1996 PHYSICS AND TECHNICS OF SEMICONDUCTORS vol. 30, N 12

О ВОЗМОЖНОСТИ СОЛИТОННОГО ФИЛЬТРА НА ОСНОВЕ КВАНТОВОЙ СВЕРХРЕШЕТКИ

© *С.В.Крючков, К.А.Попов*

Волгоградский государственный педагогический университет,
400013 Волгоград, Россия

(Получена 19 апреля 1995 г. Принята к печати 22 мая 1996 г.)

Рассмотрено влияние заданного постоянного тока на форму уединенной электромагнитной волны, распространяющейся в полупроводниковой сверхрешетке с учетом столкновительной диссипации электромагнитной энергии и межзонных переходов носителей тока. Найдены условия, при которых форма электромагнитного солитона стабилизируется. Исследована также возможность прохождения солитона через область повышенной электронной концентрации. Установлена селективная природа процесса прохождения уединенной волной через такую область, тем самым продемонстрирована возможность создания на основе сверхрешетки своеобразного солитонного фильтра.

Достижения лазерной физики в области формирования предельно коротких импульсов света длительностью вплоть до одного периода колебаний [1] стимулировали теоретические исследования процессов распространения электромагнитных (ЭМ) солитонов в твердых телах [2–4]. Интерес к данной проблеме определяется также возможным практическим применением уединенных волн (УВ) в устройствах передачи информации. Сравнительно сильное затухание УВ является главным препятствием для их экспериментального исследования и применения в устройствах на основе квантовых сверхрешеток (СР).

Одна из возможностей стабилизировать форму солитона, распространяющегося в полупроводниковой СР, была рассмотрена в [5]. Предполагалось осуществить подпитку нелинейного электромагнитного импульса, затухающего за счет столкновительной диссипации, однородным высокочастотным электрическим полем.

Другая возможность рассмотрена в настоящей работе. Здесь предполагается, что вдоль оси СР протекает заданный постоянный ток, поддерживаемый внешним источником. Показано, что энергия, подводимая от источника, может компенсировать потери, обусловленные столкновениями электронов с нерегулярностями кристаллической структуры и межминизонными переходами.

Будем считать, что зависимость энергии электрона от квазиимпульса имеет вид

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

где Δ — полуширина минизоны проводимости, d — период сверхрешетки, m — эффективная масса.

Уравнение, описывающее распространение ЭМ волны в СР без учета процессов диссипации и влияния постоянного тока, получено в работе [2] и имеет вид

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} - \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 4\pi \frac{\partial j}{\partial t}, \tag{2}$$

где

$$j = -\frac{\omega_0^2}{4\pi ed} \sin\left\{ed \int\limits_{-\infty}^{t} E(t)dt\right\}, \tag{3}$$

$\hbar = 1$, $E||Ox$, E — напряженность электрического поля, $z = \omega_0 \zeta c^{-1}$, $t = \omega_0 \tau k_0^{-1/2}$ — безразмерные координата и время (ζ, τ — измеряются в обычных единицах), k_0 — высокочастотная диэлектрическая проницаемость, ω_0 — обобщенная плазменная частота электрона в минизоне [6].

В случае достаточно сильного поля становится существенной нелинейная зависимость тока от поля и (2) сводится к уравнению sine-Gordon (SG):

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} - \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = \sin\varphi, \tag{4}$$

где $\varphi = ed \int\limits_{\infty}^{t} E(t)dt$.

Впервые уравнение (4) было выведено в [3] с использованием кулоновской калибровки (склярный потенциал равен нулю). Различные приложения уравнения (4) к электронным свойствам полупроводниковых СР описаны в [6].

С учетом процессов диссипации и влияния постоянного (заданного внешним источником) тока уравнение, описывающее ЭМ волну, принимает вид возмущенного уравнения SG [6,7]:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} + \sin\varphi = \hat{F} + \hat{R}_1\{\varphi\} + \hat{R}_2\{\varphi\}. \tag{5}$$

Здесь $\hat{F} = 4\pi ed j_0/\omega_0^2$, j_0 — плотность постоянного тока, $\hat{R}_1\{\varphi\}$ — нелинейный функционал, ответственный за столкновительную диссипацию, $\hat{R}_2\{\varphi\} = -\beta(d\varphi/dt)$ — описывает межминизонные переходы электронов под действием УВ. Предполагая члены, стоящие в правой части (5), малыми, будем считать, что их роль сводится к модуляции скорости солитона U и координаты его «центра» z_0. Таким образом, решение (5) будем искать в виде

$$\varphi(z, t) = 4 \operatorname{arctg}\{\theta(z, t)\}, \tag{6}$$

$$\theta = \frac{z - z_0(t) - \int\limits_0^t U(\tau) d\tau}{(1 - U^2)^{1/2}}. \tag{7}$$

В этом случае

$$\hat{R}_1\{\varphi\} = 2\gamma\sqrt{1 - U^2} \operatorname{sech}\theta (1 - 2 \operatorname{th}\theta)/U,$$

где $\gamma = \nu k_0^{1/2}/\omega_0$, ν — частота столкновений электронов с нерегулярностями СР.

При этом оказывается, что

$$\frac{dU}{dt} = f(U), \quad \frac{dz_0}{dt} = \gamma(1 - U^2)^{3/2},$$

$$f(U) = \alpha(1 - U^2)^{3/2} - \frac{\gamma}{U}(1 - U^2)^2 - \beta U(1 - U^2). \tag{8}$$

Здесь $\alpha = \pi^2 e d j_0/\omega_0^2$.

Стационарное устойчивое значение U_0 определяется из следующих двух условий:

$$f(U_0) = 0, \tag{9}$$

$$\frac{df}{dU} < 0 \quad \text{при} \quad U = U_0. \tag{10}$$

Последним соотношениям удовлетворяет следующее значение U_0:

$$U_0 = \sqrt{\frac{\alpha^2 + 2\gamma^2 - 2\gamma\beta + \alpha(\alpha^2 - 4\gamma\beta)^{1/2}}{2(\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2 - 2\gamma\beta)}}, \tag{11}$$

причем необходимо, чтобы

$$\alpha^2 \geqslant 4\gamma\beta. \tag{12}$$

Неравенство (12) можно записать в виде

$$j_0 \geqslant \left(\frac{4\beta k_0^{1/2} \nu \omega_0^3}{\pi^4 (ed)^2}\right)^{1/2}. \tag{13}$$

Таким образом, если плотность тока j_0 достаточно велика, то существует стационарное значение U_0, определяемое (11), при котором форма ЭМ, солитона стабилизируется, а максимальное значение напряженности электрического поля равно

$$E_0 = \frac{\omega_0}{ed} \frac{2U_0}{(1 - U_0^2)^{1/2}}. \tag{14}$$

Практический интерес может вызвать устройство, играющее роль своеобразного солитонного фильтра: солитоны достаточно большой энергии пропускаются таким устройством, а малой энергии — не пропускаются. Последнее возможно благодаря следующему эффекту.

Пусть в достаточно узком слое СР шириной l, параллельно плоскости XOY имеется повышенная концентрация носителей на величину Δn. Обобщенная плазменная частота в этом случае может быть аппроксимирована следующим выражением:

$$\omega_0^2\left(1+\frac{\delta n(z)}{n}\right), \tag{15}$$

где $\delta n(z) = l\Delta n\delta(z)$, n — концентрация носителей в объеме СР, $\delta(z)$ — дельта-функция Дирака.

Это приводит к тому, что в правой части уравнения (5) появится дополнительное слагаемое — $\mu\delta(z)\sin\varphi(\mu = l\omega_0\delta n/(cn))$. Решение полученного уравнения будем искать в виде (6). При этом для $U(t)$ и $z_0(t)$ получим систему уравнений:

$$\frac{dU}{dt} = f(U) + \frac{\mu}{2}(1-U^2)\Psi(z_0, U),$$

$$\frac{dz_0}{dt} = \gamma(1-U^2)^{3/2} - \frac{\mu}{2}z_0 U\Psi(z_0, U). \tag{16}$$

Здесь $\Psi(z_0, U) = \mathrm{sech}^2\left(\frac{z_0}{(1-U^2)^{1/2}}\right)\mathrm{th}\left(\frac{z_0}{(1-U^2)^{1/2}}\right)$.

Численный анализ системы (16) показывает, что при достаточно большом значении скорости солитона U_0 вдали от области повышенной концентрации ЭМ импульс проходит через эту область, несколько замедляясь вблизи ее, но восстанавливая свои значения U_0 и E_0 на достаточном удалении. При малых численных значениях U_0 солитон отражается от области повышенной концентрации и, подобно флюксону в джозефсоновском контакте [7], «закрепляется» ($U = 0$) на некотором расстоянии от данной области. При этом существует два принципиальных отличия от флюксона. Во-первых, «закрепление» ЭМ солитона приводит к полному его затуханию ($E_0 = 0$). Во-вторых, система (16) не применима в непосредственной близости к точке $U_0 = 0$, так как выражение для $\hat{R}_1\{\varphi\}$, взятое нами из [6], справедливо только вдали от $U_0 = 0$. Поэтому находить точку закрепления, используя численный анализ (16), и строить точные фазовые траектории солитона на последней стадии его затухания (как это сделано для флюксона в [7]) не имеет смысла. Мы сосредоточим свое внимание на получении условия прохождения солитона через область повышенной концентрации носителей тока.

Последнее можно сделать на основании энергетического анализа, при этом наиболее ярко проявляются корпускулярные свойства солитонов. Как показывают численные оценки параметров μ, β, γ, всегда выполняются неравенства: $\mu \gg \beta$, $\mu \gg \gamma$.

Поэтому дальнейшие рассуждения справедливы в первом неисчезающем приближении по β и γ.

Кинетическая энергия солитона равна

$$W(U) = 8[(1 - U^2)^{-1/2} - 1]. \tag{17}$$

Максимальная энергия, которую может поглотить область повышенной концентрации n,

$$W_{\max} = 2\mu. \tag{18}$$

Таким образом, критические значения параметров находятся из уравнения

$$W(U_0) = 2\mu. \tag{19}$$

Подставляя сюда U_0 из (8), найдем критическое значение плотности постоянного тока:

$$j_c = \frac{\omega_0^2}{\pi^2 ed}\left(\beta\left\{\frac{\mu^2}{16} + \frac{\mu}{2}\right\}^{1/2} + \gamma\left\{\frac{\mu^2}{16} + \frac{\mu}{2}\right\}^{-1/2}\right). \tag{20}$$

При $j > j_c$ солитон преодолевает область повышенной концентрации. При $j < j_c$ — «закрепляется».

Детальный численный анализ, проведенный с помощью ЭВМ, подтверждает данный вывод. Заметим, что критическое значение плотности тока j_c является функцией параметра $\Delta n/n$. Меняя этот параметр, можно управлять фильтром.

Приведем, наконец, численные значения параметров, при которых справедливы приведенные рассуждения. Полагая $d = 10^{-6}$ см, $l = 10^{-5}$ см, $\Delta n/n = 10^3$, $\omega_0 = 10^{12}\,\text{с}^{-1}$, находим $\mu \approx 0.3$. При $\gamma \approx 10^{-2}$ ($\nu \approx 10^{10}\,\text{с}^{-1}$), $\beta = 10^{-2}$ находим из (16) критическое значение $\alpha_c = 0.03$. Это соответствует критическому значению плотности постоянного тока $j_c \approx 0.2A/\text{мм}^2$.

Список литературы

[1] С.А. Ахманов, В.А. Выслоух, А.С. Чиркин. *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов* (М., Наука, 1988).
[2] Э.М. Беленов, Л.А. Гречко, А.П. Канавин. Письма ЖЭТФ, **58**, 331 (1993).
[3] Э.М. Эпштейн. ФТТ, **19**, 3456 (1977).
[4] С.В. Крючков, Г.А. Сыроедов. ФТП, **24**, 1120 (1990).
[5] Ф.Г. Басс, С.В. Крючков, А.И. Шаповалов. ФТП, **29**, 19 (1995).
[6] Ф.Г. Басс, А.А. Булгаков, А.П. Тетервов. *Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками* (М., Наука, 1989).
[7] *Солитоны в действии*, под ред. К. Лонгрена, Э. Скотта (М., Мир, 1981).

Редактор В.В. Чалдышев

A possibility of a soliton filter based on quantum superlattices

S.V. Kruchkov, K.A. Popov

Pedagogical University, 400013 Volgograd, Russia