ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XXVII, № 5 РАДИОФИЗИКА 1984

УДК 535.42:538.56:534.2

АКУСТООПТИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН В ВОЛНОВОДНЫХ СТРУКТУРАХ

В. Ю. Петрунькин, И. А. Водоватов, А. А. Липовский

Рассмотрено акустооптическое взаимодействие канализированных световых волн с поверхностными акустическими волнами с использованием метода эквивалентных токов. Проведено обсуждение решения полученного интегрального уравнения, приведены соотношения, удобные для численных расчетов. Предлагаемый подход позволяет отыскать численное решение с заданной наперед точностью. Получены соотношения для расчета простейшего случая — дифракции канализированной в изотропном оптическом волноводе световой волны на поверхностной волне Рэлея.

Возможности интегральной оптики в значительной мере обусловлены характеристиками интегральных устройств отклонения и модуляции света. Одними из таких устройств являются акустооптические модуляторы в планарном исполнении, в основе работы которых лежит акустооптическое взаимодействие поверхностных волн.

Явление дифракции световых волн на поверхностных акустических волнах обычно рассматривается на основе теории связанных волн [1, 2]. В [3] нами предложен другой подход к рассмотрению задачи дифракции света на ультразвуке, основанный на решении интегрального уравнения, полученного с помощью введения эквивалентных токов в объеме акустооптического взаимодействия. В настоящей работе этот подход использован для рассмотрения акустооптического взаимодействия в волноводных структурах. Геометрия акустооптического взаимодействия приведена на рис. 1. Рассматривается бесконечный планарный волновод, в котором в направлении s в области $|\mathbf{v}^0\mathbf{r}| \leqslant Y_0$ ($\mathbf{r}$ — радиус-вектор в плоскости $s\nu$, $\mathbf{v}^0$ — орт оси ν) распространяется поверхностная звуковая волна. Под углом θ_0 к оси ν в волноводе распространяется направляемая световая волна с электрическим вектором $\mathbf{E}_0 = E_0(\zeta)\, \mathbf{U}_0 \exp[i(\omega t - \beta_0 \mathbf{r})]$, поляризованная в направлении $\mathbf{U}_0$, $|\mathbf{U}_0| = 1$. При этом $\zeta \times [\mathbf{s} \times \mathbf{v}] = 0$ и ось ζ совпадает с внутренней нормалью к плоскости оптического волновода.

Положим, что акустическая волна приводит к модуляции тензора диэлектрической проницаемости среды в объеме акустооптического взаимодействия в соответствии с равенством

$$\underline{\underline{\varepsilon}} = \underline{\underline{\varepsilon}}_0 + \underline{\underline{\Delta\varepsilon}}(t, \zeta, \mathbf{s}\mathbf{r}), \tag{1}$$

где тензор $\underline{\underline{\Delta\varepsilon}}$ определяется тензором фотоупругости среды $\underline{\underline{\underline{\underline{P}}}}$ и тензором деформаций $\underline{\underline{\gamma}}$:

$$\underline{\underline{\Delta\varepsilon}} = F_\varepsilon \underline{\underline{\underline{\underline{P}}}}\, \underline{\underline{\gamma}}. \tag{2}$$

В выражении (2) коэффициент F_ε пропорционален амплитуде упругой волны, а компоненты тензора деформации $\underline{\underline{\gamma}}$ являются функцией координат.

Полагая задачу квазистатической, т. е. считая, что частота звука значительно меньше частоты света ($\Omega \ll \omega$), и вводя в рассмотрение эквивалентные токи $(4\pi/c)\,\boldsymbol{j}_{\text{экв}} = (i\omega/c)\,\underline{\underline{\Delta\varepsilon}}\,\boldsymbol{E}$ в объеме взаимодействия и $\boldsymbol{j}_{\text{экв}} = 0$ вне его, можно свести решение уравнений Максвелла для комплексных амплитуд к решению интегрального уравнения вида $\boldsymbol{E} = \boldsymbol{E}_0 + \hat{L}\,(\boldsymbol{j}_{\text{экв}})$, где $\hat{L}$ — некоторый интегральный оператор.

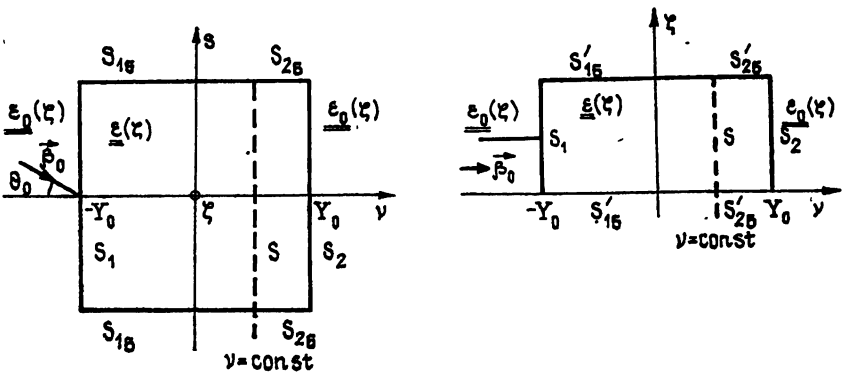

Рис. 1.

Для определения вида интегрального оператора $\hat{L}$ аналогично [3] воспользуемся леммой Лоренца для объемов V_1 и V_2, ограниченных соответственно сечениями S_1, S и S, S_2 и боковыми поверхностями $S_{1б}$, $S'_{1б}$ и $S_{2б}$, $S'_{2б}$ (см. рис. 1). При этом будем полагать, что поверхности $S_{1б}$ и $S_{2б}$, стягивающие сечения S_1, S и S, S_2 в плоскостях $\nu\zeta$, удалены достаточно далеко, а поверхности $S'_{1б}$ и $S'_{2б}$, стягивающие сечения S_1, S и S, S_2 в плоскостях $s\nu$, находятся в областях, где поля исчезающе малы за счет экспоненциального спадания, имеющего место в случае поверхностных волн.

Будем искать дифрагированное поле в виде суперпозиции световых волн, являющихся собственными модами волновода, и объемной волны, обусловленной излучением эквивалентных токов, т. е. положим

$$\boldsymbol{E}_{\Sigma} = \boldsymbol{E}' + \boldsymbol{E}'' + \boldsymbol{E}_R + \boldsymbol{E}''',$$

где $\boldsymbol{E}' = \sum_k C_k \boldsymbol{E}_k$ — справа от сечения $\nu = \text{const}$; $\boldsymbol{E}'' = \sum_k C_{-k} \boldsymbol{E}_{-k}$ — слева от сечения $\nu = \text{const}$; $\boldsymbol{E}_k = E_k(\zeta)\, U_k^* \exp(-i\boldsymbol{\beta}_k \boldsymbol{r})$ — электрическое поле прямой k-й моды световой волны с волновым вектором $\boldsymbol{\beta}_k = (\beta_k \sin\theta_k;\ \beta_k \cos\theta_k)$; $\boldsymbol{E}_{-k} = E_k(\zeta)\, U_k^* \exp(i\boldsymbol{\beta}_k \boldsymbol{r})$ — электрическое поле обратной k-й моды световой волны; $E_k(\zeta)$ — нормированное на максимум распределение электрического поля k-й световой моды в поперечном сечении волновода; $\boldsymbol{E}_R = \boldsymbol{E}_R(\boldsymbol{j}_{\text{экв}})$ — поле объемной волны; $\boldsymbol{E}''' = (4\pi/i\omega\varepsilon)\,(\boldsymbol{j}_{\text{экв}}\boldsymbol{\nu}^0)\,\boldsymbol{\nu}^0$ — поле, обусловленное поверхностными электрическими зарядами в сечении $\nu = \text{const}$, вводимыми согласно методике определения поля внутри объема взаимодействия [4]. Непосредственное вычисление $\boldsymbol{E}'''$ показывает, что амплитуда этого поля имеет порядок 10^{-3}—10^{-4} относительно максимума поля $\boldsymbol{E}'$, таким образом, в дальнейшем им можно пренебречь.

Используя лемму Лоренца и учитывая ортогональность собственных волноводных мод между собой и с объемной волной [5], можно определить коэффициенты $C_{\pm k}$ и прийти к следующему уравнению:

$$E = E_0 + \sum_k \left[\lim_{S\to\infty} \frac{1}{N_k} \int_{(-Y_0\nu)} (E_{-k} j_{экв})\, dV \right] E_k +$$
$$+ \sum_k \left[\lim_{S\to\infty} \frac{1}{N_k} \int_{(\nu Y_0)} (E_k j_{экв})\, dV \right] E_{-k} + E_R (j_{экв}), \tag{3}$$

где $N_k = (c/2\pi) \int_S [E_k H_k]\, n dS$ — норма k-й моды световой волны, n — нормаль к сечению S (см. рис 1), S — площадь поперечного сечения, а обозначения $(-Y_0\nu)$ и (νY_0) у интегралов указывают объемы акустооптического взаимодействия слева и справа от сечения $\nu=\mathrm{const}$, по которым проводится интегрирование.

Аналогично [3], пренебрегая в (3) второй суммой, характеризующей излучение «назад», получим

$$E = E_0 + \sum_k \left[\lim_{S\to\infty} \frac{i\omega}{4\pi N_k} \int_{(-Y_0\nu)} E_{-k} \underline{\underline{\Delta\varepsilon}}\, E dV \right] E_k + E_R \left(\frac{i\omega}{4\pi} \underline{\underline{\Delta\varepsilon}}\, E \right). \tag{4}$$

Уравнение (4) является искомым интегральным уравнением.

Поскольку дифракция света в объемную волну в оптических волноводах сопровождается нарушением компланарности взаимодействующих волн, т. е. в этом случае выполняется только закон сохранения энергии, проявляющийся в сдвиге частоты дифрагированной волны относительно падающей на величину частоты звука, то такое взаимодействие оказывается существенно слабее по сравнению с компланарным взаимодействием, когда дифрагированная световая волна является модой оптического волновода. Тогда, пренебрегая объемной волной и решая (4) методом последовательных приближений, найдем

$$E = \sum_{n=0}^{\infty} E^{(n)}; \tag{5}$$

$$E^{(n)} = \sum_k E_k(\zeta)\, U_k \exp(-i\beta_k r) \prod_{m=0}^{n-1} \sum_{k_m} \lim_{S_m\to\infty} \left(\frac{i\omega}{4\pi N'_{k_m}} \right) \times$$
$$\times \frac{1}{S_m} \int_{(-Y_0\nu_{m+1})} E_{k_{m+1}}(\zeta_m)\, E_{k_m}(\zeta_m)\, U^*_{k_{m+1}} \underline{\underline{\Delta\varepsilon}}\, U_{k_m} \times \tag{6}$$
$$\times \exp\left[i(\beta_{k_{m+1}} - \beta_{k_m}) r_m\right] dV_m,$$

где $N'_{k_m} = (1/S_m)\, N_{k_m}$, $S_m = S$, $\nu_n = Y_0$, а операция $\sum_{k_0}$ означает умножение на единицу.

Выражения (5), (6) представляют собой общее решение задачи в указанных выше приближениях.

Для дальнейшего рассмотрения необходимо конкретизировать вид тензора $\underline{\underline{\Delta\varepsilon}}$, связанного с поверхностной акустической волной. Для простоты будем пренебрегать пьезоэлектрическим эффектом, а также вкладом в $\underline{\underline{\Delta\varepsilon}}$ «ряби» на поверхности подложки и волновода, полагая волновод достаточно толстым.

Рассматривая простейший случай изотропного волновода с рэлеевской поверхностной волной, возбужденной гармоническим сигналом, запишем изменение диэлектрической проницаемости в объеме взаимодействия в виде

$$\underline{\underline{\Delta\varepsilon}} = -n_0^4 \begin{bmatrix} p_{11}\gamma_{11} + p_{12}\gamma_{12} & p_{44}\gamma_{12} & 0 \\ p_{44}\gamma_{12} & p_{12}\gamma_{11} + p_{11}\gamma_{22} & 0 \\ 0 & 0 & p_{12}(\gamma_{11} + \gamma_{22}) \end{bmatrix}, \tag{7}$$

где p_{ik} — компоненты тензора фотоупругости среды, γ_{ik} — компоненты тензора деформаций.

Воспользовавшись результатами [2], можно показать, что в случае рэлеевских волн в изотропном теле компоненты γ_{ik} имеют вид

$$\gamma_{11} = -\left(\frac{P_a \Omega F_L}{2Y_0 \rho v^4}\right)^{1/2} \left[e^{-dq\zeta} - \frac{2g}{1+d^2} e^{-gq\zeta}\right] \cos(qs - \Omega t),$$

$$\gamma_{12} = \left(\frac{P_a \Omega F_T}{2Y_0 \rho v^4}\right)^{1/2} \left[e^{-dq\zeta} - e^{-gq\zeta}\right] \sin(qs - \Omega t), \tag{8}$$

$$\gamma_{22} = \left(\frac{P_a \Omega F_L}{2Y_0 \rho v_{\iota}^4}\right)^{1/2} \left[e^{-dq\zeta} - \frac{2}{1+d^2} e^{-gq\zeta}\right] \cos(qs - \Omega t),$$

где P_a — мощность акустической волны, $q = 2\pi/\Lambda$ — волновой вектор ее, ρ — плотность среды, $v = v_T(2{,}87v_L^2 - 4v_T^2)/(3v_L^2 - 4v_T^2)$ — скорость рэлеевской волны в среде, v_L и v_T — скорости продольной и поперечной волн соответственно,

$$g = \sqrt{1 - (v/v_L)^2}, \quad d = \sqrt{1 - (v/v_T)^2},$$

$$F_T = 4\eta^2 d^3 \left[1 - 2(v_T/v)^2\right]^2 / \left[3\eta - (v/v_T)^2 v\right], \quad F_L = F_T/\eta, \quad \eta = g/d.$$

Вводя функции $u_1(\zeta)$, $u_2(\zeta)$ и $u_3(\zeta)$, запишем (8) в виде

$$\gamma_{11} = u_1(\zeta)\cos(qs - \Omega t), \quad \gamma_{12} = u_3(\zeta)\sin(qs - \Omega t),$$
$$\gamma_{22} = u_2(\zeta)\cos(qs - \Omega t). \tag{9}$$

Нетрудно видеть, что при нормальном падении направляемой световой волны ($\theta_0 = 0$) составляющие тензора $\Delta\varepsilon_{11}$ и $\Delta\varepsilon_{22}$ описывают процесс дифракции без изменения поляризации ТМ- и ТЕ-мод соответственно, тогда как составляющая $\Delta\varepsilon_{12}$ описывает процесс дифракции с приходом из одного типа мод в другой. В случае наклонного падения дифракция световых волн будет определяться также составляющей тензора $\Delta\varepsilon_{33}$. Для дальнейшего рассмотрения удобно (7) записать в виде

$$\Delta\varepsilon_{11} = \mu_{11}^- \exp\left[-i(qs - \Omega t)\right] + \mu_{11}^+ \exp\left[i(qs - \Omega t)\right],$$
$$\Delta\varepsilon_{22} = 2\mu_{22}\cos(qs - \Omega t), \quad \Delta\varepsilon_{12} = i2\mu_{12}\sin(qs - \Omega t), \tag{10}$$
$$\Delta\varepsilon_{33} = 2\mu_{33}\cos(qs - \Omega t),$$

где коэффициенты $\mu_{ik} = \mu_{ik}(\zeta)$ легко определяются из (7)—(9).

Рассмотрим процесс дифракции ТЕ-волны без изменения поляризации. Тогда имеем

$$U^*_{k_{m+1}} \underline{\underline{\Delta\varepsilon}}\, U_{k_m} = 2\mu_m \cos(qs - \Omega t), \tag{11}$$

где

$$\mu_m = \mu_{22}(\zeta_m)\cos\theta_{m+1}\cos\theta_m - \mu_{33}(\zeta_m)\sin\theta_{m+1}\sin\theta_m. \tag{12}$$

Ограничиваясь рассмотрением поля в плюс первом порядке дифракции в приближении третьего порядка взаимодействия ($n\leqslant 3$), из (6) с учетом (11) получим

$$\begin{aligned} \boldsymbol{E}_{+1} = E_1(\zeta)\,U_1\exp(-i\beta_1 r)\Bigg[\frac{1}{2}\Gamma_1\int\limits_{-Y_0}^{Y_0}\exp\left[i(\beta_1\cos\theta_1 - \beta_0\cos\theta_0)\nu\right]d\nu + \\ + \frac{1}{2^3}\sum_{p=1}^{3}\Gamma_1^p\Gamma_2^p\Gamma_3^p\int\limits_{-Y_0}^{Y_0}\int\limits_{-Y_0}^{\nu_2}\int\limits_{-Y_0}^{\nu_1}\exp\Bigg[i\sum_{m=0}^{2}(\beta_{m+1}^p\cos\theta_{m+1}^p - \\ - \beta_m^p\cos\theta_m^p)\,\nu_m\Bigg]d\nu_0\,d\nu_1\,d\nu_2\Bigg], \end{aligned} \tag{13}$$

где

$$\Gamma_{m+1}^p = \frac{1}{\Delta\zeta N'_m}\int\limits_{\zeta} E_1(\zeta)\,E_0(\zeta)\,\mu_m(\zeta,\theta_{m+1}^p,\theta_m^p)\,d\zeta \tag{14}$$

— нормированный интеграл перекрытия, $\Delta\zeta$ — размер области акустооптического взаимодействия по координате ζ, а углы θ и волновые числа β связаны равенствами

$$\beta_1\sin\theta_1 - \beta_0\sin\theta_0 = q,\ \ \beta_{m+1}^p\sin\theta_{m+1}^p - \beta_m^p\sin\theta_m^p = \pm q,\ \ m\in[0,2], \tag{15}$$

$\beta_3^p\sin\theta_3^p - \beta_0\sin\theta_0 = q$ при любых p, $\beta_0^p = \beta_0$. Если дифракция осуществляется без изменения номера моды, то $\beta_m = \beta_0$ и $E_1(\zeta) = E_0(\zeta)$. Тогда условия фазового синхронизма примут вид

$$\begin{aligned} \sin\theta_1 = \sin\theta_0 + \lambda/\Lambda,\quad \sin\theta_{m+1}^p = \sin\theta_m^p \pm \lambda/\Lambda, \\ \sin\theta_3^p = \sin\theta_1\quad m\in[0,2],\quad p\in[1,3]. \end{aligned} \tag{16}$$

В этом случае для малых углов найдем

$$\begin{aligned} E_{+1} = E_0(\zeta)\,U_1\exp(-i\beta_1 r)\Bigg[\frac{1}{2}\Gamma\int\limits_{-1}^{1}\exp\left[-i\frac{Q}{2}\left(\frac{1}{2}+\alpha_0\right)\nu\right]d\nu + \\ + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^3\sum_{p=1}^{3}\int\limits_{-1}^{+1}\int\limits_{-1}^{\nu_2}\int\limits_{-1}^{\nu_1}\exp\left(i\sum_{m=0}^{2}\gamma_m^p\nu_m\right)d\nu_0\,d\nu_1\,d\nu_2\Bigg], \end{aligned} \tag{17}$$

где $\gamma_{m+1}^p = \gamma_m^p \pm Q/2$, $\gamma_0^p = -(Q/2)(1/2\pm\alpha_0)$, $\alpha_0 = (n_0\Lambda/\lambda_0)\,\theta_0$, $Q = 4\pi Y_0\lambda_0/\Lambda^2$, причем $\gamma_2^p = -i(Q/2)(1/2+\alpha_0)$, $m\in[0,2]$, $p\in[1,3]$;

$$\Gamma = (1/\Delta\zeta N'_0)\int\limits_{(\zeta)} E_0^2(\zeta)\,\mu_0(\zeta)\,d\zeta; \tag{18}$$

$$\mu_0(\zeta) = \mu_{22}(\zeta)\cos^2\theta_0 + \mu_3(\zeta)\sin^2\theta_0. \tag{19}$$

В случае, если в процессе дифракции имеет место переход на моду с другим номером, углы θ должны определяться из общих условий синхронизма (15), а величина интеграла перекрытия Г — из выражения (14). Аналогично можно рассмотреть дифракцию ТМ-мод и анизотропную дифракцию с изменением и без изменения номера моды.

Таким образом, проведенное рассмотрение позволяет проанализировать дифракцию поверхностных световых волн на поверхностных акустических волнах с учетом нелинейности акустооптического взаимодействия. Следует также отметить, что, хотя в данной работе мы пренебрегли преобразованием канализируемых световых волн в объемную волну, однако предложенный подход позволяет проанализировать и этот эффект, что не может быть сделано с помощью метода связанных волн.

ЛИТЕРАТУРА

1. Введение в интегральную оптику. / Под ред. М. Барноски. — М.: Мир, 1977.—273 С.
2. Яковкин И. Б., Петров Д. В. Дифракция света на акустических поверхностных волнах. — Новосибирск: Наука, 1979. — 184 С.
3. Петрунькин В. Ю., Водоватов И. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1983, **26**, № 12, 1570.
4. Вайнштейн Л. А. Электромагнитные волны. — М.: Сов. радио, 1957.—581 С.
5. Фельд Я. Н., Бененсон Л. С. Антенно-фидерные устройства. Ч II.—Л.: ВВИА, 1959, с. 551.

Ленинградский политехнический институт

Поступила в редакцию 10 мая 1983 г.

THE ACOUSTOOPTICAL INTERACTION OF SURFACE WAVES IN WAVEGUIDE STRUCTURES

V. Yu. Petrun'kin, I. A. Vodovatov, A. A. Lipovskij

The acoustooptical interaction of guided optical waves and surface acoustic waves is analysed. Acoustooptical diffraction is studied theoretically by the method of equivalent currents. The solution of integrated equation obtained is discussed. Relations convinient for numerically analysis are given. This approach is more flexible than a previously used coupled wave approach and permits one to estimate the accuracy of calculations before numerical solution. The final relations are given for the simplest case of diffraction of optical wave guided in isotropic waveguide by Rayleigh wave.