

УДК 532.5;534.232

**ВОЗБУЖДЕНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ПЛОСКИХ ВОЛН
НЕРАВНОМЕРНО ДВИЖУЩЕЙСЯ С ТРАНСЗВУКОВОЙ
СКОРОСТЬЮ ТЕРМООПТИЧЕСКОЙ АНТЕННОЙ**

Гусев В. Э., Карабутов А. А.

Для описания формирования акустических импульсов при равнопеременном движении светового луча с околозвуковыми скоростями использован графоаналитический метод. Приводится оценка сверху для максимальной амплитуды звукового возмущения при значительных ускорениях тепловых источников.

Характеристики движущихся термооптических антенн активно исследуются как теоретически, так и экспериментально [1—3]. При околозвуковых режимах сканирования [4, 5] возможно проявление нелинейных эффектов. В указанных работах скорость движения области тепловыделения считалась постоянной; в то же время в экспериментах движение светового луча, как правило, неравномерное. Цель настоящей работы — учет влияния этого эффекта на термооптическое возбуждение нелинейного звука.

В рамках одномерной модели термооптической антенны рассмотрим возбуждение нелинейных акустических волн при неравномерном движении слоя тепловыделения с трансзвуковой скоростью $V(t) \simeq c_0$. Источником энергии звука служит поглощаемое средой световое излучение. В неинерциальной системе координат, связанной с тепловым слоем, эволюция профиля колебательной скорости v' акустического возмущения может быть описана уравнением

$$(1) \quad \frac{\partial v'}{\partial t} + (V(t) - c_0) \frac{\partial v'}{\partial x} + \epsilon v' \frac{\partial v'}{\partial x} = - \frac{\alpha c_0^2}{2} \frac{\beta I_0}{\rho_0 c_0 c_p} f\left(\frac{x}{a}\right).$$

Ось x указывает направление движения среды (в этой системе координат). В уравнении (1) использованы следующие обозначения: ϵ — нелинейный параметр, β — коэффициент теплового расширения, c_p — удельная теплоемкость, c_0 — скорость звука, ρ_0 — равновесная плотность среды, α — коэффициент поглощения света; функция $f(x/a)$ описывает распределение интенсивности света I_0 по сечению луча (она нормирована на единицу $0 \leq f(x/a) \leq 1$).

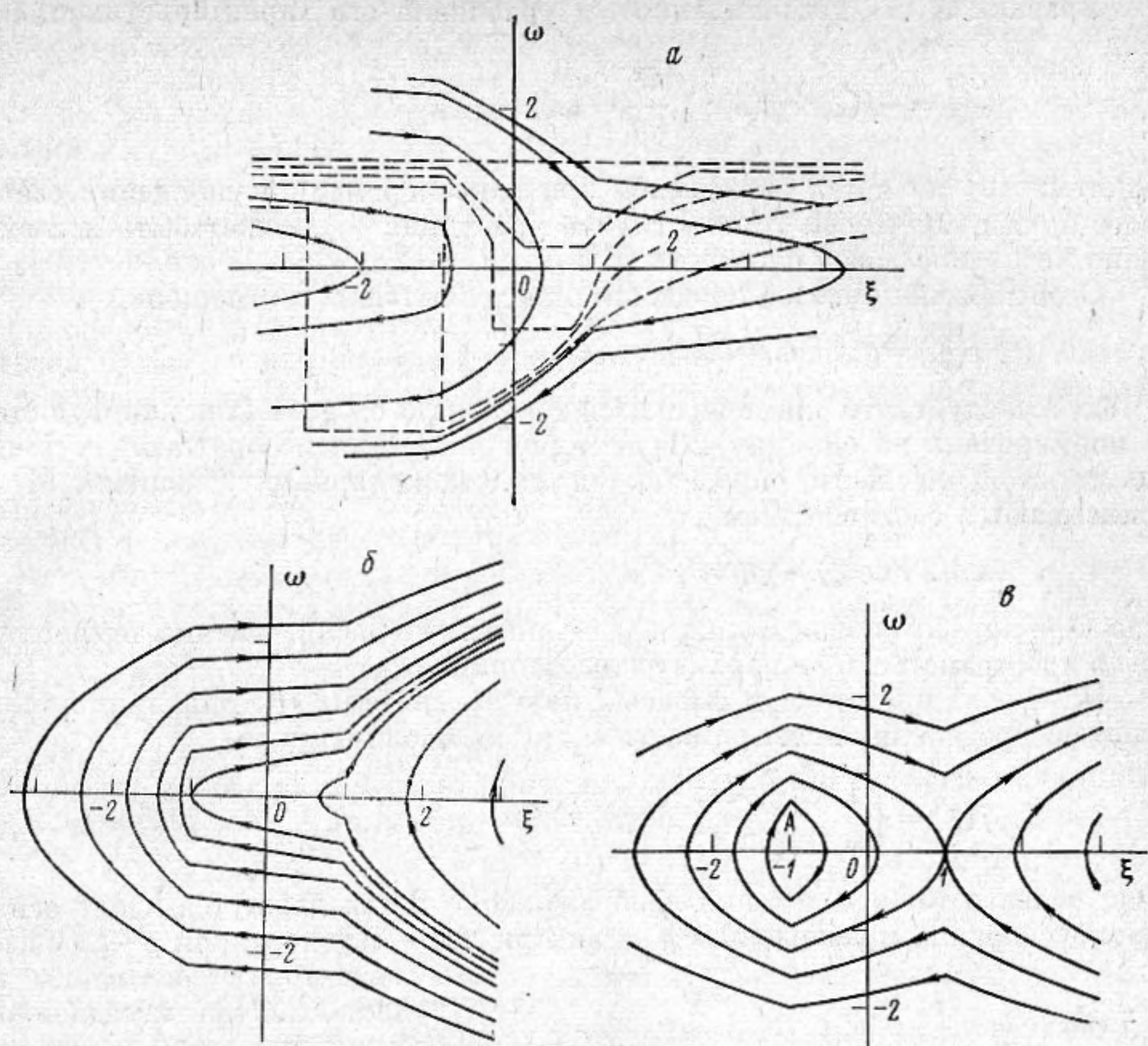
Из уравнения (1) следует интегральное соотношение

$$(2) \quad \int_{-\infty}^{+\infty} v' dx = - \frac{\alpha \epsilon c_0^2}{2} t \frac{\beta I_0}{\rho_0 c_0 c_p} \int_{-\infty}^{+\infty} f(x) dx,$$

которое показывает, что количество движения, сообщаемое волне источниками, не зависит от режима сканирования антенны и линейно возрастает со временем. Соотношение (2) полезно при определении характерных масштабов возмущения (см., например, работу [6]).

Выделим в зависимости скорости движения антенны от времени постоянную составляющую

$$V(t) = V_0 + \int_0^t g'(t) dt;$$



Фиг. 1. Вид фазовой плоскости в окрестности светового луча при равнозамедленном (а) и равноускоренном (б, в) движении антенны

функция $g'(t)$ описывает зависимость ускорения светового луча от времени. Приведем уравнение (1) к безразмерному виду. Обозначим

$$(3) \quad \begin{aligned} \xi &= x/a, & \theta &= v_0 t/a, & g &= a g' / v_0^2, & v &= \epsilon v' / v_0, & \omega &= v + \delta, \\ v_0 &= c_0 (\alpha \epsilon N / 2)^{1/2}, & N &= \beta I_0 / \rho_0 c_0 c_p, \\ \delta &= (V(t) - c_0) / v_0. \end{aligned}$$

Безразмерные переменные (3) имеют тот же физический смысл, что и в случае равномерного движения теплового слоя [5]. Величина g — нормированное ускорение луча. В обозначениях (3) уравнение (1) принимает следующий вид:

$$(4) \quad \frac{\partial \omega}{\partial \theta} + \omega \frac{\partial \omega}{\partial \xi} = -f(\xi) + g(\theta).$$

Для невозмущенного начального состояния среды $v'(t=0, x) = 0$ уравнение (4) решается с начальным условием

$$\omega(\theta=0, \xi) = (V_0 - c_0) / v_0 = \delta(\theta=0).$$

Так как при неравномерном сканировании безразмерная расстройка δ зависит от времени, то акустическое возмущение определяется следующим образом:

$$(5) \quad v(\theta, \xi) = \omega(\theta, \xi) - \delta(\theta) = \omega(\theta, \xi) - \delta(\theta=0) - \int_0^\theta g(\theta) d\theta.$$

Уравнение (4) квазилинейное, и уравнения его характеристик имеют вид

$$(6) \quad \frac{d\omega}{d\theta} = -f(\xi) + g(\theta); \quad \frac{d\xi}{d\theta} = \omega.$$

Система (6) является автономной при равнопеременном движении светового луча $g(\theta) = \text{const}$. В этом случае уравнение (4) может быть исследовано методом фазовой плоскости [6].

Особые точки фазовой плоскости определяются из соотношений

$$f(\xi_i) = g; \quad \omega_i = 0.$$

Отсюда следует, что они появляются только при $0 < g < 1$ (так как функция f нормирована на единицу). Траектории движения изображающих точек на фазовой плоскости определяются из стационарного уравнения (4) и описываются соотношением

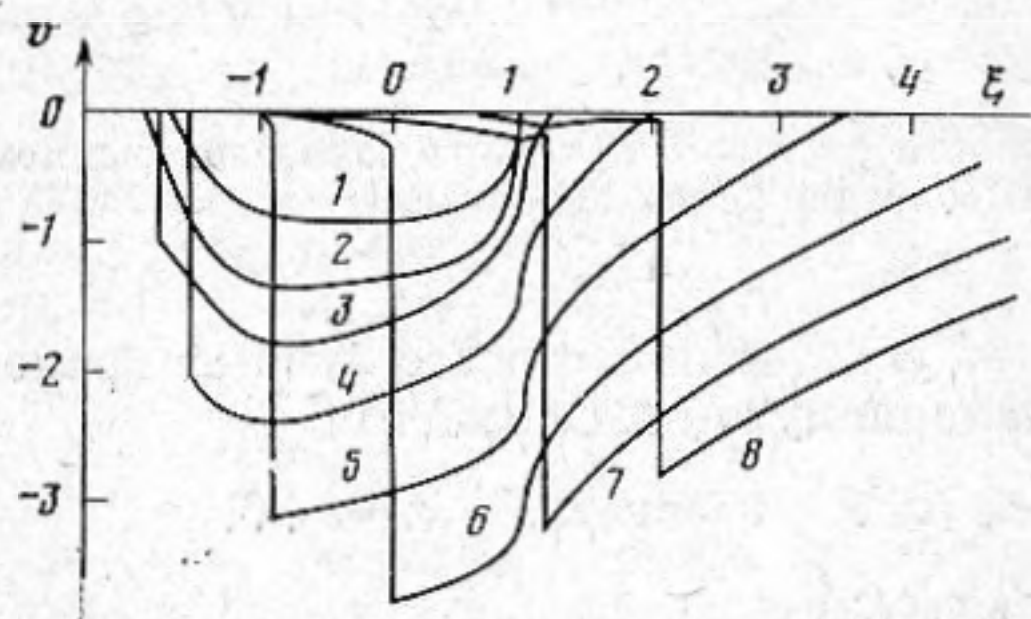
$$\omega^2/2 + \Phi(\xi) - g\xi = C,$$

где Φ — первообразная функции f — описывает распределение температуры в пространстве, C — параметр траектории.

На фиг. 1 представлен фазовый портрет системы (6) для прямоугольного распределения интенсивности света по сечению пучка

$$f(\xi) = \begin{cases} 1, & |\xi| \leq 1; \\ 0, & |\xi| > 1. \end{cases}$$

Вне области тепловыделения изображающие точки движутся вдоль оси ξ равноускоренно с ускорением g , а внутри нее — с ускорением $g-1$. Фазовые траектории составлены из дуг парабол. При замедленном движении луча $g < 0$ ускорение изображающих точек имеет один и тот же знак внутри и вне области тепловыделения. Поэтому рано или поздно все они начнут опережать тепловой слой (фиг. 1, а). Аналогично при $g > 1$ знак ускорения также постоянен; соответственно изображающие точки рано или поздно отстанут от ускоряющегося пучка (фиг. 1, б).



Фиг. 2. Формирование акустического сигнала при равноускоренном переходе антенной скорости звука ($\delta(\theta=0) = -1,4$; $g=1,1$). Профили звукового импульса 1-8 отвечают моментам времени $\theta=0,7$; 1,2; 1,8; 2,5; 3,4; 4,2; 4,8; 5,2 соответственно

элементарные возмущения периодически покидают тепловой слой и вновь возвращаются в область сосредоточения источников. Это соответствует следующему физическому процессу: усиленное тепловыми источниками элементарное возмущение обгоняет луч, однако вне области тепловыделения оно перемещается равномерно, и ускорившийся луч догоняет его. Источники дополнительно усиливают волну, она вновь покидает тепловой слой и т. д.

Фазовый портрет дает наглядное качественное представление о происходящих в системе процессах, а также позволяет провести приближенное графическое построение возбуждаемых сигналов [6]. На фиг. 1, а штриховыми линиями построены профили звуковой волны на фазовой плоскости (ξ, ω) в последовательные моменты времени $\theta=0, 1, 2, 3, 6$, для $g=-0,1$. Анализ показывает, что фронт акустического возмущения покидает область тепловыделения в момент $\theta \approx 3$, и, начиная с этого момента, амплитуда сигнала начинает уменьшаться. Используя соотношения (5), нетрудно

перейти к изображению профилей в плоскости (ξ, ν) — для этого достаточно сдвинуть ось ξ .

При ускоренном движении излучателя ($g > 0$) возбуждаемый акустический импульс с некоторого момента времени начинает отставать от антенны. На фиг. 2 отражен процесс эволюции профиля звуковой волны при равномерном переходе от дозвуковых скоростей сканирования к сверхзвуковым. Видно, что с увеличением скорости движения луча фронт акустического возмущения пересекает тепловой слой и выходит из него. Максимальная амплитуда импульса достигается в момент его «отрыва» от излучателя, когда разрыв профиля проходит правую границу ($\xi = 1$) области тепловыделения. После этого сигнал распространяется практически свободно.

Оценки показывают, что в эксперименте работы [3] реализовывалось существенно неравномерное сканирование световым лучом ($|g| \sim 10^3$). Из анализа фазового портрета системы следует, что при больших ускорениях луча ($|g| \gg 1$) максимальная амплитуда импульса уменьшается обратно пропорционально квадратному корню из модуля ускорения ($\sim |g|^{-1/2}$). Это связано с уменьшением времени работы антенны вблизи синхронизма. В работе [3] были получены возмущения с амплитудой, близкой к максимально возможной (при использованных интенсивности и ширине пучка). Однако при равномерном сканировании, увеличивая длительность (и соответственно энергию) светового импульса, можно было бы повысить амплитуду акустического возмущения еще на два порядка.

ЛИТЕРАТУРА

1. Божков А. И., Бункин Ф. В., Коломенский Ал. А. Исследование звукового поля сверхзвуковой оптико-акустической антенны. — Квант. электрон., 1977, т. 4, № 4, с. 942–943.
2. Лямшев Л. М., Седов Л. В. К вопросу о генерации звука импульсным движущимся оптико-акустическим источником. — Акуст. ж., 1979, т. 25, № 6, с. 906–915.
3. Бункин Ф. В., Маляровский А. И., Михалевич В. Г., Шипуло Г. П. Экспериментальное исследование движущейся оптико-акустической антенны. — Квант. электрон., 1978, т. 5, № 2, с. 457–459.
4. Карабутов А. А. О нелинейном ограничении эффективности оптико-акустической антенны. — Письма ЖТФ, 1979, т. 5, № 7, с. 429–432.
5. Карабутов А. А., Руденко О. В. Нелинейные плоские волны, возбуждаемые объемными источниками в движущейся с трансзвуковой скоростью среде. — Акуст. ж., 1979, т. 25, № 4, с. 536–542.
6. Гусев В. Э., Карабутов А. А. К вопросу о возбуждении акустических импульсов распределенными источниками, движущимися с трансзвуковой скоростью. — Акуст. ж., 1981, т. 27, № 2, с. 213–219.

Московский государственный
университет им. М. В. Ломоносова

Поступила в редакцию
14.V.1980