

К ТЕОРИИ САМОФОКУСИРОВКИ ЗВУКА В ПЬЕЗОПОЛУПРОВОДНИКАХ

В. С. САРДАРЯН, А. В. ШЕКОЯН

Исследовано распространение интенсивной акустической волны в пьезополупроводниках. Найдены условия самофокусировки и дефокусировки интенсивного звукового пучка в указанных средах.

В последнее время интерес широкого круга физиков привлекают вопросы теории нелинейных колебаний, в общем, и теории самофокусировки, в частности. Вопросы эти, помимо чисто академического, имеют большое практическое значение.

В работе [1] была рассмотрена задача о самофокусировке звука в пьезополупроводящих средах при «тепловом» механизме самофокусировки. Следует, однако, ожидать, что электронная нелинейность также приведет к самофокусировке интенсивной акустической волны. Уже в работах [2, 3] указывается на возможность появления нелинейных акустических эффектов, обусловленных концентрационной нелинейностью.

В настоящей статье рассматривается возможность самофокусировки интенсивной акустической волны в пьезоэлектрических полупроводниках, обусловленной электронно-концентрационной нелинейностью. Через пьезопроводящие среды, как известно, могут распространяться четыре типа волн, две из которых — акустические, а остальные — волны электронной плотности. Ниже нас будет интересовать вопрос распространения первых двух типов волн. Следует ожидать, что интенсивная волна вызовет в среде нелинейности, в связи с чем скорость волны получит приращение Δv , которое, обычно, считается малым. Это обстоятельство дает возможность приближенно записать

$$\frac{1}{v^2} = \frac{1}{(v_0 + \Delta v)^2} \approx \frac{1}{v_0^2} \left(1 + 2 \frac{\Delta v}{v_0} \right), \quad (1)$$

где v_0 — фазовая скорость в линейной теории.

Методом медленно меняющихся амплитуд [4] с учетом (1) из волнового уравнения легко получить следующее уравнение:

$$2ik \frac{\partial A}{\partial x} = \Delta_{\perp} A + 2k^2 \frac{\Delta v}{v_0} A, \quad (2)$$

где k — волновое число, A — медленно меняющаяся амплитуда,

$$\Delta_{\perp} \equiv \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}.$$

При прохождении через среду интенсивной акустической волны $\frac{\Delta v}{v_0}$ за-

висит от амплитуды, характер же распространения звука существенно зависит от конкретного вида $\frac{\Delta v}{v_0} = F(A)$.

Итак, наша задача свелась к определению вида функции $F(A)$. Эту функцию определим из системы уравнений электроакустики. При $kl \ll 1$ (l — длина свободного пробега электронов) они имеют вид

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = c \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \beta \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2}, \quad (3)$$

$$\varepsilon \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + 4\pi\beta \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = 4\pi e (n - n_0), \quad (4)$$

$$e \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial j}{\partial x} = 0, \quad (5)$$

$$j = ne\mu \left(E - \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) - eD \frac{\partial n}{\partial x}, \quad (6)$$

где ε — диэлектрическая постоянная среды, c — упругая постоянная, β — пьезоэлектрический коэффициент, u — вектор смещения, $\frac{\partial \varphi}{\partial x}$ — периодическая часть электрического поля, n — концентрация электронов, n_0 — равновесная концентрация электронов, e — заряд электронов, j — плотность тока, $D = \frac{\mu T}{e}$ — коэффициент диффузии, T — равновесная температура, E — внешнее тянущее электрическое поле.

Известно, что электронная нелинейность появляется раньше, чем упругая, причем в поле сильной акустической волны появляющиеся электронные сгустки имеют сдвиг относительно минимумов звуковой волны в пьезополупроводниках. Электрические поля, обусловленные этой неоднородной электронной плотностью, по существу, выполняют роль стрикционных полей в областях распространения звука. Из-за указанного самовоздействия фазовая скорость звука при определенных ситуациях уменьшается, что является причиной внутреннего отражения звука на границах самого звукового пучка.

В работах В. Л. Гуревича, Ю. В. Гуляева и др. (см. [2, 3, 5—8]) были разработаны приближенные методы решения системы уравнений (3)—(6). Для двух предельных случаев, соответственно малых и больших амплитуд, ими было получено

$$a) \quad \frac{4\pi\beta e}{\varepsilon T} A \ll 1, \quad \frac{\Delta v}{v_0} = \psi(T, \omega, v_d) A^2;$$

$$б) \quad \frac{4\pi\beta e}{\varepsilon T} A \gg 1, \quad \frac{\Delta v}{v_0} = \Phi(T, \omega, v_d) A^{-1},$$

где ψ и Φ — коэффициенты, явный вид которых очень громоздок и здесь не приводится, v_d — дрейфовая скорость электронов.

Итак, уравнение (2) в случаях а и б принимает вид

$$a) \quad 2ik \frac{\partial A}{\partial x} = \Delta_{\perp} A + 2k^2 \psi |A|^2 A, \quad (7)$$

$$б) \quad 2ik \frac{\partial A}{\partial x} = \Delta_{\perp} A + 2k^2 \Phi; \quad (8)$$

уравнение (7) — известное уравнение самофокусировки, а (8) — дифракции. Интересной особенностью (7) и (8) является зависимость ψ и Φ от v_d , что дает возможность управлять процессами распространения акустической волны.

Уравнение (7) имеет два интеграла движения

$$J_1 = \int |A|^2 dr, \quad J_2 = \int (|\nabla A|^2 - \varphi_1(|A|^2)) dr,$$

где

$$\varphi_1(\zeta) = \int_0^{\zeta} |A|^2 d|A|^2, \quad \frac{dJ_{1,2}}{dx} = 0.$$

Если J_1 больше так называемой критической мощности волнового пучка J^* и $J_2 < 0$ [9], то нелинейная рефракция преобладает над дифракционными эффектами и происходит самофокусировка волны. При еще больших значениях мощности пучка над критической ($J_1 \gg J^*$) образуется так называемая многофокусная картина [10].

Из уравнения (8) вытекает, что при больших амплитудах (случай б) самофокусировка не имеет места; это означает, что звуковой пучок во время распространения увеличивает свое сечение, перпендикулярное к направлению распространения.

Ереванский государственный
педагогический институт

Поступила 24.II.1975

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. А. Аскарьян, В. И. Пустовой. ЖЭТФ, 58, 247 (1970).
2. Ю. В. Гуляев. ФТТ, 12, 415 (1970).
3. Yu. V. Gulyaev. Trans. IEEE, Sonics and Ultrasonics, SU-17, 111 (1970).
4. С. А. Ахманов, А. П. Сухоруков, Р. В. Хохлов. УФН, 93, 19 (1967).
5. В. Л. Гуревич. ФТТ, 5, 1222 (1963).
6. В. Л. Гуревич, Б. Д. Лайхтман. ЖЭТФ, 46, 598 (1964).
7. В. Л. Гуревич, Б. Д. Лайхтман. ЖЭТФ, 49, 960 (1965).
8. Р. К. Тien. Phys. Rev., 171, 970 (1968).
9. В. Е. Захаров, В. В. Соболев, В. С. Сынах. ЖЭТФ, 60, 136 (1971).
10. В. Н. Луговой, А. М. Прохоров. УФН, 111, 203 (1973).

ԶԱՅՆԱՅԻՆ ԱԼԻՔՆԵՐԻ ԻՆՔՆԱՖՈԿՈՒՍԱՅՄԱՆ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ
ՄԱՍԻՆ ՊՅԵԶՈԷԼԵԿՏՐԻԿ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻԶՆԵՐՈՒՄ

Վ. Ս. ՍԱՐԴԱՐՅԱՆ, Ա. Վ. ՇԵԿՈՅԱՆ

Աշխատանքում ուսումնասիրվել է հզոր ակուստիկ ալիքի տարածումը պլեզոէլեկտրական կիսահաղորդիչներում: Ստացված են ձայնային ալիքի ինքնաֆոկուսացման և դեֆոկուսացման պայմանները վերը նշված միջավայրերում:

ON THE THEORY OF SELF-FOCUSING SOUND WAVES
IN THE PIEZOELECTRIC SEMICONDUCTORS

B. S. SARDARYAN, A. V. SHEKOYAN

The propagation of the intensive acoustic wave in piezoelectric semiconductors was investigated. The conditions of the self-focusing and the defocusing of the intensive sound beam in these media are obtained.