int_{-\infty}^{\infty} \chi_n(z) u_n(z) u_0(z) dz \right|^2, \quad (3)$$

где  $t_n = t(\alpha_n)$  - амплитуда преломленной волны для среды с ДП вида (1). В области полного отражения интеграл в выражении (3) можно оценить следующим образом:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \chi_n(z) u_n(z) u_0(z) dz = 2\bar{\chi} I_n(a/h) / (\Gamma_n + \Gamma_0 + h^{-1}),$$

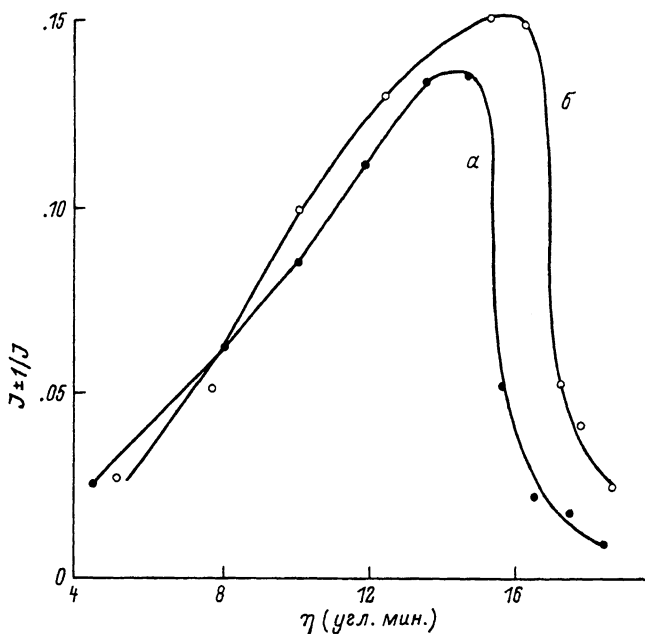


Рис. 2. Интенсивности спутников +1 (а) и -1 (б) порядков, нормированные на интенсивность падающей волны в зависимости от угла их выхода  $\eta$ .

где  $\Gamma_n = \alpha \sqrt{\eta_c^2 - \eta_n^2}$ ,  $I_n$  - функция Бесселя мнимого аргумента. В результате относительная интенсивность первого спутника будет определяться выражением

$$\frac{J_1}{J} = |t_0|^2 \left( \frac{a}{h} \right)^2 \left( \frac{2 \alpha \eta_c}{\Gamma_1 + \Gamma_0 + h^{-1}} \right)^2 \left| \frac{t \alpha \eta_c}{2 i \alpha n z} \right|^2, \quad (4)$$

которое позволяет рассчитать амплитуду  $a$  ПАВ (см. подпись к рис. 2). Интенсивность, как функция угла падения  $\eta_0$ , растет от 0 при  $\eta_0 = 0$  до максимального значения при  $\eta_0 = \eta_c$ , эта зависимость определяется членом  $|t_0|^2$ . Последний множитель в (4) близок к 1 в области  $0 \leq \eta_0 \leq \eta_c$  и резко спадает к нулю при  $\eta > \eta_c$ . Указанные зависимости  $J_1$  от угла выхода  $\eta$  наблюдаются на экспериментальных кривых (рис. 2). Когда глубина проникновения рентгеновской волны в кристалл  $l_3 = l^{-1}$  меньше толщины переходного слоя  $J_1/J \sim (a/l_3)^2$ , при  $l_3 > h$  получим  $J_1/J \sim (a/h)^2$ . Рассеяние рентгеновских лучей (в отличие от рассеяния оптических волн) чувствительно к неоднородностям поверхности образца, что

позволяет исследовать статистические характеристики этих неоднородностей.

5. Проведенные исследования позволяют сделать следующие выводы: 1) впервые экспериментально исследовано упругое рассеяние рентгеновских лучей на ПАВ; 2) угловые спектры рассеяния несут информацию о длине волны и амплитуде ПАВ (в отличие от рентгено-дифракционных экспериментов [1], которые несут информацию об объемных характеристиках ПАВ, использование скользящего отражения позволяет получить информацию о рельефе поверхности, возмущенной ПАВ); 3) проведенные исследования подтверждают теорию аномального отражения рентгеновских лучей [4] и позволяют сделать вывод, что механизм аномального отражения состоит в малоугловом рассеянии рентгеновских лучей на неоднородностях поверхностного слоя.

### Л и т е р а т у р а

- [1] Э н т и н И.Р. - ЖЭТФ, 1979, т. 77, в. 1, с. 214-222.  
[2] А н д р е е в А.В. - УФН, 1985, т. 145, в. 1, с. 113-136.  
[3] А н д р е е в А.В. - Опт. и спектр., 1985, т. 58, с. 1085-1091.  
[4] А н д р е е в А.В., А х м а н о в С.А., П о н о м а р е в Ю.В. - Изв. АН СССР, сер. физ., 1986, т. 50, в. 6, с. 1206-1213.

Московский государственный  
университет им. М.В. Ломоносова

Поступило в Редакцию  
25 марта 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 14

26 июля 1988 г.

### ОБ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ИЗЛУЧЕНИИ ПОВЕРХНОСТНЫХ СОЛИТОНОВ

Г.И. З а г и н а й л о в

В настоящее время имеется ряд работ (см., например, [1-3]), в которых указывается на возможность существования уединенных поверхностных волн (в частности солитонов) в ограниченных плазменных системах. Изучение их свойств и особенностей распространения важно для правильной интерпретации экспериментов [4] и представляет большой практический интерес для разработки приборов плазменной электроники. Однако в работе [5] высказаны сомнения относительно существования уединенных поверхностных волн. Согласно [5], они эффективно излучают электромагнитные волны, вследствие чего затухают на длине порядка собственных размеров. Причем уединенная поверхностная волна неоправдано моделировалась