На фигуре приведены результаты расчета в виде графиков зависимости модулей $\overline{K}_l$ (*а*) и $\overline{K}_s$ (*б*) от угла θ для пленок с различной степенью совершенства текстуры. Из графиков видно, что для пленок с $\Delta=0{,}1$ при $\theta=0°$ значения $\overline{K}_l$ должны составлять ~95% от значений K_l монокристаллов, а при $\Delta=0{,}2$ – значения $\overline{K}_l=0{,}84K_l$.

Характерные для пленок окиси цинка с $\theta=0°$ значения $2\delta_э<17°$, определенные из экспериментальных кривых $I(\delta)$ по уровню $I_0\cdot10^{-2}$, соответствуют значениям $\Delta<0{,}05$, так как $\operatorname{tg}\delta_э\simeq3\Delta$. В пленках с наклонной осью текстуры, когда $\theta\neq0°$, при увеличении θ до $\theta\simeq50°$ угол рассеяния текстуры возрастал до значения $2\delta_э\simeq40°$ – соответственно, характерными значениями Δ были $0{,}1<\Delta<0{,}2$. Как уже отмечалось выше, значения $\overline{K}_l\simeq0{,}9K_l$ при $0{,}05<\Delta<0{,}1$ были получены как исключение для единичных преобразователей, а при $0{,}1<\Delta<0{,}2$ значения $\overline{K}_l$ и $\overline{K}_s$ снижались до 60% от расчетных значений коэффициентов монокристалла.

Таким образом, расчетные значения коэффициентов электромеханической связи текстурированных пленок существенно бо́льшие, чем измеренные значения коэффициентов связи. Однако необходимо отметить, что использованная в работе модель распределения кристаллитов по направлениям осей [001] не учитывала факта полярности оси [001], т. е. подразумевалось, что в пленке отсутствуют кристаллиты с диаметрально противоположными направлениями полярной оси [001]. Так как наличие кристаллитов с такими направлениями осей существенно влияет на величину $\overline{K}$, необходимость проверки направления полярной оси совершенно очевидна.

В заключение автор выражает признательность Невелеву А. Я. за помощь в экспериментальной части работы и Булгакову А. А. за помощь в расчетной части работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Larson J. D., Winslow D. K., Zitelli L. T.* RF diode sputtered ZnO transducer // IEEE Trans. 1972. V. SU-19. № 1. P. 18–22.
2. *Глобин Г. М., Кенигсберг Н. Л., Тараканов В. В., Чернец А. Н.* Тонкопленочные преобразователи из окиси цинка для возбуждения продольных и поперечных гиперзвуковых волн // Акуст. журн. 1974. Т. 20. № 2. С. 317–319.
3. *Ohyi K., Tohda T., Wasa K., Hayakawa S.* Highly oriented ZnO films by RF sputtering of hemispherical electrode system // J. Appl. Phys. 1976. V. 47. № 4. P. 1726–1728.
4. *Гранкин И. М., Кальная Г. И., Прицепа Н. М.* Высокоориентированные пленки оксида цинка // Изв. АН СССР. Неорг. мат. 1982. Т. 18. № 5. С. 820–824.
5. *Иванова Т. И., Кенигсберг Н. Л., Королюк А. П., Невелев А. Я.* Структура пленок окиси цинка // МРС ВИМИ. Техника, технология, экономика. Сер. ЭР. 1983. № 21.
6. *Gibson R. W.* Cadmium sulphide ultrasonic transducers // Electronics letters. 1966. V. 2. № 6. P. 213–214.
7. *Foster N. F., Coquin G. A., Rozgonyi J. A., Vannatta F. A.* CdS and ZnO thin-film transducers // IEEE Trans. 1968. V. SU-15. № 1. P. 28–41.

Институт радиофизики и электроники
Академии наук УССР

Поступило в редакцию
29.XII.1987

УДК 534

АКУСТИЧЕСКИЕ АВТОВОЛНЫ В СВЕТОПОГЛОЩАЮЩЕЙ СРЕДЕ

Коломенский Ал. А.

В среде, поглощающей проникающее излучение (для определенности положим оптическое излучение), возможны усиление и генерация звука за счет механизма, не связанного с внешней модуляцией объемных тепловых источников, необходимой при термооптической генерации звука [1] или интерференцией световых волн, имеющей место при эффектах ВРМБ [2, 3] или оптическом смешении [4]. Рассматриваемый автоволновой механизм обусловлен обратной связью, возникающей за счет модуляции коэффициента поглощения света (и тем самым тепловыделения в среде) самой звуковой волной [5]. Результирующее нарастание малых звуковых возмущений происходит при превышении порогового значения по интенсивности света, пропорционального затуханию звука. В данной работе показано, что при входе в активную область плоской периодической звуковой волны благодаря акустической нелинейности происходит высокочастотное обогащение ее спектра, амплитуда волны выходит на насыщение, при этом волна переходит в стационарную. Для акустического импульса после образования разрыва амплитуда и длительность в рамках принятого приближения слабых ударных волн неограниченно возрастают, что указывает на возможные разрушения конденсированной среды.

Методом медленно меняющегося профиля для возмущений плотности среды из системы уравнений гидродинамики выведено нелинейное уравнение, которое отличается от рассматривавшихся ранее [6, 7] учетом эффекта усиления. В нормированных безразмерных переменных оно имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\frac{\partial u}{\partial\xi}-u\frac{\partial u}{\partial\theta}-\frac{\partial^2 u}{\partial\theta^2}\right)=\frac{\partial^2 u}{\partial\eta^2}+\frac{\partial^2 u}{\partial\zeta^2}+\frac{\partial(\psi u)}{\partial\theta}, \qquad (1)$$

где $u=\rho'/\rho_0'$ – возмущения плотности, нормированные на начальную амплитуду, $\theta=\tau/\tau_ф$, $\tau=t-x/c$ – время в сопровождающей системе координат, перемещающейся по оси x с невозмущенной скоростью звука c, нормированное на характерную длительность $\tau_ф$ фронта слабой ударной волны, $\tau_ф=\Gamma\rho/\varepsilon\rho_0'$, Γ – диссипативный коэффициент, ε – нелинейный акустический параметр; $\xi=x/L_н$, $L_н=(c\tau_ф\rho/\varepsilon\rho_0')$ – характерная длина образования ударной волны для масштаба $c\tau_ф$; η, ζ – поперечные координаты, нормированные на величину характерного дифракционного расплывания $(c\tau_ф L_н/2)^{1/2}$. В уравнение (1) входит единственная безразмерная переменная ψ, пропорциональная инкременту усиления звука $\psi/L_н=\beta I$, где $\beta=(\alpha/2cc_p)(\partial\mu/\partial\rho)$, α и c_p – коэффициент теплового расширения и теплоемкость единицы массы среды, μ – коэффициент поглощения оптического излучения, $I(\theta, \xi, \eta, \zeta)$ – его интенсивность. Для однозначного задания решения достаточно указать входное пространственно-временное распределение акустической волны.

Для плоских волн имеет место уравнение

$$\frac{\partial u}{\partial\xi}-u\frac{\partial u}{\partial\theta}-\frac{\partial^2 u}{\partial\theta^2}=\psi u, \tag{2}$$

которое при $\psi=0$ переходит в известное уравнение Бюргерса.

Рассмотрим эволюцию плоской синусоидальной волны $u(\xi=0, \tau)=\sin\omega'\tau$. При малой амплитуде, такой что $\omega=\omega'\tau_ф=(2\varepsilon\,\mathrm{Re})^{-1}\gg 1$, Re – акустическое число Рейнольдса, на начальной стадии распространения волны нелинейным членом в уравнении (2) можно пренебречь и амплитуда синусоидальной волны первоначально изменяется по экспоненциальному закону $u(\xi, \theta)=\exp[(\psi-\omega^2)\xi]\sin\omega\theta$. Если $\psi<\omega^2$ – амплитуда спадает, при $\psi=\omega^2$ имеет место стационарное синусоидальное решение (в этих двух случаях нелинейность вообще не играет существенной роли). При выполнении порогового условия $\psi>\omega^2$ (что соответствует превышению интенсивностью света значения $I_n=\gamma/\beta$, где $\gamma=\Gamma\omega'^2/c$ – коэффициент поглощения звука на данной частоте) происходит нарастание амплитуды и на заключительной стадии процесса существенную роль играет нелинейный член. При значительном превышении порога, $\psi\gg\omega^2$, нарастание амплитуды происходит столь быстро, что еще прежде, чем успеют развиться заметные нелинейные искажения волны, достигается амплитуда $u=u_0\gg\omega=(2\varepsilon\,\mathrm{Re})^{-1}$, превышение которой позволяет пренебречь диссипативным членом в (2). Действительно, нарастание амплитуды до значения, соответствующего $u_0\varepsilon\,\mathrm{Re}=1$, происходит на длине $\xi_0=\psi^{-1}\ln\omega$, а развитие нелинейных процессов на длине $\xi_н=\omega^{-1}\gg\xi_0$ в силу принятых условий $\psi\gg\omega^2$, $\omega\gg 1$.

Решение получающегося квазилинейного дифференциального уравнения ((2) без диссипативного члена с начальным условием $u=u_0\sin\omega\theta$) описывает нелинейную стадию нарастания амплитуды и показывает, что формирование пилообразного профиля происходит на расстоянии $\xi_n=\psi^{-1}\ln(1+\pi\psi/2\omega u_0)$, а изменения амплитуды при $\xi>\xi_n$ с учетом применимого и в данной задаче известного правила равенства отсекаемых площадей при определении положения разрыва описываются формулой

$$u=\frac{u_0\exp(\psi\xi)}{\dfrac{1}{2}+\dfrac{\omega u_0}{\pi\psi}[\exp(\psi\xi)-1]}. \tag{3}$$

При $\xi\gg\xi_n$ амплитуда выходит на насыщение, что соответствует установлению стационарной пилообразной волны. Предельное значение амплитуды $u=\pi\psi/\omega$ не зависит от начальной амплитуды волны ρ_0' и пропорционально интенсивности света и длине волны звука.

При учете диссипативного члена уравнение (2) также имеет стационарное решение пилообразной формы, но с конечной шириной фронта скачков, что просто устанавливается методом изоклин. Отметим, что функция $u(\theta)=A-\psi\theta$ (где A – произвольная постоянная), описывающая линейный спад, является точным решением для стационарного случая.

Нелинейная эволюция акустических импульсов идет по другому, чем для периодических волн. Рассмотрим нелинейную стадию нарастания одномерного акустического импульса, задаваемого граничным условием $u(\xi=\xi_0, \theta)=\{0$ при $\theta<0$ или $\theta<T_0/\tau_ф$; $u_0(1-\tau_ф\theta/T_0)$ при $0\leqslant\theta\leqslant T_0/\tau_ф\}$; пренебрегая диссипативным членом в уравнении (2). Амплитуда и длительность импульса описываются формулами

$$u=u_0\exp(\psi\xi)\cdot B^{-1},\quad T=T_0B, \tag{4}$$

где $B=\{1+(\tau_ф u_0/\psi T_0)[\exp(\psi\xi)-1]\}^{1/2}$.
Видно, что амплитуда и длительность импульса неограниченно возрастают с увеличением пройденного расстояния. При этом площадь импульса нарастает пропорционально $\exp(\psi\xi)$, что непосредственно следует и из уравнения (2). Передний фронт импульса движется с ускорением.

До сих пор не учитывалось нарастание тепловых акустических флуктуаций с частотами, лежащими в интервале $0<\omega'<\omega_0=(\beta Ic/\Gamma)^{1/2}$, соответствующем усилению. Характерная амплитуда возмущений плотности, связанных с тепловыми акустическими флуктуациями в указанной полосе частот в отсутствие оптической накачки $\rho_T'\sim(\rho k_Б T\omega_0^3/6\pi c^5)^{1/2}$ [8], где $k_Б$ – постоянная Больцмана, T – температура. Инкремент нарастания этих возмущений при воздействии оптического излучения положим равным максимальному значению βI, которое реализуется при $\omega'\ll\psi_0$. Наличие тепловых шумов не будет существенно сказываться на регистрации рассмотренной ста-

ционарной автоволны, если к моменту ее сформирования амплитуда усиленных шумов существенно меньше. Отсюда следует условие малости шумов, которое при значительном превышении порога, $I \gg I_n(\omega')$, сводится просто к неравенству $\rho_0' \gg \rho_T'$.

Приведем численные оценки рассмотренных эффектов для ацетона при температуре 20° и частоте исходной синусоидальной волны $2 \cdot 10^8$ Гц, предполагая, что $\partial\mu/\partial\rho = \mu/\rho$ и $\mu = 10^2$ см$^{-1}$. Для пороговой интенсивности света, при превышении которой происходит нарастание звуковых возмущений в среде, используя значения параметров из [9], находим $I_n = 3{,}3 \cdot 10^7$ Вт/см^2 и для оценок возьмем $I = 10 I_n$, что вполне доступно для лазерного излучения. Для предотвращения вскипания может потребоваться специальный теплоотвод, либо использование импульсно-периодического режима работы лазера; в последнем случае пороговая интенсивность растет пропорционально скважности. С учетом значительного коэффициента поглощения света μ предпочтительной является геометрия, при которой усиливаемый звук распространяется перпендикулярно оси лазерного пучка. Для акустического числа Маха нелинейной стационарной звуковой волны находим $\rho'/\rho = 5 \cdot 10^3$, что соответствует слабой ударной волне и подтверждает корректность оценки. Видно также, что увеличение интенсивности и длины волны звука должно привести к сильным ударным волнам. При входе в освещенную область волны с числом Маха $\rho_0'/\rho = 10^{-5}$ (при этом $\rho_0'/\rho_T' \sim 10$) для характерной длины, на которую происходит выход на стационарный режим, находим $x_{ст} = (\beta I)^{-1} \ln(\pi\psi/2\omega) = 0{,}05$ см. Таким образом, рассмотренные процессы усиления и нелинейной эволюции акустических волн вполне могут проявляться в экспериментально реализуемых ситуациях. Оценки показывают, что рассмотренная неустойчивость может также развиваться в атмосфере при прямом воздействии солнечной радиации; например, при частоте инфразвука ~10 Гц это будет происходить, если в атмосфере образуется слой с коэффициентом поглощения $\mu \gtrsim 5 \cdot 10^{-5}$ см$^{-1}$.

Автор благодарен Ф. В. Бункину за ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Божков А. И., Бункин Ф. В.* Генерация звука в жидкости при поглощении в ней лазерного излучения с модулированной интенсивностью // Квантовая электрон. 1975. Т. 2. № 8. С. 1763–1776.
2. *Старунов В. С., Фабелинский И. Л.* Вынужденное рассеяние Мандельштама – Бриллюэна и вынужденное энтропийное (температурное) рассеяние света // Успехи физ. наук. 1969. Т. 98. № 3. С. 441–491.
3. *Карабутов А. А., Лапшин Е. А., Руденко О. В.* О взаимодействиях светового излучения со звуком в условиях проявления акустической нелинейности // ЖЭТФ. 1976. Т. 71. № 1. С. 111–121.
4. *Руденко О. В.* О возможности генерации мощного гиперзвука с помощью лазерного излучения // Письма в ЖЭТФ. 1974. Т. 20. № 7. С. 445–448.
5. *Коломенский Ал. А.* Усиление звука оптическим излучением в светопоглощающей среде // Акуст. журн. 1989. Т. 35. № 1. С. 76–79.
6. *Заболотская Е. А., Хохлов Р. В.* Квазиплоские волны в нелинейной акустике ограниченных пучков // Акуст. журн. 1969. Т. 15. № 1. С. 40–47.
7. *Кузнецов В. П.* Уравнения нелинейной акустики // Акуст. журн. 1970. Т. 16. № 4. С. 548–553.
8. *Румер Ю. Б., Рывкин М. Ш.* Термодинамика, статистическая физика и кинетика. М.: Наука, 1972. 400 с.
9. Таблицы физических величин. Справочник/Под ред. Кикоина И. К. М.: Атомиздат, 1976. 1008 с.

Институт общей физики
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
9.III.1988

УДК 534.22

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ КАВИТИРУЮЩЕЙ ЖИДКОСТИ

Коровин А. Н., Семенова Н. Г.

В настоящее время для оценки развитости акустической кавитации используют анализ создаваемого кавитирующей средой характерного кавитационного шума, содержащего непрерывную и дискретные составляющие. Характеристическими величинами считают мощность этого шума или амплитуды его дискретных составляющих [1].

Авторами статьи был разработан метод и создана экспериментальная установка, позволяющие измерять разрыхленность кавитирующей жидкости путем измерения ее электропроводности.