

АБСОЛЮТНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ "ЗАПЕРТОГО" ПАКЕТА ЗВУКОВЫХ ВОЛН В ПЛАСТИНЕ АНИЗОТРОПНОГО ПОЛУПРОВОДНИКА

В.И.Пустовойт, И.С.Раввин, Л.А.Чернозатонский

Показано, что в пластине полупроводника с сильной анизотропией упругих и акустоэлектрических свойств возникает эффект абсолютной звуковой неустойчивости косых волн при их усилении дрейфом электронов.

Хорошо известно, что в анизотропных полупроводниках, например, в соединениях A^2B^6 [1], направления фазовой $-v$ и групповой $-v_g$ скоростей звуковых волн, вообще говоря, не совпадают.

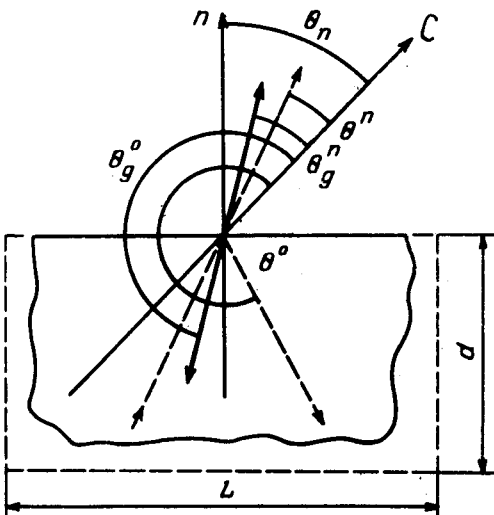


Рис. 1. Схема отражения волн ($v_d \parallel n$)

1. Покажем вначале, что ориентацию плоскопараллельной пластины из такого материала можно выбрать так, чтобы групповые скорости падающей (n) и отраженной (o) от ее плоскостей волн были параллельны (рис. 1). В этом случае волновой пакет при двойном пробеге между отражающими плоскостями не смещается вдоль них — оказывается запертым в пластине. Условие на запираение выполняется, если углы между выбранной кристаллографической осью C и групповыми скоростями связаны соотношением:

$$\theta_g^n(\theta^n) = \theta_g^o(\theta^o) - \pi. \tag{1}$$

Здесь θ и θ_g — углы между осью C и, соответственно, фазовой и групповой скоростью.

Из закона отражения:

$$\frac{v^n(\theta^n)}{\sin(-\theta^n + \theta_n)} = \frac{v^o(\theta^o)}{\sin(\theta^o - (\theta_n + \pi))} \tag{2}$$

для углов $\theta^{\Pi, 0}$, удовлетворяющих условию (1), легко найти ориентацию оси C относительно нормали — угол θ_n (рис. 1). Для кристаллов, в которых направления вдоль и против волнового вектора \mathbf{q} эквивалентны, т. е. $v(\theta) = v(\theta + \pi)$, уравнение (1) принимает вид

$$\theta_g^{\Pi}(\theta^{\Pi}) = \theta_g^0(\theta^0), \quad \tilde{\theta}^0 = \theta^0 - \pi. \quad (1')$$

Его можно решить относительно θ^{Π} и θ^0 графически, построив зависимость $\theta_g(\theta)$ (рис. 2). Решениям уравнения (1) будут соответствовать точки пересечения прямой $\theta_g = \text{const}$ с функцией $\theta_g(\theta)$. Каждая точка графика $\theta_g(\theta)$, есть вообще говоря, решение уравнения (1) для волн, падающих по нормали к поверхности ($\theta^{\Pi} = \tilde{\theta}^0 = \theta_n$), а групповые скорости которых идут под углом к нормали. Для случая косых волн уравнение (1') имеет решения, когда $\theta_g(\theta)$ является многозначной функцией. Каждой выбранной паре углов θ^{Π} и $\tilde{\theta}^0$, удовлетворяющих (1'), соответствует своя ориентация кристалла — угол θ_n из (2). Например, в пластине пьезополупроводника CdSe эффект запирания звукового пакета можно наблюдать для квазипоперечных волн, распространяющихся под углами к оси C_{6V} в области $\theta_1 < \theta^{\Pi} < \theta_3$ (рис. 2), когда $\theta_2 < \theta_n < \theta_3$.

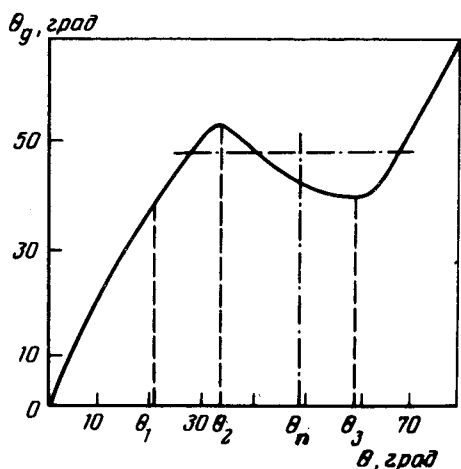


Рис. 2. Зависимость $\theta_g(\theta)$ в кристалле CdSe для квазипоперечных волн: $\omega = \omega_{max}$, $v_d = 0$

2. Если теперь в полупроводнике дрейфом носителей тока создать усиление "запертых" волн на пробеге "туда — обратно", то в пластине возникает абсолютная звуковая неустойчивость (АЗН). Такой тип неустойчивости есть обобщение частного случая $\theta_g \equiv \theta$ [2], в котором условие запирания (1) выполняется только для нормально падающих волн и только наведенная дрейфом носителей анизотропия в электронном декременте приводит к АЗН.

Из-за сильной зависимости θ_g от проводимости σ , скорости дрейфа v_d частоты ω и константы электромеханической связи $\eta(\theta)$ [1], АЗН косых волн обладает особенностями, не присущими модели [2]. Во-первых, при заданных ориентации кристалла и угле падения θ^{Π} , а также фиксированных значениях σ и $v_d = \mu U/d$, условие запирания пакета (1) выполняется только для волн одной частоты. Во-вторых, из-за того,

что падающая и отраженная волны идут под разными углами к оси C , ориентацию можно выбрать так, чтобы выполнялось оптимальное условие на усиление звука: $\eta(\theta^{\Pi}) \gg \eta(\theta^{\circ})$ ($\theta^{\Pi}, \tilde{\theta}^{\circ} \neq \theta_n$), т. е. связь электронов с падающей волной велика, а с отраженной — мала. Из выражения для инкремента на пробеге "туда — обратно":

$$\Gamma_{\Sigma} = (\Gamma_+ + \Gamma_- - 2\Gamma_{\text{ВЯЗ}})d + 2\ln R^{\Pi} R^{\circ},$$

$$\eta_{\Pi, \circ}^2 \omega_M (q^{(\Pi, \circ)} v_d / \omega - 1)$$
(3)

$$\Gamma_{\pm} = \frac{v_g^{(\Pi, \circ)} [(q^{(\Pi, \circ)} v_d / \omega - 1)^2 + \omega_M^2 (1 + (q^{(\Pi, \circ)} r_D)^2 / \omega^2)]}{v_g^{(\Pi, \circ)} [(q^{(\Pi, \circ)} v_d / \omega - 1)^2 + \omega_M^2 (1 + (q^{(\Pi, \circ)} r_D)^2 / \omega^2)]},$$

(где $\omega_M = \sigma/\epsilon$, ϵ — диэлектрическая проницаемость, r_D — радиус Дебая) видно, что усиление звука ($\Gamma_{\Sigma} > 0$), по-существу, обуславливается превышением инкремента Γ_+ волн, идущих по дрейфу, над потерями неэлектронного типа — $\Gamma_{\text{ВЯЗ}}$ и на отражение ($R^{\Pi, \circ}$ — коэффициента отражения), поскольку электронный декремент звука на обратном пробеге мал $\Gamma_- \approx 0$. Поэтому АЗН косых волн может существовать в области высоких проводимостей образца и частот звука, для которых АЗН нормальнопадающих волн отсутствует: $|\Gamma_-| > |\Gamma_+|$ при $\eta(\theta^{\Pi}) = \eta(\theta^{\circ})$, ($\theta^{\Pi}, \tilde{\theta}^{\circ} = \theta_n$). Именно в этой области проведен эксперимент по наблюдению АЗН косых волн из шума, поскольку рассматриваемый эффект в равной степени распространяется и на усиление акустического шума.

3. Был выбран фоточувствительный кристалл CdSe толщиной $d = 0,2$ мм, длиной $L = 0,2$ мм и шириной $h = 0,8$ мм, подвижностью носителей $\mu = 380$ см²/в·сек и ориентацией $\theta_n = 49^\circ$, при которой (см. рис. 2) для падающей под углом $\theta^{\Pi} = 31^\circ$ ($\eta_{\Pi}^2 = 2,7 \cdot 10^{-2}$) и отраженной под углом $\theta^{\circ} = 67^\circ$ ($\eta_{\circ}^2 = 5 \cdot 10^{-4}$) волн выполняется условие запертия (1): $\theta_g^{\Pi} = \theta_g^{\circ} - \pi = \theta_n$ на частоте ω , близкой к частоте максимального усиления $\omega_g^{\text{max}} = v/r_D$. Проводимость выбиралась в области $\sigma > 3 \times 10^{-3}$ ом⁻¹·см⁻¹, где не выполняются условия существования АЗН нормальнопадающих волн. Как и в случае волн, идущих по нормали $q \parallel n$, АЗН косых волн наблюдалась по изменению тока (рис. 3), вызванному появлением акустоэлектрического тока $I_{\text{аэ}}$ за счет усиления акустического шума дрейфом носителей [3]. Измерялись полевые зависимости "инкубационного" ($t_{\text{и}}$) времени отклонения тока от омического значения

$$\Delta I = I_{\text{ом}} - I(t_{\text{и}}) = I_{\text{аэ}}(t_{\text{и}}).$$

Это отклонение выбиралось таким, что при соответствующей ему интенсивности S звука, нелинейные эффекты еще слабы [4]. Поэтому $t_{\text{и}}$ можно оценить из выражения для $I_{\text{аэ}} = hL\Gamma_+ \mu S/v = hL\Gamma_+ \mu S_0 \Omega \exp\{\Gamma_{\Sigma} t_{\text{и}}/\tau\}/v$ в одночастотном приближении линейной теории:

$$\Gamma_{\Sigma} \frac{t_{\text{и}}}{\tau} - \ln \frac{S}{S_0} = 2 \ln \frac{2dt_{\text{и}}}{L\tau}, \quad \Omega = \left(\frac{L\tau}{2dt_{\text{и}}} \right)^2.$$
(4)

S_0^* – равновесная интенсивность шумов в единичном телесном угле, τ – время пробега волны "туда – обратно". В выражении (4) учитывается вклад в $I_{\text{аэ}}$ тех волн, которые за время $t_{\text{и}}$ не выходят из объема, где происходит усиление, так как именно они определяют время насыщения тока. Направления групповых скоростей этих волн составляют с нормалью угол $|\theta_g - \theta_n| < L\tau/2dt_{\text{и}}$. Как видно из рис. 3, а, б, в, для $\sigma > 3 \cdot 10^{-3} \text{ ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ при малых напряжениях, отклонение тока от омического значения $I_{\text{ом}}$ происходит за времена $t_{\text{и}} \approx 100 \text{ мкс}$, что вызвано усилением косых волн с $|\theta_g^{\text{II}} - \theta_g^{\text{O}} + \pi| < 2^\circ$. АЗН в условиях эксперимента возникала на частотах максимального усиления, равных $f_{\text{max}} = 0,78; 1; 1,48 \text{ ГГц}$ соответственно для $\sigma = (6,25; 11; 23) \cdot 10^{-3} \text{ ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$.

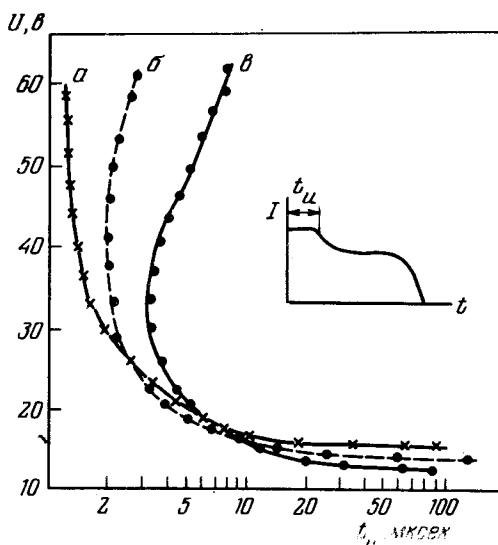


Рис. 3. Зависимости $t_{\text{и}}$ от приложенного напряжения V при различных проводимостях $\sigma \cdot 10^3 \text{ ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$: а – 23, б – 11, в – 6,25

Изменение инкубационного времени при увеличении поля и проводимости образца определяется зависимостью Γ_{Σ} от проводимости и приложенного напряжения U (см. (3)). Расчет $t_{\text{и}}(\sigma, U)$ по формуле (4) дает (см. рис. 3) хорошее согласие с экспериментальными результатами.

Всесоюзный
научно-исследовательский институт
физико-технических
и радиотехнических измерений

Поступила в редакцию
10 декабря 1976 г.

Литература

- [1] O. Keller. Phys. Rev., B10, 1585, 1974.
- [2] В.Л.Гуревич, Б.Д.Лайхтман. ФТТ, 7, 3218, 1965.
- [3] J. D. Maines, E. G. S. Paige. J. Phys. C2, 175, 1969.
- [4] В.В.Проклов, Ю.В.Гуляев, А.И.Морозов. ФТТ, 14, 968, 1972.