

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ И ФОТОПРОВОДИМОСТЬ В НЕОДНОРОДНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Л.В.Асрян, С.Г.Петросян, А.Я.Шик

Рассмотрено пространственное распределение неравновесных носителей в полупроводниках с крупномасштабными неоднородностями. Показано, что в ряде случаев фотопроводимость таких объектов описывается универсальным выражением, содержащим лишь кривизну потенциала неоднородностей и независящим от времени жизни и подвижности носителей.

Центральным вопросом теории неравновесных явлений, в том числе фотопроводимости (ФП) и люминесценции, в неоднородных полупроводниках является нахождение распределения неравновесных носителей $n(r)$ в поле потенциала неоднородностей $V(r)$. Вначале для понимания основных качественных закономерностей рассмотрим простейшую модельную задачу, когда V представляет собой одномерную периодическую функцию с амплитудой $\Delta/2$ и периодом $2L$, а время рекомбинации τ и подвижность μ носителей не зависят от координат. Если неоднородности крупномасштабны, т. е. L превосходит дебройлевскую длину волны и длину свободного пробега носителей, то вблизи экстремумов x_i , где $V(x) = \pm \frac{\Delta}{2} \mp 2\Delta \left(\frac{x - x_i}{L} \right)^2$, уравнение непрерывности для определения $n(x)$ имеет вид

$$\nu''_{\pm} \mp \beta \zeta \nu'_{\pm} - (1 \pm \beta) \nu_{\pm} = -1, \quad (1)$$

где $\nu = n/G\tau$, $\zeta = (x - x_i)/L_D$, $\beta = 4(\Delta/T)(L_D^2/L^2)$; G – скорость генерации, также независящая от координат, а $L_D = \sqrt{\mu T \tau / e}$ – диффузационная длина. Решения ν_+ и ν_- следует сливать при $x = x_i \pm (L/2)$.

Анализ получающихся ответов показывает, что в зависимости от относительных амплитуды Δ/T и периода L/L_D неоднородностей может реализоваться три типа распределений неравновесной концентрации (см. рисунок *a*):

А) $\Delta \lesssim T$ или $\beta \lesssim 1$ – носители не перераспределяются и $n = G\tau = \text{const}(x)$.

Б) $\sqrt{(\Delta/T)} \exp(-\Delta/T) \gtrsim (1/\beta)$ – распределение квазиравновесно и $n(x) \sim \exp(-V(x)/T)$.

В) $\sqrt{(\Delta/T)} \exp(-\Delta/T) \ll (1/\beta) \ll 1$. В этом случае носители распределены квазиравновесно лишь вблизи минимумов V . Концентрация вблизи максимумов определяется балансом между скоростями генерации и диффузионно-дрейфового ухода (в силу условия $\beta \gg 1$ роль рекомбинации здесь несущественна), что дает

$$n \approx \frac{G\tau}{\beta} = \frac{eL^2}{4\Delta\mu} G = \text{const}(x) \ll G\tau. \quad (2)$$

Обсудим подробнее последний результат, реализующийся в наиболее интересном случае большой амплитуды неоднородностей. Из (2) следует, что удельная проводимость областей вблизи максимума

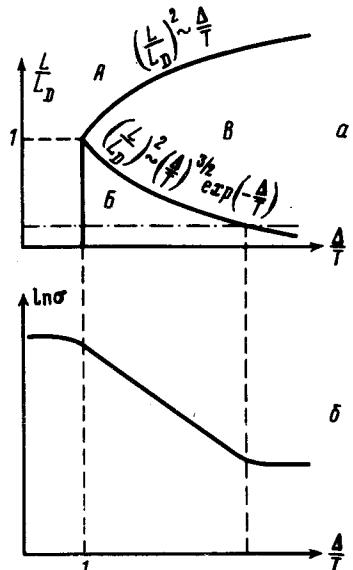
$$\sigma = \frac{e^2 L^2}{4\Delta} G = \frac{e^2 G}{|V''(x_{max})|}, \quad (3)$$

где V'' – вторая производная $V(x)$ в точке максимума. Видно, что ответ носит универсальный характер и не зависит ни от высоты максимума, ни от подвижности, ни от времени жизни носителей (разумеется, до тех пор, пока выполняются критерии режима В), так что наше исходное предположение о постоянстве τ и μ не слишком критично.

Поскольку концентрация неравновесных носителей в районе максимумов V существенно меньше, чем в районе минимумов, очевидно, что (3) дает правильную оценку для ФП одномерно-неоднородной системы, причем не только для периодической, но и для случайной $V(x)$ при не слишком большом разбросе $V''(x_{max})$. Более того, (3) сохраняет силу и при наличии у неоднородностей двух различных масштабов. При этом можно считать, что носители движутся в крупномасштабном потенциале, а мелкомасштабная "рябь" перенормирует эффективные τ и μ , не входящие в конечную формулу.

В трехмерном потенциале $V(r)$ ФП определяется уже не максимумами, а перевалами, вблизи которых $V(r) \approx V_0 + \alpha_1 x^2 + \alpha_2 y^2 - \alpha_3 z^2$ ($\alpha_i > 0$). В условиях режима В) уравнение непрерывности вблизи перевала имеет весьма сложное решение. Однако, величина $\int n(r) dx dy dz$, определяющая полный ток через перевал, описывается уравнением, аналогичным (1), и равна приблизительно $(eG/2\alpha_3\mu)L^2$ (множитель L^2 представляет площадь, с которой собираются носители на данный перевал). При усреднении по образцу это даст по прежнему оценку (3) для ФП.

Рассмотрим теперь температурную зависимость ФП случайно-неоднородного образца с $L \ll L_D$, что эквивалентно движению по штрих-пунктирной линии на "фазовой диаграмме" рисунок *a*. При $\Delta \ll T$ $\sigma \approx Gte\mu$. С понижением температуры переходим в область Б), где $\sigma \sim \exp(\xi - E_c)/T$ (ξ – квазиуровень Ферми, E_c – уровень протекания в случайному потенциале). Как только в ходе понижения температуры квазиравновесная концентрация на каком-либо перевале достигает значения (2), она "замерзает" на этом значении (переход от режима Б) к В)). Когда это произойдет при энергии E_c , ФП примет не зависящее от температуры значение (3). В целом температурный ход ФП будет отвечать рисунку *b*.



a – Области реализации трех типов распределений неравновесной концентрации в неоднородных полупроводниках:
b – схематический вид температурной зависимости фотопроводимости

В нашем рассмотрении фигурировали неравновесные носители лишь одного знака. Если для носителей другого знака также выполняется условие $\beta \gg 1$, то, как было показано в¹, $n(r)$ всегда квазиравновесно. Это не противоречит сказанному выше. Дело в том, что в таком случае из-за разделения носителей $\tau \sim \exp(\Delta/T)$ и критерий режима В) $\sqrt{(\Delta/T)} \times \exp(-\Delta/T) \ll 1/\beta$ никогда не выполняется. Чтобы для неравновесных носителей могла реализовываться ситуация, описываемая формулой (3), требуется отсутствие эффективного разделения электронов и дырок. Это требование определяет объекты применимости описанной теории. К ним относятся: 1) полупроводники с резко отличающимися подвижностями или временами жизни электронов и дырок ($\beta_n \gg 1$, $\beta_p \ll 1$ или наоборот); 2) примесные фотопроводники с частично компенсированными уровнями; 3) тяжелые дырки в потенциале $V(r)$, туннельно прозрачном для легких электронов; 4) неосновные носители в сильно легированных полупроводниках; 5) твердые растворы с флуктуациями состава, вызывающими антипараллельную модуляцию зон (здесь при $L > \Gamma_0$, где Γ_0 – длина экранирования, речь идет лишь о неосновных носителях, поскольку зона основных носителей немодулирована²).

Случай твердых растворов имеет дополнительные особенности, связанные с тем, что синхронно с $V(r)$ меняется в пространстве ширина запрещенной зоны и, как следствие, скорость генерации носителей. При этом для оптической генерации характер распределения $n(r)$ зависит от частоты света ω . В частности, в режиме В), если $\hbar\omega < \epsilon_g(E_c)$ ($\epsilon_g(E_c)$ – ширина запрещенной зоны в точках, где дно зоны проводимости имеет энергию E_c), то на перевалах, определяющих ФП, носители не генерируются, концентрация там экспоненциально уменьшается и

$$\sigma \sim \exp\left[\frac{\hbar\omega - \epsilon_g(E_c)}{T}\right].$$

Авторы благодарят Б.И.Шкловского за многочисленные активные обсуждения.

Литература

1. Шик А.Я. ЖЭТФ, 1975, 68, 1859.
2. Петросян С.Г., Шик А.Я. Письма в ЖЭТФ, 1982, 35, 357.

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
1 декабря 1986 г.