

## СТОХАСТИЧЕСКИЕ АВТОКОЛЕБАНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ С МАЛОЙ ПОДВИЖНОСТЬЮ

*В.Л.Бонч-Бруевич*

Исследовано временное поведение флуктуаций напряженности электрического поля и концентрации свободных носителей заряда в полупроводнике с малой подвижностью. При достаточно большом напряжении на образце и/или достаточно сильной подсветке должной частоты стационарное состояние системы оказывается неустойчивым и возникают стохастические автоколебания указанных выше величин.

Возможность возникновения стохастических автоколебаний в полупроводниках с горячими электронами рассматривалась в работах <sup>1, 2</sup>. В материалах с малой подвижностью вместо нагрева электронов появляется другой фактор — полевая зависимость энергий ионизации за счет эффекта Пуля — Френкеля и полевая зависимость подвижности,  $\mu$ , обусловленная рядом причин <sup>3</sup>. В настоящей статье используется модель энергетического спектра, в известной мере аналогичная предложенной Моттом, Стритом и Дэвисом <sup>3</sup>: предполагается, что главную роль в кинетике электронных процессов играют дефекты одного типа, способные находиться в одном из трех состояний: положительно заряженном ( $D_+$ ; уровень  $E_+$ , концентрация  $N_+$ ), нейтральном ( $D_0$ ; уровень  $E_0$ , концентрация  $N_0$ ) и отрицательно

заряженном ( $D_-$ ; уровень  $E_-$ , концентрация  $N_-$ ). При этом корреляционная энергия,  $-U$ , считается отрицательной;  $E_+ + E_- < 2E_0$ . Однако, в отличие от модели Мотта, Стрита и Дэвиса, рассматривается случай, когда уровень  $E_-$  лежит все же ближе к зоне проводимости, чем к валентной, и электронный обмен с последней исключен (учет этого обмена заметно усложняет задачу, не изменяя, однако, основных качественных результатов). Обозначив концентрацию свободных электронов через  $n$ , получим следующие уравнения кинетики захвата

$$\dot{N}_+ = c_1(-nN_+ + n_1N_0\varphi_1) + c_3(N_0^2 - n_3N_-N_+), \quad (1)$$

$$\dot{N}_- = c_2(nN_0 - n_2N_-\varphi_2) + c_3(N_0^2 - n_3N_-N_+). \quad (2)$$

Здесь  $c_1$  и  $c_2$  — коэффициенты захвата электронов проводимости на центры  $D_+$  и  $D_0$ ,  $c_3$  — коэффициент "захвата" электрона с одного из уровней  $D_0$  на другой. По очевидным причинам  $c_1 > c_2$ , в то время как разность  $c_2 - c_3$  может иметь любой знак.

Функции  $\varphi_1, \varphi_2$ , зависящие от напряженности электрического поля  $E$ , описывают изменение вероятности обратного выброса электронов в зону проводимости под действием электрического поля,  $E$ . Аналогичная функция  $\varphi(E)$  определяет и полевую зависимость подвижности, обусловленную захватом носителей заряда на мелкие ловушки с последующим быстрым обратным выбросом в зону (эти ловушки не следует отождествлять с центрами  $D_0, D_-$  и  $D_+$ ).

В дальнейшем мы будем интересоваться областью достаточно сильных полей и случаем  $\varphi_1 = \varphi_2 = \varphi \gg 1$ ,  $d \ln \varphi / d \ln E \gg 1$ . Если, в частности, воспользоваться формулой (3)

$$\varphi = \sqrt{E_0/E} \operatorname{sh} \sqrt{E/E_0}, \quad E_0 = (kT)^2 \epsilon / 4e^3, \quad (3)$$

где  $\epsilon$  — величина, близкая к высокочастотной диэлектрической проницаемости, то  $d \ln \varphi / d \ln E = \frac{1}{2} (E/E_0)^{1/2}$ . Величины  $n_1, n_2$  и  $n_3$  даются выражениями (мы совмещаем начало отсчета энергии с  $E_+$ ; тогда  $E_- = 2E_0 - U$ ):

$$n_1 = g_1 N_c \exp\left(\frac{E_0 - E_c}{kT}\right) + \frac{J_1 \sigma_1}{c_1}; \quad n_2 = g_2 N_c \exp\left(-\frac{U}{kT} + \frac{E_0 - E_c}{kT}\right) + \frac{J_2 \sigma_2}{c_2}; \quad n_3 = \exp\left(-\frac{U}{kT}\right) + \frac{J_3 \sigma_3}{c_3}. \quad (4)$$

Здесь  $g_i$  — обычные статистические веса ( $i = 1, 2$ ),  $J_i$  и  $\sigma_i$  — поток фотонов соответствующей частоты и сечение захвата фотона центрами  $D_-$  ( $i = 2$ ) и  $D_0$  ( $i = 1$  для перехода  $D_0 \rightarrow D_+$ ,  $i = 3$  для перехода  $2D_0 \rightarrow D_+ + D_-$ ).

Уравнение для напряженности электрического поля в образце — то же, что и в работе <sup>1</sup>:

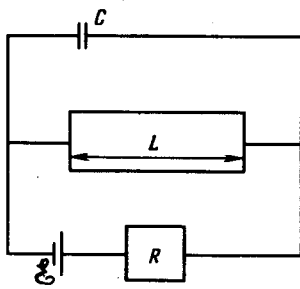
$$\dot{E} = \frac{4\pi}{\epsilon} \left[ \frac{\mathcal{E}}{SR} - \left( \sigma + \frac{L}{SR} \right) E \right], \quad (5)$$

где  $\sigma = e n \mu_0 \varphi(E)$ ,  $\mu_0 = \mu(E = 0)$ ,  $\epsilon^* = \epsilon + 4\pi CL/S$ ,  $S$  — площадь поперечного сечения образца, прочие обозначения ясны из рисунка.

К уравнениям (1), (2) и (5) надо добавить еще соотношения

$$N_0 + N_+ + N_- = N, \quad n + N_- = N_+ \quad (6)$$

(второе из них есть условие локальной нейтральности). Равенства (6) вместе с условием  $E \leq \mathcal{E}/L$  определяют "физическую область", в пределах которой только и можно задавать начальные значения переменных. При этом, согласно (1), (2) и (5), интегральные кривые не могут выходить за пределы области.



Исследование динамической системы (1), (2), (5) выполняется стандартным образом. Легко убедиться, что в физической области может быть не более двух особых точек, а во многих физически интересных случаях особая точка оказывается единственной. Достаточное условие этого дается неравенствами:  $n_1 N_D^{-1} \varphi > 1/2$  и  $n_2 n_1^{-1} < 4$  (при  $c_2 \gg c_3$ ) или  $n_3 N_D^{-1} < 4$  (при  $c_2 \ll c_3$ ).

Условия устойчивости особых точек оказываются довольно громоздкими, однако (заметьте ужесточенное) достаточное условие имеет простой вид

$$\tau_m^{-1} \frac{d \ln \varphi}{d \ln E} < \frac{n_1 n_2 c_1 c_2}{n_1 c_1 + n_2 c_2}, \quad c_2 \gg c_3, \quad (7a)$$

$$\tau_m^{-1} \frac{d \ln \varphi}{d \ln E} < \frac{n_1 n_3 c_1 c_3}{n_1 c_1 + n_3 c_3}, \quad c_2 \ll c_3. \quad (7b)$$

Здесь  $\tau_M^{-1} = 4\pi e \mu_0 n / \epsilon^*$  есть обратное максвелловское время релаксации в материале с проводимостью  $e \mu_0 n$  и диэлектрической проницаемостью  $\epsilon^*$ .

Не следует удивляться тому, что производная от функции  $\varphi$  оказалась в левых частях неравенств (7.а), (7.б). Она происходит от полевой зависимости подвижности. Если бы функции, описывающие полевые зависимости подвижности и вероятностей генерации электронов были различными,  $\varphi_1 \neq \varphi$ ,  $\varphi_2 \neq \varphi$ , то в правых частях (7.а) и (7.б) появились бы отношения  $\varphi_1 \varphi^{-1}$ ,  $\varphi_2 \varphi^{-1}$ .

Легко показать, что в условиях неустойчивости особая точка оказывается седловой, причем один из корней соответствующего секулярного уравнения — вещественный и отрицательный, а два другие — комплексные с положительной вещественной частью. Последняя оказывается меньше абсолютной величины отрицательного вещественного корня, т. е. мы находимся в условиях известной теоремы Шильникова<sup>4</sup>: в окрестности особой точки возникает счетное множество седловых периодических движений. Согласно<sup>5</sup> это означает, что здесь должна возникнуть гомоклиническая структура. Иначе говоря, в такой системе возникают стохастические автоколебания напряженности электрического поля и концентраций свободных и связанных зарядов в образце (и, следовательно, силы тока в цепи и/или напряжения на образце и на сопротивлении нагрузки).

#### Литература

1. Бонч-Бруевич В.Л., *Ле Ву Ку*. ЖЭТФ, 1983, 85, 1701.
2. Bonch-Bruevich V.L., *Le Vu Ky*. Phys. Stat. Sol. (b), 1984, 124, 111.
3. Мотт Н., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических полупроводниках, изд. 2, т. 1, Москва: Мир, 1982.
4. Шильников Л.П. Мат. сб. 77, (112), 1968, 461.
5. Пуанкаре А. Избранные труды. М.: Наука, 1972.