

О ВОЗМОЖНОСТИ ИНВЕРСНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ЭЛЕКТРОНОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ В ПОЛЕ МОНОХРОМАТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

С.Е.Кумеков, В.И.Перель

Показано, что если частота поля ω несколько превышает значение $n\omega_0$ (ω_0 – частота оптического фонона, $n = 1, 2, 3, \dots$), то при определенных условиях формируется распределение электронов по энергиям ϵ , имеющее вид узкого пика, расположенного в области $0 < \epsilon < \hbar\omega_0$. Положение пика в этом интервале зависит от интенсивности света.

Рассмотрим поведение электрона при низких температурах в поле монохроматического света с энергией кванта $\hbar\omega = n\hbar\omega_0 + \Delta$, причем $0 < \Delta \ll \hbar\omega_0$, n – целое число. Электрон с энергией $\epsilon < \hbar\omega_0$, (в пассивной области) может поглотить квант света с одновременным излучением оптического фонона. При этом он переходит в активную область, и его энергия становится равной $\epsilon + \hbar(\omega - \omega_0) = \epsilon + (n - 1)\hbar\omega_0 + \Delta$. После быстрого излучения нескольких оптических фононов он снова оказывается в пассивной области с энергией $\epsilon + \Delta$. Таким образом можно сказать, что акт поглощения кванта света переводит электрон из состояния с энергией ϵ в состояние с энергией $\epsilon + \Delta$ (рис.1). В результате все электроны в пассивной области постепенно увеличивают свою энергию. Достигнув энергии $\hbar\omega_0$ они, сбрасывая оптический фонон, оказываются на дне пассивной области и снова начинают движение вверх по энергии (рис.2).

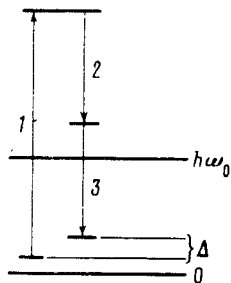


Рис.1. Увеличение энергии электрона при поглощении кванта света (с участием оптического фонона) и последующего испускания оптических фононов. При переходе 1 энергия увеличивается на $\hbar(\omega - \omega_0)$. Каждый последующий быстрый переход 2, 3 уменьшает энергию на $\hbar\omega_0$. Предполагается, что $\hbar\omega = 2\hbar\omega_0 + \Delta$

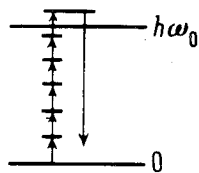


Рис.2. Движение электронов по энергии в монохроматическом световом поле ($\hbar\omega = n\hbar\omega_0 + \Delta$). Медленный подъем с „шагом” Δ и быстрый спуск с уровня $\hbar\omega_0$ на дно пассивной области

До сих пор не учитывалось рассеяние на акустических фононах. Акустическое рассеяние приводит к потерям энергии и тормозит движение электронов вверх по энергии. Темп этого торможения увеличивается с ростом энергии электрона. Темп подъема также увеличивается, но медленнее. (Исключение составляет случай $n = 1$ при деформационном взаимодействии с оптическими фононами, см. ниже). Можно подобрать интенсивность света таким образом, чтобы темп подъема по энергии под действием непрямого поглощения сравнивался с темпом потерь при акустическом рассеянии в некоторой точке ϵ_0 внутри пассивной области. Тогда при $\epsilon < \epsilon_0$ будет доминировать не прямое поглощение, стремящееся увеличить энергию электрона, а при $\epsilon > \epsilon_0$ будет преобладать акустическое рассеяние, стремящееся уменьшить энергию. В результате вблизи $\epsilon = \epsilon_0$ сформируется пик энергетического распределения электронов (рис.3). При этом предполагается, что энергией, набираемой электроном в поле за период колебаний поля, можно пренебречь — ситуация противоположна той, которая обсуждалась в работе ¹.

Чтобы определить положение и ширину пика, выпишем выражение для потока электронов в энергетическом пространстве:

$$J = -Bf - D \frac{\partial f}{\partial \epsilon}, \quad (1)$$

где B — „коэффициент динамического трения в пространстве энергий”, D — коэффициент энергетической диффузии, f — функция распределения. Если пик достаточно узкий, то можно считать, что f на границе активной области мала, и положить $J = 0$. (Поток J образуется из-за того, что электроны, имеющие энергию вблизи $\hbar\omega_0$, диффундируют в активную область). Тогда уравнение (1) дает:

$$f = C \exp\left(-\int \frac{B}{D} d\epsilon\right). \quad (2)$$

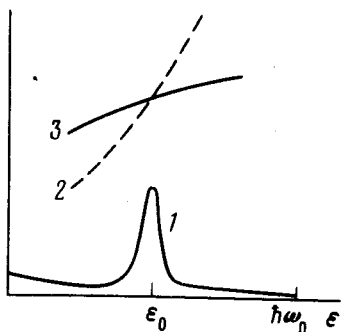


Рис.3. Схематическое изображение пика в энергетическом распределении электронов и поведения коэффициентов динамического трения: 1 — $f(\epsilon)$, 2 — $B_{AC}(\epsilon)$, 3 — $B_L(\epsilon)$

В соответствии со сказанным выше, коэффициент B является суммой двух слагаемых противоположного знака $B = -B_L + B_{AC}$, где B_L обусловлен поглощением света, а B_{AC} — акустическим рассеянием. Коэффициент B обращается в ноль в некоторой точке ϵ_0 и вблизи этой точки $B \sim (\epsilon - \epsilon_0)$. Вынося из под интеграла в (1) D в точке $\epsilon = \epsilon_0$, получим выражение, описывающее пик

$$f = C \exp\left[-(\epsilon - \epsilon_0)^2 / \alpha^2\right], \quad (3)$$

где α определяет ширину пика

$$\alpha^2 = 2D(\epsilon_0) \left(\frac{dB}{d\epsilon} \right)_{\epsilon = \epsilon_0}$$

Элементарный расчет показывает, что $B_L = I \frac{\Delta}{\tau_0^*} \rho(\epsilon)$, где $I = \frac{e^2 E^2}{m\omega^2 \hbar\omega}$ — безразмерная интенсивность света, E — амплитуда напряженности электрического поля световой волны, m — эффективная масса электрона, $\rho(\epsilon)$ — плотность состояний, τ_0^* — время порядка времени излучения оптического фонона. При деформационном рассеянии

$$\frac{1}{\tau_0^*} = \frac{\sqrt{2}}{\tau_0} \frac{1}{3\hbar\omega \sqrt{\hbar\omega_0}} (2\epsilon + \hbar\omega - \hbar\omega_0) \sqrt{\epsilon + \hbar\omega - \hbar\omega_0}$$

при полярном

$$\frac{1}{\tau_0^*} = \frac{1}{\tau_0 \hbar\omega} \sqrt{(\epsilon + \hbar\omega - \hbar\omega_0) \hbar\omega_0}$$

Здесь τ_0 — время излучения оптического фонона при $\epsilon = 3\hbar\omega_0$. С другой стороны, $B_{AC} = \frac{\epsilon}{\tau_\epsilon} \rho(\epsilon)$, где τ_ϵ — время энергетической релаксации на акустических фононах. Из усло-

вия $B_L = B_{AC}$ находим условие для точки ϵ_0 : $\epsilon_0 = \frac{\tau_\epsilon}{\tau_0^*} I \Delta$. Полагая для ориентировочной оценки $\tau_0^* = 10^{-12} - 10^{-13}$ с, $\tau_\epsilon = 10^{-9} - 10^{-10}$ с, $\Delta = 0,1 \hbar\omega_0$, получаем, что для того, чтобы пик находился посредине пассивной области, необходимо значение $I \sim 10^{-3}$. Это соответствует мощности облучения порядка МВт/см², если $n = 2$ и эффективная масса равна массе свободного электрона. Требуемая мощность существенно меньше в материалах с малой эффективной массой электронов.

Оценим теперь ширину пика. Для этого пренебрежем зависимостью B_L от энергии. Тогда учитывая, что $B_{AC} \sim \epsilon^2$ и что $D(\epsilon_0) = B_{AC}(\epsilon_0) kT + \Delta / 2$, $B_L(\epsilon_0) = B_{AC}(\epsilon_0)(kT + \Delta / 2)$, найдем оценку для ширины пика: $\alpha = \sqrt{\epsilon_0 (kT + \Delta / 2)}$.

Обсудим теперь роль примесного рассеяния и межэлектронных столкновений. В процессе поглощения фотона при одновременном рассеянии на примеси электрон с энергией ϵ переходит в активную область, приобретая энергию $n\hbar\omega_0 + \Delta$, и излучая n оптических фононов, оказывается вновь в пассивной области с энергией $\epsilon + \Delta$. Таким образом, не прямое поглощение с участием примесей действует также, как и поглощение с участием оптического фонона, и их эффекты просто складываются. Влияние примесей приводит к увеличению B и к снижению мощности света, требуемой для формирования пика. Электрон-электронное рассеяние вызывает размытие пика, так что пик может наблюдаться лишь при малых концентрациях электронов, когда релаксация энергии на акустических фононах происходит быстрее, чем при межэлектронных столкновениях.

Следует отметить, что на некоторые особенности, возникающие вблизи частот $\omega = n\omega_0$, обратили внимание Васько и Грибников², однако образование пика в распределении электронов по энергиям ими не было замечено.

Авторы благодарны И.Н.Ясиевич, В.Л.Гуревичу, Д.А.Паршину за полезные обсуждения.

Литература

1. Gurevich V.L., Parshin D.A. Solid State Comm., 1981, 37, 515. См. также сборник „Инвертированные распределения горячих электронов в полупроводниках” отв. ред. А.А.Андронов, Ю.К.Пожела. ИПФ АН СССР, г.Горький, 1983 г.
2. Васько Ф.Т., Грибников З.С. Письма в ЖЭТФ, 1975, 21, 629.

Физико-технический институт

им. А.Ф.Иоффе

Академии наук СССР

Поступила в редакцию

7 марта 1984 г.