

предсказан Л. Э. Гуревичем для металлов (1945); в полупроводниках он впервые наблюдался в 1953.

При низких темп-рах ( $T \leq 100$  К) термоэдс увлечения в полупроводниках достигает значений порядка десятков мВ/К и намного превосходит диффузионную термоэдс. Большая величина термоэдс увлечения объясняется тем, что в полупроводниках с электронами взаимодействуют только длинноволновые фононы с импульсами  $q < 2p$  ( $p$  — импульс электрона), длина пробега  $k$ -рых значительно больше длины пробега электронов. В полупроводнике с простой структурой зоны проводимости (см. *Зонная теория*) коэф. термоэдс увлечения

$$\alpha_{\phi} = \frac{k}{e} \frac{(ms^2)}{(kT)} \frac{\langle \tau_s \tau_{\phi} / \tau_{\phi} \rangle}{\langle \tau_s \rangle},$$

где  $m$ ,  $e$  — эфф. масса и заряд электрона;  $s$  — скорость звука;  $\tau_s$  — полное время релаксации импульса электронов;  $\tau_{\phi}$  — время релаксации импульса электронов при рассеянии на фононах;  $\tau_{\phi}$  — время релаксации фононов, усреднённое по импульсам  $q$ :  $\tau_{\phi} = (1/4p^4) \int_0^{2p} \tau_{\phi}(q) q^3 dq$ . Угл. скобки означают усреднение по энергиям электронов:

$$\langle f(\mathcal{E}) \rangle = (4/3 \sqrt{\pi}) \int_0^{\infty} f(\mathcal{E}) \mathcal{E}^{3/2} e^{-\mathcal{E}} d\mathcal{E}. \text{ При не слишком низ-$$

ких темп-рах  $\tau_{\phi}$  определяется фонон-фононной релаксацией. При этом  $\alpha_{\phi}$  быстро растёт с уменьшением темп-ры. Напр., если в кубич. кристалле электроны рассеиваются в осн. на фононах, т. е.  $\tau_s \approx \tau_{\phi}$ , а фонон-фононное рассеяние определяется механизмом Херринга, то  $\alpha_{\phi} \propto T^{-7/2}$ . В очень чистых образцах термоэдс увлечения имеет максимум, когда преобладающим становится рассеяние фононов на границах образца.

В образцах с большой концентрацией электронов становится существенным рассеяние на них фононов. Это уменьшает  $\tau_{\phi}$  и ограничивает макс. значение термоэдс увлечения (эфф. эффект насыщения). В сильно вырожденных полупроводниках, когда рассеяние фононов на электронах является преобладающим, максимально возможное значение

$$\alpha_{\phi} = (4/3)(k/e).$$

Эффект увлечения существенно влияет на термогальваномагнитные явления. Относит. роль увлечения в *Нернста эффекте* значительно больше, чем в термоэдс, и с уменьшением темп-ры коэф. Нернста растёт быстрее, чем термоэдс. Напр., если  $\tau_s \approx \tau_{\phi}$ , а  $\tau_{\phi}$  определяется механизмом Херринга, то коэф. Нернста  $\propto T^{-5}$ .

В квантовом магн. поле  $H$  характерный импульс электрона в плоскости, перпендикулярной  $H$ , порядка  $\hbar/\lambda$ , где  $\lambda$  — магнитная длина  $\lambda = (c\hbar/eH)^{1/2}$ . Поэтому объём *фазового пространства* фононов, взаимодействующих с электронами, а вместе с ним и термоэдс увлечения растут с полем  $H$ , и в квантовом поле она превосходит диффузионную термоэдс в десятки раз. Зависимость от  $T$  и  $H$  определяется механизмом фонон-фононной релаксации. В вырожденных полупроводниках и металлах наблюдаются квантовые осцилляции термоэдс увлечения в сильных полях (см. *Термоэдс осцилляции*).

Лит.: Ансельм А. И., Введение в теорию полупроводников, 2 изд., М., 1978; Зырянов П. С., Клинггер М. И., Квантовая теория явления электронного переноса в кристаллических полупроводниках, М., 1976. И. Я. Коренблит.

**УВЛЕЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ ФОТОНАМИ** (светозлектрический эффект) — возникновение электронного потока в результате передачи импульса от направленного потока фотонов электронам. У. э. ф. наблюдается в оптич. и СВЧ-областях спектра в полупроводниках, полуметаллах (Вi) и нек-рых металлах. Наиб. подробно изучен в полупроводниках (Ge, Si, типа  $A^3B^5$ ), где может возникнуть как при межзонных переходах, фотоионизации связанных электронов, так и при поглощении света свободными электронами и дырками.

Импульс фотонов, в конечном счёте приобретаемый всем твёрдым телом, вначале в значит. мере воспринимается подвижными носителями, вызывая их смещение. Вре-

мя затухания полученного электроном импульса  $\tau \sim 10^{-10} - 10^{-13}$  с, что определяет малую инерционность эффекта. Т. к. импульс фотона равен сумме импульсов, приобретаемых решёткой и электроном, то возможен случай, когда импульс, приобретаемый электроном, противоположен по знаку импульсу фотона.

У. э. ф. обнаруживается в короткозамкнутом образце в виде тока (ток увлечения) или в разомкнутом образце в виде эдс. Плотность тока может быть записана в виде

$$j = e a I \frac{\hbar \omega \langle \tau \rangle}{c m} \beta,$$

где  $e$ ,  $m$  — заряд, эфф. масса носителей заряда;  $\langle \tau \rangle$  — усреднённое время релаксации импульса носителей;  $I$ ,  $n$ ,  $a$  — соответственно интенсивность (в фотон/см<sup>2</sup>·с), показатель преломления, коэф. поглощения света;  $\hbar\omega$  — энергия фотона;  $\beta$  — коэф., характеризующий долю импульса фотонов, приобретаемую электронами.

В полупроводниках со сложными зонами (см. *Зонная теория*) при определ. ориентации кристалла наряду с продольным может возникнуть поперечный ток увлечения, направленный перпендикулярно импульсу фотонов. Так, напр., при освещении поверхности кубич. кристалла светом, линейно поляризованным в плоскости, составляющей угол  $\theta$  с его осью [110], возникает поперечный ток, направленный под углом  $2\theta$  к этой оси:

$$j_{\perp} = \eta p e \langle \tau \rangle / m.$$

Здесь  $p$  — переданный электронам импульс. Величина и знак коэф.  $\eta$  зависят от расположения экстремумов зон, анизотропии изоэнергетич. поверхностей и механизмов рассеяния электронов. При сильной анизотропии  $|\eta| \sim 1$ .

Эффект У. э. ф. экспериментально обнаружен в 1958. Классич. теория его основана на рассмотрении тока увлечения как холловского тока, возникающего в электрич. и магн. полях световой волны, с учётом тока, обусловленного пространств. дисперсией проводимости ( $k$ -рый может быть сравним с холловским током, см. *Холли эффект*).

У. э. используется для измерения временных характеристик излучения импульсных лазеров и для регистрации ИК-излучения.

Лит.: Блатт Ф. Дж., Физика электронной проводимости в твердых телах, пер. с англ., М., 1971; Ивченко Е. Л., Пикус Г. Е., Фотогальванические эффекты в полупроводниках, в сб.: Проблемы современной физики, Л., 1980, с. 275—93; Рывкин С. М., Ярошецкий И. Д., Увлечение электронов фотонами в полупроводниках, там же, с. 173—85; Гуревич Л. Э., Травников В. С., Увлечение электронов электромагнитными волнами и электромагнитных волн электронами, там же, с. 262—68.

Л. Э. Гуревич, С. М. Рывкин.

**УВЛЕЧЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТ** — величина, характеризующая степень увлечения света (или др. эл.-магн. волн) движущейся средой и равная  $\alpha = 1 - 1/n^2$  ( $n$  — показатель преломления среды). Поэтому скорость света  $u$  в среде, движущейся со скоростью  $v$  относительно лаб. системы, равна  $u = c/n \pm \alpha v$  ( $c$  — скорость света в вакууме), где знаки «+» и «-» соответствуют распространению света по движению среды и против него. У. к. а. был рассчитан О. Френелем (А. J. Fresnel) в 1818. Подробнее см. в статье *Оптика движущихся сред, Физо опыт*.

**УГЛЕРОД** (лат. Carboneum), С, — хим. элемент IV группы периодич. системы элементов, ат. номер 6, ат. масса 12,011; относится к неметаллам. В природе представлен стабильными <sup>12</sup>С (98,90%) и <sup>13</sup>С (1,10%); в земной атмосфере постоянно присутствует в ничтожных концентрациях (ок. 10<sup>-14</sup> ат%)  $\beta$ -радиоактивный <sup>14</sup>С ( $T_{1/2} = 5717$  лет), образующийся в ядерной реакции с участием космич. нейтронов: <sup>14</sup>N(n, p)<sup>14</sup>С. Электронная конфигурация 1s<sup>2</sup>2s<sup>2</sup>2p<sup>2</sup>. Энергии последоват. ионизаций 11,260; 24,382; 47,883; 64,492 и 392,09 эВ. Радиус атома С 77 пм, иона С<sup>4+</sup> 20 пм. Значение электроотрицательности 2,5. Масса нуклида <sup>12</sup>С принята равной точно 12, а <sup>1/12</sup> её наз. атомной единицей массы. Эфф. сечение захвата тепловых нейтронов природного У. мало (0,0034 · 10<sup>-28</sup> м<sup>2</sup>).

У. существует в неск. модификациях, свойства к-рых резко различны: графит, алмаз, карбин (получен искус-