

ИОНИЗАЦИОННЫЕ КОЛЕБАНИЯ В СИЛЬНО ЛЕГИРОВАННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Электрический пробой полупроводников происходит вследствие неограниченного возрастания концентрации носителей тока с ростом напряженности электрического поля. Так как электрический пробой определяется переходом носителей из валентной зоны в зону проводимости, то электроны должны за счет разогрева получить энергию, сравнимую с шириной запрещенной зоны.

Если же электрическое поле не вызывает электрический пробой, то в сильно легированных полупроводниках наблюдаются колебания электрического тока [1, 2, 3]. Эти колебания значительно влияют на эффективность работы устройств микроэлектроники, а особенно приборов оптоэлектроники.

Однако механизм образования колебаний электрического тока за счет ударной ионизации и тепловых переходов электронов не ясен до сих пор.

Цель настоящего сообщения рассмотреть ситуацию, когда переход электронов в зону проводимости осуществляется как за счет ударной ионизации, так и за счет тепловых переходов с уровней прилипания. Предположим, что электрическое поле еще не настолько сильно, чтобы вызвать электрический пробой.

Тот факт, что с уровней прилипания в зону проводимости не может быть заброшено электронов больше, чем их находится на этих уровнях, приводит к ограничению количества электронов в зоне проводимости, а следовательно, и тока через образец. При этом, при условиях, определяемых ниже, возможны низкочастотные колебания электрического тока в полупроводниках. Природа этих колебаний следующая. Некоторое увеличение числа электронов в зоне проводимости приводит в результате джоулева разогрева к увеличению температуры образца. Такое увеличение температуры приводит к росту тепловых переходов, увеличивая количество электронов в зоне проводимости и, как результат, – к дальнейшему увеличению температуры. Однако увеличение числа электронов в зоне проводимости приводит к росту обратных переходов, уменьшению числа свободных электронов и понижению температуры. Отметим, что аналогичные колебания под действием излучения рассматривались ранее в работе [3].

Приведенная физическая картина описывается следующей системой кинетических уравнений для концентрации электронов в зоне проводимости n , на уровне m (M – концентрация уровней) и температуры T , записываются в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} &= \alpha(E)n - \frac{n - n_0}{\tau} - \frac{\partial m}{\partial t} \\ \frac{\partial m}{\partial t} &= \gamma(M - m)n - \gamma Q_M(T)m \\ \frac{\partial T}{\partial t} &= \beta n + x\Delta T \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь n_0 – концентрация электронов в зоне проводимости, когда электрическое поле отсутствует ($E = 0$); E – энергия уровней; e – заряд электрона; τ – период нелинейных колебаний; k – постоянная Больцмана; $\alpha(E)$ – вероятность ударной ионизации, γ – характеризует вероятность захвата

электрона на уровень примеси, $Q_M = Q \cdot e \cdot \frac{\varepsilon_M}{kT}$, (Q_M – плотность состояний в зоне проводимости, ε_M – напряженность электрического поля), $x = \frac{k_T}{\rho C_V}$ (k_T – коэффициент термической

теплопроводности, ρ – плотность, C_V – теплоемкость кристалла), $\beta = \frac{e\mu E^2}{\rho C_V}$ (μ – подвижность

электронов). Первый член последнего уравнения в правой части описывает джоулев разогрев кристаллической решетки, второй – термическую проводимость.

Стационарное решение системы (1) есть

$$m_s = \frac{M}{1 + \frac{Q}{n_s}}, n_s = \frac{n_0}{1 - \alpha\tau}, \quad (2)$$

$$T_s = T_0 + a(L^2 - Z^2),$$

где $a = \frac{e\mu E^2 n_s}{2kT}$. Кристалл предполагается неограниченным вдоль осей x и y , а координата z

изменяется в пределах $-L \leq z \leq L$. Электрический пробой соответствует $\alpha\tau = 1$, в нашем случае $\alpha\tau < 1$.

Для исследования устойчивости получаемого стационарного значения дадим стационарным значениям приращения $\delta n, \delta m, \delta T$, пропорциональные $e^{-\lambda t}$. Естественно, что если $\lambda < 0$, то стационарное решение будет неустойчивым. Полагая член $\lambda \Delta T$ малым, найдем, что устойчивое решение нарушается при условии

$$\beta\tau^2 \gamma \frac{\varepsilon_M}{kT^2} Q_s m_s - (1 - \alpha\tau)\gamma\tau(n_s + Q_s) > [\gamma\tau(n_s + Q_s + m_s - M_s) + 1 - \alpha\tau]^2 \quad (3)$$

где Q_s – плотность состояний в запрещенной зоне.

Период нелинейных колебаний, описываемых системой (1), определяется суммой трёх постоянных времени: временем обмена электронов с примесным уровнем

$$\tau_1 = \frac{1 + \gamma\tau M - \alpha\tau + \gamma m_s}{(1 - \alpha\tau)\gamma Q_M}, \quad (4)$$

временем обмена между валентной зоной и зоной проводимости $\tau_1 = \tau$ и временем установления температуры

$$\tau_3 = \frac{T_s(1 - \alpha\tau)}{\beta n_s}. \quad (5)$$

Подчеркнем одну особенность системы (1). Пусть ($\mu \approx m$) примесные уровни не слишком опустошаются, так что $\frac{\partial m}{\partial t} = \gamma M Q_m$. Тогда, исключая из первого и третьего уравнений системы (1) время, и считая, что $T_1 = T - T_0 \ll T_0$ (T_0 – температура окружающей среды), найдем

$$\frac{\partial n}{\partial T_1} \beta n = -\frac{1 - \alpha\tau}{\tau} n + \gamma\tau M Q_m (T_0) e^{\frac{\varepsilon_M T_1}{kT_0^2}} + \frac{n_0}{\tau}. \quad (6)$$

Если $\frac{dn}{dT_1} = 0$, то при T_{1min} получаем минимальное значение для $n = n_{min}$. При температурах

T_1 ниже T_{1min} n убывает с ростом T и неустойчивые решения не реализуются.

В заключение отметим, что низкочастотные колебания электрического тока в образцах наблюдались экспериментально (см., например, [4], [5]). Однако авторы этих работ связывали эти колебания с образованием доменов. На наш взгляд, для таких выводов нет достаточных оснований, ибо колебания, связанные с доменами, должны зависеть от размера образца. Такие исследования в работах [4],[5] не проводились возможно и потому, что авторы этих работ не рассматривали предлагаемый нами механизм.

Литература

1. Кэрролл Дж. СВЧ-генераторы на горячих эмитронах. – М.: Мир, 1972. – 387 с.
2. Пикус Г.Е. Основы теории полупроводниковых приборов. – М.: Наука. 1965. – 418 с.
3. Vinetskii V.Z., Sharhovtsova S.T., Konozenko I.D. On the Nature of locus current oscillations in CdS, CdSe Crystals // Phys. state sol 42. – №1. – 1970. – PP.95-103.
4. Воробьева Н.В., Воробьев Ю.В., Кархонин Ю.И., Фомин Н.Г. О природе рекомбинационной неустойчивости электрического тока в компенсированном хромом GaAs // ФТП. – Ч.9. – №6. – 1975. – С. 1053-1058.
5. Воробьев Ю.В., Фомин Н.Г. Дырочные рекомбинационные домены в полуизолирующем GaAs(Cr) // ФТП. – Ч.10. – №7. – 1976. – С. 1415-1417.