

кости до уровня, определяемого действием сил поверхностного натяжения. Поддержание уровня жидкости в капилляре требует меньших (в 5—10 раз) затрат акустич. энергии, чем в процессе подъёма, т. к. при этом уже не нужно преодолевать силы вязкого трения жидкости о стенки капилляра.

З. э. используется в разл. технол. процессах: он применяется при пропитке катушек трансформаторов и др. точных изделий клеями и лаками, при дублировании кож, при окрашивании толстых тканей, при заполнении щелей в разл. конструкциях, при пайке сложных изделий, при тонкой фильтрации расплава через многослойные сетчатые фильтры, в большинстве процессов УЗ-обработки твёрдых тел в жидкости с участием кавитации.

Лит.: Ультразвуковая технология, М., 1974; Китайгородский Ю. И., Дрожалова В. И., Расчет высоты и скорости подъёма жидкости по капиллярам при воздействии ультразвуковых колебаний, «Науч. труды Моск. ин-та стали и сплавов», 1977, № 90, с. 12; G r a f f K., Macrosonics in industry: ultrasonic soldering, «Ultrasonics», 1977, v. 15, N 2, p. 75; Основы физики и техники ультразвука, М., 1987. Г. И. Дзкин.

**ЗВУКОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ** — свечение в жидкости при акустич. кавитации. Световое излучение при З. очень слабое и становится видимым только при значит. усилении или в полной темноте. Спектр З. в основном непрерывный. Гл. причина свечения — сильное нагревание газа и пара в кавитац. пузырьке, происходящее в результате адиабатич. сжатия при его захлопывании: темп-ра внутри пузырька может достигать  $10^4$  К, что вызывает термич. возбуждение атомов газа и пара и свечение пузырька.

Лит.: Кляпп Р., Дейли Дж., Хеммит Ф., Кавитация, пер. с англ., М., 1974.

**ЗЕЕБЕКА ЭФФЕКТ** — возникновение эдс (термоэдс) в электрич. контуре, состоящем из двух проводников А и В, контакты между к-рыми поддерживаются при разных темп-рах  $T_1$  и  $T_2$ . Открыт в 1821 Т. И. Зеебеком (Th. J. Seebeck). З. э. используется для прямого преобразования тепловой энергии в электрическую (термоэлектрогенераторы) и в термометрии.

Термоэдс контура определяется ф-лой:

$$S = \int_{T_1}^{T_2} (S_A - S_B) dT,$$

где  $S_A$  и  $S_B$  наз. а б с о л ю т н ы м и термоэдс (д и ф ф е р е н ц. термоэдс, коэф. термоэдс) проводников А и В. Абс. термоэдс — характеристика проводника, равная  $S = du/dT$ , где  $u$  — эдс, возникающая в проводнике при наличии в нём градиента темп-р. З. э. связан с др. термоэлектрическими явлениями (Пельтье эффектом и Томсона эффектом) соотношениями Кельвина:

$$\rho = T \frac{dS}{dT}, \quad (1)$$

$$\Pi = TS, \quad (2)$$

где  $\rho$  и  $\Pi$  — коэф. Томсона и Пельтье.

Градиент темп-ры создаёт в проводнике градиент концентраций «холодных» и «горячих» носителей заряда. В результате этого возникают два диффузионных потока носителей — вдоль и против градиента темп-ры. Т. к. скорости диффузии и концентрации «горячих» и «холодных» носителей заряда различны, то на одном конце проводника создаётся избыточный положительн. заряд, а на другом — отрицательный. Поле этих зарядов приводит к установлению стационарного состояния: число носителей, проходящих через поперечное сечение образца в обоих направлениях, одинаково. Возникающая диффузионная термоэдс определяется температурной зависимостью концентрации носителей заряда и их подвижностью  $\mu$ , обусловленной характером их взаимодействия с фононами, примесями и т. д.

В металлах электронный газ вырожден и термоэдс определяется только различием подвижностей «горячих» и «холодных» электронов. В полупроводниках термоэдс обусловлена зависимостью от  $T$  как подвижности, так и концентрации электронов и дырок. Обычно вклад в термоэдс, связанный с температурной зависимостью концентрации носителей, превышает вклад, обусловленный различием в  $\mu(T)$ , хотя последний в полупроводниках (вследствие *Больцмана распределения* носителей) на неск. порядков больше, чем в металлах. Именно поэтому термоэдс в полупроводниках значительно выше, чем в металлах.

**Теоретическое описание.** Выражение для термоэдс может быть получено из кинетич. ур-ния Больцмана:

$$S = K_1/K_0 eT, \quad (3)$$

где величины  $K_1$  и  $K_0$  определяются ф-лой:

$$K_n = - \int v_i \tau(k) (\mathcal{E} - \eta)^n \frac{\partial f_0}{\partial \mathcal{E}} dk, \quad (n = 0, 1).$$

Здесь  $v$  — скорость носителей ( $i, j = x, y, z$ ),  $\tau$  — время их релаксации,  $\eta$  — химический потенциал,  $f_0$  — ф-ция распределения Ферми,  $e$  — заряд носителей,  $\mathcal{E}$  — их энергия,  $k$  — волновой вектор.

Для металлов выражение (3) принимает вид:

$$S = \frac{\pi^2 k^2 T}{3e} \left[ \frac{\partial \ln \sigma(\mathcal{E})}{\partial \mathcal{E}} \right]_{\mathcal{E}=\eta} = \frac{\pi^2 k^2 T}{3e\eta} \left[ \frac{\partial \ln \sigma(\mathcal{E})}{\partial \ln \mathcal{E}} \right]_{\mathcal{E}=\eta}, \quad (4)$$

где  $\sigma(\mathcal{E})$  — проводимость при  $T = K$ . С помощью (4) может быть описана термоэдс кристаллич., аморфных и жидких металлов. Для металлов величина  $S$  порядка  $kT/\eta$ , т. к., с одной стороны, электронный газ вырожден и только малая часть электронов (порядка  $kT/\eta$ ) участвует в диффузионном токе, с др. стороны, для большинства механизмов рассеяния зависимость проводимости от энергии слабая:

$$\left[ \frac{\partial \ln \sigma(\mathcal{E})}{\partial \ln \mathcal{E}} \right]_{\mathcal{E}=\eta} \sim 1.$$

Однако существуют механизмы релаксации, для к-рых термоэдс в металлах порядка  $k/e$ . К ним относятся процессы асимметричного упругого и неупругого рассеяния электронов в ферромагнетиках с немагнитными примесями; процессы интерференции рассеяния, независимого от спинового взаимодействия электронов с примесью в кондо-решётках. В этих случаях  $[\partial \ln \sigma(\mathcal{E})/\partial \ln \mathcal{E}]_{\mathcal{E}=\eta} \sim \eta/kT$ . В приближении  $\tau = \tau_0 e^{\mathcal{E}}$ , где  $r$  — параметр, зависящий от природы процессов рассеяния, из (3) следует:

$$S = \frac{\pi^2 k^2 T^2}{3e\eta} \left( \frac{3}{2} + r \right). \quad (5)$$

Для полупроводников в случае квадратичного изотропного дисперсии закона носителей из (3) следует:

$$S = \frac{k}{e} \left[ \left( r + \frac{3}{2} \right) - \frac{\eta}{kT} \right]. \quad (6)$$

Знак термоэдс определяется знаком носителей заряда. Первый член суммы в (6) связан с изменением подвижности, а второй — с изменением концентрации носителей. Аналогичный вид имеет зависимость  $S(T)$  для аморфных и стеклообразных полупроводников.

**Влияние «увлечения» электронов фононами и магн. фононами.** Диффузионная термоэдс рассматривалась выше в предположении, что фононная система находится в равновесии. В действительности наличие градиента темп-ры вызывает отклонение фононной системы от равновесия — возникает поток фононов от «горячего» конца проводника к «холодному». Взаимодействуя с электронной системой, они передают им свой избыточный импульс, в результате чего возникает дополнит. т. н. термоэдс фононного увлечения  $S_{\text{ф}}$  (см. *Увлечение электронов фононами*, [4]). Она определяется харак-