

ности меньшего радиуса, чем концы векторов  $\mathbf{p}_1$ . В этом случае число электронов в «состоянии испускания» больше, чем в «состоянии поглощения», и суммарный результат есть генерация фононов. Можно сказать, что при сверхзвуковом дрейфе электронов возникает *инверсия заселенности квантовых состояний* (по сравнению со случаем  $v_d = 0$ ), аналогичная инверсии заселенности энергетических уровней в оптических квантовых генераторах (лазерах, см. § XVIII.6).

Рассматриваемые явления имеют глубокую аналогию и с другим важным явлением — *излучением Вавилова — Черенкова*, которое заключается в генерации света под действием быстрых электронов ( $\beta$ -частиц), когда их скорость становится больше фазовой скорости света в среде  $c/n$ . Усиление гиперзвука есть, по сути дела, излучение Вавилова — Черенкова, однако не квантов света, а квантов звука — фононов.

### § 8. Усиление тепловых флуктуаций

Вернемся теперь опять к длинным волнам ( $ql \ll 1$ ) и к коллективному взаимодействию. В этом случае поглощение и усиление упругих волн сверхзвуковым дрейфом электронов имеет важную особенность. Если создать скорость дрейфа  $v_d > v_s$  в направлении волны и затем изменить направление поля на обратное, то усиление волны в первом случае будет больше, чем ее поглощение при изменении направления дрейфа. Это связано с тем, что кривые  $\gamma(v_d)$  симметричны относительно точки  $\eta = 1 - v_d/v_s = 0$ , но не точки  $v_d = 0$ . Так, например, если  $v_d/v_s = 1,5$  (усиление), то в случае рис. 15.3  $|\gamma| = |\gamma|_{\max}$ . Изменяя же направление дрейфа (поглощение), мы найдем, что  $v_d/v_s = -1,5$  соответствует только  $\gamma \simeq \simeq 1/3 \gamma_{\max}$ . Или, иначе, дрейфующая плазма обладает свойством *невозвратности* по отношению к упругим волнам. Поэтому, если волна, полностью отражаясь от граней пластинки, проходит один прямой и один обратный путь (замкнутый цикл), она получает выигрыш мощности.

Подчеркнем, что этот результат справедлив только для коллективного взаимодействия ( $ql \ll 1$ ). Для очень коротких волн ( $ql \gg 1$ ) зависимость  $\gamma$  от  $\eta$  выражается формулой (7.9) и имеет другой характер. В этом случае при замкнутом цикле энергия волны не увеличивается, а, напротив, уменьшается.

Так как при  $v_d > v_s$  усиливаются также и тепловые флуктуации решетки, то в режиме усиления наблюдаются акустические шумы. Если импульс ускоряющего поля короче времени прохождения звука через пластинку  $d/v_s$ , то флуктуации усиливаются лишь при однократном прохождении в направлении дрейфа (однопролетные шумы). Если же импульс поля длинный, то тепловые флуктуации, многократно отражаясь от граней пластинки, проходят

много замкнутых циклов усиления, и тогда наблюдаются гораздо более сильные шумы (многопролетные шумы).

При определенных условиях в пластинке могут возникнуть не только шумы, но и спонтанные правильные колебания. Причина этого заключается в следующем. Наиболее выгодные условия для усиления мы имеем, когда фаза волны после каждого цикла «вперед — назад» увеличивается на  $2\pi n$  ( $n = 1, 2, \dots$ ), так как в этом случае амплитуды будут складываться вследствие интерференции. Условие этого есть

$$2\pi \left( \frac{d}{\lambda_1} + \frac{d}{\lambda_2} \right) + \varphi_1 = \\ = d \left( \frac{\omega_n}{v_{s1}} + \frac{\omega_n}{v_{s2}} \right) + \varphi_1 = 2\pi n. \quad (8.1)$$

Здесь мы учли, что скорость волны вдоль дрейфа  $v_{s1}$  слегка отлична от скорости  $v_{s2}$  в противоположном направлении, а через  $\varphi_1$  обозначили изменение фазы при отражениях. Это соотношение определяет дискретный набор частот  $\omega_1, \omega_2, \dots$ , для которых усиление будет особенно велико. Однако, конечно, для каждой из этих мод усиление будет различным, так как  $\gamma$  зависит от частоты (ср. формулу (4.27)). Если для какой-либо колебательной моды выигрыш в мощности станет больше потерь (которые обусловлены в первую очередь поглощением в самой решетке и неполным отражением волн от граней), то эта мода будет самовозбуждаться и усиливаться до тех пор, пока возрастающие нелинейные потери не ограничат это усиление. Мы получим генератор ультразвуковых волн. При этом во внешней цепи, вследствие пьезоэлектрического эффекта, появятся колебания тока.

При постепенном увеличении электрического поля самовозбуждаться будет все большее число различных мод. В кристалле появятся и их гармоники, так же как и комбинационные частоты ( $\omega_n \pm \omega_m$ ), и форма колебаний станет сложной. Однако из формулы (8.1) видно, что при уменьшении толщины пластинки  $d$  разность частот двух соседних мод ( $\omega_{n+1} - \omega_n$ ) увеличивается. Поэтому в тонких пластинках гораздо легче возбудить только одну колебательную моду (или небольшое их число) и получить генерацию приблизительно монохроматических колебаний.

Усиление тепловых колебаний решетки проявляется также в нелинейности вольтамперных характеристик пьезоэлектрических

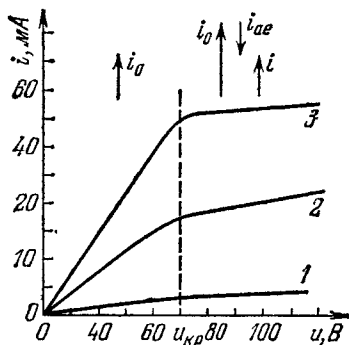


Рис. 15.8. Пример вольтамперных характеристик кристаллов сульфида кадмия. Длина (в направлении поля) 0,05 см, сечение 0,015 мм<sup>2</sup>. Электропроводность увеличивается от кривой 1 к кривой 3.

кристаллов. На рис. 15.8 показана зависимость тока от напряжения в кристаллах сульфида кадмия. Различные кривые соответствуют разным электропроводностям. Пока напряжение остается ниже некоторого критического значения  $u_{кр}$ , характеристики линейны. Однако при  $u > u_{кр}$  ток оказывается меньше, чем следует из закона Ома, и на характеристиках появляется излом, который выражен тем лучше, чем больше электропроводность. При большой электропроводности кристаллов и  $u > u_{кр}$  ток почти перестает зависеть от напряжения (насыщение тока). Величина же  $u_{кр}$  соответствует условию  $v_d \approx v_s$ . Такое поведение кристаллов объясняется тем, что при  $v_d > v_s$  возникает черенковское излучение фононов и электроны получают тормозящий импульс. Или, иными словами, в кристалле возникает акусто-электрический ток  $i_{ac}$ , который при  $v_d > v_s$  направлен против тока  $i_0$ , создаваемого внешним напряжением. Поэтому результирующий ток  $i$  оказывается меньше  $i_0$ . В предельном случае достаточно большого напряжения, когда практически все электроны захвачены в потенциальные ямы усиленных упругих волн, все электроны движутся со скоростью  $v_s$  и плотность тока насыщения равна  $j_s = en_0 v_s$ .

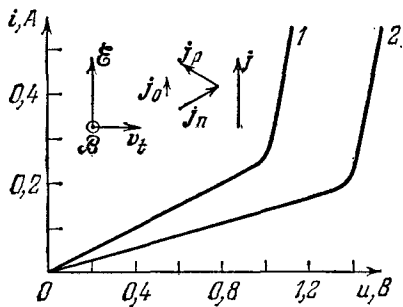


Рис. 15.9. Вольтамперные характеристики кристаллов висмута в сильном магнитном поле. Размеры  $\sim 1 \text{ мм}^2 \times 1 \text{ мм}$ ;  $T = 2 \text{ К}$ ; 1 —  $B = 14 \text{ кГс}$ , 2 —  $B = 20 \text{ кГс}$ .

Аналогичная аномалия в электрическом сопротивлении наблюдается в кристаллах висмута в скрещенных электрическом и магнитном полях. Она очень резко выражена при условии  $\omega_c \tau > 1$  (где  $\omega_c$  — циклотронная частота,  $\tau$  — время релаксации импульса), что осуществляется при низкой температуре и сильном магнитном поле. В этом случае на вольтамперных характеристиках тоже наблюдается резкий излом (рис. 15.9), однако, в отличие от пьезоэлектрических кристаллов, характеристики изгибаются вверх. Объяснение этого явления, в общих чертах, заключается в следующем. В скрещенных полях носители заряда не только дрейфуют в электрическом поле  $E$ , создавая плотность тока  $j_0$ , подчиняющуюся закону Ома, но имеют еще скорость переносного движения, перпендикулярную к  $E$  и  $B$  и равную

$$v_t = c \frac{|E \times B|}{B^2}.$$

В висмуте, который является полуметаллом, имеются и электроны, и дырки, которые движутся со скоростью  $v_t$  в одинаковом

направлении. Дрейфующие дырки и электроны взаимодействуют с фононами — в данном случае висмута — через потенциалы деформации. При  $v_t > v_s$  возникает черенковская генерация фононов, и дырки и электроны получают тормозящие импульсы, направленные противоположно нарастающему потоку генерируемых фононов. Это приводит к появлению акусто-электрических токов дырок  $j_p$  и электронов  $j_n$ . Эти токи отклоняются в магнитном поле на соответствующие им холловские углы и поэтому не перпендикулярны  $v_t$  и  $\mathcal{E}$ . Они имеют составляющие вдоль  $\mathcal{E}$ , которые, как видно из рис. 15.9, прибавляются к току  $j_0$ . Поэтому результирующий ток  $j$  оказывается больше  $j_0$ .

### § 9. Заключительные замечания

Выше мы везде рассматривали только объемные, продольные или поперечные, упругие волны. Однако все рассмотренные явления — электронное поглощение и усиление волн, акусто-электрический эффект и др. — наблюдаются и в других типах волн. Особенно интересными здесь являются поверхностные волны. В таких

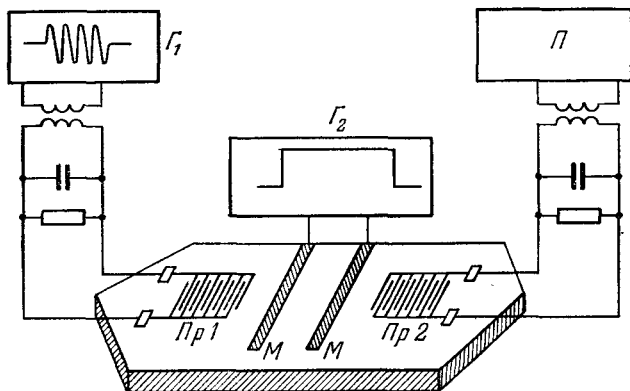


Рис. 15.10. Усиление поверхностных упругих волн дрейфом электронов.  $\Gamma_1$  — импульсный генератор высокой частоты,  $\Gamma_2$  — генератор прямоугольных импульсов ускоряющего напряжения,  $\Pi$  — радиоприемник,  $\text{Пр}1$  и  $\text{Пр}2$  — электромеханические преобразователи,  $M, M$  — металлические ускоряющие электроды.

волнах в общем случае имеются нормальная к поверхности составляющая смещения и тангенциальная составляющая, которые, в отличие от объемных волн, затухают при удалении от поверхности.

Схема типичного опыта для наблюдения электронного поглощения и усиления поверхностных волн в пьезоэлектрических