

Из выражения [6] видно, что коэффициент поглощения НПП α при увеличении интенсивности волны стремится к величине $\alpha_0 = 2k^{(0)}$, определяющей поглощение в среде 1, что является проявлением просветления среды 2.

В заключение заметим, что в силу неравенства (7) условия существования НПП те же, что и для границы между средой 1 и вакуумом.

Автор выражает благодарность Ю.Н. Петрову за предложение темы работы, а также С.П. Суорову за обсуждение ее результатов.

Л и т е р а т у р а

- [1] Карлов Н.В., Кравченко В.А., Петров Ю.Н., Прохоров А.М. - Письма в ЖТФ, 1986, т. 12, в. 1, с. 59-63.
- [2] Кравченко В.А., Петров Ю.Н., Суоров С.П., Сычугов В.А. - Высокочистые вещества, 1987, № 3, с. 94-98.
- [3] Бордо В.Г., Кравченко В.А., Петров Ю.Н., Суоров С.П., Сычугов В.А. - Препринт ИОФАН, М., № 11, 1988.
- [4] Агранович В.М., Бабиченко В.С., Черняк В.Я. - Письма в ЖЭТФ, 1980, т. 32, в. 8, с. 532-535.
- [5] Magadudin A.A. - Z. Phys. B, 1981, v. 41, N 4, p. 341-344.
- [6] Хаджи П.И., Киселева Е.С. - ЖТФ, 1987, т. 57, в. 2, с. 395-398.
- [7] Поверхностные поляритоны. Электромагнитные волны на поверхностях и границах раздела сред. Под ред. Аграновича В.М., Миллса Д.Л. М.: Наука, 1985. 526 с.

Институт общей физики
АН СССР, Москва

Поступило в Редакцию
17 декабря 1987 г.
В окончательной редакции
4 марта 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 13

12 июля 1988 г.

ЭФФЕКТ ПОЛНОГО ОТРАЖЕНИЯ ВОЛН
ОТ СИММЕТРИЧНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ
В МНОГОМОДОВЫХ ВОЛНОВОДАХ

Л.А. Рудь

В волноводной электродинамике уже достаточно хорошо изучены эффекты полного резонансного отражения волн от неоднородностей

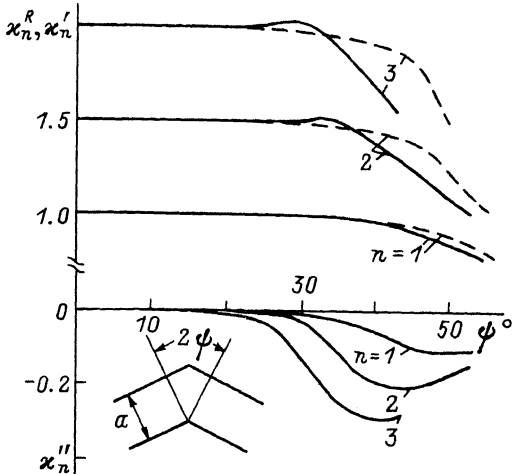


Рис. 1.

в одномодовых волноводах. Однако с переходом в многомодовый диапазон таких эффектов на одной (нижней или высшей) распространяющейся волне обычно не наблюдается. В данном сообщении найдены условия и описаны особенности проявления эффекта полного отражения волн от симметричных неоднородностей в многомодовых волноводах.

Пусть симметричная неоднородность в отсутствии потерь на поглощение в стенках волновода и заполняющей среде характеризуется обобщенными матрицами отражения $R = \{R_{qm}\}_{q,m=1}^{\infty}$ и прохождения $T = \{T_{qm}\}_{q,m=1}^{\infty}$. Рассмотрим диапазон частот, при которых в регулярных волноводах могут распространяться M волн. Тогда формальная запись условия полного отражения набегающих на неоднородность M волн с амплитудами A_m имеет вид матричного равенства

$$\sum_{m=1}^M T_{qm}(\vec{x}, \omega) A_m = 0, \quad q = 1, \dots, M, \quad (1)$$

где \vec{x} — вектор геометрических и материальных параметров задачи, ω — частота возбуждающего поля. Чтобы получить строгие условия для проявления интересующего нас эффекта, будем рассматривать (1) как однородную систему линейных алгебраических уравнений относительно A_m . Очевидно, что нетривиальные решения системы (1) возможны при равенстве нулю ее определителя

$$\det [T_{qm}(\vec{x}, \omega)] = 0, \quad q, m = 1, \dots, M. \quad (2)$$

Таким образом, по существу приходим к двум условиям, при выполнении которых следует ожидать нужного нам эффекта. Одно

из них накладывається на параметры неоднородности \vec{x} и частоту ω , выраженное уравнением (2); второе связано с требованиями на состав и амплитуды падающих волн. Эти волны должны формировать единый пакет и иметь вполне определенные амплитуды, совпадающие с нетривиальными решениями однородной системы (1).

Обобщение результатов работы [1] позволило установить ряд неочевидных соотношений, характеризующих особенности проявления описываемого эффекта и связывающих величины A_m с амплитудами волн отраженного поля

$$B_q = \sum_{m=1}^M R_{qm} A_m, \quad q = 1, 2, \dots \quad (3)$$

и прошедшего, содержащего только затухающие волны,

$$C_q = \sum_{m=1}^M T_{qm} A_m, \quad q = M+1, M+2, \dots \quad (4)$$

В частности, для H - плоскостных неоднородностей в прямоугольных волноводах эти соотношения имеют вид:

$$\varphi_m^A + \varphi_m^B = \varphi_K^A + \varphi_K^B \pm 2n\pi, \quad \varphi_1^B = \varphi_K^A + \varphi_K^B - 2n\pi, \quad n = 0, 1, \quad (5)$$

$$\varphi_m^A + \varphi_m^B = 2\varphi_S^B \pm 2n\pi, \quad \varphi_1^B = 2\varphi_S^B - 2n\pi, \quad n = 0, 1, \quad (6)$$

$$\varphi_S^B = \varphi_P^B, \quad \varphi_S^C = \varphi_P^C, \quad (7)$$

$$|A_m| |A_k| - |B_m| |B_k| = 0. \quad (8)$$

В (5)-(8) $\varphi_m^{A,B,C} = \arg A_m, B_m, C_m$, определяемые (как и $|A_m|, |B_m|, |C_m|$) из (1)-(4), причем решения (1) предполагаются нормированными так, что $|A_1| = 1, \varphi_1^A = 0$; индексы $m, k = 1, \dots, M$ относятся к амплитудам распространяющихся H_{m0} -волн, $s, p = M+1, M+2, \dots$ - затухающих. Из равенства (8) следует важное свойство отражающих неоднородностей. Они являются чисто фазовыми, сохраняющими не только состав, но и амплитуды распространяющихся волн отраженного поля такими же, как у падающего, причем $B_k = |A_k| \exp(i\varphi_k^B)$, $k = 1, \dots, M$.

Сформулированные качественные выводы получили свое подтверждение при анализе ряда известных волноводных неоднородностей, в том числе симметричного излома прямоугольного волновода в H -плоскости (см. вставку на рис. 1). Анализ проведен численно с использованием строгого решения задачи дифракции [2], при этом поиск корней уравнения (2) производился методом Ньютона. Установлено полное соответствие данных численных расчетов равенствам (5)-(8). Более того, результаты численных исследований, частично иллюстрируемые рис. 1 и рис. 2, позволили увязать механизм возникновения изучаемого эффекта с собственными свойствами волноводной неоднородности, проявляемыми в режиме свободных колебаний.

На рис. 1 штриховыми линиями нанесены кривые $\alpha_n^R(\psi)$, все точки которых удовлетворяют уравнению (2), а сплошными — ветви собственных частот затухающих во времени свободных колебаний излома, рассчитанные согласно [3] ($\alpha = \omega a / 2\pi c$, a — ширины волноводов, c — скорость света, при принятой зависимости от времени $\exp(-i\omega t)$ величины ω'' , $\alpha'' < 0$). Из рис. 1

видно, что при малых ψ , когда собственная добротность $Q_n = -\alpha_n' / 2\alpha_n''$ свободных колебаний велика, кривые практически совпадают с $\alpha_n^R(\psi)$ как в одномодовом

диапазоне — $\alpha < 1,0$ (этот факт был установлен ранее в [3] и послужил основой для объяснения резонансов полного отражения низшей H_{10} -волны), так и в многомодовом — $\alpha > 1,0$ (см. кривые 2 и 3). К тому же наблюдается близость не только частот двух режимов, но и отвечающих этим частотам полей свободных колебаний и дифракции. Для излома трехмодового волновода с $\psi = 15^\circ$ они представлены соответственно на рис. 2,а ($\alpha_3 = 1,9988 - i0,0034$) и рис. 2,б ($\alpha_3^R = 1,9976$) в виде линий уровня электрической компоненты поля (черточками указано направление убывания поля). Комплексные амплитуды набегающих на излом H_{m0} -волн ($m = 1, 2, 3$), определяющих структуру дифрагированного поля на рис. 2,б, найдены из решения однородной системы уравнений (1) при $\alpha = \alpha_3^R$. $A_1 = 1,0$; $A_2 = 10,756 \times \exp(i274,04^\circ)$; $A_3 = 21,074 \exp(i202,51^\circ)$.

Таким образом, исследуемый эффект, описываемый условиями (1), (2), является резонансным откликом на возбуждение в нерегулярном объеме неоднородности колебаний, близких к собственным. Этот вывод дополняет известные сведения о свойствах неоднородностей в многомодовых волноводах и носит достаточно общий характер. В заключение отметим, что полученные результаты позволяют говорить о несправедливости сделанного в [4] утверждения о возможности полного резонансного отражения одной H_{10} -волны от малого H -излома многомодового прямоугольного волновода вблизи частот отсечки высших H_{m0} -волн, $m > 3$.

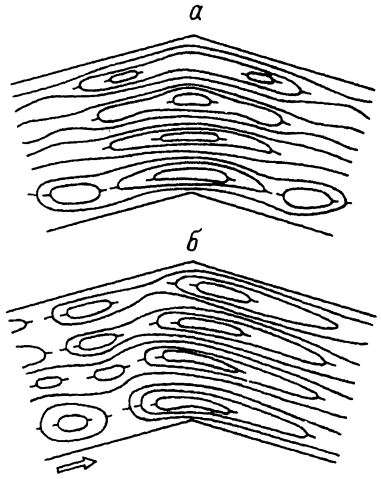


Рис. 2.

- [1] Кирилленко А.А., Ткаченко В.И. - Радиотехника и электроника, 1985, т. 30, № 2, с. 247-250.
- [2] Кирилленко А.А., Рудь Л.А., Шестопа-лов В.П. - Радиотехника и электроника, 1974, т. 19, № 4, с. 687-696.
- [3] Рудь Л.А., Шестопа-лов В.П. - ДАН СССР, 1987, т. 294, № 4, с. 848-850.
- [4] Каценеленбаум Б.З. Теория волноводов с медленно меняющимися параметрами, М.: АН СССР, 1961. 216 с.

Институт радиофизики и электроники
АН УССР, Харьков

Поступило в Редакцию
16 февраля 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 13

12 июля 1988 г.

ВЛИЯНИЕ СКОРОСТИ ПРЕДВАРИТЕЛЬНОЙ ДЕФОРМАЦИИ НА РЕЛАКСАЦИЮ НАПРЯЖЕНИЙ В МОНОКРИСТАЛЛАХ *NaCl*

А.А. Урусовская, В.И. Мозговой
и А.М. Петченко

Давно замечено влияние на пластическую деформацию кристаллов скорости деформации $\dot{\epsilon}$, которая сказывается на форме кривых деформации и их количественных параметрах [1]. Варьирование $\dot{\epsilon}$ должно влиять на процессы перестройки дислокационной структуры в процессе деформации и на уровень развивающихся внутренних напряжений. За влиянием скорости деформации на внутренние напряжения удобно следить по кривым релаксации напряжений.

В настоящей работе исследована релаксация напряжений в кристаллах *NaCl*, деформированных сжатием при комнатной температуре с разными относительными скоростями в интервале $5 \cdot 10^{-6} - 10^{-2} \text{ с}^{-1}$ до разной степени деформации от 0.3 до 2.0%. Перед деформацией образцы *NaCl* размером $10 \times 10 \times 30 \text{ мм}^3$ были отожжены при 600°C в течение 6 ч с последующим охлаждением до комнатной температуры со скоростью 10 град/ч . Плотность дислокаций после отжига составляла $(1-3.5) \cdot 10^4 \text{ см}^{-2}$. Суммарное содержание примесей в образцах $3 \cdot 10^{-4} \text{ вес. \%}$. Предел текучести в изученном диапазоне ϵ варьировал от 0.15 до 0.32 МПа.

На рис. 1 приведены кривые релаксации напряжений после 2%-деформации с разными скоростями. Видно, что по мере снижения $\dot{\epsilon}$ уменьшается глубина релаксации напряжений $\Delta\sigma$ и при $\dot{\epsilon} \leq 1 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ начальный участок кривых релаксации с быстрым спадом напряжений вообще не появляется. В этих случаях наблюдается ступенчатый спад уровня кривых релаксации в процессе релак-