

ЦИКЛОТРОННЫЙ ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ РЕЗОНАНС В "ГРЯЗНЫХ" ПОЛУПРОВОДНИКАХ

И.Е.Аронов, Э.А.Канер

Предсказано существование циклотронного параметрического резонанса (ЦПР) в полупроводниках с малой длиной свободного пробега. В отличие от классической параметрической неустойчивости в механике, условия резонансного возбуждения электронной подсистемы оказываются значительно более мягкими и вполне реалистичными. Определены ширина зоны неустойчивости и форма линии кривой поглощения.

Известно, что ширина зоны неустойчивости основного параметрического резонанса в механических системах определяется коэффициентом трения. При циклотронном параметри-

ческом резонансе (ЦПР) в полупроводниках роль трения играет частота релаксации импульса электронов ν_i^{-1} . В данной работе показано, что, в отличие от параметрического резонанса в механике, циклотронная параметрическая неустойчивость в действительности может быть реализована в "грязном" полупроводнике с большой величиной ν_i , когда вместо обычного требования $\Omega_1 > 2\nu_i$ выполняется условие

$$\Omega_1 \ll \nu_i \ll \Omega_0. \quad (1)$$

Здесь Ω_1 — амплитуда модуляции частоты коллективного циклотронного вращения в переменном магнитном поле, $\Omega(t) = \Omega_0 + \Omega_1 \cos \gamma t$, γ — частота модуляции, Ω_0 — циклотронная частота на постоянной составляющей магнитного поля. ЦПР в электронной системе происходит при условии $\Omega_0 \cong \gamma / 2$.

Замечательно, что несмотря на хаотический характер электронного движения в масштабе медленного времени при выполнении неравенств (1), ЦПР тем не менее существует, если

$$\Omega_1 > (\nu_3 \nu_i)^{1/2}. \quad (2)$$

Этому требованию нетрудно удовлетворить вместе с (1) даже в грязных полупроводниках, благодаря квазиупругому характеру рассеяния электронов, поскольку скорость энергетической релаксации ν_3 , как правило, много меньше ν_i . В условиях (1) и (2) ЦПР проявляется в существовании неравномерности и анизотропии электронного распределения.

Для изучения влияния сильного рассеяния электронов на ЦПР используем интеграл столкновений $\hat{I}\{f\}$ в следующем виде:

$$\hat{I}\{f\} = -\nu_3 [\psi_+(p) - f_0(p)] - \nu_{i1} [\psi_+(p) - \langle \psi_+(p) \rangle] - \nu_{i2} \psi_-(p). \quad (3)$$

Здесь $\psi_{\pm}(p) = (1/2)[f(t, r, p) \pm f(t, r, -p)]$, $f_0(p)$ — равновесная функция, $\langle \psi_+(p) \rangle$ — симметричная часть функции распределения, усредненная по угловым переменным в p -пространстве. Первое слагаемое в правой части (3), пропорциональное ν_3 , описывает энергетическую релаксацию, второе и третье слагаемые — импульсную релаксацию симметричной и асимметричной частей функции распределения электронов, соответственно. Величина ν_{i1} выражается через полное, а ν_{i2} — через транспортное сечение рассеяния. Импульсные частоты релаксации ν_{i1} и ν_{i2} имеют одинаковый порядок величины и одинаковую зависимость от энергии для одних и тех же механизмов рассеяния; они могут отличаться друг от друга лишь множителем порядка единицы.

Интеграл столкновений (3) является более простым по сравнению с точным выражением. Однако, можно показать, что макроскопические электронные характеристики (например, средняя энергия, плотность тока и т.д.), найденные с помощью (3), совпадают с аналогичными величинами, полученными на основе точного интеграла столкновений.

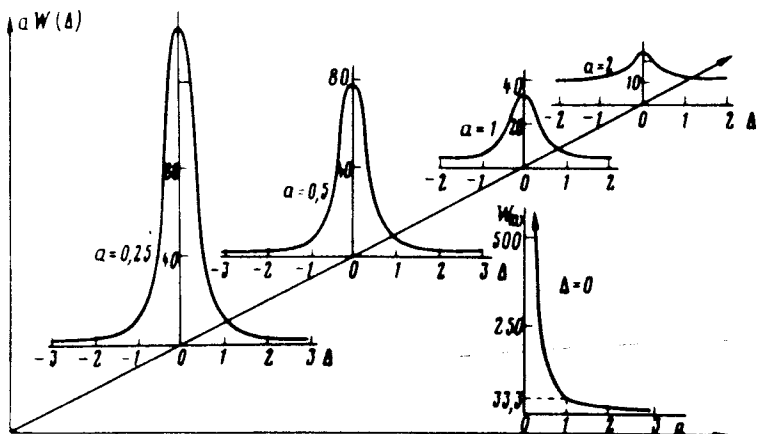
Кинетическое уравнение с интегралом столкновений (3) дает возможность в явном виде проанализировать влияние столкновений электронов с объемными рассеивателями на ЦПР. Это исследование показывает, что параметрический резонанс действительно существует при выполнении неравенств (1) и (2).

Приведем результаты для ЦПР в двумерной электронной системе. Электроны можно считать двумерными, если толщина пластины d вдоль вектора магнитного поля мала по сравнению с длиной остывания $L = v(\nu_3 \nu_i)^{-1/2}$ (v — средняя тепловая скорость). Ширина зоны неустойчивости для главного параметрического резонанса ($\Omega_0 \cong \gamma / 2$) определяется выражением

$$\Omega_1^2 - (\nu_3 / \nu_i) (2\Omega_0 - \gamma)^2 > \nu_3 \nu_i. \quad (4)$$

Подчеркнем принципиальное отличие полученного результата от условия резонансного возбуждения электронной системы в квазибаллистическом режиме при $\Omega_1 > 2\nu_i$. Из 4 видно, что ЦПР ~~можно~~ наблюдать и в "грязных" полупроводниках — при малой длине свободного пробега, когда параметр электромагнитной накачки Ω_1 много меньше частоты импульсной релаксации ν_i (1). Таким образом, условия резонансного возбуждения оказываются значительно мягче тех, которые были получены в 1.

Из (4) также видно, что при квазиупругом рассеянии ($\nu_3 \ll \nu_i$) имеет место эффект расширения зоны ЦПР. Причина состоит в том, что интенсивное упругое рассеяние многократно возвращает электроны в ту область фазового пространства, где происходит резонансное ускорение частиц, т.е. столкновения тем самым способствуют вовлечению в резонанс большого числа носителей.



Зависимость удельной поглощенной мощности от постоянного магнитного поля при различных интенсивностях накачки. На вставке — зависимость амплитуды резонанса от параметра $a = (\nu_3 \nu_i) / \Omega_1^2$

ЦПР в "грязном" пределе (1) сопровождается резким возрастанием средней энергии электронов, т.е. при резонансе должен наблюдаться сильный перегрев электронной подсистемы. Экспериментально ЦПР можно обнаружить путем измерения средней по времени удельной высокочастотной мощности $W(\Delta)$, поглощаемой полупроводником, в зависимости от расстройки резонанса

$$W(\Delta) = N T \nu_3 a^{-1} \rho(\Delta) \left[(1 + \Delta^2)^{-1} + a (1 - \rho^{-1}) \right]; \quad (5)$$

$$\Delta = (\Omega_0 - \gamma/2) / \nu_i, \quad a = (\nu_3 \nu_i) / \Omega_1^2.$$

N — концентрация, T — температура электронов, a — параметр надкритичности (2), определяющий интенсивность ЦПР, функция $\rho(\Delta)$ описывает форму резонансной линии:

$$\rho(\Delta) = \frac{\kappa^2 - 1}{\kappa} \left[\int_0^1 \frac{d\xi \xi^{\kappa-1/2}}{(\xi + 1/z)^2} + \frac{2}{\kappa + 3} \right]; \quad z = \frac{\Omega_1 \epsilon_g}{8 \Omega_0 T} \left(\frac{\nu_i}{2\nu_3} \right)^{1/2} \gg 1; \quad (6)$$

$$\kappa = [1 + 8a(1 + 4\Delta^2)]^{1/2}, \quad \kappa - 1 > (2 \ln z)^{-1};$$

ϵ_g^* — ширина запрещенной зоны. Большой параметр z есть отношение характерной энергии электронов ϵ_* при ЦПР к температуре T . Величина ϵ_* представляет собой энергию предельного цикла, "размазанного" в результате частых соударений электронов. Возникновение же самого предельного цикла обусловлено нелинейной динамикой резонансных частиц за счет отклонения их закона дисперсии от параболического.

Поглощение W в резонансе имеет резкий максимум при $\Delta = 0$. Ширина резонансной кривой в функции Δ определяется, в основном, частотой импульсной релаксации ν_i . Амплитуда резонанса резко падает при увеличении параметра a и переходе через значение $a = 1$. На рисунке представлены зависимости $W(\Delta)$ при различных a , на вставке изображено изменение амплитуды резонанса $W(0)$ с увеличением a . Видно, что даже на границе зоны неустойчивости ($a = 1$) резонанс отчетливо проявляется. Его амплитуда резко возрастает (как $z = (3 - \sqrt{1 + 8a})/2$) по мере увеличения интенсивности накачки Ω_1^2 .

Предсказанный эффект можно обнаружить в не очень чистых образцах (например, InSb) при уровнях накачки $\Omega_1 \approx \omega_{H_1} \cong 0,5 \div 2$ Э на частотах $\gamma/2 \cong \Omega_0 \cong 10^{12}$ рад \cdot с $^{-1}$ в постоянном магнитном поле масштаба нескольких килоэрстед.

Литература

1. Aronov I.E., Kaner E.A., Slutskin A.A. Solid State Comm., 1981, 38, 245.

Институт радиофизики и электроники
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
15 июля 1984 г.