Краткие сообщения по физике № 12-1988 г.

УДК 534. 222. 2

О ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ЗВУКОВОГО ПУЧКА В ОТРАЖАЮЩЕМ СЛОЕ

А.П. Брысев, В.Н. Стрельцов

Рассматривается стационарное распространение падающей извне плоской акустической волны в ОВФ слое с заданными коэффициентами отражения на его границах.

Проблема обращения волнового фронта (ОВФ) звуковых пучков в средах с периодической временной модуляцией акустических параметров привлекает в последнее время большое внимание /1, 2/. Особый интерес с этой точки зрения вызывают твердые тела с эффективным взаимодействием фононных и каких-либо других коллективных возбуждений. При мягкой (по отношению к воздействию того или иного внешнего поля) нефононной моде изменение величины f этого поля может приводить к достаточно большой глубине указанной модуляции.

При наличии в среде неоднородностей в системе параметрически взаимодействующих падающей и рассеянной волн, очевидно, может возникнуть положительная обратная связь, приводящая к снижению порога генерации. Даже в среде с идеальной однородной акустической структурой и абсолютным согласованием акустических импедансов пассивного и активного слоев сохраняется индуцированная неоднородность. Ее появление связано с реальной нелинейностью зависимости $c(f)$ скорости звука от внешнего поля f и, как следствие этого, с возникновением постоянной составляющей скорости звука Δc_0, обуславливающей отражение от границ активного слоя, а с другой стороны, наличием нулевой гармоники в самом разложении параметра поля f, также приводящего к скачку скорости звука Δc_0.

Параметрическое акустическое взаимодействие в условиях подобной сосредоточенной обратной связи из-за отражения на границах рассматривалось в /1/. Интерферометр с одной пассивной входной отражающей поверхностью и ОВФ зеркалом исследован в /3/.

В настоящей работе рассматривается стационарное распространение падающей извне плоской акустической волны в ОВФ слое с заданными коэффициентами отражения на границах. Получены выражения для прошедшей и отраженной волн при их нормальном распространении. Исследована зависимость параметров звуковых пучков от параметров слоя и определены критические значения последних, приводящие к неустойчивости.

Пусть на бесконечный по поперечной координате слой $0 \leqslant z \leqslant l$ падает нормально к нему плоская монохроматическая акустическая волна. Коэффициенты отражения входной и выходной плоскостей слоя считаем соответственно равными R_1 и R_2. Такая модель с учетом реальных конечных поперечных размеров образца, при слабом отражении на боковых поверхностях, отвечает открытому акустическому резонатору. Далее предполагаем, что частота внешнего пучка ω попадает в ширину линии какой-либо дифракционной моды резонатора, определяемой его потерями на пропускание.

Скорость звука в слое однородно модулирована во времени: $c = c_0(1 + 2\mu\cos 2\omega t)$. В стационарном режиме для амплитуд $U^+(z)$, $U^-(z)$ акустических колебаний прямой и обратной волн в слое получаем систему укороченных уравнений

$$dU^{+*}/dz = -i\mu k U^-; \qquad dU^-/dz = -i\mu k U^{+*}, \tag{1}$$

где μ – глубина модуляции скорости звука в слое, $k = \omega/c_0$ – волновое число. Отражение волн на границах слоя учитывается граничными условиями

$$U^{+*}(0) = U_0^* + R_1 U^{-*}(0); \qquad U^-(l) = e^{-2ikl} R_2 U^+(l); \tag{2}$$

где U_0 — амплитуда возбуждающей волны на внутренней поверхности входной плоскости. Решение (1), (2) для выходных значений $U^+(l)$ и $U^-(0)$ имеет вид:

$$U^+(l) = \frac{2}{\Delta}\left\{U_0\,[1 - R_1^* R_2^* e^{2ikl}]\cos\mu kl + iU_0^*[R_1 + e^{2ikl}R_2]\sin\mu kl\right\};$$

$$U^-(0) = \frac{1}{\Delta}\left\{U_0\,[2e^{-2ikl}R_2 - [|R_2|^2 - 1 + (1+|R_2|^2)\cos 2\mu kl]R_1^*] + iU_0^*(1 + |R_2|^2)\sin 2\mu kl\right\}; \tag{3}$$

где

$$\Delta = (1 + |R_1|^2 + |R_2|^2 + |R_1|^2|R_2|^2)\cos 2\mu kl - (|R_1|^2 + |R_2|^2 - |R_1|^2|R_2|^2 - 1) - 2(e^{-2ikl}R_1R_2 + e^{2ikl}R_1^*R_2^*).$$

Из (3) видно, что в обратной волне наряду с обращенной компонентой ($\sim U_0^*$) содержится также отраженная компонента ($\sim U_0$). Их фазы при достаточно больших коэффициентах отражения на границах существенно определяются рассогласованием резонансной частоты слоя и частоты ω возбуждающего пучка. Амплитуды $U^-(0)$; $U^+(l)$ также зависят от этого рассогласования, достигая максимума при точном резонансе $R_1^*R_2^* = [\exp(-4ikl)]R_1R_2$. Далее будем считать R_1, R_2 вещественными и рассмотрим обратную волну $U^-(0)$ в трех наиболее интересных предельных случаях.

1. Слабое отражение на входной границе $R_1 = 0$. При этом из (3) имеем

$$U^-(0) = 2R_2\,U_0\,\Delta^{-1}e^{-2ikl} + i\Delta^{-1}U_0^*(1 + R_2^2)\sin 2\mu kl,$$

где $\Delta = (1 + R_2^2)\cos 2\mu kl + 1 - R_2^2$. Фаза необращенной компоненты определяется суммарным набегом фазы на двойной длине слоя, амплитуды обеих компонент не зависят от частотной расстройки. Условие самовозбуждения в слое, отвечающее обращению в нуль знаменателя Δ, имеет вид: $\cos 2\mu kl = -(1 - R_2^2)/(1 + R_2^2)$ Для идеально отражающей плоскости порог генерации (по длине образца l) снижается вдвое по сравнению со слоем без отражений. Стационарные амплитуды обращенной и отраженной компонент вдали от порога при не слишком больших R_2 равны:

$$U^-(0) \approx R_2U_0e^{-2ikl}/\cos^2\mu kl + iU_0^*[1 + R_2^2(1 + \mathrm{tg}^2\mu kl)]\,\mathrm{tg}\mu kl.$$

2. Слабое отражение на выходной границе $R_2 = 0$. Из (3) следует

$$U^-(0) = R_1U_0\Delta^{-1}(1 - \cos 2\mu kl) + i\Delta^{-1}U_0^*\sin 2\mu kl,$$

что отвечает результатам /3/. Видно, что фазы компонент не зависят от длины слоя. Условие возбуждения (с заменой R_2 на R_1) остается очевидно прежним. Зависимость стационарной амплитуды от длины слоя l при небольших отражениях имеет вид:

$$U^-(0) \approx R_1U_0\,\mathrm{tg}^2\mu kl + iU_0^*(1 + R_1^2\,\mathrm{tg}^2\mu kl)\,\mathrm{tg}\mu kl.$$

3. Одинаковое отражение на обеих границах $R_1 = R_2 = R$. При этом

$$U^-(0) = U_0R\Delta^{-1}[2e^{-2ikl} - (R^2 - 1) - (R^2 + 1)\cos 2\mu kl] + iU_0^*\Delta^{-1}(1 + R^2)\sin 2\mu kl,$$

где $\Delta = (1 + R^2)^2\cos 2\mu kl + (1 - R^2)^2 - 4R^2\cos 2kl$. Амплитуда и фаза компонент при рассогласовании частот испытывают модуляцию при изменении длины образца l. Условие самовозбуждения зависит от набега фазы в слое и имеет вид

$$\cos 2\mu kl = [4R^2\cos 2kl - (1 - R^2)^2]/(1 + R^2)^2.$$

Минимальное значение критической длины достигается при точном резонансе. Это равенство становится неприменимым при $|R - 1| \ll 1$ вблизи резонанса. Определение порога в этих условиях требует учета реальных потерь. Стационарное значение обращенной компоненты в $U^-(0)$ при небольших R с точностью до членов $\sim R^2$ оказывается равным

$$U^-(0) \sim iU_0^*[1 + 2R^2(\mathrm{tg}^2\mu kl + \cos 2kl\cos^{-2}\mu kl)]\,\mathrm{tg}\mu kl.$$

При наклонном падении пучка на образец с конечными поперечными размерами может возникнуть генерация за счет отражения от боковых поверхностей. Оценим критические параметры самовозбуждения. Пусть волновой вектор падающей волны лежит в плоскости xz, поперечный размер слоя по координате x примем равным d. Если отражение от боковых поверхностей достаточно велико (усиление на одном проходе существенно превосходит потери, связанные с пропусканием), а отражение на входной и выходной плоскостях мало, то, очевидно, такая ситуация эквивалентна нормальному распространению звукового пучка в активном неотражающем слое с эффективной длиной $L_{ef} \approx l/\sin\theta$; $(d \ll l)$, где θ – угол падения пучка на слой. Таким образом, условие самовозбуждения имеет вид: $\mu k l/\sin\theta = \pi/2$. В общем случае коэффициент μk зависит от угла θ, что может приводить к селективной генерации волноводных мод. В режиме усиления амплитуда обращенной волны $U^-(0) = -iU_0^* \mathrm{tg}(\mu k l/\sin\theta)$.

Авторы благодарны Ф.В. Бункину за внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Thompson R.B., Quate C.F. J. Appl. Phys., 42, 907 (1971).
2. Бункин Ф.В., Власов Д.В., Кравцов Ю.А. Квантовая электроника, 8, 1144 (1981).
3. Власов Д.В., Саичев А.И., Таланов В.И. Препринт ФИАН № 92, М., 1983.

Институт общей физики АН СССР

Поступила в редакцию 29 июня 1988 г.