[9] Маркевич В. П., Мурин Л. И., Литвинко А. Г. — ФТП, 1987, т. 21, в. 7, с. 1267—1270.
[10] Hansen W. L., Pearton S. J., Haller E. E. — Appl. Phys. Lett., 1984, v. 44, N 9, p. 889—891.

Институт физики твердого тела
и полупроводников АН БССР
Минск

Получено 23.12.1987
Принято к печати 22.02.1988

ФТП, том 22, вып. 7, 1988

ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА СВОБОДНЫМИ НОСИТЕЛЯМИ ЗАРЯДА В МНОГОДОЛИННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛЕНКАХ

Гашимзаде Ф. М., Тагиров Э. В.

В структурах с квантовыми ямами, кроме прямых межзонных и межподзонных переходов [1, 2], могут, как и в случае массивных образцов, осуществляться и непрямые оптические переходы, в которых носитель испускает или поглощает фотон с одновременным рассеянием на фононах или других несовершенствах. В работах [3-5] учитывалось лишь внутридолинное рассеяние. Здесь мы рассмотрим поглощение с участием междолинных фононов, которое может реализоваться в пленках n-Si, n-Ge, n-TlSe и др. Для массивных образцов в общем случае такая задача решалась в работе [6]. Отметим, что вклад междолинного рассеяния в частотную зависимость коэффициента поглощения можно выделить, исследуя поглощение света в одноосно деформированных кристаллах [7]. По-видимому, такую же информацию можно получить, изучая влияние гидростатического давления на коэффициент поглощения с учетом рассеяния между неэквивалентными долинами.

Зная волновые функции носителей в пленке, выращенной в произвольном направлении, т. е. с произвольной ориентацией главных осей тензора эффективной массы относительно поверхности [8], можно рассчитать матричные элементы электрон-фотонного взаимодействия:

$$\langle \alpha' \mid H^{\text{фот}} \mid \alpha \rangle = e\hbar \left(\frac{2\pi\hbar n_0}{V\Omega\varkappa} \right)^{1/2} \delta_{k_1', k_1} \delta_{k_2', k_2} \Big\{ \delta_{n, n'} \Big[W_{11} e_1 k_1 + W_{12} (e_2 k_1 + e_1 k_2) + W_{22} e_2 k_2 - - W_{13} e_1 \left(\frac{W_{13}}{W_{33}} k_1 + \frac{W_{23}}{W_{33}} k_2 \right) - W_{23} e_2 \left(\frac{W_{13}}{W_{33}} k_1 + \frac{W_{23}}{W_{33}} k_2 \right) \Big] - i \frac{n}{d} \left(\frac{1 - \cos[\pi(n'-n)]}{n'-n} + + \frac{1 - \cos[\pi(n'+n)]}{n'+n} \right) (e_1 W_{13} + e_2 W_{23} + e_3 W_{33}) \Big\}, \tag{1}$$

где n_0 — число фотонов в падающей электромагнитной волне, Ω — частота падающего света, k_i — составляющие квазиимпульса в плоскости пленки, отсчитанные от точки экстремума $\mathbf{k}^{(0)}$, n — номер подзоны, W_{ij} — компоненты тензора обратной эффективной массы, e_i — составляющие вектора поляризации света, d — толщина пленки. Для матричных элементов электрон-фононного взаимодействия в приближении деформационного потенциала имеем

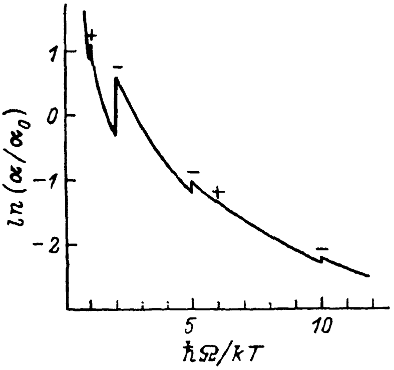
$$\langle \alpha' \mid H^{\text{фон}} \mid \alpha \rangle = i N_q^{1/2} \left(\frac{\hbar}{2\rho\omega V} \right)^{1/2} \frac{D}{2} \Big\{ \delta_{q_z, \frac{\pi}{d}(n'-n)+\Delta} + \delta_{q_z, -\frac{\pi}{d}(n'-n)+\Delta} - - \delta_{q_z, \frac{\pi}{d}(n'+n)+\Delta} - \delta_{q_z, -\frac{\pi}{d}(n'+n)+\Delta} \Big\} \delta_{k_1'+k_1^{(0)'}, k_1+k_1^{(0)}+q_x} \delta_{k_2'+k_2^{(0)'}, k_2+k_2^{(0)}+q_y}, \tag{2}$$

где

$$\Delta = \left[\frac{W_{13}}{W_{33}} (k_1 + k_1^{(0)}) + \frac{W_{23}}{W_{33}} (k_2 + k_2^{(0)}) \right] - \left[\frac{W_{13}'}{W_{33}'} (k_1' + k_1^{(0)'}) + \frac{W_{23}'}{W_{33}'} (k_2' + k_2^{(0)'}) \right],$$

D — константа междолинного деформационного потенциала, N_q — функция распределения фононов, ω — частота междолинного фонона.

Для пленок n-Si, n-Ge, выращенных в произвольном направлении, $W_{11}=W_{13}=0$. Это связано с равенством эффективных масс $m_x=m_y$, что позволяет произвольно выбирать одну из координатных осей в пленке. Уменьшение симметрии при переходе от массивного кристалла к пленке может привести к частичному или полному снятию вырождения, связанного с многодолинностью [9, 10]. В частности, для пленок n-Si, выращенных в направлении [001] (n-Si—[001]), шестидолинный минимум распадается на двухдолинный (долина типа 1), находящийся в центре двумерной зоны Бриллюэна, и на четырехдолинный (долина типа 2). В кремнии $m_{\parallel} > m_{\perp}$, и, следовательно, долина 1 энергетически находится ниже долины 2, т. е. возможны g-переходы между эквивалентными долинами $1 \to 1$ и переходы между неэквивалентными долинами $1 \to 2$. Для кристаллов с $m_{\parallel} < m_{\perp}$ появляется также возможность f-процессов $2 \to 2$. Во всех случаях суммирование по долинам s и s' при расчете коэффициента поглощения производится тривиально:



Зависимость коэффициента поглощения света от частоты падающего света для случая заполнения одной подзоны ($n_i=1$) при междолинном рассеянии типа $1 \to 1$.

Знаки «+» и «—» — поглощение и испускание фонона соответственно.

$$\sum_{ss'} (W_{11}e_{1s}^2 + W_{22}e_{2s}^2) = N_s N_{s'} \frac{1}{2} (W_{11}+W_{22}) = \frac{N_s N_{s'}}{m_0^s}. \tag{3}$$

Здесь m_0^s — оптическая эффективная масса в долине s, N_s — число долин типа s. Если свет падает перпендикулярно поверхности пленки, то для n-Si—[001] возможность прямых межподзонных переходов исключается [отсутствуют в (1) члены с $n \neq n'$], и с учетом (1)—(3) при любых междолинных процессах рассеяния коэффициент поглощения для больцмановской статистики имеет вид

$$\alpha_{\pm} = \frac{\pi n_e e^2 kT D^2 N_{s'} \, [1 - \exp(-\hbar\Omega/kT)]}{\varkappa^{1/2} \hbar^3 \Omega^3 d \rho \omega c \gamma \, (W'_{11} W'_{22})^{1/2}} \left(N_q + \frac{1}{2} \mp \frac{1}{2}\right) \sum_{n_i=1}^{\infty} \sum_{n_f=1}^{N^+} \left(1 + \frac{1}{2} \delta_{n_i, n_f}\right) \times$$
$$\times \exp\left(-\frac{E_0 n_i^2}{kT}\right) \left[\frac{1}{m_0^s} + \left(1 + \frac{E_0 n_i^2 - E'_0 n_f^2 + \hbar\Omega \pm \hbar\omega}{kT}\right) \Big/ m_0^{s'}\right], \tag{4}$$

где $N^{\pm}$ — максимальная целая часть от $\left(\frac{E_0 n_i^2 + \hbar\Omega \pm \hbar\omega}{E'_0}\right)^{1/2}$; $E_0 = \frac{\hbar^2 \pi^2 W_{33}}{2d^2}$; $\gamma = \sum_n \exp(-E_0 n^2/kT)$; $W'_{11} = W'_{22} = 1/m_{\perp}$ для рассеяния типа $1 \to 1$, $2 \to 1$; $W'_{11} = 1/m_{\perp}$, $W'_{22} = 1/m_{\parallel}$ для рассеяния типа $1 \to 2$, $2 \to 2$. Аналогичное выражение можно получить и для вырожденного электронного газа. Коэффициент поглощения имеет осциллирующий характер, причем качественно зависимости от частоты света и от толщины пленки совпадают. Если частота междолинного фонона сравнима с частотой падающего света, то пороги межподзонного перехода с испусканием $[N^-=(1+(\hbar\Omega-\hbar\omega)/E_0)^{1/2}]$ и с поглощением фонона $[N^+=(1+(\hbar\Omega+\hbar\omega)/E_0)^{1/2}]$ заметно различаются, вследствие чего эти процессы становятся различимыми на кривой поглощения: поглощению фонона соответствует меньший пик, чем его испусканию (см. рисунок, где $\alpha=\alpha_+ + \alpha_-$, $\alpha_0 = \frac{2N_q \pi n_e e^2 kT D^2}{\varkappa^{1/2} d\rho\omega c \gamma E_0^3 \exp(E_0/kT)}$; расчет произведен в предположении $\hbar\omega = 2kT$, $E_0=kT$). В случае рассеяния между эквивалентными долинами выражение (4) аналогично соответствующему выражению для внутридолинного рассеяния на оптическом деформационном потенциале [5]. При этом $\alpha/\alpha_{\text{опт}} \approx D^2/D^2_{\text{опт}}$, т. е.

вклады междолинного и внутридолинного рассеяния в поглощение одного порядка. Для пленок типа n-Si, выращенных в направлении [111], $W_{23} \neq 0$, что позволяет осуществиться прямым межподзонным переходам без участия фононов. Коэффициент поглощения при этом следует рассчитывать в первом порядке теории возмущения. В результате получается зависимость, имеющая характер δ-функции, т. е. поглощение обращается в бесконечность, как только энергия фонона становится достаточной для перехода электрона на вышележащие подзоны [1].

Литература

[1] Рытова Н. С. — ФТТ, 1966, т. 8, в. 9, с. 2672—2678.
[2] Коган В. Г., Кресин В. З. — ФТТ, 1969, т. 11, в. 11, с. 3230—3235.
[3] Spector H. — Phys. Rev. B, 1983, v. 28, N 2, p. 971—976.
[4] Adamska H., Spector H. — J. Appl. Phys., 1984, v. 56, N 4, p. 1123—1127.
[5] Kubakaddi S. S., Mulimani B. G. — J. Appl. Phys., 1985, v. 58, N 9, p. 3640—3642.
[6] Гашимзаде Ф. М., Тагиров Э. В. — ДАН АзССР, 1986, т. 42, в. 10, с. 21—24.
[7] Демиденко З. А., Томчук П. М. — ФТП, 1981, т. 15, в. 8, с. 1589—1595.
[8] Stern F., Howard W. E. — Phys. Rev., 1967, v. 163, N 3, p. 816—835.
[9] Тавгер Б. А. — ЖЭТФ, 1965, т. 48, в. 1, с. 185—186.
[10] Тавгер Б. А. — Изв. вузов СССР, Физика, 1967, № 6, с. 118—124.

Институт физики АН АзССР
Баку

Получено 7.07.1987
Принято к печати 24.02.1988

ФТП, том 22, вып. 7, 1988

О ВЛИЯНИИ ФЛУКТУАЦИЙ ПОТЕНЦИАЛА НА ИЗМЕРЕНИЯ ГУ МЕТОДАМИ ЕМКОСТНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Фукс Б. И.

В последнее время для измерения глубоких уровней (ГУ) широко используется емкостная спектроскопия. Важное достоинство ее методов состоит в том, что, меняя напряжение, приложенное к области пространственного заряда (ОПЗ) полупроводника, можно легко менять степень заполнения измеряемых ГУ. Между тем в силу слабости электронного экранирования в ОПЗ флуктуации потенциала, обусловленные хаотическим распределением заряженных центров, имеют там повышенную амплитуду. По этой причине обычно используемая в теории емкостной спектроскопии низкотемпературная, ступенчатая аппроксимация степени заполнения ГУ в ОПЗ оказывается неточной.

Например, в ОПЗ, примыкающей к полупроводниковой подложке, легированной мелкими и глубокими акцепторами с концентрациями N_a и N, ступенька в распределении степени заполнения ГУ дырками $f(z)$ размывается и в пренебрежении влиянием заряда ГУ на флуктуации потенциала принимает вид

$$f(z) = \int\limits_{-\infty}^{\varepsilon_t - \varepsilon_F - e\varphi(z)} d\Psi P(\Psi, z), \tag{1}$$

где $P(\Psi, z)$ — вероятность флуктуаций потенциала амплитуды Ψ/e в плоскости с координатой z, ε_t — энергия связи ГУ, ε_F — положение уровня Ферми, $\varphi(z)$ — среднее значение потенциала в плоскости z, потенциал подложки принят за нуль (см. рисунок). Влияние флуктуаций потенциала в силу уравнения Пуассона

$$\frac{d^2\varphi}{dz^2} = \frac{4\pi e}{\varkappa}\left[N_a + N \int\limits_{\varepsilon_t - \varepsilon_F - e\varphi(z)}^{\infty} d\Psi P(\Psi, z)\right] \tag{2}$$