

движении ($v_d > v_s$) возникает электронное усиление УЗ; оно происходит за счёт энергии источника, поддерживающего сверхзвуковой дрейф носителей. С ростом напряжённости внеш. поля усиление растёт линейно, достигает максимума, а затем начинает уменьшаться, поскольку при больших дрейфовых скоростях электроны не успевают эффективно взаимодействовать со звуковой волной (рис. 4). В пьезополупроводниках при $kl_e \ll 1$ коэф. электронного усиления

$$\gamma_e = \frac{1}{2} K^2 \frac{\omega}{v_s} \frac{(\omega \tau_M) \left(\frac{v_d}{v_s} - 1 \right)}{(\omega \tau_M)^2 \left(\frac{v_d}{v_s} - 1 \right) + (1 + k^2 r_D^2)^2}$$

достигает максимума, равного $k^2/4 (1 + k^2 r_D^2)$, при значении дрейфовой скорости

$$v_d = v_s \left[1 + (1 + k^2 r_D^2) / \omega \tau_M \right],$$

достаточно близком к v_s . В случае $kl_e > 1$ зависимость $\gamma(v_d)$ остаётся линейной вплоть до значений v_d , близких к тепловой (или фермиевской) скорости электронов

$$\gamma = \alpha \left(\frac{v_d}{v_s} - 1 \right),$$

где α — коэф. электронного поглощения в отсутствие дрейфа.

Усиление УЗ возможно, если только оно превосходит поглощение, обусловленное решёткой. На опыте наблюдалось усиление УЗ в пьезополупроводниках (CdS, CdSe, Te, GaAs, InSb и др.) в диапазоне частот $10-10^4$ МГц при темп-рах от гелиевых до комнатных. Значения экспериментально наблюдаемых инкрементов составляют 20—80 дБ/см. При низких темп-рах наблюдалось также усиление УЗ в неполярных полупроводниках (Ge) и полуметаллах (Bi).

Электронная акустич. нелинейность. Рассмотренные выше эффекты относились к распространению достаточно слабого УЗ. С повышением интенсивности звуковой волны всё большую роль начинают играть нелинейные эффекты, искажающие её форму, ограничивающие рост её интенсивности при усилении или уменьшающие её затухание. В проводящих средах, помимо обычного решёточного ангармонизма, существует специфич. механизм нелинейности, связанный с захватом электронов проводимости в минимумах потенциальной энергии электрич. поля, сопровождающего акустич. волну (т. н. электронная акустич. нелинейность). В полупроводниках такой механизм нелинейности становится существенным при интенсивности УЗ, значительно меньших тех, при к-рых сказывается ангармонизм решётки, характерный для диэлектриков. Захват электронов электрич. полем волны приводит к разл. эффектам в зависимости от соотношения между длиной звуковой волны и длиной свободного пробега электрона.

Для НЧ-звука ($kl_e \ll 1$) в пьезополупроводниках осн. роль играет пространственное перераспределение носителей: с ростом интенсивности звука растёт число электронов, захваченных в потенциальных ямах, созданных переменным пьезопотенциалом φ_+ (т. н. концентрац. нелинейность). Когда глубина потенциальных ям $-\varphi_+$ превышает тепловую энергию электронов kT , носители застревают в ямах и оказывают меньшее воздействие на волну. В результате электронное усиление (поглощение) звука падает с ростом его интенсивности, а форма волны существенно отличается от синусоидальной.

При распространении ВЧ-звука ($kl_e > 1$) в металлах, полуметаллах и полупроводниках акустич. волна значительно искажает распределение по импульсам тех электронов, к-рые движутся в фазе с волной и эффективно взаимодействуют с ней (т. н. импульсная акустич. нелинейность). Это искажение тем сильнее, чем больше интенсивность звука, а также время между соударениями, определяющее время жизни электрона

в потенциальной яме. С ростом интенсивности всё больше электронов движутся в фазе с волной и не взаимодействуют с ней, что приводит к уменьшению усиления или поглощения звука. Импульсная акустич. нелинейность аналогична нелинейному *Ландау затуханию* эл.-магн. волн в плазме. Имеется и ряд др. электронных механизмов акустич. нелинейности, связанных, напр., с разогревом электронного газа УЗ-волной, захватом носителей на примесные центры — ловушки и т. д.

Вследствие электронной акустич. нелинейности при распространении УЗ-волны в кристалле возникают электрич. поля и токи не только на частоте УЗ, но и на частотах гармоник. Обратное воздействие этих полей на решётку приводит к генерации акустич. гармоник. Аналогичным образом при одноврем. распространении в кристалле неск. УЗ-волн электронная нелинейность служит причиной нелинейного взаимодействия акустич. волн (см. *Нелинейная акустика*). При воздействии на кристалл переменным электрич. (эл.-магн.) полем электронная нелинейность обеспечивает параметрич. усиление акустич. волн на субгармониках частоты внеш. поля, эффект обращения акустич. волнового фронта, к-рый лежит в основе *электроакустического эха*, и др. эффекты.

Эффекты АЭВ в полупроводниках применяются в *акустоэлектронике* при создании приборов для усиления и генерации волн, управления амплитудой и фазой волны, выполнения нелинейных операций с сигналами. АЭВ в металлах широко используется для изучения формы поверхности Ферми.

Лит.: Гуревич В. Л., Теория акустических свойств пьезоэлектрических полупроводников, «ФТП», 1968, т. 2, в. 11, с. 1537; Иустов И. В. И., Взаимодействие электронных потоков с упругими волнами решетки, «УФН», 1969, т. 97, в. 2, с. 257; Такер Дж., Рамптон В., Гиперзвук в физике твердого тела, пер. с англ., М., 1975; Гальперин Ю. М., Гуревич В. Л., Акустоэлектроника полупроводников и металлов, М., 1978. В. М. Левин, Л. А. Чернозатонский.

АКЦЕПТОРНАЯ ПРИМЕСЬ (от лат. acceptor — принимающий) — примесь в *полупроводнике*, ионизация к-рой сопровождается захватом электронов из валентной зоны или с *донорной примеси*. Типичный пример А. п. — атомы элементов III группы (В, Al, Ga, In) в элементарных полупроводниках IV группы — Ge и Si. В сложных полупроводниках А. п. могут быть атомы электроотрицат. элементов (O, S, Se, Te, Cl и др.), избыточные по отношению к составу, отвечающему стехиометрич. ф-ле. Введение А. п. сообщает данному полупроводнику *дырочную проводимость*, т. е. ионизация А. п. приводит к появлению дырок в валентной зоне, что описывается как переход электрона из валентной зоны на уровень А. п., расположенный в запрещённой зоне.

А. п. характеризуется энергией, необходимой для такого перехода (энергией ионизации А. п. E_i). А. п. с энергией ионизации порядка тепловой энергии kT (мелкие А. п.) описываются водородоподобной моделью. Энергия ионизации такой А. п. в $e^2 m_0 / m^*$ раз меньше энергии ионизации атома водорода ~ 10 эВ (e — *диэлектрическая проницаемость* полупроводника, m_0 — масса свободного электрона, m^* — *эффективная масса дырок*) порядка $10-100$ мэВ.

Лит.: Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г., Физика полупроводников, М., 1977. Э. М. Эпштейн.

АЛГЕБРА ТОКОВ — система *перестановочных соотношений* между компонентами разл. локальных токов в один и тот же момент времени. В частности, для временных компонент $SU(3)$ -октетов токов эта алгебра замкнута (т. е. коммутатор токов выражается через сами токи):

$$\begin{aligned} [j_{0\pm}^k(x), j_{0\pm}^l(x')]_{x_0=x'_0} &= i\delta(x-x') f^{klm} j_0^m(x), \\ [j_{0\pm}^k(x), j_{0\pm}^l(x')]_{x_0=x'_0} &= 0, \end{aligned} \quad (4)$$

где $\delta(x-x')$ — *дельта-функция* Дирака, f^{klm} — т. н. структурные константы группы $SU(3)$, $\lambda^k \lambda^l = \lambda^k \lambda^l =$