Письма в ЖЭТФ, том 12, стр. 338 – 340 20 сентября 1970 г.

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ОДНОРОДНОЙ ДЕФОРМАЦИИ И КОНЦЕНТРАЦИИ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА В ПОЛУПРОВОДНИКЕ, ОБУСЛОВЛЕННАЯ ДЕФОРМАЦИОННЫМ ПОТЕНЦИАЛОМ

С.И.Пекар, В.И.Пипа, В.Н.Писковой

В изотропно-упругой среде, при электрон-фононном взаимодействии через деформационный потенциал, закон дисперсии акусто-зарядных продольных волн имеет вид [1]:

$$(s^2k^2-\omega^2)\left(\Gamma k^2+\frac{1}{\tau}+i(\mathbf{k}\mathbf{v}-\omega)\right)-A\Gamma s^2k^4=0,\quad A=\frac{b^2n_0\mu}{e\gamma s^2\Gamma}. \tag{1}$$

Деформация, концентрация носителей и электростатический потенциал ϕ предполагаются $\sim \exp i[\mathbf{k}\mathbf{r}-\omega t]$. s – скорость продольного звука в отсутствии носителей, Γ, n_0, μ, τ, $\mathbf{v}$ – коэффициент диффузии, равновесная концентрация, подвижность, максвелловское время релаксации, дрейфовая скорость носителей тока. γ – плотность среды, b – константа деформационного потенциала.

Известно [2], что при $v > s$ у (1) имеются корни $k(\omega)$, отвечающие нарастанию звуковой волны в пространстве или во времени (усиление). Однако, оказывается, что при $A > 1$ нарастание существует и при $v < s$ и даже при отсутствии внешнего приложенного поля ($v = 0$). Например, при $(A-1)\Gamma\omega^2 s^{-2}\tau \ll 1$, $v = 0$ у (1) имеются корни

$$k=\pm\sqrt{\frac{1-i\omega\tau}{\Gamma\tau(A-1)}}. \tag{2}$$

При заданном вещественном ω, оба корня соответствуют экспоненциальному нарастанию волны в пространстве. При заданном вещественном k, смещение среды u и избыточная концентрация $n' \equiv n - n_0$ изменяются по закону

$$\sin(\mathbf{k}\mathbf{r}+\alpha)\exp\beta t;\qquad \beta\equiv -i\omega=(A-1)\Gamma k^2-\frac{1}{\tau}. \tag{3}$$

При достаточно большом k^2, $\beta(k) > 0$ и u и n' неограничено нарастают во времени (неустойчивость). При некотором значении $k = k_0$, $\beta(k_0) = 0$ и (3) описывает статическую бунчировку плотности кристалла и концентрации носителей тока.

Решение (2), (3), конечно, не является обычной волной: отсутствует перенос энергии, групповая скорость и прочее. Но для дальнейшего существенно, что (2), (3) есть решения уравнений движения. Остальные два корня (1) $k(\omega)$ представляют обычные волны типа звуковых.

Решение (1) можно упростить и в предельном случае $|As^2k^2\tau\beta^{-1}| \ll 1$.

Сюда и в первое из выражений (3) следует подставить

$$\beta = \pm s k \sqrt{\frac{D k^2 \tau (A-1) - 1}{D k^2 \tau + 1}} \,. \tag{4}$$

При $k < k_0$, β – мнимое и (4) представляет обычную звуковую волну с учетом электрон-фононного взаимодействия. При $k > k_0$, одно из решений (4) описывает экспоненциальное нарастание во времени n' и u.

В случае биполярного полупроводника в приближении квазинейтральности, при $v = 0$ и $n_0 = p_0$, закон дисперсии имеет вид

$$(s^2k^2 - \omega^2)\left(Dk^2 + \frac{2}{\tau_r} - i\,\omega\right) - As^2k^2\left(Dk^2 + \frac{2}{\tau_r}\right) = 0, \quad A = \frac{(b_n + b_p)^2 n_0}{2\gamma s^2 k T}, \tag{5}$$

где D и τ_r – коэффициент биполярной диффузии и время рекомбинации, k – постоянная Больцмана, индексы n и p относятся к электронам и дыркам.

Некоторые корни уравнения (5) также отвечают неустойчивости. Их можно упростить в предельных случаях. Например, при

$$Dk^2 + \frac{2}{\tau_r} \gg |sk(A-1)^{1/2}| \quad \text{и} \quad A \neq 1$$

$$\beta = \pm s k (A-1)^{1/2} - \frac{A s^2 k^2}{2\left(Dk^2 + \frac{2}{\tau_r}\right)} + \ldots, \tag{6}$$

при $\left|\dfrac{sk}{A-1}\right| \gg Dk^2 + \dfrac{2}{\tau_r}$

$$\beta = (A-1)\left(D k^2 + \frac{2}{\tau_r}\right). \tag{7}$$

При $A > 1$, (7) и одно из выражений (6) описывают экспоненциальное нарастание во времени n', p' и u. Неустойчивость, на этот раз, не имеет нижнего порога k_0.

При $b_n + b_p = 20$ *эв*, $\gamma = 4$ *г·см*$^{-3}$, $s = 2 \cdot 10^5$ *см·сек*$^{-1}$, $kT = 0{,}025$ *эв*. A достигает значения единицы при $n_0 = 1{,}25 \cdot 10^{19}$ *см*$^{-3}$. Следовательно, повышение концентрации доноров или температуры в устойчивом кристалле может привести к тому, что A достигнет значения единицы и кристалл потеряет устойчивость. Термодинамический потенциал монополярного невырожденного полупроводника, в случае полной ионизации доноров, при произвольной фиксированной деформации, имеет вид

$$\Phi = \int\left\{\frac{\gamma s^2}{2}(\operatorname{div} \mathbf{u})^2 + bn \operatorname{div} \mathbf{u} + \right.$$

$$+\frac{e\phi n'}{2} + (E+\zeta)n - kT\left[n_0 \ln 2 + n - n\ln\frac{n}{2}\left(\frac{2\pi\hbar^2}{m^* kT}\right)^{3/2}\right]\Bigg\} dv;$$

$$\epsilon\,\Delta\phi = -4\pi e n' \qquad (8)$$

где E – энергия диссоциации, а ζ – химический потенциал носителей. Условия равновесия – минимум Φ и v и n, совместно с уравнением Пуассона, после линеаризации приводит к уравнению $\Delta\phi + k_0^2\phi = 0$. Его решения, например $C\sin k_0 r$ или $C\frac{\sin k_0 r}{r}$ ($A > 1$) показывают, что в кристалле может существовать статическая бунчировка ϕ, n' и v с произвольной амплитудой C. Это является следствием того, что в разложении экстремального Φ по степеням n' или v исчезают линейные и квадратичные члены. Упомянутое безразличие равновесия по отношению к амплитуде C может исчезнуть в нелинейной теории, сохраняющей высшие степени n' и v в (8). В результате: а) Φ в зависимости от амплитуды бунчировки может иметь минимум еще при k^{-1} значительно превышающем постоянную решетки k. В этом случае возникнет устойчивая бучировка (домены) с определенной амплитудой еще в области применимости макротеории; б) в нелинейной теории может вовсе не существовать равновесия системы в области применимости макротеории. В этом случае вероятнее всего в кристалле произойдет фазовый переход. Тенденция к этому видна из формулы (3), показывающей, что чем больше k, тем больше инкремент нарастания. Если начальную произвольную флюктуацию разложить в интеграл Фурье по функциям (3), то с ростом t начнут господствовать гармоники с максимальными k т. е. возникнет бунчировка с периодом порядка постоянной решетки.

Возможность неустойчивости металла, когда A превышает некоторое критическое значение отмечалась впервые в [3], затем в [4]. Она следует также и из формулы (14) работы [5]. В [4, 5] получены почти одинаковые законы дисперсии $\omega(k)$. Они существенно отличаются от всех приведенных выше, кроме результата (6), к которому они приближаются при $k^{-1} \gg d$ (если отвлечься от того, что A в (6) относится к биполярному, а, следовательно, невырожденному случаю). Близость этих результатов связана с тем, что в обоих случаях рассматриваются квазиакустические ветви и используется приближение квазинейтральности. Решения (3) и (7) относятся к концентрационным волнам, а в (4) отсутствует квазинейтральность; поэтому эти результаты не имеют аналогов в [4, 5].

Поступила в редакцию
7 июля 1970 г.

После переработки
17 августа 1970 г.

Институт полупроводников
Академии наук Украинской ССР

Литература

[1] А.А.Демиденко, С.И.Пекар, В.Н.Писковой, Б.Е.Цеквава. ЖЭТФ, 52, 715, 1967.

[2] C.Weinreich. Phys. Rev., 104, 321, 1956.

[3] G.Wentzel. Phys. Rev., 83, 168, 1952.

[4] С.Б.Тябликов, В.В.Толмачев. ЖЭТФ, 34, 1254, 1958.

[5] А.Б.Мигдал. ЖЭТФ, 34, 1438, 1958.