

## ЗАТУХАНИЕ СОЛИТОНА В СВЕРХРЕШЕТКЕ

Э. М. Энштейн

В работах [1, 2] была показана возможность распространения электромагнитных солитонов в полупроводниковой сверхрешетке (СР). Поскольку там выяснялся лишь сам факт существования солитонов, электронный газ в СР предполагался бесстолкновительным и диссипация энергии не рассматривалась (были сделаны лишь грубые оценки по порядку величины). В данной заметке вычисляется диссипативная составляющая тока при распространении солитона в СР и определяемая ею длина пробега солитона.

Как и в [1], будем предполагать время свободного пробега электрона  $\tau$  большим по сравнению со временем пребывания электрона в поле солитона  $w/u$  ( $w$  — ширина солитона,  $u$  — скорость). Тогда при определении формы солитона можно пренебречь столкновениями, а найденное таким образом поле солитона подставить в уравнение Больцмана, учитывающее столкновения (в  $\tau$ -приближении),

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v_z(\mathbf{p}) \frac{\partial f}{\partial z} + eE(z, t) \frac{\partial f}{\partial p_x} = - \frac{f - f_0}{\tau} \quad (1)$$

Здесь  $f = f(\mathbf{p}, z, t)$  — функция распределения электронов проводимости,  $f_0(\mathbf{p})$  — ее равновесное значение,  $\mathbf{v}(\mathbf{p})$  — скорость электрона в СР. Поле солитона  $E(z, t)$ , согласно [1], имеет вид

$$E(z, t) = E_0 \operatorname{ch}((z - ut)/w). \quad (2)$$

Солитон распространяется поперек оси СР (вдоль оси  $z$ ), а его поле направлено вдоль оси СР (ось  $x$ ). Амплитуда солитона  $E_0$  связана с его скоростью и шириной соотношением [1]

$$E_0 w/u = 2\hbar |ed|, \quad (3)$$

где  $d$  — период СР.

При типичных значениях параметров длина свободного пробега электрона мала по сравнению с шириной солитона [1], поэтому в уравнении (1) можно пренебречь членом с пространственной производной. Решая полученное уравнение с начальным условием  $f(\mathbf{p}, z, t) = f_0(\mathbf{p})$ , получаем

$$f(\mathbf{p}, z, t) = f_0(\mathbf{p}_\perp, p_x - P(z, t, t_0)) \exp\left(-\frac{t - t_0}{\tau}\right) + \int_{t_0}^t \frac{dt_1}{\tau} \exp\left(-\frac{t - t_1}{\tau}\right) f_0(\mathbf{p}_\perp, p_x - P(z, t, t_1)), \quad (4)$$

где  $\mathbf{p}_\perp$  — компонента импульса, перпендикулярная к оси СР,

$$P(z, t, t_1) = e \int_{t_1}^t E(z, t') dt'. \quad (5)$$

При  $v_x(\mathbf{p}) = (\Delta d/\hbar) \sin(p_x d/\hbar)$  [3] ( $\Delta$  — полуширина минизоны проводимости) для плотности тока вдоль оси СР имеем ( $t_0 \rightarrow -\infty$ )

$$j_x(z, t) = e \sum_{\mathbf{p}} v_x(\mathbf{p}) f(\mathbf{p}, z, t) = \frac{\hbar \sigma_0}{ed \tau^2} \int_{-\infty}^t dt_1 \exp\left(-\frac{t - t_1}{\tau}\right) \sin\left(\frac{ed}{\hbar} \int_{t_1}^t E(z, t') dt'\right), \quad (6)$$

где

$$\sigma_0 = (ed/\hbar)^2 n \Delta [I_1(\Delta/kT)/I_0(\Delta/kT)]$$

— омическая проводимость вдоль оси СР,  $n$  — концентрация электронов проводимости,  $T$  — температура,  $I_n(x)$  — модифицированная функция Бесселя.

Для определения времени пробега солитона найдем скорость изменения волнового импульса солитона, отнесенную к единице площади,

$$F = \frac{1}{c} \int_{-\infty}^{\infty} [jH]_z dz = \frac{1}{u} \int_{-\infty}^{\infty} j_x(z, t) E(z, t) dz \quad (7)$$

( $H = (0, H, 0)$  — магнитное поле солитона,  $H = cE/u$ ). Подставляя (2)—(6) в (7) и учитывая принятое ранее условие  $u\tau/w \gg 1$ , получаем

$$F = (8/3) \sigma_0 E_0^2 \tau (w/u\tau)^3. \quad (8)$$

Импульс солитона (в расчете на единицу площади) равен

$$G = \frac{\epsilon}{4\pi c} \int_{-\infty}^{\infty} [EH]_z dz = \frac{\epsilon E_0^2 w}{2\pi u}, \quad (9)$$

где  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость

Из (8) и (9) можно найти время пробега солитона  $\tau_s$  и длину пробега  $l_s$ .

$$\tau_s = \frac{G}{F} = \frac{3}{16\pi} \frac{\epsilon (u\tau)^2}{\sigma_0} = \frac{3}{64\pi} \frac{\epsilon E_0^2 \tau}{n \Delta} \frac{I_0 (\Delta/kT)}{I_1 (\Delta/kT)}, \quad l_s = u \tau_s \quad (10)$$

При тех же значениях параметров, что и в [1],  $u \sim 10^{10}$  см/с,  $\epsilon \sim 10$ ,  $\tau \sim 10^{-11}$  с,  $n \sim 10^{14}$  см $^{-3}$ ,  $\Delta \sim 10^{-2}$  эВ,  $E_0 \sim 10^4$  В/см имеем  $\tau_s \sim 10^{-9}$  с,  $l_s \sim 10$  см. Это на два порядка меньше, чем дают грубые оценки в [1].

## ЛИТЕРАТУРА

1. Эпштейн Э. М — ФТТ, 1977, 19, с 3456
2. Тетервов А. П — УФЖ, 1978, 23, с 1182.
3. Шик А. Я. — ФТП, 1974, 8, с. 1841.

Поступила в редакцию  
5 сентября 1980 г.

УДК 621.391.822

## ДЛИННОВРЕМЕННЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ ФЛУКТУАЦИЙ ТОКА КРЕМНИЕВЫХ АВТОЭМИТТЕРОВ

Р. З. Бахтизин, С. С. Гоц, Ф. Ф. Ишмуратов

Процессы адсорбции и миграции адсорбированных атомов на поверхности автоэммиттера оказывают сильное влияние на величину и флуктуации эмиссионного тока в силу экспоненциальной зависимости его от напряженности электрического поля и работы выхода. Поэтому величина флуктуаций и их временные параметры довольно тонко отражают состояние поверхности эмиттера.

Важнейшей характеристикой случайных процессов, к числу которых относятся и флуктуации автоэмиссионного тока, является автокорреляционная функция [1], описывающая связь состояний какой-либо системы в различные моменты времени. В данной работе приводятся результаты исследования автокорреляционной функции  $K(\tau)$  флуктуаций автоэмиссионного тока из монокристаллов  $p$ -типа кремния с удельным сопротивлением  $\rho = 500$  Ом·см и 2000 Ом·см в диапазоне  $0,05$  с  $< \tau < 300$  с. Выбор интервала изменения  $\tau$  связан с широким распределением времен релаксации носителей тока на поверхностных состояниях, оказывающих свое влияние на величину и характер флуктуаций [2].

Учитывая большой объем информации, необходимой для вычисления автокорреляционной функции, запись и обработка результатов измерения флуктуаций эмиссионного тока осуществлялись с помощью ЭВМ ЕС-1022. Применение ЭВМ позволило также продвинуться в область инфранизкочастотных флуктуаций. Верхняя граничная частота исследованных флуктуаций (100 Гц) определялась полосой пропускания усилителя тока.

Автоэмиссионный прибор представлял собой видеоизмененный полевой электронный микроскоп с экранирующей коллектор сеткой. Высокое напряжение на эмиттер подавалось со стабилизированного высоковольтного блока Б5-24. Питание предусилителя осуществлялось от гальванической батареи. При измерениях прибор с предусилителем помещался в магнитно-электростатический экран.

Усиленный сигнал с автоэмиссионного прибора поступал на аналого-цифровой преобразователь (АЦП) Ф-4222, запускаемый при помощи тактового генератора Г5-54 (с частотой 200 Гц в описываемых ниже экспериментах). АЦП подключался к ЭВМ