Письма в ЖЭТФ, том 20, вып. 7, стр. 445 – 448   5 октября 1974 г.

О ВОЗМОЖНОСТИ ГЕНЕРАЦИИ МОЩНОГО ГИПЕРЗВУКА С ПОМОЩЬЮ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

О.В.Руденко

Получено нелинейное уравнение для описания процессов генерации мощного гиперзвука при смешении световых волн и ВРМБ при низких температурах, когда необходимо учитывать акустическую нелинейность. Исследован режим насыщения; определены предельные интенсивности гиперзвука. Введены безразмерное число A и нелинейная длина $z_{\text{нел}}$, определяющие динамику процесса.

1. В работе предложен корректный способ расчета интенсивного гиперзвукового поля.

До сих пор при описании лазерной генерации гиперзвука пользовались линейным уравнением для приращения плотности p [1 – 3]; это связано с большой величиной коэффициента поглощения a. При температурах < 20K a падает до очень малой величины $\sim 10^{-3}$ $см^{-1}$ и нужно учитывать нелинейные по p члены, на что неоднократно указывалось [2–4].

2. Из полной системы уравнений гидродинамики (теории упругости) методом медленно меняющегося профиля [5] удается получить уравнение, ранее в теории волн не встречавшееся:

$$\frac{\partial p}{\partial z} - \frac{\epsilon}{c_o^3 \rho_o} p \frac{\partial p}{\partial \tau} - \frac{b}{2c_o^3 \rho_o} \frac{\partial^2 p}{\partial \tau^2} = \frac{Y}{16\pi} E_1 E_2 \frac{\Omega}{c_o} \sin \Omega \tau. \quad (1)$$

Здесь z – продольная координата, $\tau = t - z/c_o$, c_o – скорость звука, ρ_o – плотность среды, b – эффективная вязкость, Y – параметр оптико-акустической связи, ϵ – параметр акустической нелинейности. Для простоты мы ограничились случаем, когда взаимодействуют два встречных лазерных луча с близкими частотами ω_1, ω_2 и амплитудами E_1, E_2, причем оптическая дисперсия среды допускает синхронное возбуждение звука разностной частоты $\Omega = \omega_1 - \omega_2 = 2n\omega_{1,2}c_o/c$.

Для анализа (1) удобно перейти к безразмерным переменным

$$\theta = \Omega \tau, \qquad x = az = \frac{b\,\Omega^2}{2c_o^3 \rho_o} z, \qquad \Pi = \frac{2\epsilon p}{b\Omega}. \quad (2)$$

Смысл координаты x – расстояние в длинах затухания, П – текущее число Рейнольдса. Уравнение (1) примет вид

$$\frac{\partial \Pi}{\partial x} - \Pi \frac{\partial \Pi}{\partial \theta} - \frac{\partial^2 \Pi}{\partial \theta^2} = A \sin \theta. \quad (3)$$

Число

$$A = \frac{\epsilon Y}{16\pi} \frac{E_1 E_2}{c_o^2 \rho_o} \left(\frac{\Omega}{c_o a}\right)^2 = \frac{2\epsilon Y \sqrt{I_1 I_2}\, n}{c_o^2 \rho_o c a^2} \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \quad (4)$$

(где $I_{1,2}$ – интенсивности, λ – длина световых волн) служит удобным критерием проявления нелинейных звуковых эффектов. При $A \ll 1$ возбуждается малоамплитудный гиперзвук ($\Pi \ll 1$), при $A \gg 1$ нелинейность может стать существенной.

3. При малых A ищем решение (3) методом последовательных приближений, что дает выражения для амплитуд 1,2 и более высоких гармоник:

$$\Pi^{(1)} = A(1 - e^{-x}) \sin \theta, \qquad \Pi^{(2)} = \frac{A^2}{8}(1 - e^{-x})^3 \left(1 + \frac{1}{3} e^{-x}\right) \sin 2\theta. \quad (5)$$

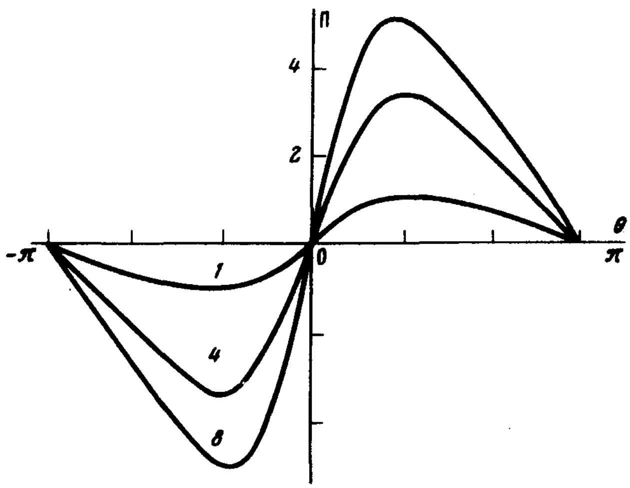
Отметим, что для малых x амплитуда второй гармоники растет по кубическому закону $\sim A^2 x^3/6$. Для $x \to \infty$ амплитуды стремятся к постоянным значениям, что указывает на наличие стационарного режима в системе. Решения (5) позволяют оценить границы линейного приближения. При $(A/8) << 1$ оно удовлетворительно описывает процесс для любых x. При нарушении этого условия нелинейных эффектов можно не учитывать вплоть до $x_{\text{нел}} = (6/A)^{1/2}$ или

$$z_{\text{нел}} = \frac{\lambda}{2\pi}\,(3c_o^2\,\rho_o\,c/n\,\epsilon\,Y\sqrt{I_1 I_2}\,)^{1/2}\,. \qquad (6)$$

"Нелинейная длина" $z_{\text{нел}}$ служит характерным масштабом выхода на насыщение.

4. В области сильного проявления нелинейных эффектов следует искать точное решение (3). Его можно найти, однако решение и анализ громоздки и здесь не приводятся. Выпишем лишь выражение для стационарной волны:

$$\Pi = 2\frac{\partial}{\partial\theta}\ln \mathrm{ce}_o\left(\frac{\theta}{2}, \frac{A}{8}\right), \qquad -\pi \leq \theta \leq \pi\,. \qquad (7)$$



Стационарный профиль волны при различных значениях числа A

Профили одного периода $\Pi(\theta)$ приведены на рисунке для значений $A = 1, 4, 8$. Легко видеть, что установившаяся форма волны не пилообразна; перенсение результатов свободного распространения звука на случай возбуждения светом не вполне корректно, поскольку здесь обмен энергией между гармониками происходит иначе. Предельная интенсивность гиперзвука определяется собственным значением $\gamma(A)$, отвечающим функции Матье $\mathrm{ce}_o(\theta/2, A/8)$ и равна

$$I_{\text{зв}} = \frac{4|\gamma|\,c_o^5\,\rho_o\,a^2}{\epsilon^2\,\Omega^2}\,. \qquad (8)$$

В случае малых A $4|\gamma| \approx A^2/2$, и (8), (4) приводят к очевидному соотношению $I_{\text{зв}} = (Y^2\omega^2/2c^4 c_o\rho_o a^2)\,I_1 I_2$. При больших A из (8) следует более сложная зависимость $I_{зв}$ от интенсивностей световых волн ($A \to \infty$, $I_{зв} \sim \sqrt{I_1 I_2}$).

5. Обсудим условия экспериментального наблюдения нелинейного режима (7). Очевидно, нужно потребовать $z_{нел} << a^{-1}$, $A >> 1$ и, кроме того, $z_{нел} \lesssim c_0 \tau_\lambda$, где τ_λ – длительность возбуждающих лазерных импульсов. Длина $z_{нел}$ (6) слабо зависит от температуры и определяется в основном интенсивностью лазерного излучения. При фокусировке гигантского импульса можно получить $I \sim 10^6$ *Мвт/см*^{2} и уменьшить $z_{нел}$ до величины $\sim 10^{-4}$ *см*. Таким образом требование $z_{нел} << a^{-1}$ может быть выполнено даже при высоких температурах. С другой стороны, длительность импульса лазера с модулированной добротностью достаточна и для выполнения условия стационарности $z_{нел} \lesssim c_0 \tau_\lambda$. Таким образом, уже при существующем уровне физического эксперимента можно наблюдать интенсивный гиперзвук, насыщающийся на звуковой нелинейности.

6. В уравнении (1) можно считать E_1, E_2 не заданными полями падающего излучения и стоксовой волны. Тогда, дополнив (1) уравнениями $\partial E_{1,2}/\partial z = \sigma_{1,2} \tilde{p} E_{2,1}$, где $\tilde{p}$ – амплитуда первой гармоники p, получим систему для описания ВРМБ в случае рассеяния назад.

Автор признателен С.А.Ахманову, Р.В.Хохлову и А.С.Чиркину за полезные обсуждения работы.

Московский
государственный университет
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию
16 июля 1974г.

Литература

[1] И.Л.Фабелинский, Изв. АН СССР, сер., физ. 35, 5, 874, 1974.

[2] В.С.Старунов, И.Л.Фабелинский. УФН, 98, 3, 441, 1969.

[3] Н.Н.Лавринович. ЖЭТФ, 60, 1, 69, 1971.

[4] А.Л.Полякова. Письма в ЖЭТФ, 7, 76, 1968.

[5] О.В.Руденко, С.И.Солуян, Р.В.Хохлов. Акуст. ж. 20, 3, 449, 1974.