КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УВЛЕЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ СОЛИТОНАМИ В СВЕРХРЕШЕТКЕ ПРИ ИОНИЗАЦИИ ПРИМЕСНЫХ ЦЕНТРОВ

Крючков С. В.

В работах [1, 2] (см. также [3]) было показано, что в сверхрешетке (СР) при определенных условиях могут распространяться электромагнитные солитоны. Одним из возможных проявлений существования солитонов в СР может быть эффект увлечения свободных носителей полем уединенной волны [4]. С другой стороны, известно, что наряду с эффектом увлечения свободных носителей фотонами в полупроводниках существует эффект увлечения электронов при фотоионизации примесных центров [5]. В связи с этим представляется актуальным исследование эффекта увлечения электронов солитонами в СР в процессе ионизации примесей как еще одного возможного проявления факта существования солитонов в СР. Как и в [5], основной причиной такого увлечения является асимметрия в вероятностях переходов электронов с примесных центров в мини-зону проводимости.

Будем считать, что энергетический спектр электронов СР задается соотношением

$$\varepsilon(p)=\frac{p_\perp^2}{2m}+\Delta(1-\cos p_x d), \quad \hbar=1. \tag{1}$$

Напряженность электрического поля солитона имеет вид [1] $E_y=E_z=0$,

$$E_x=E=E_0\,\mathrm{sech}\left(\frac{z-ut}{L}\right),$$

где u — скорость солитона, L — его ширина.

Плотность тока увлечения j_z определяется обычным образом:

$$j_z=\frac{e}{m}\sum_p p_z f(p,\ t). \tag{2}$$

Здесь $f(p,\ t)$ — функция распределения (ФР), которая определяется из кинетического уравнения, содержащего член генерации неравновесных носителей $G(p,\ t)$ и член рекомбинации (соответствующее время τ_r),

$$\frac{\partial f}{\partial t}+eE(z,\ t)\frac{\partial f}{\partial p_x}=-\frac{f-f_0}{\tau}+G(p,\ t)-\frac{f-f_0}{\tau_r}. \tag{3}$$

Столкновительный член в (3) выбран в τ-приближении (аргументы в пользу такого выбора приведены в [3]). Мы также опустили слагаемое с магнитным полем солитона H в силу малости отношения v/c (v — скорость электрона; при типичных значениях численных параметров, которые и используются в данной работе, $v/c\sim 10^{-5}$). Отметим, что эффект увлечения свободных носителей солитоном возможен только при учете H [4]. Отсутствие в (3) слагаемого с пространственной производной от f — следствие малости длины свободного пробега электрона по сравнению с шириной солитона.

Решение уравнения (3) с начальным условием $f(p, t_0)=f_0(p)$ имеет вид

$$f(p, t)=f_0\left\{p+\frac{e}{c}[A(t)-A(t_0)]\right\}\exp\left(-\frac{t-t_0}{\tau_0}\right)+$$
$$+\int_{t_0}^{t} dt_1 \exp\left(-\frac{t-t_1}{\tau_0}\right)G_1\left\{p+\frac{e}{c}[A(t)-A(t_1)],\ t_1\right\}. \tag{4}$$

Здесь $f_0(p)$ — равновесная ФР, A — векторный потенциал $\left(E=-\frac{1}{c}\frac{\partial A}{\partial t}\right)$,

$$G_1(p, t)=\frac{f_0(p)}{\tau_0}+G(p, t),$$

$\tau_0^{-1}=\tau^{-1}+\tau_r^{-1}$.

Подставляя (4) в (2) и полагая $t_0=-\infty$, находим

$$j_z=\frac{e}{m}\sum_p p_z\int_{-\infty}^{t}\exp\left(-\frac{t-t_1}{\tau_0}\right)G(p, t_1)\,dt_1. \tag{5}$$

В дальнейшем удобно различать два предельных случая: 1) $L/u \gg \tau_0$ и 2) $L/u \ll \tau_0$.

В первом случае можно пренебречь временно́й зависимостью члена генерации и записать

$$G(p, t)\approx G(p).$$

При этом для тока увлечения получается выражение

$$j_z=\frac{e\tau_0}{m}\sum_p p_z G(p)=\frac{e\tau_0}{m}\sum_p p_z G^-(p), \tag{6}$$

где $G^-(p)$ — антисимметричная часть члена генерации:

$$G^-(p)=\frac{1}{2}[G(p)-G(-p)].$$

Заметим, что ток (6) отличен от нуля лишь в течение времени $\sim L/u$.

Во втором случае можно приближенно записать

$$G(p, t)\approx\frac{L}{u}G(p)\,\delta(t), \tag{7}$$

и ток увлечения определяется соотношением

$$j_z=\frac{eL}{mu}\Theta(t)\exp\left(-\frac{t}{\tau_0}\right)\sum_p p_z G^-(p). \tag{8}$$

Здесь $\Theta(t)$ — ступенчатая функция Хевисайда.

В данной ситуации (когда ток носит импульсный характер) наблюдаемой величиной является заряд q, переносимый через единицу площади поперечного сечения образца при прохождении одного солитона,

$$q=\int_{-\infty}^{\infty} j_z\,dt, \tag{9}$$

причем в первом случае интегрирование по t происходит фактически в пределах от $\sim -L/2u$ до $\sim L/2u$.

В обоих предельных случаях (с точностью до численного множителя порядка единицы) получается одинаковая величина заряда:

$$q=\frac{e\tau_0}{m}\frac{L}{u}\sum_p p_z G^-(p). \tag{10}$$

Функция $G(p)$ (плотность вероятности ионизации примесных центров единицы объема в 1 c) задается соотношением

$$G(p)=N\frac{u}{L}\left|\int\limits_{-\infty}^{\infty}M_{12}(p,\ t)\,dt\right|^2, \tag{11}$$

где N — концентрация примесей, M_{12} — матричный элемент перехода примесь—мини-зона проводимости [6]:

$$M_{12}=\frac{2^{-3/2}}{\pi^2}\frac{e\varkappa^{3/2}\Delta d}{c}\sin(p_x d)\exp(-i\Omega_p t)\int d^3r\exp(-\varkappa r)A(z,\ t)\exp(ipr). \tag{12}$$

Здесь $\varkappa$ — обратная величина радиуса локализации примеси, $\Omega_p=\varepsilon(p)+V_0$, V_0 — глубина залегания примеси.

Интегрируя в (12) и подставляя результат в (11), получим после некоторых преобразований

$$G^-(p)=\frac{2^8N\varkappa^5\Delta^2p_z\sin^2(p_xd)}{L\Omega_p(p^2+\varkappa^2)^5}\operatorname{sech}^2\left(\frac{\pi L\Omega_p}{2u}\right). \tag{13}$$

Подстановка (13) в (10) дает

$$q=\frac{2eN\Delta^2\varkappa^5\tau_0}{\pi u(mV_0)^4d}\varphi\left(\frac{\pi LV_0}{2u}\right), \tag{14}$$

где

$$\varphi(y)=\int\limits_0^\infty\frac{x\,dx}{(x+1)^6}\operatorname{sech}^2[y(x+1)]. \tag{15}$$

Функция $\varphi(y)$ не выражается в табулированных функциях. При $y\ll1$

$$\varphi(y)=0.05-y^2/6,$$

при $y\gg1$

$$\varphi(y)=y^{-2}\exp(-2y).$$

Сделаем численные оценки. При $N\approx10^{16}$ см$^{-3}$, $\Delta\approx10^{-2}$ эВ, $\tau_0\approx10^{-11}$ с, $L=0.3\cdot10^{-3}$ см, $u\approx10^{10}$ см/с, $\varkappa=(2mV_0)^{1/2}\approx10^7$ см$^{-1}$, $d\approx10^{-6}$ см получаем $q\approx10^{-12}$ Кл/см^2. Данная величина по порядку совпадает с зарядом, переносимым солитоном при взаимодействии со свободными носителями (при концентрации последних $n_0=10^{15}$ см$^{-3}$) [4], и вполне доступна экспериментальному наблюдению. При $\tau_0>10^{-11}$ с (или/и $N>10^{16}$ см$^{-3}$) рассмотренный в данном сообщении эффект превосходит по величине эффект увлечения свободных электронов.

Благодарю Ф. Г. Басса и М. В. Вязовского за обсуждение работы.

Список литературы

[1] Эпштейн Э. М. // ФТТ. 1977. Т. 19. В. 11. С. 3456—3458.
[2] Тетервов А. П. // УФЖ. 1978. Т. 23. В. 7. С. 1182—1185.
[3] Басс Ф. Г., Булгаков А. А., Тетервов А. П. Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками. М., 1989. 288 с.
[4] Эпштейн Э. М. // ФТП. 1980. Т. 14. В. 12. С. 2422—2424.
[5] Гринберг А. А., Маковский Л. Л. // ФТП. 1970. Т. 4. В. 6. С. 1162—1164.
[6] Эпштейн Э. М. // Изв. вузов СССР. Радиофизика. 1982. Т. 25. В. 1. С. 3—5.

Волгоградский государственный педагогический институт им. А. С. Серафимовича

Получено 8.10.1990
Принято к печати 27.11.1990