в литературе часто называют «фактором прилипания электронов» на ловушки. Далее, мы имеем уравнение Пуассона

$$\frac{\partial \tilde{\mathscr{D}}}{\partial x} = -4\pi e \tilde{n}_s, \tag{2.15}$$

два пьезоэлектрических соотношения

$$\tilde{\mathscr{D}} = e\tilde{\mathscr{E}} - 4\pi\beta u, \tag{2.16}$$

$$\tilde{s} = \Lambda u + \beta\tilde{\mathscr{E}} \tag{2.17}$$

и, наконец, механическое уравнение движения среды

$$\rho\frac{\partial^2 Q}{\partial t^2} = \frac{\partial \tilde{s}}{\partial x} = \Lambda\frac{\partial^2 Q}{\partial x^2} + \beta\frac{\partial \tilde{\mathscr{E}}}{\partial x}, \tag{2.18}$$

где ρ — плотность среды.

Для определения связи между концентрациями $\tilde{n}$ и $\tilde{n}_t$ (или, что то же, фактора прилипания f) необходимы еще уравнения кинетики захвата электронов на примесные центры, рассмотренные в § IX.4. Для простейшего случая центров прилипания одного типа соответствующее уравнение имеет вид

$$\frac{\partial \tilde{n}_t}{\partial t} = \alpha_n (n_0 + \tilde{n})(N_t - n_{t0} - \tilde{n}_t) - \alpha_n n_1 (n_{t0} + \tilde{n}_t), \tag{2.19}$$

где N_t, α_n и n_1 имеют тот же смысл, что и в § IX.4. При этом фактор прилипания в общем случае оказывается комплексным (что указывает на сдвиг фаз колебаний $\tilde{n}$ и $\tilde{n}_s$) и зависящим от частоты волны ω. Однако положение существенно упрощается, если $\omega\tau \ll 1$, где τ — время жизни электронов в зоне. В этом случае ловушки успевают «следить» за изменениями $\tilde{n}$ и f становится постоянным числом, зависящим от состава кристалла и температуры.

Отметим в заключение, что, записывая уравнение движения в форме (2.18), мы не включили в него силы «трения», всегда существующие в реальных кристаллах. Этим мы исключили поглощение волны самой решеткой кристалла, которое, в случае необходимости, должно быть учтено дополнительно.

§ 3. Упругие волны в пьезодиэлектриках

Рассмотрим теперь особенно простой случай, когда упругая волна распространяется в непроводящей пьезоэлектрической среде ($\tilde{n} = \tilde{n}_t = \tilde{n}_s = 0$). Тогда уравнение (2.15) дает $\tilde{\mathscr{D}} = \text{const} = 0$ (так как $\tilde{\mathscr{D}}$ может быть постоянным, только если оно равно нулю), а из (2.16) получается

$$\frac{\partial \tilde{\mathscr{E}}}{\partial x} = \frac{4\pi\beta}{\varepsilon}\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{4\pi\beta}{\varepsilon}\frac{\partial^2 Q}{\partial x^2}.$$

Подставляя это в уравнение движения (2.18), мы находим

$$\frac{\partial^2 Q}{\partial t^2} = \frac{\Lambda}{\rho}(1+K^2)\frac{\partial^2 Q}{\partial x^2}, \tag{3.1}$$

где

$$K^2 = \frac{4\pi\beta^2}{\varepsilon\Lambda}. \tag{3.2}$$

Соответственно, дифференцируя обе части уравнения (3.1) по x и заменяя в нем $\partial Q/\partial x$ на u, получаем уравнение, описывающее распространение деформации:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{\Lambda}{\rho}(1+K^2)\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}. \tag{3.3}$$

Мы получили обычное волновое уравнение. Одно из его решений есть плоская волна, описываемая формулой (2.6). Фазовая скорость волны v_s дается выражением

$$v_s^2 = \frac{\Lambda}{\rho}(1+K^2) = v_{s0}^2(1+K^2), \tag{3.4}$$

где $v_{s0}^2 = \Lambda/\rho$ есть квадрат скорости волны в отсутствие пьезоэлектрического взаимодействия. Мы видим, что в пьезоэлектрической среде скорость волны увеличивается в $\sqrt{1+K^2}$ раз. Можно также сказать, что в этом случае упругие свойства среды описываются измененным, или эффективным, модулем упругости, равным

$$\Lambda' = \Lambda(1+K^2). \tag{3.5}$$

Безразмерная постоянная K носит название константы электромеханической связи. Она определяет влияние пьезоэлектрического эффекта на распространение упругих волн. Величина K у сильных пьезоэлектриков (например, соединений типа $\mathrm{A^{II}-B^{VI}}$) имеет порядок 0,1.

§ 4. Упругие волны в пьезоэлектрических полупроводниках

Если электропроводность среды не равна нулю, то необходима вся система уравнений (2.11) — (2.19). Она содержит нелинейные уравнения (2.11) и (2.19), и ее решение в общем случае сложно. Поэтому мы ограничимся случаем малых колебаний и будем пренебрегать теми членами, которые содержат произведения малых переменных величин (при этом интенсивность волны может быть совсем не малой с точки зрения практических применений). Далее, чтобы упростить расчеты, мы сначала 1) пренебрежем диффузией и 2) положим, что прилипания электронов нет ($f = 1$, $\tilde{n}_s = \tilde{n}$).