

т. е. может быть гораздо больше $N=2$. Образно говоря, этот результат объясняется тем, что каждый турбулентный слой между соседними экранами усиливает обратно-рассеянную волну в два раза, а $n+1$ слоев между экранами образуют $n+1$ каскадный усилитель.

Из (3) видно, что усиление средней интенсивности обратного рассеяния в 2^{n+1} раз имеет место в окрестности излучателя радиусом порядка $\rho_k(L/(n+1))$ -радиуса когерентности сферической волны, прошедшей в турбулентной среде трассу длиной $L/(n+1)$. Для сравнения напомним, что усиление обратного рассеяния в турбулентной среде без экранов имеет место в пятне $\rho_k(L) < \rho_k(L/(n+1))$. Кроме того, средняя интенсивность обратного рассеяния в турбулентной среде с экранами и на большом удалении от излучателя (при $\rho > \rho_k(L/(n+1))$) в 2^n раз больше интенсивности обратного рассеяния в однородной среде с экранами, т. е. эффект усиления в данном случае имеет место практически на любых расстояниях от излучателя.

Описанный эффект аномального усиления обратного рассеяния может наблюдаться, например, в случае гидроакустических излучателя и рассеивателя, разделенных подводной горой, электромагнитного излучателя, облучающего рассеиватель в просвет между облаками. В этих случаях $n=1$ и коэффициент усиления может достигать $N=4$.

Аномальное усиление обратного рассеяния при наличии поглощающих экранов может оказаться полезным и при лабораторных исследованиях перехода от ламинарных к турбулентным течениям жидкости с помощью измерения средней интенсивности обратно-рассеянной в жидкости волны, поскольку при наличии поглощающих экранов средняя интенсивность обратного рассеяния должна чувствительнее реагировать на увеличение турбулентных перепадов температуры жидкости. Так, без экранов усиление обратного рассеяния будет меняться от $N=1$ до $N=2$, а с экранами — от $N=1$ до $N=2^{n+1}$ при постепенном переходе от ламинарных к все более сильным турбулентным движениям жидкости.

До сих пор мы рассматривали случай, когда флуктуации интенсивности волны на трассе L насыщены. Если же флуктуации интенсивности на трассе L слабы, то поглощающие экраны, помещенные между излучателем и отражателем, уменьшают коэффициент усиления обратного рассеяния. Действительно, в случае, когда между излучателем и отражателем нет поглощающих экранов, коэффициент усиления обратного рассеяния равен в приближении МПВ [2]

$$N_1 = \exp(4\sigma_\chi^2) = \exp(4\alpha L^{11/6}).$$

Если же между излучателем и отражателем помещены экраны, коэффициент усиления равен

$$N_2 = \exp[4\alpha L^{11/6}/(n+1)^{5/6}] < N_1.$$

Авторы благодарны Ю. А. Кравцову за обсуждение работы и полезные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Виноградов А. Г., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1973, 16, № 7, с. 1064.
2. Кравцов Ю. А., Сайчев А. И. — УФН, 1982, 137, вып. 3, с. 501.
3. Заворотный В. У., Татарский В. И. — ДАН СССР, 1982, 265, № 3, с. 608.

Научно-исследовательский
радиофизический институт

Поступила в редакцию
17 мая 1983 г.

УДК 551.510.535

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ БРЭГГОВСКОГО РЕЗОНАТОРА В НЕОДНОРОДНЫХ СРЕДАХ

В. И. Кляцкин, К. В. Кошель

Пусть неоднородная среда занимает часть пространства $0 < x < L$ и из области $x > L$ на нее падает плоская волна с единичной амплитудой. Тогда для определения волнового поля в среде $0 < x < L$ нужно решить краевую задачу:

$$\frac{d^2u(x)/dx^2 + k^2[1 + \epsilon(x)]}{u(x)} = 0; \quad (1)$$

$$u(0) - (i/k)u'(0) = 0, \quad u(L) + (i/k)u'(L) = 2, \quad (1')$$

где $\epsilon(x)$ — отклонение диэлектрической проницаемости среды от единицы. Краевые условия (1') соответствуют отсутствию неоднородностей вне слоя. т. е. $\epsilon(x)=0$ при $x<0$ и $x>L$.

В работе [1] численно изучалась краевая задача (1), (1') для $\epsilon(x)$ вида

$$\epsilon(x) = -4\mu \cos 2(1+\Delta)kx, \quad \Delta = (K-k)k^{-1} \quad (2)$$

и проводилось сопоставление точного решения с приближенными, одно из которых получено методом усреднения по быстрым осцилляциям. При условии $\mu > |\Delta|$, соответствующем первой зоне параметрической неустойчивости для уравнения Маттье, модуль коэффициента отражения $|R_L|$ при увеличении толщины слоя стремится к единице и интенсивность поля $I(x) = |u(x)|^2$, усредненная по осцилляциям, экспоненциально спадает от границы $x=L$.

$I(x)$

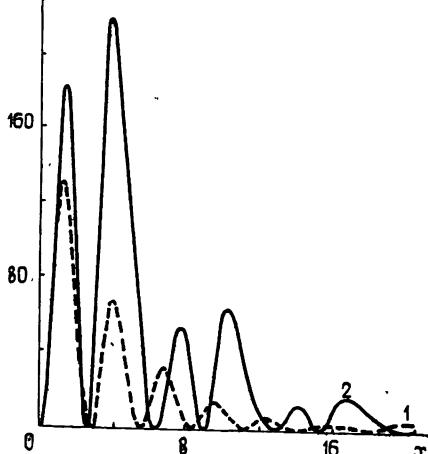


Рис. 1.

Представляет определенный интерес подобного резонансного режима и при значениях параметров задачи, не укладывающихся в рамки метода усреднения. Это можно сделать численными методами, используя уравнения «погружения» (см. [1]) ($k=1$):

$$\frac{du(x; L)}{\partial L} = iu(x; L) + \frac{i}{2} \epsilon(L)(1+R_L)u(x; L), \quad (4)$$

$$u(x; x) = 1 + R_x, \quad \frac{dR_L}{dL} = 2iR_L + \frac{i}{2} \epsilon(L)(1+R_L)^2, \quad R_{L_0} = -1.$$

Уравнения (4) численно интегрировались для различных значений параметров μ , Δ и δ . При этом явление параметрического возбуждения резонатора наблюдалось как внутри первой зоны параметрической неустойчивости, так и вне ее. На рис. 1 представлены примеры такого возбуждения. При этом кривая 1 соответствует распределению интенсивности внутри среды для первой зоны ($\mu=0,2$, $\Delta=0,15$, $\delta=-\pi/2-\arcsin(\Delta/\mu)+0,1$), а кривая 2 — распределению интенсивности для второй зоны ($\mu=0,25$, $\Delta=-0,5$, $\delta=(\pi/2)-0,75$). Небольшие изменения параметра δ на $\pm 0,05$ ведут к падению интенсивности волны в среде по крайней мере на порядок.

Рассмотренная модель использовалась в [2] для описания процесса распространения волн в ионосферной плазме. При этом краевое условие $u(0)=0$ служило для имитации существования точки отражения. Более реалистическая модель соответствует зависимости $\epsilon(x)$ вида

$$\epsilon(x) = (x-L_0)(L_0-x_0)^{-1} - 4\mu \cos 2(1+\Delta)x, \quad (5)$$

где x_0 отвечает точке поворота при $\mu=0$ (т. е. $1+\epsilon(x_0)=0$). При этом, если точка x_0 достаточно далеко расположена от $x=0$, краевое условие (1') эквивалентно условию отсутствия излучения на бесконечности.

Если $v(x)$ — вещественное решение уравнения (1), затухающее при $x \rightarrow -\infty$, то решение краевой задачи (1), (1') при $L=L_0$ имеет вид ($k=1$)

$$u(x) = \frac{2}{v(L_0) + iv'(L_0)} v(x), \quad I(x) = \frac{4}{v^2(L_0) + [v'(L_0)]^2} v^2(x) \quad (6)$$

(вещественность функции $v(x)$ обусловлена тем фактом, что для данной задачи $|R_{L_0}|^2 = 1$) Так, при $\mu=0$ имеем (см., например, [3])

$$v(x) = \text{Ai}[-(L_0 - x_0)^{2/3} (x - x_0) (L_0 - x_0)^{-1}], \quad (7)$$

где $\text{Ai}(x)$ — функция Эйри.

Уравнения (4) с $\epsilon(x)$ вида (5) интегрировались численно до значения параметра $L=L_0=65$ ($x_0=15$). На рис. 2 (кривая 1) изображено распределение интенсивности волны внутри слоя, соответствующее формуле (6), при $\mu=0$. При $\mu \neq 0$ распределение интенсивности волны в среде искажается. При этом появляются дополнительные нули функции $v'(x)$, что может привести к сильному увеличению интенсивности волны. Так, например, кривая 2 на рис. 2 построена при $\mu=0,1$, $\Delta=0,1$. Это соответствует параметрическому возбуждению рассматриваемого резонатора.

Отметим, что, изменения параметр Δ , мы можем varyировать величину эффекта. Так, на рис. 3 изображена зависимость максимальной интенсивности поля внутри среды от Δ (кривая 1 соответствует $10I_{\max}$ при $\mu=0,05$, кривая 2 — I_{\max} при $\mu=0,1$). Из рисунка видно, что небольшим изменениям параметра Δ могут соответствовать очень большие изменения интенсивности поля в среде.

Ясно, что аналогичная ситуация возникает и при изменении параметра L_0 .

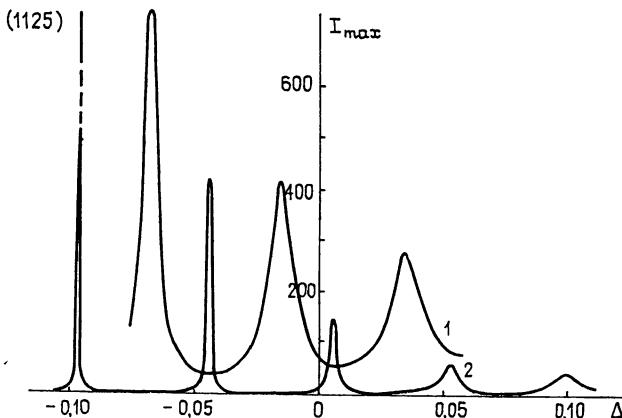


Рис. 2.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кляцкин В. И., Кошель К. В. — ЖЭТФ, 1983, 84, № 6, с. 2092
2. Лапин В. Г., Рыжов Ю. А., Тамойкин В. В. — Препринт НИРФИ № 156, Горький, 1982.
3. Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах. — М.: Наука, 1973.

Тихоокеанский океанологический институт
ДВНЦ АН СССР

Поступила в редакцию
1 апреля 1983 г.