

УДК 537.86

**ИЗУЧЕНИЕ ПОВЕДЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ
ВБЛИЗИ БЛОХ-ЦИКЛОТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ**

© 2013 г.

А.О. Сельский

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

feanorberserk@gmail.com

Поступила в редакцию 30.11.2012

Исследована динамика электронов вблизи блох-циклотронных резонансов в полупроводниковой сверхрешетке в присутствии наклонного магнитного поля с учетом температуры. Результаты исследования представляют интерес с точки зрения изучения возможностей управления нелинейными колебаниями в сверхрешетке. Показано, как температура влияет на разброс электронов вблизи резонансов.

Ключевые слова: полупроводниковая сверхрешетка, температура, наклонное магнитное поле, блох-циклотронные резонансы.

Введение

В настоящей работе для изучения динамики электронов вблизи блох-циклотронных резонансов используется полупроводниковая сверхрешетка. Идея создания одномерной полупроводниковой сверхрешетки была предложена Л. Эсаки и Р. Тсу в 1969 году [1, 2] в качестве структуры для экспериментального изучения разнообразных квантово-механических эффектов, связанных с резонансным туннелированием и блоховскими колебаниями. Блоховские колебания в системе появляются благодаря особой конфигурации запрещенных зон полупроводников, входящих в структуру сверхрешетки. Если учесть рассеяние электронов, на зависимости дрейфовой скорости от напряженности электрического поля появляется пик, называемый пиком Эсаки–Тсу. За пиком следует падающий участок, который играет важную роль при генерации высокочастотных колебаний.

При введении наклонного магнитного поля помимо блоховских колебаний появляются циклотронные, что приводит к возникновению новых пиков на зависимости дрейфовой скорости от напряженности электрического поля [3, 4]. Эти пики имеют исключительно резонансный характер. Магнитное поле, а значит, и циклотронная частота, остаются неизменными, а пики появляются при значениях напряженности электрического поля, соответствующих блоховским частотам, кратным частоте циклотронных колебаний. Каждый пик приводит к появлению нового падающего участка на зависимости дрейфовой скорости от напряженности элек-

трического поля. Понимание основных закономерностей динамики электронов вблизи блох-циклотронных резонансов чрезвычайно важно для управления нелинейными колебаниями в полупроводниковой сверхрешетке.

Влияние температуры на динамику электронов в полупроводниковой сверхрешетке различно. Для случая приложенного электрического поля величины дрейфовых скоростей электронов уменьшаются по закону, описанному в [5]. Однако при введении в систему наклонного магнитного поля величины некоторых резонансных пиков дрейфовой скорости увеличиваются [6, 7]. На рис. 1 изображены зависимости дрейфовой скорости от напряженности электрического поля для различных температур в случае отсутствия наклонного магнитного поля.

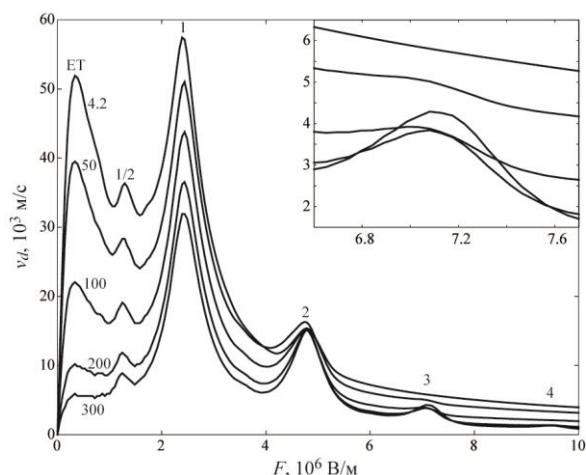


Рис. 1. Зависимости дрейфовых скоростей электронов от напряженности электрического поля.

На рисунке указаны пики Эсаки–Тсу и резонансные пики. Обозначения над пиками: ET–пик Эсаки–Тсу; 1/2 – блох-циклотронный резонанс 1:2 (отношение блоховской частоты к циклотронной); 1 – резонанс 1:1; 2 – резонанс 2:1; 3 – резонанс 3:1; 4 – резонанс 4:1. Справа от пиков Эсаки–Тсу указана температура в кельвинах, которой соответствует данная зависимость. Во врезке к рисунку показан увеличенный фрагмент вблизи третьего резонансного пика (резонанс 3:1). В настоящей работе особое внимание уделялось именно объяснению феномена увеличения значения дрейфовой скорости электрона вблизи резонансных пиков.

Описание модели

Рассматривается полуклассическое приближение и, соответственно, расчет динамики электронов производится в рамках полуклассической модели [4]. В полуклассическом приближении движение электронов в сверхрешетке, находящейся под воздействием электрического и магнитного полей, описывается уравнением:

$$\hbar k = -e[F + v_\alpha(k) \times B], \quad (1)$$

которое можно переписать в терминах импульса электрона $p(p_x, p_y, p_z)$:

$$p = -e[F + \nabla_p E(p) \times B], \quad (2)$$

где $F = (-F, 0, 0)$, $B = (B \cos \theta, 0, B \sin \theta)$ – векторные составляющие электрического и магнитного полей соответственно. Для данной конфигурации предполагается, что основная ось решетки, вдоль которой нанесены слои полупроводниковых материалов, совпадает с осью координат x , а вектор магнитного поля B лежит в плоскости $(x; z)$. Принимая во внимание дисперсионную характеристику электрона в нижней энергетической минизоне

$$E = \frac{\Delta}{2} \left[1 - \cos \left(\frac{p_x d}{\hbar} \right) \right] + \frac{p_y^2 + p_z^2}{2m^*}, \quad (3)$$

можно получить следующие уравнения для компонент импульса электрона:

$$\dot{p}_x = eF - \hat{\omega}_c p_y \sin \theta, \quad (4)$$

$$\dot{p}_y = \frac{\Delta m^* \hat{\omega}_c \operatorname{tg} \theta}{2\hbar} \sin \left(\frac{p_x d}{\hbar} \right) - \hat{\omega}_c p_z, \quad (5)$$

$$\dot{p}_z = \hat{\omega}_c p_y, \quad (6)$$

где параметр

$$\hat{\omega}_c = \frac{eB \cos \theta}{m^*}, \quad (7)$$

описывает круговую частоту циклотронных колебаний электрона вдоль оси дрейфа x .

Подставив (6) в уравнение (4) и интегрируя

полученный результат по времени, найдем соотношение между компонентами импульса вдоль осей x и z :

$$p_x = eFt - p_z \operatorname{tg} \theta + C_0, \quad (8)$$

где C_0 – константа интегрирования, которую можно найти из начальных условий:

$$p_x(0) = C_0 - p_z(0) \operatorname{tg} \theta \Rightarrow C_0 = p_z(0) \operatorname{tg} \theta + p_x(0). \quad (9)$$

Используя (8) и (6) в (5), можно свести систему уравнений (4)–(6) к уравнению для z -компоненты импульса электрона:

$$\ddot{p}_z + \hat{\omega}_c^2 p_z = \frac{\Delta m^* \hat{\omega}_c^2 \operatorname{tg} \theta}{2\hbar} \times \sin \left[\omega_B t - \frac{d \operatorname{tg} \theta}{\hbar} p_z + \frac{d}{\hbar} (p_z(0) \operatorname{tg} \theta + p_x(0)) \right], \quad (10)$$

где

$$\omega_B = \frac{eFd}{\hbar}, \quad (11)$$

есть круговая частота блоховских колебаний электрона.

Вводя дополнительные обозначения, перепишем выражение (10) в виде:

$$\ddot{p}_z + \hat{\omega}_c^2 p_z = C \sin(Kp_z - \omega_B t - \varphi), \quad (12)$$

где:

$$C = -\Delta m^* \hat{\omega}_c^2 \operatorname{tg} \theta / (2\hbar), \quad (13)$$

$$K = d \operatorname{tg} \theta / \hbar, \quad (14)$$

$$\varphi = \frac{d}{\hbar} (p_z(0) \operatorname{tg} \theta + p_x(0)). \quad (15)$$

Уравнение (12) имеет простую механическую интерпретацию, а именно, оно описывает гармонический осциллятор с собственной частотой $\hat{\omega}_c$, который находится под воздействием плоской волны с амплитудой C , волновым числом K и частотой ω_B . Решение (12) однозначно определяет все другие компоненты импульса

$$p_x = eFt - p_z \operatorname{tg} \theta, \quad p_y = \dot{p}_z / \bar{\omega}_c, \quad (16)$$

и скорости электрона

$$\dot{x} = \frac{d\Delta}{2\hbar} \sin(Kp_z - \omega_B t), \quad \dot{y} = \frac{\dot{p}_z}{\bar{\omega}_c m^*}, \quad \dot{z} = \frac{p_z}{m^*}. \quad (17)$$

Следует отметить, что в общем виде уравнение (12) может быть решено только численно. Более подробное описание численной модели и способ учета температуры описаны в [8].

Динамика электронов вблизи блох-циклотронных резонансов

В работе [8] было показано, что температур-

ное влияние на зависимость дрейфовой скорости от напряженности электрического поля приводит к существенному изменению групповой динамики электронов в полупроводниковой сверхрешетке, однако природа этого эффекта объяснена не была. Для его объяснения необходимо учитывать статистический характер учета температуры.

На рис. 2 построены стробоскопические сечения для различных блох-циклотронных резонансов.

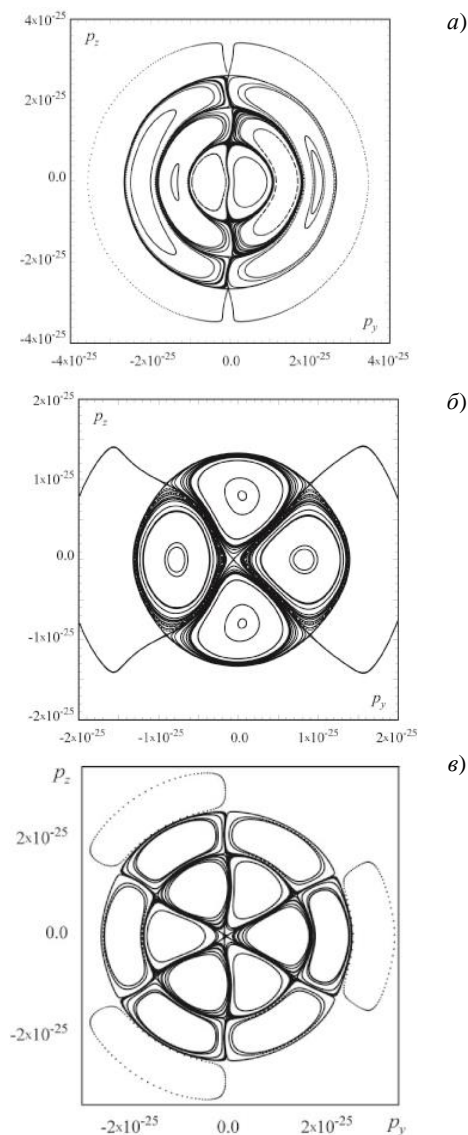


Рис. 2. Стробоскопические сечения для различных резонансов: а – резонанс 1:1; б – резонанс 2:1; в – резонанс 3:1.

Видно, что для всех резонансов структуры сечений схожи и отличаются лишь числом сегментов и их величиной. При этом возможно как ограниченное движение электронов (по замкну-

той траектории), так и движения по филаменте, когда скорость электрона нарастает с течением времени.

При малой температуре вероятность движения по филаменте у электрона выше для резонанса 1:1. На рисунке 3а показаны красным цветом траектории 10 электронов с случайными начальными энергиями, выбранными для температуры 4.2 К. Зеленым цветом – смещения для 10 случайных электронов при температуре 300 К. а – резонанс 1:1; б – резонанс 2:1; в – резонанс 3:1. Видно, что электроны быстро уходят от нуля координат, выбранного в качестве начальной точки. Когда время в системе вдвое превышает среднее время рассеяния электрона, вероятность того что электрон все еще не рассеялся близка к нулю. После его рассеяния он снова "возвращается" в систему с случайно заданными условиями.

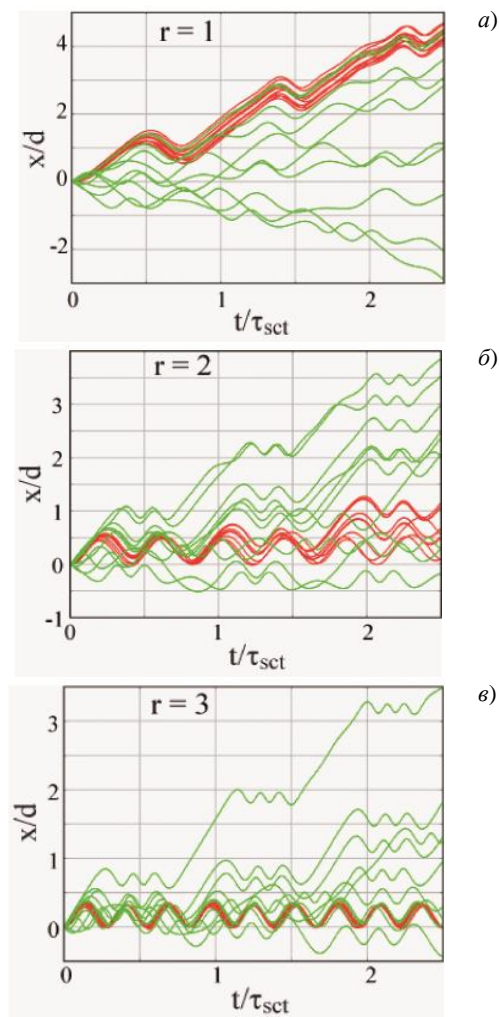


Рис. 3. Смещение электрона вдоль оси x во времени. Координата нормирована на период сверхрешетки, время нормировано на время рассеяния электрона.

На рис. 3б, в показано, что для резонансов 2:1 и 3:1 электрон совершает ограниченные колебания, поэтому первый резонансный пик выше, чем последующие.

Для температуры 300 К (зеленые линии на рис. 3) картина другая. При резонансе 1:1, вследствие сильного разброса по начальным энергиям, электрон может двигаться даже в направлении, противоположном оси x , что уменьшает суммарную дрейфовую скорость. Однако для резонанса 3:1 из-за большего электрического поля электроны двигаются только в положительном (относительно оси x) направлении, что приводит к увеличению дрейфовой скорости вблизи данного резонанса.

Таким образом в данном случае работают два механизма. При низких температурах электроны двигаются по филаменте вследствие резонанса между блоховской и циклотронной частотами, и поэтому чем «лучше» выполняется резонансные условия, тем больше значение дрейфовой скорости. При высоких температурах разброс по энергиям играет ключевую роль. С ростом электрического поля электроны в основном двигаются в положительном (по оси x) направлении, что обеспечивает рост величины дрейфовой скорости. При этом рост величины дрейфовой скорости может наблюдаться только

вблизи резонанса (на рис. 1 можно видеть, что для резонанса 4:1 тоже наблюдается возрастание скорости с ростом температуры), так как только при резонансе существует специфическая структура стробоскопического сечения. Чем дальше система от резонанса, тем больше разрушается данная структура, чем и обуславливается факт, что вне резонансов с ростом температуры дрейфовая скорость всегда уменьшается.

Список литературы

1. Esaki L. Superlattices and Negative Differential Conductivity in Semiconductors // IBM J. Res. Develop. 1970. V. 14.
2. Tsu R. Superlattices to Nanoelectronics. Elsevier, 2005.
3. Fromhold T.M. et al. // Nature. 2004. Vol. 428, P. 726–730.
4. Wacker R. // Physics Reports, 2002. Vol. 357, P. 1.
5. Басс Ф.Г., Зорченко В.В., Шашора В.И. // Письма в ЖЭТФ. 1980. 31. С. 345.
6. Selskii A.O. et al. Rev. B, 2011. 84, 235311.
7. Баланов А.Г., Короновский А.А., Сельский А.О., Храмов А.Е. // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2010. Т. 18, № 3, С. 128–139.
8. Баланов А.Г. // ЖЭТФ. 2012. Т. 141, № 5, С. 960–965.

THE STUDY OF THE ELECTRON BEHAVIOUR NEAR BLOCH- CYCLOTRON RESONANCES

A.O. Selskii

In this work we study the dynamics of electron near bloch-cyclotron resonances in the semiconductor superlattice with the tilted magnetic field for the different values of the temperature. The results of the investigation are important for the control of the nonlinear oscillations in the superlattice.

Keywords: semiconductor superlattice, temperature, tilted magnetic field, bloch-cyclotron resonances.