# УВЛЕЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ СОЛИТОНАМИ В СВЕРХРЕШЕТКАХ ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

© *М.В.Вязовский, Г.А.Сыродоев*

Педагогический университет,
400013 Волгоград, Россия
(Получена 12 сентября 1994 г. Принята к печати 22 ноября 1995 г.)

Рассмотрен солитоно-электрический эффект при распространении электромагнитного солитона вдоль оси сверхрешетки во внешнем магнитном поле, направленном вдоль магнитного поля солитона. Предполагается, что длительность импульса солитона $\gamma^{-1}$ много меньше времени свободного пробега электрона. Показано, что в отсутствие постоянного магнитного поля ток увлечения изменяется по закону $\sin(\alpha \mathrm{sech}^2 \gamma t)$ ($\alpha$ — постоянная, определяемая параметрами сверхрешетки). При наличии постоянного магнитного поля напряженности $H_0 \gg H_s$ ($H_s$ — амплитуда поля солитона) ток увлечения осциллирует.

Увлечение электронов электромагнитными солитонами в одномерных полупроводниковых сверхрешетках (солитоно-электрический эффект — СЭЭ) при наложении внешнего магнитного поля впервые рассмотрено в работе [1]. В ней было показано, что при распространении солитона вдоль слоев сверхрешетки внешнее постоянное магнитное поле, приложенное в направлении магнитного поля солитона, может привести к усилению СЭЭ, а при изменении направления внешнего поля — даже к изменению знака СЭЭ.

В нашей работе СЭЭ рассматривается в другой геометрии: при распространении солитона вдоль оси сверхрешетки во внешнем постоянном магнитном поле, направлением вдоль магнитного поля солитона. Использование фемтосекундных импульсов электромагнитного поля с напряженностями электрического поля, сравнимыми с внутриатомными полями, делает возможным образование солитонов и в такой геометрии [2]. При выполнении условий:

$$eEd_0 \ll \varepsilon_c, \quad \hbar/\tau \ll \Delta, \quad \hbar\omega_c \ll \Delta, \quad \omega_c \ll \gamma$$

можно решать задачу в квазиклассическом и одноминизонном приближении. Здесь $E$ — электрическое поле солитона, $d_0$ и $\varepsilon_c$ — постоянная и ширина зоны проводимости основной решетки, $\Delta$ — ширина минизоны, $\omega_c$ — циклотронная частота, $\tau$ — время релаксации импульса электрона, $\gamma^{-1}$ — характерное время действия солитона на электрон.

Предполагая, что $\gamma^{-1} \ll \tau$, пренебрежем в уравнении Больцмана интегралом столкновений. Тогда решением уравнения для $|t| < \tau$ будет функция

$$f(\mathbf{p}', t) = f_0\Big[\mathbf{p}'(t_0, \mathbf{p}, t)\Big], \tag{1}$$

где $\mathbf{p}'(t', \mathbf{p}, t)$ — решение классического уравнения движения электрона

$$\frac{d\mathbf{p}'}{dt'} = -e\mathbf{E}(t') - \frac{e}{c}\Big[\mathbf{v}'(t'), \mathbf{H}(t) + \mathbf{H}_0\Big],$$

$$p'_x = p_x - e\int\limits_t^{t'} E(t')dt',$$

$$p'_z = p_z - \omega_c p_x(t' - t) + e\omega_c \int\limits_t^{t'} dt'' \int\limits_t^{t''} E(t''')dt''' -$$

$$- (\omega_c p_x/H_0)\int\limits_t^{t'} H(t'')dt'' + (e\omega_c/H_0)\int\limits_t^{t'} H(t'')dt'' \int\limits_t^{t''} E(t''')dt''' \tag{2}$$

с начальным условием $t' = t$, $\mathbf{p}' = \mathbf{p}$. Здесь $\mathbf{H}_0$ — постоянное магнитное поле, а $f_0(\mathbf{p})$ — функция распределения в начальный момент времени $t$. Предполагая, что дисперсионное уравнение имеет вид

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \frac{1}{2m}\Big(p_x^2 + p_y^2\Big) + \frac{\Delta}{2}\Big(1 - \cos\frac{p_z d}{\hbar}\Big), \tag{3}$$

где $m$ — эффективная масса, $d$ — постоянная сверхрешетки, а электромагнитный импульс распространяется вдоль оси $z$, находим решение уравнения (2) при условии $v/c \ll 1$. Для тока увлечения получим следующее выражение:

$$j_z = -en\int v_z(\mathbf{p}) f(\mathbf{p}, t) d^3p =$$

$$= j_0 \sin\left\{\frac{d}{\hbar}\Big[e\omega_c\Big[(t_0 - t)\int\limits_t^{t_0} E_x(t')dt' - \int\limits_t^{t_0} dt' \int\limits_t^{t'} E_x(t'')dt''\Big] +\right.$$

$$\left. + \frac{e^2}{mc}\int\limits_t^{t_0} H_y(t')dt' \int\limits_{t'}^{t_0} E_x(t'')dt''\Big]\right\}. \tag{4}$$

Здесь

$$j_0 = -\Big(\frac{en\Delta d}{2\hbar}\Big)\int \cos\left\{\frac{d}{\hbar}\Big[\omega_c(t_0 - t) + \frac{e}{mc}\int\limits_t^{t_0} H_y(t')dt'\Big]p'_x\right\} \times$$

$$\times \cos\Big(\frac{p'_z d}{\hbar}\Big) f_0(\mathbf{p}') d^3p', \tag{5}$$

$n$ — концентрация электронов, $\omega_c = eH_0/mc$.

Электрическое поле солитона запишем в виде

$$E_x(z,t) = E_s \mathrm{sech}\gamma(t - z/v_s), \tag{6}$$

где амплитуда $E_s$, длительность импульса солитона $\gamma^{-1}$ и его скорость $v_s$ связаны соотношениями [3]

$$E_s = \hbar\gamma/(ed), \quad v_s^2 = c^2/(1+\omega_p^2\gamma^{-2}),$$

где $\omega_p^2 = 4\pi n e^2/m$ — плазменная частота.

Тогда из (4) и (5), учитывая, что $t_0 \leqslant \tau$, а $\tau \gg \gamma^{-1}$, найдем

$$j_z = j_0 \sin\left\{a\left(\mathrm{arctg}\,\mathrm{e}^{\gamma t} + 2\frac{H_0}{H_s}\int\limits_{-\infty}^{\gamma t}\mathrm{arctg}\,\mathrm{e}^x dx\right)\right\}, \tag{7}$$

где

$$J_0 = -\frac{en\Delta d}{2\hbar}\frac{\mathrm{I}_1(\xi)}{\mathrm{I}_0(\xi)}, \quad a = \frac{e^2 E_s H_s d}{mc\hbar\gamma^2},$$

$\mathrm{I}_k(\xi)$ — функция Бесселя от мнимого аргумента $k$-го порядка, $\xi = \Delta/(kT)$. Интеграл в (7) может быть представлен рядом [4]

$$\int\limits_{-\infty}^{\gamma t}\mathrm{arctg}\,\mathrm{e}^x dx = \left(\frac{\pi\gamma t}{2} + 2\mathcal{G}\right)\theta(\mathrm{e}^{\gamma t} - 1) + \sum_{n=0}^{\infty}(-1)^n\frac{\exp[-(2n+1)\gamma|t|]}{(2n+1)^2}, \tag{8}$$

где $\theta(\xi) = 1$ при $\xi > 0$ и $\theta(\xi) = 0$ при $\xi < 0$, $\mathcal{G} = 0.916$. В предельном случае $\gamma t \gg 1$, но $t \ll \tau$, находим

$$j = j_0 \sin(\Omega t + \pi a/2). \tag{9}$$

Ток увлечения осцилллирует с частотой $\Omega = \pi a\gamma H_0/H_1$, линейно зависящей от напряженности внешнего магнитного поля. При $\gamma|t| \gg 1$ $(t < 0)$ получим

$$j = j_0 \sin\left[a(1 + 2H_0/H_s)\mathrm{e}^{-\gamma|t|}\right], \tag{10}$$

ток увлечения при $t \to -\infty$ стремится к нулю. В отсутствие внешнего магнитного поля $j$ монотонно возрастает от нуля до $j_0$. В достаточно сильных электромагнитном и внешнем магнитном полях ($a \geqslant 1$, $H_0 \geqslant H_s$) частота осцилляций тока увлечения $\Omega \gg \tau^{-1}$ и, следовательно, среднее значение $j$ стремится к нулю с ростом $H_0$. Такое поведение тока увлечения может служить одним из подтверждений солитонного характера электромагнитного импульса, возникшего в сверхрешетке.

Приведем также численную оценку тех значений напряженностей электромагнитного поля в импульсе, при которых возможно, на наш взгляд, образование солитона в рассматриваемой геометрии. Солитонное решение уравнения sine-Gordon для векторного потенциала без учета столкновений возникает при выполнении условия [3] $E_s \geqslant \hbar\gamma_s/(ed_0)$. Полагая $m = 0.01\,m_e$, $\gamma_s = 10^{13}$ с$^{-1}$, $n = 10^{17}$ см$^{-3}$, $d_0 = 10^{-8}$ см, получим $E_s \geqslant 6 \cdot 10^6$ В/см.

## Список литературы


[1] Э.М. Эпштейн. ФТП, **16**, 2231 (1982).
[2] Э.М. Беленов, Л.Г. Гречко, А.П. Канавин. Письма ЖЭТФ, **58**, 331 (1993).
[3] Ф.Г. Басс, А.А. Булгаков, А.П. Тетервов. *Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками* (М., Наука, 1989).
[4] А.П. Прудников, Ю.А. Брычков, О.И. Маричев. *Интегралы и ряды* (М., Наука, 1981).


Редактор Т.А. Полянская

## Electron drag by solitons in superlattices in external magnetic field

*M.V. Vyazovskii, G.A. Syrodoev*

Pedagogical University, 400013 Volgograd, Russia