ляется регистрация временного хода зондового тока при фиксированном напряжении смещения. При этом рабочая точка должна выбираться вблизи плавающего потенциала зонда.

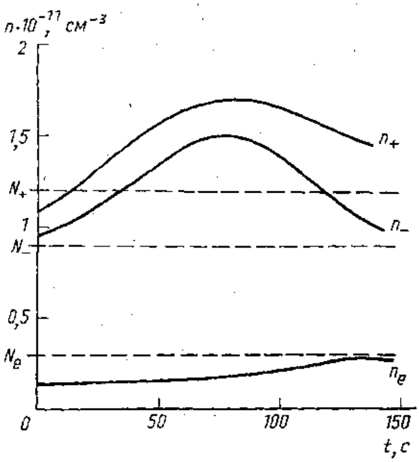

Рис. 3. Изменение концентрации заряженных частиц в процессе травления: n_+, n_-, n_e — с пластиной; N_+, N_-, N_e — без пластины

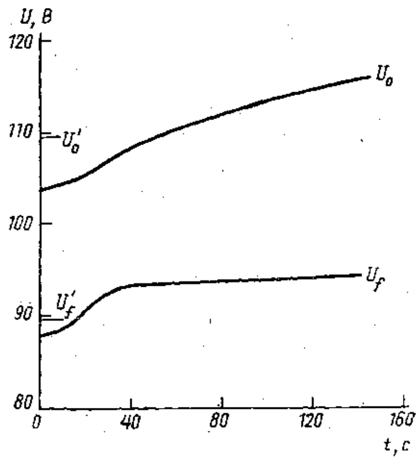

Рис. 4. Изменение плавающего потенциала и потенциала пространства в процессе травления: U_0', U_f' — без пластины, U_0, U_f — с пластиной

ЛИТЕРАТУРА

1. Ершов А. П., Исаев К. Ш., Калинин А. В. и др.//Проблемы субмикронной технологии: Тр. ФТИ РАН. 1993. № 6. С. 17.

Поступила в редакцию
22.03.95

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1995. Т. 36, № 6

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 534.26:535

КОЛЛИНЕАРНОЕ АКУСТООПТИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЛИПТИЧЕСКИХ ПУЧКОВ СВЕТА И ЗВУКА

В. Н. Парыгин, А. В. Вершубский

(кафедра физики колебаний)

Выведена система уравнений, связывающая фурье-спектры амплитуд прошедшего и дифрагированного световых пучков, а также звукового пучка в случае их распространения в одном направлении. Решение этих уравнений с соответствующими граничными условиями дало картину продольного и поперечного распределения амплитуды дифрагированного пучка. Проанализированы некоторые частные случаи распределения по поперечному сечению акустического и светового пучков.

Одной из важнейших проблем современной акустооптики является проблема учета реальной структуры акустического и светового пучков, участвующих в дифракции [1, 2]. Особенно существенна эта задача при анализе современных акустооптических устройств, в которых используется содержащаяся в дифрагированном свете информация не только об амплитуде и частоте, но и о фазе акустической волны.

В настоящей работе исследуется влияние особенностей структуры акустического пучка на коллинеарную [3, 4] дифракцию света, взаимодействующего с этим пучком. Рассмотрим слаборасходящийся звуковой пучок с частотой Ω, распространяющийся вдоль оси x анизотропной среды от преобразователя, расположенного в плоскости $x=0$. Распределение деформаций в звуковом пучке может быть описано функцией

$$a(x,\ y,\ z,\ t)=a_0(x,\ y,\ z)\cos(Kx-\Omega t), \tag{1}$$

где $a_0(x, y, z)$ — медленно меняющаяся по сравнению с Kx функция координат.

Разлагая функцию (1) по плоским волнам, в плоскости фиксированного x получим

$$a(x,\ y,\ z,\ t)=\iint\limits_{-\infty}^{\infty} A(K_y,\ K_z)\exp[j(K_y y+K_z z+\widetilde{K}_x x-\Omega t)]\,dK_y\,dK_z+\text{к.с.}, \tag{2}$$

где к. с. — выражение, комплексно сопряженное предыдущему; $A(K_y, K_z)$ — фурье-спектр звука в плоскости пьезопреобразователя ($x=0$); $\widetilde{K}(K_y, K_z, \Omega)$ — функция, определяемая поверхностью волновых векторов звука в среде. Если звук распространяется вдоль направления x без сноса, то для слаборасходящегося пучка эта функция может быть записана в виде

$$\widetilde{K}(K_y,\ K_z,\ \Omega)=\sqrt{\Omega^2 v^{-2}-K_y^2-K_z^2}\approx K-\frac{K_y^2+K_z^2}{2K_x}. \tag{3}$$

Здесь v — скорость звука в направлении оси x.

Фурье-спектр звука в плоскости пьезопреобразователя определяется распределением деформаций по поверхности пьезопреобразователя $f(y, z)$:

$$A(K_y,\ K_z)=(2\pi)^{-2}\iint\limits_{-\infty}^{\infty} f(y,\ z)\exp[-j(K_y y+K_z z)]\,dy\,dz. \tag{4}$$

Можно ввести понятие спектра звука в произвольной плоскости, перпендикулярной оси x:

$$A(K_y,\ K_z,\ x)=A(K_y,\ K_z)\exp\left[-j\,\frac{K_y^2+K_z^2}{2K_x}\,x\right]+\text{к.с.} \tag{5}$$

Распределение деформаций $a_0(x, y, z)$ в пучке при любом x связано с (5) преобразованием Фурье по K_y и K_z.

Тензор диэлектрической проницаемости среды при прохождении по ней звукового пучка (1) изменяется по закону

$$\hat{\varepsilon}=\hat{\varepsilon}_0+\Delta\hat{\varepsilon}a(x,\ y,\ z,\ t), \tag{6}$$

где $\hat{\varepsilon}_0$ — тензор диэлектрической проницаемости в отсутствие звука, $\Delta\hat{\varepsilon}a(x,\ y,\ z,\ t)$ — изменение тензора $\hat{\varepsilon}_0$, вызванное распространением звука.

Световое поле $\mathbf{E}$ в возмущенной звуком среде с диэлектрической проницаемостью (6) должно удовлетворять уравнению

$$\Delta\mathbf{E}-\frac{1\partial^2}{c^2\,\partial t^2}\hat{\varepsilon}_0\mathbf{E}=\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\Delta\hat{\varepsilon}a\mathbf{E}. \tag{7}$$

При коллинеарной дифракции световой поток в области взаимодействия представляет собой совокупность двух ортогонально поляризованных пучков: прошедшего $\mathbf{e}_t E_t(x, y, z)\exp[j(k_t x-\omega_t t)]$ и дифрагированного $\mathbf{e}_d E_d(x, y, z)\exp[j(k_d x-\omega_d t)]$, где $\mathbf{e}_t$ и $\mathbf{e}_d$ — единичные векторы поляризации.

Разложим амплитуды прошедшего и дифрагированного световых пучков по плоским волнам, подобно тому, как это сделано в (2)—(5) для звука:

$$E_d(x,\ y,\ z)=\iint\limits_{-\infty}^{\infty} U_d(k_y,\ k_z,\ x)\exp[j(k_y y+k_z z)]\,dk_y\,dk_z, \tag{8}$$

$$E_t(x,\ y,\ z)=\iint\limits_{-\infty}^{\infty} U_t(k_y,\ k_z,\ x)\exp[j(k_y y+k_z z)]\,dk_y\,dk_z. \tag{9}$$

Здесь k_y, k_z — компоненты волнового вектора соответствующей световой волны, ω_d и ω_t — их частоты. U_d и U_t — спектры Фурье дифрагированного и прошедшего пучков в плоскости x, $k_d=\omega_d n_d/c$, $k_t=\omega_t n_t/c$. Следует отметить, что зависимость U_d и U_t от x связана не только с наличием фазового множителя, как это имеет место для звука в (5), но и с обменом энергии между падающим и дифрагированным светом в области их взаимодействия со звуком. Поэтому обе эти функции следует считать неизвестными до решения задачи дифракции в отличие от $A(K_y, K_z, x)$, которое определяется соотношением (5).

На границе звукового пучка (при $x=0$) амплитуда дифрагированного пучка для любого направления должна быть равна нулю, а амплитуда прошедшего пучка совпадает с амплитудой падающей световой волны. Поэтому при $x=0$ справедливы соотношения

$$U_d(k_y,\ k_z,\ 0)=0;\ U_t(k_y,\ k_z,\ 0)=U_i(k_i,\ k_z), \tag{10}$$

где $U_i(k_i, k_z)$ — известная функция, являющаяся спектром падающей световой волны при $x=0$.

По мере распространения вдоль оси x спектральные компоненты приобретают фазовые набеги, зависящие от величин k_y и k_z, вида $\exp\left[-j\,\frac{k_y^2+k_z^2}{2k_t}\,x\right]$ — для прошедшего света, $\exp\left[-j\,\frac{k_y^2+k_z^2}{2k_d}\,x\right]$ — для дифрагированного света. Если показатель преломления дифрагированного света n_d больше показателя преломления для прошедшего света n_t, то коллинеарная дифракция происходит в $+1$-м порядке, в противном случае ($n_d<n_t$) в -1-м порядке. Рассмотрим далее для определенности $n_d>n_t$. В этом случае $\omega_d=\omega_t+\Omega$. Впрочем, изменение частоты света при дифракции очень мало ($\Omega/\omega\sim10^{-7}$) и в системах, не использующих гетеродинирование света, положим $\omega_d\approx\omega_t=\omega$.

Будем считать, что область взаимодействия света и звука имеет вид $0\leqslant x\leqslant l$. Здесь l — длина области взаимодействия. Перейдем к безразмерной координате $x'=x/l$, тогда область взаимодействия ограничивается условием $0\leqslant x\leqslant1$. В дальнейшем используется только безразмерная координата x, а штрих опускается. Подставим вектор светового поля $\mathbf{E}=\mathbf{e}_d E_d\exp[j(k_d lx-\omega_d t)]+\mathbf{e}_t E_t\exp[j(k_t lx-\omega_t t)]$ в уравнение (7), причем E_d, E_t возьмем в форме (8), (9). В качестве распределения звукового поля a используем (2) с учетом (5). Скалярно умножим получившееся векторное выражение на векторы $\mathbf{e}_d$ и $\mathbf{e}_t$. В результате из (7) получаются два скалярных уравнения, связывающих U_d

и U_t. Учитывая медленность изменения U_d и U_t от x, пренебрежем вторыми производными $\partial^2 U_d/\partial x^2$ и $\partial^2 U_t/\partial x^2$ по сравнению с $k_d \partial U_d/\partial x$ и $k_t \partial U_t/\partial x$. Спектры прошедшего и дифрагированного света в этом случае оказываются связанными следующими соотношениями:

$$\frac{\partial U_d}{\partial x}(k_y, k_z, x) = j\frac{ql}{8\pi^2}\iint\limits_{-\infty}^{\infty} A(K_y, K_z, x)\, U_t(k_y - K_y, k_z - K_z, x) \exp[-j\eta l x]\, dK_y\, dK_z, \tag{11}$$

$$\frac{\partial U_t}{\partial x}(k_y, k_z, x) = -j\frac{ql}{8\pi^2}\iint\limits_{-\infty}^{\infty} A^*(K_y, K_z, x)\, U_d(k_y + K_y, k_z + K_z, x) \exp[j\eta l x]\, dK_y\, dK_z, \tag{12}$$

где $q = \omega e_d \Delta\hat{\varepsilon} e_t/(2 n_t n_d c)$, $\eta = k_t + K - k_d$.

Интегрируя систему уравнений (11), (12) и производя обратное преобразование Фурье, можно получить решение задачи о коллинеарной дифракции света с учетом реальных характеристик акустического и светового пучков.

В первом приближении система уравнений (11), (12) может быть проинтегрирована следующим образом. Если эффективность дифракции невелика, то прошедший световой поток мало отличается от падающего. При этом в правую часть уравнения (11) вместо неизвестного U_t можно подставить известное U_i — спектр падающего светового потока в плоскости фиксированного x. Тогда спектр дифрагированного света U_d в плоскости x определяется интегрированием выражения (11):

$$U_d(k_y, k_z, x) = j\frac{ql}{8\pi^2}\int\limits_0^x \iint\limits_{-\infty}^{\infty} A(K_y, K_z, x)\, U_t(k_y - K_y, k_z - K_z, x) \exp[-j\eta l x]\, dK_y\, dK_z\, dx. \tag{13}$$

Подобное приближение для гауссовских осесимметричных пучков падающего света и звука проанализировано в статьях [5—7]. В данной работе рассматриваются особенности коллинеарной дифракции света на звуке для случая, когда размеры пучков по направлениям y и z неодинаковы.

Пусть, например, падающий световой пучок имеет в плоскости $x=0$ по осям y и z размеры a и b. Тогда амплитуда проходящего пучка может быть записана в виде

$$E_t(x, y, z) = \frac{E_0}{\sqrt{1 - jd_a x}\sqrt{1 - jd_b x}} \exp\left[-\frac{y^2}{a^2(1 - jd_a x)} - \frac{z^2}{b^2(1 - jd_b x)}\right]. \tag{14}$$

Здесь $d_a = 2l/(k_t a^2)$, $d_b = 2l/(k_t b^2)$ — расходимости светового пучка вдоль осей y и z. Соосный со светом акустический пучок размерами P и Q по осям y и z может быть записан в виде

$$a_0(x,\ y,\ z)=\frac{1}{\sqrt{1-jD_px}\sqrt{1-jD_qx}}\exp\left[-\frac{y^2}{P^2(1-jD_px)}-\frac{z^2}{Q^2(1-jD_qx)}\right]+$$
$$+\text{к.с.},\qquad(15)$$

где $D_p=2l/(KP^2)$, $D_q=2l/(KQ^2)$.

Фурье-спектр проходящего света в плоскости фиксированного x может быть записан как

$$U_t(k_y,\ k_z,\ x)=\iint\limits_{-\infty}^{\infty}E_t(x,\ y,\ z)\exp\left[-j(k_yy+k_zz)\right]dy\,dz.\qquad(16)$$

Используя выражение для проходящего света (14), получим

$$U_t(k_y,\ k_z,\ x)=E_0\pi ab\exp\left[-\frac{k_y^2}{4}a^2(1-jd_ax)-\frac{k_z^2}{4}b^2(1-jd_bx)\right].\qquad(17)$$

Аналогичное выражение для спектра звука получается из (15) в виде

$$A(K_y,\ K_z,\ x)=\pi PQ\exp\left[-\frac{K_y^2}{4}P^2(1-jD_px)-\frac{K_z^2}{4}Q^2(1-jD_qx)\right]+\text{к.с.}\qquad(18)$$

Подставим спектры (17) и (18) в (13) и произведем интегрирование по переменным K_y и K_z. В результате мы рассчитаем выражение для U_d в приближении слабого акустооптического взаимодействия:

$$U_d(k_y,\ k_z,\ x)=E_0abPQ\int\limits_0^x R_1^{-1}R_2^{-1}\exp\left[-\frac{k_y^2}{4}\,\frac{a^2(1-jd_ax)P^2(1-jD_px)}{R_1^2}\right]\times$$
$$\times\exp\left[-\frac{k_z^2}{4}\,\frac{b^2(1-jd_bx)Q^2(1-jD_qx)}{R_2^2}\right]\exp\left[-j\eta lx\right]dx,\qquad(19)$$

где $R_1=\sqrt{a^2(1-jd_ax)+P^2(1-jD_px)}$, $R_2=\sqrt{b^2(1-jd_bx)+Q^2(1-jD_qx)}$.

Произведя обратное фурье-преобразование этого выражения, получим поле дифрагированного светового пучка на выходе из области взаимодействия в виде

$$E_d=E_0\frac{ql}{2}\int\limits_0^1\frac{\exp\{-y^2[a^{-2}(1-jd_ax)^{-1}+P^{-2}(1-jD_px)^{-1}]\}}{(1-jd_ax)(1-jD_px)}\times$$
$$\times\frac{\exp\{-z^2[b^{-2}(1-jd_bx)^{-1}+Q^{-2}(1-jD_qx)^{-1}]-j\eta lx\}}{(1-jd_bx)(1-jD_qx)}dx.\qquad(20)$$

Полученное выражение показывает, что поперечное распределение света в дифрагированном пучке близко к гауссовскому, причем эффективный размер в каждом направлении определяется меньшим из размеров взаимодействующих пучков света и звука в данном направлении.

Для света, распространяющегося вдоль оси пучков ($y=z=0$), амплитуда E_d определяется расходимостями светового (d_a и d_b) и звукового (D_p и D_q) пучков. На рис. 1 приведена зависимость нормированной амплитуды $2E_d/(E_0ql)$ в максимуме полосы пропускания от D_p для случаев $d_a = d_b = 1$, $D_q = 1$ (кривая *1*) и $D_q = D_p$ (кривая *2*). Из рисунка ясно, что с увеличением расходимости звукового пучка D_p амплитуда дифрагированного света падает, причем это падение происходит особенно быстро, если одновременно возрастает расходимость $D_q = D_p$ по двум координатам (y и z) пучка.

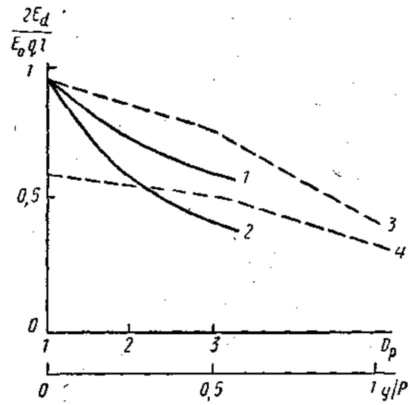

Рис. 1. Зависимость нормированной амплитуды дифрагированного света $2E_d/(E_0 q l)$ от D_p в центре светового пучка (*1* и *2*) и в различных точках поперечного сечения акустического пучка (*3* и *4*)

Были рассчитаны кривые пропускания коллинеарной акустооптической ячейки, т. е. зависимости $E_d/E_{d\,max}$ от ηl для нескольких значений расходимости светового пучка. Соответствующие кривые приведены на рис. 2 для света, распространяющегося вдоль оси пучков $y = z = 0$. Рис. 2, *а* иллюстрирует уширение полосы пропускания акустооптической ячейки с симметричным гауссовским распределением звука ($D_p = D_q$) по мере роста расходимости D_p. Одновременно с ростом полосы пропускания происходит смещение центра этой полосы относительно точки $\eta l = 0$. Рис. 2, *б* относится к ситуации, когда расходимость звукового пучка несимметрична по направлениям y и z. Размеры пучка вдоль оси z при этом остаются постоянными: $D_q = 1$, а величина D_p меняется от 1 до 3. Легко заметить, что в этом случае как уширение полосы пропускания, так и смещение центра полосы значительно меньше, чем на рис. 2, *а*. Левый край полосы пропускания для всех трех кривых оказывается практически совпадающим, а правый край существенно зависит от величины D_p.

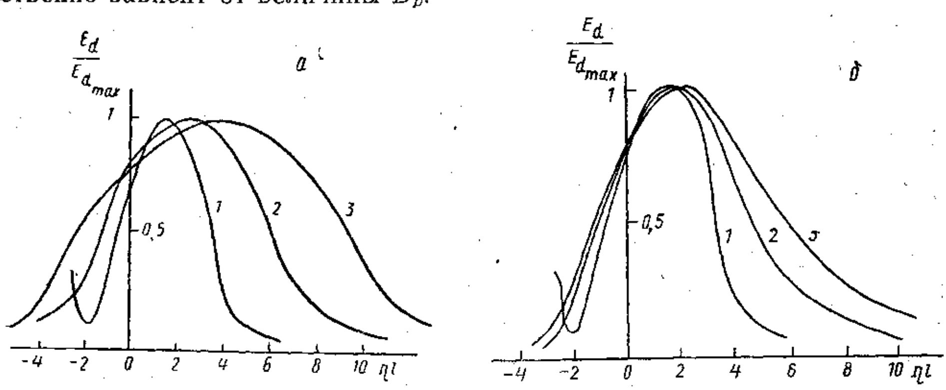

Рис. 2. Кривые пропускания акустооптической ячейки при $d_a = d_b = 1$; *а*: $D_p = D_q = 1$ (*1*), 2 (*2*) и 3 (*3*); *б*: $D_q = 1$, $D_p = 1$ (*1*), 2 (*2*) и 3 (*3*)

Представляет интерес рассмотрение вопроса о зависимости полосы пропускания коллинеарной акустооптической ячейки от координаты поперечного сечения акустооптического пучка, вдоль которого распространяется свет. На рис. 3 приведены кривые пропускания, соответствующие разным значениям координаты y для света. На рис. 3, *а* представлен случай $D_p = D_q = 1$. Из рисунка видно, что по мере изменения y от нуля до P слегка смещается и сужается полоса пропускания ячейки. Одновременно уменьшается амплитудное значение E_d в максимуме (кривая *3* на рис. 1). Рисунок 3, *б* соответствует звуковому пучку эллипсоидальной формы, у которого $D_p=3$, а $D_q=1$. Общая ширина полосы пропускания ячейки в этом случае больше, чем в предыдущем, но и ее сужение по мере перехода к боковым компонентам более заметно. Сужение полосы основного максимума пропускания сопровождается ростом пропускания в первом левом боковом лепестке.

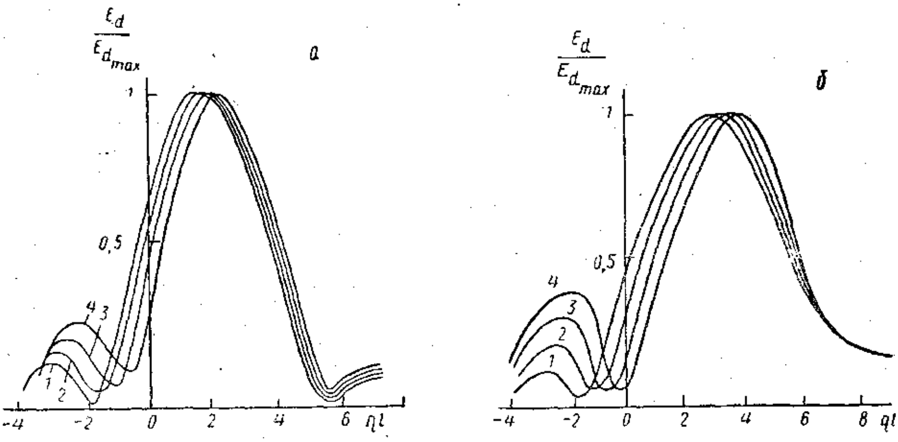

Рис. 3. Кривые пропускания акустооптической ячейки для различных координат акустического пучка при $d_a=d_b=0$ и $D_p=D_q=1$ (*а*); $D_p=3$, $D_q=1$ (*б*). На рис, *а* и *б* $y/P=0$ (*1*); 0,5 (*2*); 0,75 (*3*) и 1 (*4*)

Зависимость нормированной амплитуды от координаты y/P представлена на рис. 1 (кривая *4*). Сравнение рис. 3, *б* и 3, *а* показывает, что при $D>1$ происходит заметное уширение полосы пропускания коллинеарной акустооптической ячейки. Поскольку такие ячейки используются обычно в качестве акустооптических фильтров, то желательно всегда иметь наименьшую возможную полосу пропускания. Проделанные расчеты показывают, что уменьшение поперечных размеров акустического пучка, при котором хотя бы одно из значений D начинает превышать единицу, крайне нежелательно. Если $D<1$, то дальнейшее уменьшение D для осесимметричных пучков практически не влияет на ширину полосы пропускания ячейки [5].

На рис. 4 изображена интегральная кривая пропускания коллинеарной акустооптической ячейки с $D_p=D_q=1$, рассчитанная для широкого светового пучка, занимающего все поперечное сечение акустического луча ($a=b=P=Q$). При этом ширина полосы пропускания оказывается практически такой же, как для оси пучка ($y=z=0$). Смещение центра интегральной кривой составляет около 20% от его ширины, но пропускание в боковые лепестки для интегральной кривой почти в два раза выше, чем для кривой пропускания, рассчитанной для оси акустического пучка. Все эти обстоятельства необходимо учитывать при расчете коллинеарного акустооптического фильтра.

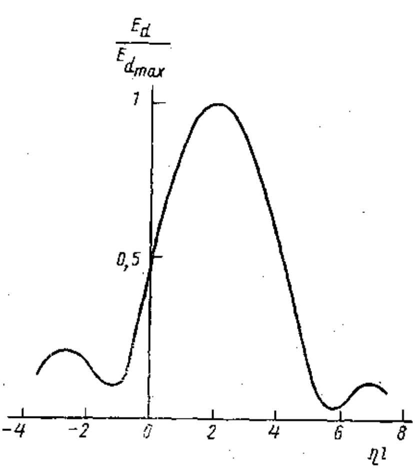

Рис. 4. Кривая пропускания акустооптической ячейки, проинтегрированная по поперечному сечению акустического пучка при $d_a=d_b=0$, $D_p=D_q=1$

ЛИТЕРАТУРА

1. Корпел А. Акустооптика. М., 1993.
2. Балакший В. И., Парыгин В. Н., Чирков Л. Е. Физические основы акустооптики. М., 1985.
3. Harris S., Wallace R.//J. Opt. Soc. Am. 1969. **59**, N 6. P. 744.
4. Магдич Л. Н.//Изв. АН СССР, сер. физ. 1980. **44**, № 8. С. 1683.
5. Parygin V. N.//Proc. SPIE. 1992. **1844**. P. 97.
6. Parygin V. N., Vershoubskiy A. V.//Proc. of Int. Symp. on Acoustoelectronics. St. Petersburg, 1995. P. 215.
7. Парыгин В. Н., Жмакин И. Н., Медведков О. И.//Вестн .Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1993. **34**, № 5. С. 45.

Поступила в редакцию
22.02.95

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1995. Т. 36, № 6

УДК 534.1.16:620.1.179

НОВЫЙ БЕСКОНТАКТНЫЙ МЕТОД РЕГИСТРАЦИИ ПОВЕРХНОСТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН

А. А. Карабутов, А. П. Кубышкин

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Предложен новый вариант лазерной оптико-акустической спектроскопии, заключающийся в лазерном возбуждении мощных поверхностных акустических волн и регистрации теплового излучения поверхности, связанного с дилатационным изменением температуры в ПАВ. Показано, что относительные изменения температуры в ПАВ пропорциональны относительной деформации объема (коэффициент пропорциональности равен 0,3—2,5). Метод может быть эффективен для бесконтактного неразрушающего контроля объектов, находящихся при повышенных температурах.

Оптико-акустическая спектроскопия поверхностных акустических волн (ПАВ) позволяет определять разнообразные характеристики твердых тел, в частности механические, с достаточно высокой локальностью, точностью и удобством [1, 2] и поэтому является перспективным методом исследования структуры и состояния поверхностных слоев [1—8]. Измерение дисперсии скорости возбуждаемых лазером ПАВ позволяет, например, определять толщину и упругие модули покрытий на подложках [3—6]. Более низкочастотные ПАВ, возбуждаемые лазером, использовались также для неразрушающего контроля поверхностных трещин в металлах и графито-эпоксидных композитах [7—8]. Таким образом, лазерная генерация ПАВ может использоваться в широком классе исследований.

В оптико-акустической спектроскопии ПАВ для регистрации сигнала используются в основном контактные (прежде всего пьезоэлектрические) преобразователи. Поскольку лазерное возбуждение ПАВ происходит бесконтактно, представляется перспективным осуществлять регистрацию ПАВ также бесконтактно, что очень важно с практической точки зрения. Это позволит реализовать полностью бесконтактный вариант ультразвуковой дефектоскопии и неразрушающего контроля.

Для этих целей использовались всевозможные методы оптической регистрации ПАВ, основанные на различных эффектах: дефлекции лазерного луча [9, 10] на возмущениях поверхности, модуляции коэффициента оптического отражения поверхности акустической волной, дифракции пробного пучка на возмущении поверхности, связанной с ПАВ, доплеровской велосиметрии колебаний поверхности (примеры см. в обзоре [11]). Наибольшее развитие получили методы регистрации