

ЗАПИСЬ ФАЗОВОЙ РЕШЕТКИ ПРИ АКУСТООПТИЧЕСКОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ СВЕТА С НОРМАЛЬНЫМИ ВОЛНАМИ ПЛАСТИНЫ ИЗ НИОБАТА ЛИТИЯ

Т. Е. Зеленская, А. Е. Мандель, С. М. Шандаров

1. В работах [1-3] обнаружено, что при акустooптическом взаимодействии (АОВ) света со стоячими акустическими волнами в кристалле ниобата лития в освещенной области формируется фазовая решетка, период которой равен половине длины волны упругих колебаний Λ . В [1] эксперименты проводились с продольными и сдвиговыми волнами, возбуждаемыми в пластине из LiNbO_3 с плоскопараллельными гранями, перпендикулярными оси Z . Эффект записи наблюдался для непрерывного лазерного излучения с длиной волны $\lambda = 0.63$ мкм в режиме дифракции, близком к раман-натовскому. Механизм формирования фазовой решетки связывался с образованием стационарной интерференционной картины, обусловленной пересечением в кристалле основного светового пучка и дифрагированных во вторые порядки, и с фоторефрактивным эффектом [1].

В [3] аналогичный эффект наблюдался при дифракции Рамана—Ната импульсного лазерного излучения ($\lambda = 0.53$ мкм) на стоячих поверхностных акустических волнах (ПАВ) в YZ -срезах ниобата лития. Авторы предположили, что механизм формирования фазовой решетки в этом случае обусловлен асимметрией фотопроводимости вдоль полярной оси [4] и соответственно асимметрией тока проводимости, вызываемого полем электрической напряженности (пьеополем) стоячей ПАВ. Отметим также работу [5], где предлагается использовать асимметрию фотопроводимости для записи акустических волн в фоторефрактивных пьезокристаллах.

В настоящей работе исследована запись фазовой решетки при брэгговской дифракции непрерывного светового излучения ($\lambda = 0.63$ мкм) на нормальных волнах пластины из LiNbO_3 Z -среза. Для пластин с размерами $a, b, c \gg \Lambda$, $a, b \gg c$ (a, b, c — размеры по осям X, Y, Z) моды колебаний представляют суперпозицию плоских волн, распространяющихся под малыми углами к оси Z [6, 7]. Благодаря этому на нормальных волнах таких пластин может наблюдаться дифракция света с тремя дифракционными максимумами: нулевого и ± 1 -го порядков (рис. 1). Для данной геометрии АОВ световые волны в ± 1 -м порядках дифракции имеют одинаковые частотные сдвиги, и при их пересечении в кристалле образуется стационарная интерференционная картина. Таким образом, здесь запись фазовой решетки возможна как за счет фоторефрактивного эффекта, так и вследствие асимметрии фотопроводимости.

2. В экспериментах использовались пластины нелегированного LiNbO_3 и $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$ (0.01 вес.%). Все грани пластин были полированными, перпендикулярными кристаллофизическим осям. Размеры образцов составляли: по оси Z $c = 2 \div 6$ мм, вдоль направления распространения света (ось X или Y) от 10 до 30 мм. Продольные акустические волны, распространяющиеся под малыми углами к полярной оси Z , сопровождаются полем электрической напряженности E_x (продольная пьезоактивность [8]). Для их возбуждения пластина помещалась в плоский конденсатор, на электроды которого подавался непрерывный сигнал с частотой $f \sim 230$ МГц и мощностью ~ 1 Вт. Сдвиговые акустические волны, распространяющиеся вдоль оси Z , не сопровождаются продольным полем E_x и являются поперечно-пьезоактивными [8]. Они могут генерироваться щелевым пьезопреобразователем, состоящим из двух компланарных электродов [7], нанесенных на одну из плоскостей XU пластины. Однородная щель между электродами шириной ~ 1 мм создавала на поверхности кристалла электрическое поле с тангенциальной компонентой E_y . При этом возбуждались нормальные волны пластины с вектором упругого смещения, близким к оси Y , на частотах 160—200 МГц.

Световой луч мощностью ~ 5 мВт имел апертуру ~ 2 мм. Он пропусклся через пластины в области максимума звукового поля таким образом, чтобы при перестройке частоты интенсивности дифрагированных пучков были одинаковыми и изменялись синхронно. При записи частота акустических волн подбиралась по максимуму эффективности дифракции в ± 1 -е порядки. В этом случае геометрия АОВ соответствовала изображенной на рис. 1 и дифракционных максимумов других порядков не наблюдалось. Однако кроме основных дифракционных пятен в ± 1 -м порядках имела место картина дифракции Шеффера—Бергмана, обусловленная сильным вырождением нормальных волн в пластинах конечных размеров [6]. Эффективность дифракции $\eta_{\pm 1}$ составляла от 5 до 10 %, время записи от 1 до 3 ч.

3. Эффект записи наблюдался при АОВ света как со сдвиговыми, так и с продольными акустическими волнами. Характерной особенностью записанных фазовых решеток во всех экспериментах была зависимость амплитуды возмущений показателя преломления среды Δn от координаты вдоль направления распространения записывающего светового пучка. Эта зависимость изучалась по дифракции зондирующего пучка света с апертурой ~ 0.5 мм на записанной решетке. Зондирующий пучок пропускался через боковые грани пластины перпендикулярно направлению распространения записывающего луча, интенсивность дифрагированного света I_{\pm} измерялась с помощью ФЭУ.

Типичная зависимость I_{\pm} для пластины с размером $a=25$ мм из нелегированного LiNbO_3 изображена на рис. 2, 3. Запись в этом случае осуществляется при АОВ с нормальными волнами продольной поляризации, эффективность дифракции $\eta_{\pm 1}$ составляла 7.5 %. Как следует из рис. 2, амплитуда решетки $\Delta n(x)$ достигает заметной величины в конце области АОВ при $x > 16$ мм.

4. Эффект записи сдвиговых волн, не сопровождающихся продольным пьезополем E_z , не может быть обусловлен асимметрией фотопроводимости. Для продольных волн вклад

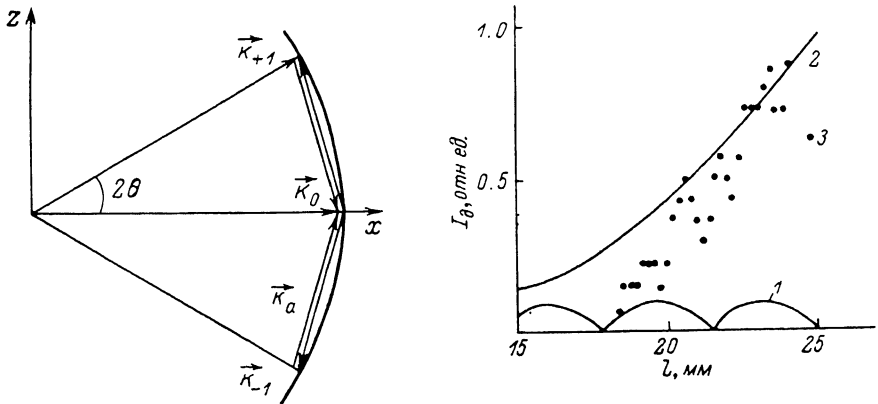


Рис. 1. Геометрия волновых векторов K_a , K_0 , $K_{\pm 1}$ при акустооптическом взаимодействии света со стоячими нормальными волнами пластины.

Индексы «а», «0», « ± 1 » соответствуют акустической волне, падающей, дифрагированным в ± 1 -е порядки световым волнам.

Рис. 2. Расчетные (1, 2) и экспериментальные (3) данные для зависимости $I_{\pm}(x) \sim [\Delta n(x)]^2$. 1 — модель асимметричной фотопроводимости, 2 — модель фоторефрактивной записи.

в наведенную решетку могут дать оба упомянутых выше механизма, однако зависимости $\Delta n(x)$ для них будут различаться. При анализе $\Delta n(x)$ ограничимся учетом четырех бегущих под углом $\pm\theta$ к оси Z плоских акустических волн (рис. 1) и приближением изотропной среды. В этом случае распределение упругих деформаций в пластине имеет вид

$$U(x, z, t) = U_m \sin(2\pi ft) \sin\left(\frac{2\pi x}{\Lambda} \sin \theta\right) \sin\left(\frac{2\pi z}{\Lambda} \cos \theta\right). \quad (1)$$

Пользуясь далее моделью асимметричной фотопроводимости, предложенной в [3]

$$j = \begin{cases} \sigma^+ E_x, & E_x > 0, \\ \sigma^- E_x, & E_x < 0, \end{cases} \quad (2)$$

где σ^+ , σ^- — фотопроводимости в соответствующих направлениях, нетрудно получить выражение для основной пространственной гармоники наведенного поля на начальном участке записи

$$E_x^{(1)}(x, z, t) = \frac{4}{3\pi^2} \frac{e_{33}}{\epsilon_3} U_m \frac{(\sigma^+ - \sigma^-)}{\epsilon_3} t \left| \sin\left(\frac{2\pi x}{\Lambda} \sin \theta\right) \right| \cos\left(2 \frac{2\pi z}{\Lambda} \cos \theta\right). \quad (3)$$

Здесь e_{33} , ϵ_3 — компоненты тензоров пьезоэлектрических констант и диэлектрической проницаемости среды. Как следует из (3), наведенная решетка имеет период $\Lambda/2$. Зависимость

$$I_{\pm}(x) \sim \Delta n^2(x) \sim [E_x^{(1)}(x)]^2$$

носит периодический характер и представлена для рассмотренного эксперимента с точностью до амплитудного множителя на рис. 2 (кривая 1),

При анализе фоторефрактивного механизма записи интерференционной картины дифрагированных в ± 1 -е порядки пучков света воспользуемся для простоты плосковолновым приближением и волновым уравнением для изотропной среды [9]. Считая АОВ брэгговским, учитывая только нулевой и ± 1 -е порядки дифракции в уравнениях связанных волн (геометрия АОВ изображена на рис. 1, акустическое поле определяется формулой (1)), получим следующие выражения для поля $\tilde{E}_{\pm 1}$ в соответствующих дифракционных порядках:

$$\tilde{E}_{\pm 1} = -\frac{\tilde{E}_0}{\sqrt{2}} \sin \left[\frac{kx}{2\sqrt{2}} \left(\frac{\Delta n_m}{n} \right) \sin (2\pi ft) \right] \exp \left[i \left(\omega t - kx \cos 2\theta \mp \frac{2\pi z}{\Lambda} \cos \theta \right) \right]. \quad (4)$$

Здесь \tilde{E}_0 — амплитуда падающего света при $x=0$; Δn_m — амплитуда возмущения показателя преломления кристалла n акустическим полем; $k=2\pi n/\lambda$ — волновое число световой волны в среде.

Из (4) найдем, что распределение интенсивности света в кристалле содержит стационарную в пространстве интерференционную картину

$$I_{\pm} = (\tilde{E}_{\pm 1}^* \tilde{E}_{-1} + \tilde{E}_{+1} \tilde{E}_{-1}^*) = E_0^2 \sin^2 \left[\frac{kx}{2\sqrt{2}} \left(\frac{\Delta n_m}{n} \right) \sin (2\pi ft) \right] \cos \left(\frac{4\pi z}{\Lambda} \cos \theta \right), \quad (5)$$

амплитуда которой зависит от времени. Полагая, например, формирование фазовой решетки обусловленным фотогальваническим эффектом [10], для начального участка записи получим наведенное поле в виде

$$E_z^{(2)}(x, z, t) = -\frac{\alpha}{\epsilon_3} \int_0^t I_{\pm}(x, z, t) dt = -\frac{\alpha}{\epsilon_3} \frac{\tilde{E}_0^2}{2} \left[1 - J_0 \left(\frac{kx}{\sqrt{2}} \frac{\Delta n_m}{n} \right) \right] t \cos \left(\frac{4\pi z}{\Lambda} \cos \theta \right), \quad (6)$$

где k — фотогальваническая постоянная; α — коэффициент поглощения света в кристалле; $J_0(ax)$ — функция Бесселя нулевого порядка.

Зависимость $E_z^{(2)}(x)$ определяется величиной Δn_m , с которой связана также эффективность дифракции света на нормальных волнах $\eta_{\pm 1}$. Учитывая, что фотоприемник фиксирует усредненную во времени интенсивность, из (4) найдем

$$\eta_{\pm 1} = \frac{1}{4} \left[1 - J_0 \left(\frac{kl}{\sqrt{2}} \frac{\Delta n_m}{n} \right) \right], \quad (7)$$

где l — длина области АОВ. Для $l=25$ мм, $\eta=7.5\%$ отсюда получим $\Delta n_m=6.5 \cdot 10^{-6}$. Результаты расчета $I_{\pm}(x) \sim [E_z^{(2)}(x)]^2$ при данном значении Δn_m по формуле (6) приведены на рис. 2 (кривая 2).

Сравнение экспериментальной зависимости $I_{\pm}(x)$ с расчетными (рис. 2) показывает ее качественное соответствие кривой 2. Таким образом, в проведенных нами экспериментах основной механизм формирования фазовой решетки связан с фоторефрактивной записью стационарной интерференционной картины, образующейся при пересечении дифрагированных в ± 1 -е порядки пучков света. Количественные различия экспериментальных данных и кривой 2 могут быть обусловлены как ошибками эксперимента, так и приближенным характером использованной теоретической модели. Например, в расчетах учитывались лишь четыре акустических волны, считавшихся плоскими. Однако выше отмечалось, что в пластинах конечных размеров нормальные волны сильно вырождены. На характер зависимости $I_{\pm}(x)$ также могли повлиять конечная апертура падающего светового пучка, дрейф частоты генератора в процессе записи и другие эффекты.

Отметим, что чувствительность использованной нами экспериментальной методики может быть недостаточной для обнаружения механизма записи объемных акустических волн за счет асимметрии фотопроводимости при тех мощностях акустических и световых полей и временах экспозиции, которые обеспечивались в экспериментах.

Авторы благодарны К. Г. Белабаеву за представленные кристаллы LiNbO_3 , Б. В. Сухареву и М. В. Лазареву за полезные дискуссии.

Литература

- [1] Мандель А. Е., Шандаров С. М. Письма в ЖТФ, 1978, т. 4, № 12, с. 737—740.
- [2] Владимирцев Ю. В., Голенищев-Кутузов А. В. Письма в ЖТФ, 1983, т. 9, № 15, с. 909—912.
- [3] Лазарев М. В., Леманов В. В., Сухарев Б. В. Письма в ЖТФ, 1986, т. 12, № 12, с. 760—764.

- [4] Канаев И. Ф., Малиновский В. К. ДАН СССР, 1982, т. 266, № 6, с. 1367—1370.
 [5] Чабан А. А. Письма в ЖЭТФ, 1986, т. 43, № 2, с. 74—75.
 [6] Пуговкин А. В., Серебренников Л. Я., Шандаров С. М. Изв. вузов. Физика, 1974, № 3, с. 106—112.
 [7] Ефанов В. И., Коваленко Е. С. В кн.: Акустооптические и акустоэлектронные устройства радиоэлектронных систем. Л.: Изд-во ФТИ, 1985, с. 117—129.
 [8] Шандаров С. М. Там же, с. 108—116.
 [9] Балакиш В. И., Парыгин В. Н., Чирков Л. Е. Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985. 280 с.
 [10] Стурман В. И. ЖТФ, 1978, т. 48, № 5, с. 1010—1020.

Томский институт
 автоматизированных систем управления
 и радиоэлектроники

Поступила в Редакцию
 23 февраля 1987 г.

УДК 531.3 : 536.66

Журнал технической физики, т. 58, в. 3, 1988

О СВЯЗИ МИКРО- И МАКРОХАРАКТЕРИСТИК ОТКОЛЬНОГО РАЗРУШЕНИЯ

Ю. И. Мещеряков

Эксперименты по динамическому деформированию и разрушению материалов свидетельствуют о неоднородном характере протекания этих процессов на микроуровне [1]. Использование новых методов диагностики волновых процессов, в частности лазерной интерферометрии, позволило установить, что движение материала в волнах нагрузки происходит в виде совокупности микропотоков частиц среды в направлении распространения волны, причем каждому из них свойственна своя массовая скорость частиц [2, 3]. Интерферометрический метод позволяет за один акт импульсного нагружения материала регистрировать не только временной профиль средней скорости свободной поверхности ударно-нагружаемых мишеней, но и получать количественные данные о ширине функции распределения микропотоков по скоростям — сугубо микроскопическую характеристику динамического деформирования материала.

К настоящему времени проведены дополнительные микроструктурные исследования сплава Д-16, подвергнутого динамическому нагружению в тех же условиях, что и в [2, 3]. Исследования показали, что поперечный размер микропотоков определяется расстоянием между включениями примесей или выделениями второй фазы. На фрактограмме (рис. 1, а) видны продольные трещины, отделяющие соседние микропотоки и располагающиеся как раз в местах выделения второй фазы. На нижней фрактограмме (рис. 1, б) видны также турбулентные следы, разделяющие область однородного деформирования материала и совпадающие с направлением распространения волны. Турбулизация среды при динамическом деформировании на включениях примесей или второй фазы по своей физической природе аналогична турбулизации жидкости с помощью специальных решеток, устанавливаемых поперек потока жидкости в опытах по определению характеристик турбулентности [4]. Как известно, переход жидкости из ламинарного течения в турбулентное приводит к снижению сопротивления вязкой среды при обтекании погруженных в нее тел. При этом режим течения зависит от скорости потока, масштаба турбулентности, вязкости и плотности среды и характеризуется безразмерной величиной, называемой числом Рейнольдса

$$Re = \rho Lu/\mu, \quad (1)$$

где ρ — плотность, u — массовая скорость, L — характерный масштаб, μ — вязкость. В теории турбулентности показано [4], что при некоторых значениях перечисленных выше параметров течения инерционные силы турбулентных вихрей могут уравновешиваться вязкими силами. В этом случае энергетический обмен между микропотоками, разделенными зонами турбулентности, пренебрежимо мал. В выражении (1) масштабный фактор может быть определен непосредственно из фрактограммы рис. 1, б. Этой фрактограмме соответствует массовая скорость частиц 150 м/с, плотность материала 2.7 г/см³, диаметр турбулентного вихря ~10 мкм. Режиму равновесия между инерционными и вязкими силами, согласно (1), соответ-