COMPUTERIZED ANALYSIS OF FREQUENCY DEPENDENCE OF ACOUSTOMAGNETIC MODULATION OF SUBMILLIMETER RADIATION

A. A. AVAKIAN, K. N. KOCHARIAN, R. M. MARTIROSIAN, V. G. PRPRYAN and E. L. SARKISYAN

The contribution of dispersion and dissipation to the frequency dependence of acoustomagnetic modulation in haematite in the range of high-frequency branch of AFMR is determined by means of computerized simulation. Theoretical and experimental results are in good agreement.

Изв. АН Армении, Физика, т. 27, вып. 2, с. 78—84 (1992)

УДК 621.373.5

ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ С КРС

А. Г. АЛЕКСАНЯН, Ал. Г. АЛЕКСАНЯН, Г. С. НИКОГОСЯН

Институт радиофизики и электроники АН Армении

(Поступила в редакцию 8 января 1991 г.)

В работе вычислены функции распределения горячих электронов в полупроводниковых гетероструктурах с КРС для двух нижних подзон в случае внутриподзонной и межподзонной релаксации на акустических фононах.

В гетероструктурах с КРС, на основе которых в последнее время были созданы различные полупроводниковые устройства с улучшенными характеристиками [1], для ряда практически интересных задач (возможность получения инверсной заселенности в пределах одной зоны между уровнями размерного квантования, фотовозбуждение неравновесных носителей), необходимо знать энергетическое распределение горячих электронов в квантовых подзонах.

Кинетическое уравнение неравновесной части функции распределения ($f(E_{nk})$ при наличии источников быстрых электронов имеет вид ([2])

$$\frac{\partial f(E_{nk})}{\partial t}=j(E_{nk}), \tag{1}$$

$$\frac{\partial f(E_{nk})}{\partial t}=\frac{1}{k}\frac{\partial}{\partial E}\left\{G(E_{nk})\left[f(E_{nk})(1-f(E_{nk}))+\right.\right.$$

$$\left.\left.+\eta(E_{nk})\frac{\partial f(E_{nk})}{\partial E}\right]\right\},$$

—интеграл столкновения, учитывающий взаимодействие электронов с решеткой, где

$$G(E_{nk}) = \frac{Vm^*}{4\pi^2 h^3} \sum_{n'} \int\limits_{q_{z\min}}^{q_{z\max}} dq_z \int\limits_{q_{z\min}}^{q_{\rho\max}} B_{nk}(q)\, h\omega_q dq_\rho,$$

$$G(E_{nk})\,\eta(E_{nk}) = \frac{Vm^*}{8\pi^2 h^3} \sum_{n} \int\limits_{q_{z\min}}^{q_{z\max}} dq_z \int\limits_{q_{\rho\min}}^{q_{\rho\max}} B_{nk}(q)(2N_q+1)(h\omega_q)^2 dq_\rho,$$

$$B_{nk}(q) = \frac{|I_{n'n}(q_z d)|^2 h c_q^2}{2\sqrt{1-a^2}\cdot N\cdot M'\omega_q}, \quad a = \frac{q_\rho}{2k} + \frac{m^*}{h^2 k q_\rho}(E_{n'} - E_n),$$

$$I_{n'n}(q_z d) = i\,\frac{4\pi^2 n' n q_z d\,[(-1)^{n+n'}\cdot e^{iq_z d} - 1]}{[\pi^2(n+n')^2 - q_z^2 d^2][\pi^2(n-n')^2 - q_z^2 d^2]},$$

где $I_{n'n}(q_z d)$ — пленочный фактор, $j(E_{nk})$ — число электронов с энергиями $E_{nk} = \frac{h^2 k^2}{2m^*} + E_n$, $E_n = \frac{h^2}{2m^*}\left(\frac{\pi}{d}\right)^2 n^2$, создаваемых источником в зоне проводимости в единицу времени, C_q — константа связи, M' — масса осциллятора, N — число элементарных ячеек, N_q—функция распределения фононов с волновым вектором q, n—номер подзоны, d — толщина квантового слоя, k—квазиимпульс электрона в плоскости пленки.

Здесь не учитывались вырождение, а также рекомбинационные процессы ($E_{nk} > k_Б T$, T—температура решетки).

Для простоты расчеты проведены только при $n = 1, 2$.

После интегрирования уравнение (1) приводится к виду

$$f(E) + \eta(E)\,\frac{\partial f(E)}{\partial E} = \frac{\sqrt{2m^*}}{hG(E)} \cdot \int\limits_{+\infty}^{E} \sqrt{E - E_1}\cdot j(E)\,dE,$$

где

$$f(E) = C\cdot e^{-\int \frac{dE}{\eta(E)}} +$$

$$+ e^{-\int \frac{dE}{\eta(E)}} \cdot \int\limits_{E_0}^{E} \frac{\sqrt{2m^*}\cdot e^{\int \frac{dx}{\eta(x)}}}{h\eta(x)\,G(x)} \cdot \int\limits_{+\infty}^{x} \sqrt{y - E_1}\, j(y)\,dy\,dx,$$

E_0—максимальное значение энергии быстрых электронов.

---

h—постоянная Планка с чертой.

Ниже приведены выражения $G(E)$ и $\eta(E)$, полученные для процессов взаимодействия с акустическими и оптическими фононами, в разных интервалах температур решетки [3].

Для акустических фононов ($n=1$)

$C_q^2 = E_1^2 q^2$, E_1 — константа акустического потенциала деформации, $M' = M$ — полная масса элементарной ячейки, $\omega_q = vq$, v — скорость акустических волн.

а) $k_Б T < \sqrt{8m^* v^2 E_F}$, $q_\rho \sim q_z \sim q_T$, $q_T = k_Б T / hv$, $N_q \ll 1$, E_F — энергия Ферми,

$$G(E) = \frac{m^* E_1^2}{8\pi^2 \rho h d}\left\{\left[4k^3 \arcsin\left(\frac{q_T}{2k}\right) - kq_T\sqrt{4k^2 - q_T^2}\right]\cdot I_0 + \right.$$

$$\left. + 2k \arcsin\left(\frac{q_T}{2k}\right)\cdot I^{(1)}\right\},$$

$$I_0 = 2^6 \chi^4 (I_1 + I_2 + I_3)\Big|_0^{q_T d},$$

$$I_1 = -\frac{1}{32\pi^4 x} + \frac{1}{32\pi^4}\left\{\frac{\cos x}{x} + \mathrm{si}(x)\right\},$$

$$I_2 = \frac{1}{32\pi^4}\left\{-\frac{1}{8\pi}\ln\left(\frac{2\pi - x}{2\pi + x}\right) - \frac{1}{8\pi}[I'_{11} - I_{11}]\right\},$$

$$I_3 = \frac{1}{32\pi^4}\left\{\frac{x}{2(4\pi^2 - x^2)} - \frac{1}{8\pi}\ln\left(\frac{2\pi - x}{2\pi + x}\right) - \right.$$

$$\left. - \frac{1}{4}[I'_{31} + I'_{21}] - \frac{1}{8\pi}[I'_{11} - I_{11}]\right\},$$

$$I^{(1)} = \frac{2^6}{8d^2}\left\{\frac{x}{8(4\pi^2 - x^2)} - \frac{1}{32\pi}\ln\left(\frac{2\pi - x}{2\pi + x}\right) - \right.$$

$$\left. - \frac{1}{16}[I'_{31} + I'_{21}] - \frac{1}{32\pi}[I'_{11} - I_{11}]\right\}\Bigg|_0^{q_T d},$$

$$G(E)\,\eta(E) = \frac{\sqrt{2}\, m^* E_1^2 v}{8\pi^2 \rho d}\left\{2k\sqrt{4k^2 - q_T^2}\cdot\left[-\frac{8}{3}k^2 - \frac{q_T^2}{3}\right] + \frac{32}{3}k^4\right\}\cdot I_0;$$

б) $\sqrt{8m^* v^2 E_F} < k_Б T < \sqrt{8m^* v^2 W}$, $q_z > q_\rho$, $q \sim q_z \sim q_T$, $N_q \ll 1$,

$$W = \frac{h^2}{2m^*}\left(\frac{\pi}{d}\right)^2.$$

$$G(E) = \frac{m^* E_1^2 k}{8\pi \rho h d}\cdot I^{(1)}\Big|_{q_{T_0} d}^{q_T d}, \qquad q_{T_0} \sim \sqrt{8 m^* E_F}/h,$$

$$G(E)\,\eta(E) = \frac{m^* E_1^2 v k}{16\pi \rho d}\cdot I^{(2)},$$

$$I^{(2)} = \frac{2^5\pi^4}{d^3}\left\{\frac{1}{2(4\pi^2 - x^2)} - \frac{1}{8\pi}\left[I'_{21} - I'_{31}\right]\right\}\Bigg|_{q_{T_0}d}^{q_T d};$$

в) $k_Б T > \sqrt{8m^* v^2 W}, \quad q_\rho \sim 2k, \quad q_z \sim 2\pi/d,$

$$N_q \sim k_Б T/\hbar vq > 1 \quad q_z > q_\rho,$$

$$G(E) = \frac{m^* E_1^2 \pi^2 k}{3\rho \hbar d^3}, \tag{2}$$

$$G(E)\eta(E) = \frac{m^* E_1^2 k_Б T \pi^2 k}{3\rho \hbar d^3}, \quad \eta(E) = k_Б T.$$

Здесь ρ—плотность материала, а выражения для I_{11}, I'_{11}, I'_{21}, I'_{31} приведены в Приложении.

Для оптических фононов $C_q^2 = \dfrac{e^2\overline{M}\omega_0^2(\varepsilon_\infty^{-1} - \varepsilon^{-1})}{V_0 q^2}$, $(n = 1)$, V_0—объем элементарной ячейки, ε_∞ — высокочастотная проницаемость, ω_0 — частота оптических колебаний, $\overline{M}$ — приведенная масса элементарной ячейки.

$$G(E) = \frac{m^* e^2 \omega_0^2 (\varepsilon_\infty^{-1} - \varepsilon^{-1})}{32\pi \hbar} \ln\left(\frac{\sqrt{4k^2 + x^2} - 2k}{\sqrt{4k^2 + x^2} + 2k}\right), \quad \left(x \sim \frac{2\pi}{d}\right),$$

$$G(E)\eta(E) = \frac{m^* e^2 \omega_0^3 (\varepsilon_\infty^{-1} - \varepsilon^{-1})(2N(\omega_0) + 1)}{64\pi} \times \tag{3}$$

$$\times \ln\left(\frac{\sqrt{4k^2 + x^2} - 2k}{\sqrt{4k^2 + x^2} + 2k}\right), \left(x \sim \frac{2\pi}{d}\right),$$

$$\eta(E) = \frac{\hbar\omega_0(2N(\omega_0) + 1)}{2}, \quad N(\omega_0) = \left(e^{\frac{\hbar\omega_0}{k_Б T}} - 1\right)^{-1},$$

$$k_Б T \gg \hbar\omega_0.$$

В частном случае высоких температур функция распределения представляется в виде

$$f(E) = C \cdot e^{-\frac{E}{k_Б T}} +$$

$$+ \frac{e^{-\frac{E}{k_Б T}}}{k_Б T} \cdot \int\limits_{E_0}^{E} \frac{\sqrt{2m^*}\, e^{\frac{x}{k_Б T}}}{\hbar G(x)} \cdot \int\limits_{+\infty}^{x} \sqrt{y - E_1} \cdot j(y)\, dy dx,$$

где вместо $G(x)$ следует подставить выражения (2) и (3) соответственно в случаях акустических и оптических фононов. Постоянная C определяется из условия «стока» рекомбинирующих электронов при $E \simeq k_Б T$ [2].

$$f(E)=\frac{Q\tau_c\pi h^3 d}{m^* k_Б T} e^{-\frac{E}{k_Б T}}+$$

$$+\frac{\sqrt{2m^* k_Б T}}{h} e^{-\frac{E}{k_Б T}} \cdot \int\limits_1^{\frac{E}{k_Б T}} \frac{e^x}{G(x)} \int\limits_{+\infty}^{x} k_Б T \sqrt{y-\frac{E_1}{k_Б T}} \cdot j(y)\, dy dx,$$

где τ_c—время рекомбинации, Φ—полное число электронов, создаваемых внешним источником в единицу времени, $G(E)$ записано в зависимости от переменной $x=\frac{E}{k_Б T}$.

В случае монохроматического внешнего источника $j(E)=A\delta(E-E_0)$, где A не зависит от энергии, получим для $E \leqslant E_0$ следующую функцию распределения

$$f(E)=\frac{Q\tau_c\pi h^2 d e^{-E/k_Б T}}{m^* k_Б T} \cdot \left[1+\frac{\sqrt{2m^*}(k_Б T)^{3/2}}{h\tau_c} \cdot \left(\frac{E_0-E_1}{k_Б T}\right)^{1/2} \cdot \int\limits_1^{\frac{E}{k_Б T}} \frac{e^x}{G(x)} dx\right].$$

1) $n=1$.

В частности, для акустических фононов при высоких температурах

$$G(x)=\frac{2^{1/2} m^{*3/2} \cdot E_1^2 \pi^2 (k_Б T)^{1/2}}{3\rho h^2 d^3} \cdot \sqrt{x-\frac{E_1}{k_Б T}},$$

и функция распределения дается выражением

$$f(E)=\frac{Q\tau_c\pi h^2 d}{m^* k_Б T} e^{-E/k_Б T}+$$

$$+\frac{6Q\rho h^3 d^4}{m^{*2} E_1^2 \pi} \left(\frac{E_0-E_1}{k_Б T}\right)^{1/2} \cdot e^{\left(\frac{E_1-E}{k_Б T}\right)} \cdot \Theta, \tag{4}$$

где $\Theta=\int\limits_0^{\sqrt{\frac{E-E_1}{k_Б T}}} e^{t^2} dt$ — табличный интеграл возрастающий с ростом E как $\sim E^4$ [4].

2) $n=2$.

Для функции распределения в случае, когда накачивается электронами вторая подзона ($n=2$) с учетом межподзонной релаксации на акустических фононах ($n'=1$) при высоких температурах имеем

$$G(E) = \frac{m^* E_1^2 k}{8\pi \rho h} \cdot I, \quad \text{где } I \approx \frac{153{,}2}{d^3}, \qquad \eta = k_Б T$$

и

$$f(E) = \frac{Q\tau_e \pi h^2 d}{m^* k_Б T} e^{-\frac{E}{k_Б T}} +$$

$$+ \frac{Q\rho\pi^2 h^3 d^4}{9{,}6 m^{*2} E_1^2} \left(\frac{E_0 - E_1}{k_Б T}\right)^{1/2} \cdot e^{\left(\frac{E_1 - E}{k_Б T}\right)} \cdot \Theta. \tag{5}$$

Как следует из (4), (5) функция распределения состоит из суммы двух членов:

первый—обычное больцмановское распределение, второй член отражает наличие горячих электронов из-за непрерывно действующего источника.

Несмотря на то, что имеет место некоторый подъем хвоста функции распределения, тем не менее она остается монотонно убывающей с ростом энергии E, что подтверждает известный результат [5]—невозможность получения инверсной заселенности в пределах одной зоны.

Характерная особенность полученных выражений состоит в том, что здесь, в отличие от объемного, появляется зависимость от толщины квантового слоя. При этом для холодных электронов эта зависимость линейна, а для горячих электронов зависит как $\sim d^4$.

Уменьшение с толщиной средней энергии горячих электронов связано с более быстрой скоростью энергетических потерь на излучение электронами фононов.

Полученный результат подтверждает и тот факт, что при заданном уровне накачки получается более высокая плотность термализованных электронов в единичном интервале энергии и способствует увеличению коэффициента междузонного усиления.

Приложение

$$I_{11} = [\cos(-\sqrt{a})\,\mathrm{ci}(-\sqrt{a} + x) + \sin(-\sqrt{a})\,\mathrm{si}(-\sqrt{a} + x)],$$

$$I'_{11} = [\cos(\sqrt{a})\,\mathrm{ci}(\sqrt{a} + x) + \sin(\sqrt{a})\,\mathrm{si}(\sqrt{a} + x)],$$

$$I'_{21} = -\frac{\cos x}{x - \sqrt{a}} - [\cos(-\sqrt{a})\,\mathrm{si}(-\sqrt{a} + x) - \sin(-\sqrt{a})\,\mathrm{ci}(-\sqrt{a} + x)],$$

$$I'_{31} = -\frac{\cos x}{x + \sqrt{a}} - [\cos(\sqrt{a})\,\mathrm{si}(\sqrt{a} + x) - \sin(\sqrt{a})\,\mathrm{ci}(\sqrt{a} + x)]$$

$a = 4\pi^2$.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Голоняк Н. Н.* мл. ФТП, 19, 1529 (1985).
2. *Попов Ю. М.* Квантовая радиофизика, 31, 59 (1965).
3. *Алексанян А. Г., Алексанян Ал. Г., Никогосян Г. С.* Изв. АН Армении, Физика, т. 27, вып. 2, с. 107—115 (1992).
4. *Янке Е., Эмде Ф., Лёш Ф.* Специальные функции. Изд. Наука, М., 1968.
5. *Алексанян Ал. Г., Алексанян А. Г., Аллахвердян Р. Г.* Квантовая электроника, т. 2, 1648 (1975).

ԱՆՀԱՎԱՍԱՐԱԿՇԻՌ ԼԻՑՔԻ ԿՐՈՂՆԵՐԻ ԷՆԵՐԳԵՏԻԿ ԲԱՇԽՈՒՄԸ ՔՋՓ-ՈՎ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ՏԱՐԱԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔՆԵՐՈՒՄ

Ա. Գ. ԱԼԵՔՍԱՆՅԱՆ, ԱԼ. Գ. ԱԼԵՔՍԱՆՅԱՆ, Հ. Ս. ՆԻԿՈՂՈՍՅԱՆ

Աշխատանքում հաշվված են տաք էլեկտրոնների բաշխման ֆունկցիաները ՔՋՓ-ով կիսահաղորդչային տարակառուցվածքներում ներքին երկու ենթագոտիների համար՝ ակուստիկական և օպտիկական ֆոնոնների վրա ներենթագոտիային և միջենթագոտիային ռելաքսացիայի դեպքում։

ENERGY DISTRIBUTION OF NONEQUILIBRIUM CHARGE CARRIERS IN SEMICONDUCTOR HETEROSTRUCTURES WITH QWS

A. G. ALEKSANYAN, AL. G. ALEKSANYAN, G. S. NIKOGOSYAN

For the intrasubband and intersubband relaxation of charge carriers on acoustic and optical phonons, the distribution functions of hot electrons in the semiconductor heterostructures with QWS are calculated.

Изв. АН Армении, Физика, т. 27, вып. 2, с. 84—88 (1992)

УДК 539.186.22:546.32

ЧЕТЫРЕХФОТОННЫЙ ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ ПРОЦЕСС С ВОЗБУЖДЕННОГО УРОВНЯ $4P_{3/2}$ АТОМА КАЛИЯ

А. Д. ГУКАСЯН, Г. С. САРКИСЯН, В. О. ЧАЛТЫКЯН

Институт физических исследований АН Армении

(Поступила в редакцию 4 апреля 1991 г.)

Впервые в присутствии буферного газа в парах калия получено вынужденное ультрафиолетовое излучение на длине волны 3834 Å. Исследованы зависимости линии излучения на $\lambda = 3834$ Å от давления буферного газа интенсивности возбуждающих излучений и плотности атомов калия. Предлагается четырехфотонный параметрический механизм образования линии 3834 Å.