

ОБ УПРУГОЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ ПРИ ВЫНУЖДЕННОМ РАССЕЯНИИ МАНДЕЛЬШТАМА-БРИЛЛЮЗНА

А.Л.Полякова

Вынужденное рассеяние Мандельштама-Бриллюэна (ВРМБ), возникающее при фокусировке мощной световой волны от лазера, сопровождается усилением той звуковой волны, на которой это рассеяние происходит. Возрастание амплитуды звука может привести к тому, что упругая нелинейность будет играть важную роль в поведении звуковой волны. Оценки, приведенные в [1] показали, что при определенных условиях нелинейные эффекты могут быть значительными. Получим критерий для упругих нелинейных эффектов в том случае, когда имеется усиление звуковой волны под действием лазерного луча.

Пусть смещение в плоской продольной звуковой волне, на которой происходит рассеяние света, равно

$$u = u_1 + u_2, \quad (1)$$

где u_1 — удовлетворяющее условиям синхронизма, решение системы уравнений Максвелла и линеаризованных (по u) уравнений теории упругости в стационарных условиях [2], а u_2 — добавка квадратичная по

амплитуде звука, которая является решением упругого уравнения второго приближения [3]

$$\frac{\partial^2 u_2}{\partial t^2} - c_s^2 \frac{\partial^2 u_2}{\partial x^2} - \frac{\eta}{\rho_0} \frac{\partial^3 u_2}{\partial t \partial x^2} = \frac{\beta}{2\rho_0} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial u_1}{\partial x} \right)^2, \quad (2)$$

где c_s — скорость звука, ρ_0 — плотность вещества, η — вязкость, β — нелинейный параметр вещества [3].

Если звуковая волна усиливается при ВРМБ, то можно приближенно считать что

$$u_1 = u_0 e^{ax} \cos(\omega t - qx), \quad (3)$$

где ω и q — частота и волновое число звуковой волны.

Тогда решение уравнения (2) имеет вид

$$u_2 = \frac{u_0^2 q^2 \beta}{16 c_s^2 \rho_0 (a + 2\gamma)} (e^{2ax} - e^{-4\gamma x}) \cos 2(\omega t - qx), \quad (4)$$

где $\gamma = \eta \omega^2 / 2 \rho_0 c_s^3$ — коэффициент поглощения звуковой волны с частотой ω . Второй член в (4) по мере распространения звука быстро затухает и может быть отброшен по сравнению с первым. Нарастание второй гармоники приведет к тому, что на достаточно больших расстояниях будет нарушено условие $u_1 \gg u_2$, которое было использовано в методе последовательных приближений при выводе (2).

Если амплитуды первой и второй гармоник удовлетворяют равенству $u_2 = (1/2)u_1$, то форма звуковой волны имеет пилообразный характер, т.е. звуковая волна превращается в периодическую ударную волну. Это происходит на расстоянии

$$x_0 = \frac{1}{a} \ln \frac{8 c_s^4 (a + 4\gamma)}{n_0 \beta \omega^2}. \quad (5)$$

Иными словами на расстояниях $x \gtrsim x_0$ упругая нелинейность играет существенную роль в поведении звуковой волны. Параметр x_0 может быть использован как мера нелинейных эффектов. Если $x_0 < r c_s$, где r — длительность импульса света, то за время взаимодействия звуковой волны со светом нелинейные эффекты успеют накопиться и при описании ВРМБ нужно учитывать упругую нелинейность.

Величина x_0 определяется в основном коэффициентом усиления a , т.е. в конечном счете интенсивностью световой волны. Остальные величины стоят под знаком логарифма и поэтому слабо влияют на величину x_0 .

Величину a можно оценить при некоторых упрощающих предположениях. Так например, если $a \gg \gamma$ и если считать, что напряженность

электрического поля световой волны от лазера E остается неизменной, то для α можно получить выражение

$$\alpha = \sqrt{\frac{q^2 a (\epsilon_0 + a)}{16\pi \epsilon_0 c_s^2 \rho_0}} |E|^2, \quad (6)$$

где ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость, a — фотоупругая константа материала.

Оценим x_0 для следующих значений параметров, характерных для ВРМБ в кварце: частота звуковой волны $f = 2,7 \cdot 10^{10} \text{сек}^{-1}$, напряженность электрического поля в фокусе $E = 10^5 \text{ CGSE}$. Оценка дает $\alpha = 3 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$. Поскольку в кварце при комнатных температурах $\gamma \approx 300 \text{ см}^{-1}$, то неравенство $\gamma \ll \alpha$ выполняется. Рассматривая усиление звука от уровня тепловых шумов (оценка дает для ν_0 величину $\nu_0 \approx 10^{-18} \text{ см}$), получим $x_0 = 8 \cdot 10^{-3} \text{ см}$. Если длительность импульса света $\tau = 30 \text{ нсек}$, то путь пробегаемый звуком за это время, более чем в 2 раза превышает величину x_0 . Следовательно, нелинейные эффекты будут играть существенную роль в распространении такой волны. Рассеяние света на второй гармонике звука наблюдалось в работе [4].

Акустический институт

Поступило в редакцию
23 ноября 1967 г.

Литература

- [1] А.Л.Полякова. Письма ЖЭТФ, 4, 132, 1966.
- [2] N.Kroll, J. Appl. Phys., 36, 34, 1965.
- [3] З.А.Гольдберг. Акуст. журнал., 6, 307, 1960; А.Л.Полякова. ФТТ, 6, 65, 1964.
- [4] R.G.Brewer. Appl. Phys. Lett., 6, 165, 1965.