

АНАЛОГИЯ ЛАЗЕРНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ РЭЛЕЕВСКИХ И ДВУМЕРНЫХ ОБЪЕМНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН

Ал. А. Коломенский, А.А. Мазнев

Установлена аналогия между возбуждением рэлеевских волн на поверхности твердого тела и возбуждением двумерных объемных акустических волн в жидкости. С ее помощью рассмотрено излучение поверхностных акустических волн движущимися источниками.

Исследование возбуждения поверхностных акустических волн (ПАВ) в твердых телах при воздействии лазерного излучения [1] еще далеки до завершения и актуальны в связи с различными приложениями: генерация высокочастотных ПАВ, оптико-акустическая спектроскопия и диагностика взаимодействия лазерного излучения с веществом.

В данной работе показано, что возбуждение рэлеевских волн в изотропном твердом теле аналогично термооптическому возбуждению двумерных акустических волн в жидкости. Это позволило использовать полученные ранее результаты для описания возбуждения рэлеевских ПАВ.

Для нормальных смещений $u_z^{(Q)}$ свободной поверхности изотропного тела в рэлеевской волне, обусловленной тепловыделением при поглощении короткого лазерного импульса, с помощью пространственно-временного преобразования Фурье получено следующее представление:

$$u_z^{(Q)} = 2FU_0\tau_0\pi^{-2} \int dk e^{ikr} \tilde{g}_M(k) \cos(kc_R t). \quad (1)$$

Здесь τ_0 — длительность лазерного импульса; $U_0\tau_0$ — характерная амплитуда смещений в возбуждаемой рэлеевской волне; F — комбинация скоростей продольных c_l , поперечных c_t и рэлеевских c_R волн; выражения для U_0 и F приведены в [2]. Предполагалось, что тепловые источники в твердом теле имеют распределение $Q(r, t) = \mu I_0 f(r, t) \exp(-\mu z)$, где распределение интенсивности задается в виде $f(r, t) = \tau_0 g(r) \delta(t)$, $\tilde{g}_M(k) = \tilde{g}(k) h(q_l)$, $\tilde{g}(k) = \int g(r) \exp(-i\mathbf{r}\cdot\mathbf{k}) dr$ — фурье-образ распределения источника по поверхности, $h(q_l) = (1 + q_l/\mu)^{-1}$, $q_l = k(1 - c_R^2/c_l^2)^{1/2}$.

Нетрудно проверить, что (1) является решением уравнения

$$\frac{1}{c_R^2} \frac{\partial^2 u_z^{(Q)}}{\partial t^2} - \Delta_T u_z^{(Q)} = \frac{8FU_0}{c_R^2} \frac{\partial f_M(r, t)}{\partial t} \quad (2)$$

для источника вида $f_M(r, t) = \tau_0 g_M(r) \delta(t)$, т.е. выражение (1) представляет собой временную функцию Грина двумерного волнового уравнения (2). В силу линейности задачи рэлеевский вклад описывается уравнением (2) и при произвольной временной зависимости распределения интенсивности $f(r, t)$, из которого модифицированное распределение $f_M(r, t)$ получается тем же преобразованием k -компонент, что и модифицированный фурье-образ $\tilde{g}_M(k)$ из фурье-образа исходного пространственного распределения $\tilde{g}(k)$; причем при $\mu a \gg 1$, где a — характерный радиус лазерного пучка, распределения $f(r, t)$ и $f_M(r, t)$ совпадают.

Возможность описания слаборасходящихся рэлеевских волн параболическим уравнением, вытекающим из волнового, отмечалась в [3].

При большой интенсивности импульсного лазерного излучения доминирующим типом воздействия может стать импульс давления на поверхность твердого тела. Он может быть обусловлен либо отдачей за счет

выброса вещества при испарении, либо низкороговым оптическим пробоем в газовой атмосфере вблизи поверхности /4/. Аналогично предыдущему случаю находим, что при действии импульса отдачи $P_0 f(r, t)$ волновому уравнению (2) с правой частью $(4FP_0/\rho c^2_t) \nabla_r f(r, t)$ удовлетворяет теперь компонента смещения $u_{\perp}^{(P)} = \{u_x^{(P)}, u_y^{(P)}\}$, параллельная невозмущенной граничной поверхности.

Используя установленные аналогии и результаты /5/, можно получить выражения для доплеровских сигналов смещений $u_z^{(Q)}$ и $u_{\perp}^{(P)}$, возбуждаемых сканирующими и изменяющимися по гармоническому закону источниками рассмотренных видов с распределением $g(x - vt, y) \psi(t) m \cos \Omega t$:

$$\begin{pmatrix} u_z^{(Q)} \\ u_{\perp}^{(P)} \end{pmatrix} = mF \begin{pmatrix} 2U_0 c_R^{-2} \Omega_D g_M(\pm k_D) \\ (\mp k_D) g(\pm k_D) \rho^{-1} c_t^{-2} \end{pmatrix} \left(\frac{2\pi c_R}{r \Omega_D} \right)^{1/2} |J| \psi(Jt') \exp(-i\pi/4 \pm i\Omega_D t'),$$

где знаки \pm соответствуют нормальному и аномальному доплеровским сигналам; $\Omega_D = \pm J\Omega$ — доплеровская частота; $J = (1 - \beta \cos \varphi)^{-1}$; φ — угол, отсчитываемый в плоскости x, y от оси x ; $\beta = v/c_R$; $k_D = (\Omega_D/c_R)(r/r)$; $t' = t - r/c_R$. Это выражение справедливо на расстояниях, существенно превышающих размеры источника и длину трека сканирования.

Используя результаты /6/, можно получить описание волн Маха, создаваемых источниками, движущимися с $v > c_R$. Для гауссовского распределения $g = \exp[-(x - vt)^2/a^2 - y^2/a^2]$ находим

$$u_z^{(Q)} = \frac{4\sqrt{\pi} FaU_0}{\sqrt{\beta^2 - 1} c_R} \exp(-t_{1,2}^2),$$

$$u_{\perp}^{(P)} = \frac{-4FaP_0}{\sqrt{\beta^2 - 1} \rho c_t^2} \left(\frac{1 - c_R^2/c_t^2}{1 - c^2/c_t^2} \right)^{1/4} e^{-t_{1,2}^2} \int_0^{t_{1,2}} e^{-a^2} da,$$

где $t_{1,2} = [tc_R - r \cos(\varphi \mp \varphi_M)]/a$; $\varphi_M = \arccos(\beta^{-1})$; индексы 1, 2 соответствуют $y \geq 0$, причем предполагается, что $|y| \geq a$.

Поскольку решение волнового уравнения проще, чем нахождение решения для рэлеевских волн из динамических уравнений упругости, то установленная аналогия будет полезна при рассмотрении различных случаев лазерного возбуждения рэлеевских волн.

ЛИТЕРАТУРА

1. Карабутов А. А. УФН, 147, 605 (1985).
2. Коломенский Ал. А. Акуст. журн., 34, 871 (1988).
3. Даньшиков Е. В. и др. Акуст. журн., 33, 1035 (1987).
4. Агеев В. П. и др. Квантовая электроника, 10, 774 (1983).
5. Коломенский Ал. А. Акуст. журн., 33, 909 (1987).
6. Коломенский Ал. А. Акуст. журн., 33, 684 (1987).

Институт общей физики АН СССР

Поступила в редакцию 12 сентября 1989 г.