

О ДИНАМИЧЕСКОЙ СТОХАСТИЗАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ СО СВЕРХРЕШЕТКАМИ

Ф.Г.Басс, В.В.Конотоп, А.П.Панчева

Обнаружен эффект стохастизации носителей заряда в полупроводниковых сверхрешетках во внешнем электромагнитном поле. Оценены необходимые для этого характеристики внешних полей и параметры полупроводника. Обсуждаются макроскопические проявления эффекта.

Полупроводники со сверхрешетками (СР) являются одним из наиболее интересных и перспективных объектов современной физики твердого тела. Несмотря на большое число работ, посвященных исследованию (см., например, обзор ¹), неослабевающее внимание к СР обусловлено богатством физических свойств этой системы, принципиально не реализуемых в традиционных полупроводниках.

Так, например, в предположении, что носители заряда с эффективной массой m^* находятся лишь в нижней минизоне шириной Δ , их закон дисперсии можно с хорошей точностью аппроксимировать выражением ¹:

$$\epsilon = \epsilon_0 + (p_x^2 + p_y^2) / 2m^* - \Delta \cos(p_z d / \hbar), \quad (1)$$

в котором ϵ_0 определяет положение минизоны, d – период СР, а ось z выбрана вдоль ее оси.

В настоящей работе мы продемонстрируем принципиальную возможность наблюдения нового эффекта, заключающегося в стохастизации электронов во внешних полях.

Уравнение циклотронных колебаний во внешнем электромагнитном поле, постоянная составляющая которого h_0 направлена перпендикулярно оси СР, является уравнением математического маятника под действием внешней силы ¹. Оно может быть представлено в виде:

$$\dot{H} = f(\kappa(H; \Theta); t), \quad \dot{\Theta} = \omega(H), \quad (2)$$

где $H = 1/2 k^2 - W_0^2 \cos \kappa$ – адиабатический интеграл при $f = 0$, Θ – фаза колебаний,

$$\kappa = P_z d / \hbar = 2 \arcsin ((H/2W_0^2)^{1/2} \operatorname{sn}(\Theta; (H/2W_0^2)^{1/2})),$$

$$W_0 = edh_0 \sqrt{\Delta/c \hbar \sqrt{m^*}}, \quad W(H) = \pi W_0 / 2K(\sqrt{H/2W_0^2})$$

$K(\alpha)$ – эллиптический интеграл, $dH/dt \equiv \dot{H}$.

Вид $f(\kappa; t)$, являющейся возмущением в слабых переменных полях, вообще говоря, определяется их характеристиками и геометрией, а также параметрами СР. Для иллюстрации эффекта ограничимся одним из возможных типов возмущений.

Рассмотрим распространяющуюся вдоль оси СР электромагнитную волну:

$$\mathbf{E} = (0; E_y; -\frac{\epsilon_{yz}}{\epsilon_{zz}} E_y) \cos(\omega t - kz), \quad \mathbf{H} = (h_0 - \frac{kc}{\omega} E_y; 0; 0) \cos(\omega t - kz),$$

где ϵ_{ij} – тензор диэлектрической проницаемости. При этом внешняя сила $f(\kappa; t)$ принимает

ет вид:

$$f(\kappa; t) = - \frac{h_0 E_y e^2 d}{m^* c \hbar} \omega(H) \cos(\omega t - \kappa z), \quad (3)$$

а условия ее малости: $E_y \ll h_0 \hbar / m^* c d$, $\omega \ll \omega_0$.

Известно ², что в определенной области значений внешних параметров поведение динамической системы (2) вблизи сепаратрисы ($H = 2W_0^2$) становится хаотическим. Для нахождения этой области воспользуемся критерием Чирикова ^{2, 3}. Для выбранного возмущения (3) он имеет вид:

$$0 \leq \delta |\ln \delta| \leq 3\pi \frac{eE_0}{\omega \sqrt{m^* \Delta}}, \quad (4)$$

где $\delta = 1 - H/2W_0^2$.

Стохастизация приводит к быстрому (на временах $\tau_\Theta \approx W_0^{-1}$) перемешиванию фаз Θ ³. Для описания динамики системы на временах $t \gg \tau_\Theta$, заключающейся в медленном разрушении интегралов движения H , вводят функцию распределения $P(H; t)$. В приближении случайных фаз она удовлетворяет уравнению Фоккера – Планка – Колмогорова (ФПК) ³ с коэффициентом диффузии

$$D(H) = \pi \frac{de^3 h_0 E_y^2}{\hbar c m^{*3/2} \Delta^{1/2}} \sqrt{2H/K} (\sqrt{H/2W_0^2}). \quad (5)$$

Отметим, что с уравнением ФПК связан новый характерный масштаб времени $\tau_H \approx 10^9 \tau_\Theta \times (W_0/W)^4 (E_y/h_0)^2$. Как станет ясно из дальнейшего, он соответствует процессам перераспределения электронов по энергии.

Поскольку стохастичность представляет собой качественно иной тип движения нелинейных динамических систем, следует ожидать также качественных изменений кинетических свойств СР. Уравнение движения (2) описывает характеристики кинетического уравнения для функции распределения электронов $f(\mathbf{r}pt)$ в приближении времени релаксации. Следовательно, при выполнении условия (4) происходит стохастизация характеристик. Это в свою очередь приводит к перераспределению электронов по импульсам и энергиям.

Хаотизация фаз нелинейного осциллятора (2) соответствует равномерному распределению импульсов по направлению. Поэтому стохастизированные носители не вносят вклад в процессы переноса. Так, например, следует ожидать уменьшение y - и z -компонент тензора проводимости СР, так как в предложенной геометрии стохастизация захватывает y - и z -проекции квазиимпульса.

При вычислении кинетических коэффициентов интегрирование по энергии теперь выполняется не по всей минизоне, а лишь до значения энергии ϵ_S , соответствующей нижней границе стохастического слоя. Для оценки тока в этом режиме можно использовать формулу:

$$I_S = I_R \Gamma, \quad \Gamma = \frac{\int_0^{\epsilon_S} \epsilon^{3/2} f(\epsilon) d\epsilon}{\int_0^{\Delta} \epsilon^{3/2} f(\epsilon) d\epsilon}, \quad (6)$$

где I_R – ток без учета стохастизации, $f(\epsilon)$ – функция распределения Ферми.

Корректное математическое определение ϵ_S представляет собой весьма сложную проблему, в настоящий момент не имеющую принципиального решения ^{2, 3}. Поэтому мы ограничимся ее оценкой, полагая, что область глобальной стохастичности непосредственно граничит с областью регулярного движения (при этом мы не будем учитывать область локальной стохастичности) ³.

В пространстве квазиимпульса потолок минизоны Δ совпадает с сепаратрисой уравнения (2). Нижняя граница стохастического слоя ϵ_S определяется шириной перекрывающихся резонансов δ . Полагая ширину слоя малой в меру малости возмущения и раскладывая закон дисперсии в ряд, имеем $\epsilon_S = \Delta(1 - \delta^2)$.

Следующий этап кинетики процесса заключается в установлении равнораспределения энергии стохастизированных электронов за счет разрушения интегралов движения. Характерное время этого процесса τ_H .

Приведем некоторые оценки. Для СР с $d \approx 100 \text{ \AA}$, $\Delta \approx 50 \text{ мэВ}$, $m \approx 0,1 m^*$ и полей $h_0 \approx 100 \text{ Гс}$, $E \approx 1 \text{ В/см}$, $\omega \approx 10^9 \text{ Гц}$, $T \approx 300 \text{ К}$ имеем $\tau_\Theta \approx 10^{-11} \text{ с}$ (для сравнения заметим, что τ_Θ порядка времени релаксации), $\tau_H \approx 10^{-2} \text{ с}$, $\delta \approx 0,2$, $\epsilon_S \approx 48 \text{ мэВ}$, $\Gamma \approx 0,89$.

При описании стохастизации носителей в СР нами не учитывалось влияние изменения проводимости на распространение возмущающей электромагнитной волны, что существенно для сильных полей и требует самосогласованного рассмотрения. Вообще говоря, необходим также учет электронов других минизон и отклонения от приближения случайных фаз, обусловленные границами стохастического слоя и островками устойчивости, что в настоящий момент является предметом преимущественно численных расчетов. Эти вопросы, а также анализ других типов возмущений, приводящих к стохастизации носителей в СР, будут рассмотрены в отдельной работе.

Литература

1. Bass F.G., Teteryov A.P. Physics Reports, 1986, **140**, 239.
2. Заславский Г.М. Стохастичность динамических систем. М.: Наука, 1984, с. 271.
3. Лихтенберг А., Либерман М. Регулярная и стохастическая динамика, М.: Мир, 1984, с. 528.

Институт радиотехники и электроники
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
13 июня 1988 г.