

## ТРЕХВОЛНОВОЕ АКУСТОЭЛЕКТРОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ С УЧАСТИЕМ ВОЛН ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ПЕРЕЗАРЯДКИ ЛОВУШЕК

Алимпиев В. Н., Гуральник И. Р.

Рассмотрено нелинейное акустоэлектронное взаимодействие в пьезополупроводнике с глубокими центрами. Показана возможность трехволнового синхронизма при взаимодействии двух встречных акустических волн и одной волны пространственной перезарядки ловушек. Данная возможность обусловлена специфическим «обратным» законом дисперсии волн перезарядки и приводит к новому типу параметрической неустойчивости акустоэлектронных волн.

Параметрическое взаимодействие акустических волн (АВ) с волнами пространственного заряда (ВПЗ) широко используется для исследований нелинейных свойств пьезо- и полупроводников, а также для создания многофункциональных акустоэлектронных устройств. Известно, что наличие в запрещенной зоне полупроводника глубоких центров может существенно влиять на характер акустоэлектронного взаимодействия. Между тем при теоретическом описании нелинейных явлений обычно предполагается, что пространственный заряд ВПЗ формируется перераспределением лишь свободных носителей. Однако в работах Суриса с сотр. теоретически [1] и экспериментально [2] показано, что в полупроводниках с глубокими центрами наряду с указанной высокочастотной модой могут распространяться и низкочастотные колебания — волны пространственной перезарядки ловушек (ВППЛ), пространственный заряд которых обусловлен захваченными на центры носителями. По ВППЛ можно определять целый ряд особенностей в поведении нестационарных характеристик полупроводника: осцилляции фотоотклика [3], параметрическое взаимодействие ВПЗ между собой [4], вынужденное рассеяние света [5] и др.

Линейное взаимодействие АВ и ВППЛ теоретически рассмотрено в [6]. Однако для эффективного взаимодействия необходимо совпадение частот и длин взаимодействующих волн. Первое из этих условий существенно сужает диапазон возможных частот АВ, так как частота ВППЛ, ограниченная обратным временем жизни, обычно не превышает сотен килогерц. Второе условие при учете законов дисперсии волн приводит к неравенству  $|v_0| \gg s$  (см. [6]), где  $v_0$  — дрейфовая скорость электронов,  $s$  — скорость звука. Поскольку в большинстве материалов скорость звука порядка  $10^5$  см/с, это условие является довольно жестким.

Нелинейное взаимодействие АВ и ВППЛ, насколько нам известно, в литературе не рассматривалось.

В данной работе исследована возможность такого взаимодействия. Показано, что в одномерной ситуации синхронизм волн возможен лишь при взаимодействии двух встречно распространяющихся АВ и одной ВППЛ. При этом вследствие энергообмена между волнами могут наблюдаться параметрическая неустойчивость и усиление волн с коэффициентом, превышающим коэффициент линейного акустоэлектронного усиления.

Основные уравнения, описывающие связанные акустоэлектронные колебания в пьезополупроводнике, помещенном в однородное электрическое поле  $E_0$ , для одномерного случая имеют вид [7]

$$\frac{1}{s^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\beta}{c} \frac{\partial E}{\partial x}, \quad (1)$$

$$e \left( \frac{\partial p_r}{\partial t} - \frac{\partial n}{\partial t} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left( \sigma_0 E - e v_0 n + e D \frac{\partial n}{\partial x} + e \mu n E \right) = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial E}{\partial x} = - \frac{4\pi e}{\chi} (p_r - n) + \frac{4\pi\beta}{\chi} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial p_r}{\partial t} = - \frac{n}{\tau}. \quad (4)$$

Здесь  $u$ ,  $E$ ,  $p_r$ ,  $n$  — отклонения от однородных стационарных значений (помечаемых индексом «0») соответственно смещения, электрического поля, концентрации захваченных на глубокие центры дырок и свободных электронов,  $c$  — коэффициент жесткости,  $\beta$  — пьезоэлектрический модуль,  $\sigma_0 = e\mu n_0$  — проводимость кристалла,  $v_0 = -\mu E_0$ ,  $\tau$  — время жизни. Остальные обозначения общеприняты.

В уравнении (1) учтен обратный пьезоэффект, а в уравнении (3) — пьезозаряд. В отличие от [6] здесь также учтен нелинейный характер взаимодействия волн. Он обусловлен концентрационной нелинейностью [последний член в уравнении непрерывности (2)], которая в большинстве случаев является преобладающим механизмом [7].

В линейном приближении система (1)–(4) описывает взаимодействие АВ с ВППЛ той же частоты [8]. Дисперсионное соотношение, получающееся из (1)–(4), если предположить пространственно-временные зависимости вида  $\exp(ikx - i\omega t)$ , записывается следующим образом:

$$\left( k^2 - \frac{\omega^2}{s^2} \right) \left( kv_0 - \omega + \frac{\omega_0^2}{\omega} - i\gamma \right) = -\Lambda^2 k^2 \left( kv_0 - \omega - iDk^2 - \frac{i}{\tau} \right), \quad (5)$$

где  $\Lambda^2 = 4\pi\beta^2/\chi c$  — константа электромеханической связи,  $\gamma = 1/\tau + 1/\tau_M + Dk^2$  — декремент затухания ВПЗ,  $\omega_0^2 = 1/\tau\tau_M$  — характерная частота,  $\tau_M$  — время максвелловской релаксации. При совпадении частот АВ ( $ks$ ) и ВППЛ ( $\omega_0^2/kv_0$ ) имеется сильная связь между акустической и электронной модами в данной волне. Однако, как уже отмечалось, мы будем интересоваться более естественным случаем, когда это условие не выполняется. Тогда АВ и ВППЛ можно рассматривать отдельно и ставить вопрос об их нелинейном взаимодействии.

Исследуем возможность синхронизма при трехволновом взаимодействии с участием АВ и ВППЛ:

$$k_1 = k_2 + k_3, \quad \omega_1 = \omega_2 + \omega_3, \quad (6)$$

где  $k_1$ ,  $k_2$ ,  $k_3$  — проекции волновых векторов на направление вектора  $E_0$ ;  $\omega_1$ ,  $\omega_2$ ,  $\omega_3$  — частоты соответствующих волн. Пусть  $k_1 = \omega_1/s$ ,  $k_3 = -\omega_0^2/v_0 \omega_3$ , т. е. первая волна соответствует АВ, а третья — ВППЛ. Из дисперсионного соотношения (5) следует, что существование ВППЛ возможно лишь при условии

$$\omega_3 \ll \omega_0 \ll k_3 |v_0|. \quad (7)$$

Для такого традиционного пьезополупроводника, как CdS,  $\omega_3$  не должна превышать сотен кГц, в то время как частоты акустических волн составляют обычно десятки МГц и более. Тогда из (6) с учетом (7) следует

$$\omega_3 \ll \omega_1 \simeq \omega_2 = \omega, \quad k_1 \simeq -k_2, \quad k_3 \simeq 2k_1.$$

Это означает, что эффективным будет лишь взаимодействие между двумя встречными АВ и одной ВППЛ. При этом первая АВ (большей частоты) и ВППЛ распространяются вдоль, а вторая АВ — против постоянного электрического поля.

Для решения задачи о трехволновом взаимодействии в нелинейной оптике и радиофизике широко используется метод медленно меняющихся амплитуд [8]. Стандартное применение этого метода приводит к укороченным уравнениям следующего вида:

$$\frac{1}{v_1} \frac{\partial a_1}{\partial t} + \frac{\partial a_1}{\partial x} + \alpha_1 a_1 = \beta_1 a_2 a_3, \quad (8)$$

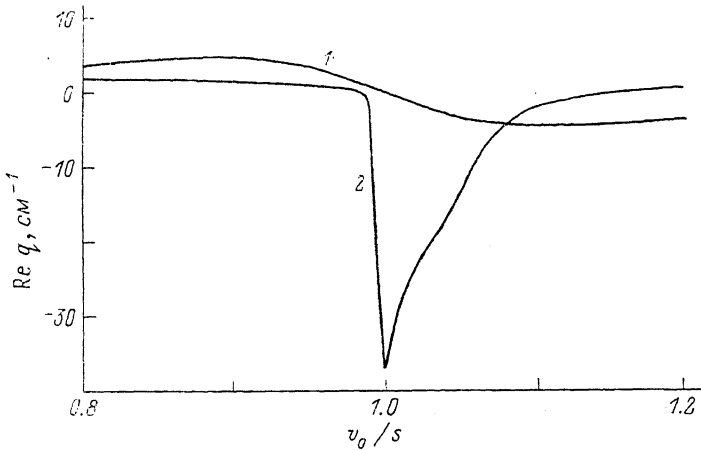
$$\frac{1}{v_{2,3}} \frac{\partial a_{2,3}}{\partial t} + \frac{\partial a_{2,3}}{\partial x} + \alpha_{2,3} a_{2,3} = \beta_{2,3} a_1 a_{2,3},$$

где  $a_i$  — амплитуды взаимодействующих волн,  $v_i$ ,  $\alpha_i$  — групповая скорость и декремент затухания соответствующей моды,  $\beta_i$  — коэффициенты, характеризующие эффективность нелинейной связи волн.

Пусть амплитуда первой волны велика по сравнению с амплитудами остальных волн:  $a_1 \gg a_2, a_3$ . Тогда можно считать  $a_1 = a_{10} = \text{const}$ , и мы получаем задачу о параметрическом взаимодействии второй АВ и ВППЛ, где первая АВ играет роль волны накачки. В стационарной ситуации из (8) вытекает

$$\frac{da_2}{dx} + \alpha_2 a_2 = \beta_2 a_{10} a_3^*, \quad (9)$$

$$\frac{da_3}{dx} + \alpha_3 a_3 = \beta_3 a_{10} a_2^*.$$



Зависимость пространственного декремента затухания волн от величины дрейфовой скорости электронов для линейного (1) и нелинейного (2) взаимодействия.

$\omega = 10^8$  Гц,  $\tau_M = 10^{-6}$  с,  $\tau = 10^{-4}$  с,  $\Lambda^2 = 0.08$ ,  $\mu = 200$  см<sup>2</sup>/В·с,  $s = 4.3 \cdot 10^6$  см/с.

Приведем явные выражения для  $\alpha_{2,3}$  и  $\beta_{2,3}$ :

$$\alpha_2 = -\frac{\Lambda^2}{2} \frac{\eta_-}{s\tau_M} \left( \frac{\eta_-^2 + \gamma^2}{\omega^2} \right)^{-1}, \quad \alpha_3 = -\frac{\gamma}{|v_0|},$$

$$\beta_2 = \Lambda^2 \mu \frac{\omega \Delta}{v_0 \tau_M s \eta} \frac{1 - 2v_0/s}{2(\omega \eta_- + i\gamma) - \Lambda^2 [kv_0(2\Delta - 1) - \omega \eta_-]}, \quad \beta_3 = \frac{-4i\mu kv_0/s^2}{\eta \eta_- + 2i \frac{\gamma'}{\omega} \frac{v_0}{s}}.$$

Использованы следующие обозначения:  $\eta_{\pm} = 1 - |v_0|/s$ ,  $\gamma_{\pm} = 1 + |v_0|/s$ ,  $\gamma' = \gamma - 1/\tau$ ,  $\Delta = (\gamma' - i\omega\tau)/( \gamma - i\omega\tau)$ .

Характеристическое уравнение для системы (9) имеет вид

$$(q + \alpha_2)(q + \alpha_3) = A, \quad (10)$$

где  $A = |a_{10}|^2 \beta_2 \beta_3^*$ .

В отсутствие волны накачки ( $a_{10} = 0$ ) из (10) следует, что затухание волн списывается их линейными декрементами  $\alpha_2$  и  $\alpha_3$  для второй АВ и ВППЛ соответственно. При этом, поскольку вторая волна распространяется сонаправленно дрейфу электронов, при  $|v_0| > s$  имеет место линейное акустоэлектронное усиление и  $\alpha_2 < 0$ .

Если же в направлении электрического поля распространяется волна накачки, то  $q$  определяется также и нелинейным взаимодействием волн (через величины  $\beta_2$  и  $\beta_3$ ). Зависимость декремента затухания волн  $\text{Re } q$  от величины

электрического поля, полученная с помощью (10), приведена на рисунке. Для сравнения здесь же изображена соответствующая зависимость линейного декремента. В расчетах использованы значения параметров, типичные для CdS. Из рисунка видно, что коэффициент нелинейного может существенно превышать коэффициент линейного усиления. При этом нелинейное усиление характеризуется более высокой избирательностью по величине поля и частоте. Анализ соотношений (9), (10) показал, что роль нелинейности существенно зависит от величины времени максвелловской релаксации  $\tau_M$ . С увеличением  $\tau_M$  уменьшается максимальное значение  $\alpha_2$ , а  $\beta_2$  возрастает, т. е. доля нелинейности в процессах усиления растет. Вследствие этого характер зависимости  $Re q$  для  $\tau_M=10^{-7}$  с качественно близок к аналогичной зависимости  $\alpha_2$  (см. рисунок, кривая 1). Для  $\tau_M=10^{-6}$  с преобладает уже нелинейное усиление (кривая 2). Нелинейный характер акустоэлектронного усиления проявляется, в частности, в том, что с ростом поля поглощение волны сменяется усилением не при  $|v_0| = s$ , а при несколько меньшем поле, когда, согласно линейной теории, должно быть заметным затухание волн.

Таким образом, специфический «обратный» закон дисперсии ВППЛ позволяет в принципе осуществить трехволновое взаимодействие двух встречных АВ и одной ВППЛ. Параметрическая неустойчивость, возникающая при распаде одной из АВ, приводит к усилению как ВППЛ, так и второй АВ. Последнюю при этом можно рассматривать как результат вынужденного рассеяния «назад» первой АВ на ВППЛ. Этот эффект, с одной стороны, аналогичен эффекту фоновонного эха, наблюдавшемуся при взаимодействии акустической волны с переменным однородным электрическим полем параметрических электродов [9], с другой стороны, о возможности вынужденного рассеяния на волнах перезарядки ловушек световых волн сообщалось в [5].

Необходимо также отметить, что указанная схема, при которой возможно трехволновое взаимодействие в рассматриваемой задаче, представляет интерес с практической точки зрения, поскольку процесс «умножения» двух встречных акустических волн лежит в основе целого класса нелинейных акустоэлектронных приборов [9].

Список литературы

- [1] Казаринов Р. Ф., Сурис Р. А., Фукс Б. И. // ФТП. 1972. Т. 6. В. 3. С. 572—575.
- [2] Жданова Н. Г., Каган М. С., Сурис Р. А., Фукс Б. И. // ЖЭТФ. 1978. Т. 74. В. 1. С. 364—371.
- [3] Сурис Р. А., Фукс Б. И. // ФТП. 1978. Т. 12. В. 12. С. 2319—2327.
- [4] Алимжиев В. Н., Гуральник И. Р. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 5. С. 811—814.
- [5] Фурман А. С. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. В. 5. С. 295—303.
- [6] Бугаев А. С., Гуляев Ю. В., Плесский В. П., Сурис Р. А., Фукс Б. И. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 4. С. 733—735.
- [7] Нелинейные акустоэлектронные устройства и их применение / Под ред. В. С. Бондаренко. М., 1985. 160 с.
- [8] Рабинович М. И., Трубецков Д. И. Введение в теорию колебаний и волн. М., 1984. 432 с.
- [9] Кайно Г. // ТИИЭР. 1976. Т. 64. В. 5. С. 188—217.

Жуйбышевский государственный университет

Получена 28.12.1990  
Принята к печати 14.05.1991