

Физические свойства полупроводниковых сверхрешёток

Работу выполнила студентка Мордовского Государственного Университета имени Н.П. Огарёва института физики и химии Позднякова О.Д.

Научный руководитель к.ф.м.н. Шорохов А.В.

Аннотация

Если перпендикулярно слоям полупроводниковой сверхрешётки приложить сильное постоянное электрическое поле, то блоховские колебания электронов в полупроводнике со сверхрешёткой приводят к наличию на вольт-амперной характеристике (ВАХ) полупроводниковой сверхрешётки участка с отрицательной дифференциальной проводимостью (ОДП). Если, кроме постоянного поля, приложить переменное электрическое поле, то в области ОДП возможно усиление излучения.

Актуальность

Зонная структура полупроводниковой сверхрешётки отличается от зонной структуры обычного полупроводника. Особенности зонной структуры обуславливают наличие у полупроводниковых сверхрешёток целого ряда интересных свойств, которые дают много интересных возможностей для их приборного применения. Актуальность работы обусловлена существенными технологическими достижениями в изготовлении и исследовании сверхрешёток, а также возможностью их широкого приборного применения.

Цели и задачи

Цель данной работы заключается в том, чтобы, опираясь на модель Эсаки-Тсу, показать, что в области отрицательной дифференциальной проводимости возможно усиление излучения, проходящего через полупроводниковую сверхрешётку.

Введение

Энергетический спектр электронов в кристалле, в том числе и в полупроводнике представляет собой набор разрешённых энергетических зон, содержащих те значения энергии, которые может иметь электрон, и разделённых запрещёнными зонами (энергетическими щелями) – промежутками таких значений энергии, которыми электрон обладать не может. При абсолютном нуле температуры электроны занимают нижние разрешённые зоны, т. е. спектр состоит из заполненных и пустых зон.

Наложение дополнительного периодического потенциала сверхрешётки вызывает расщепление зоны проводимости на ряд разрешённых и запрещённых подзон, ширина

которых значительно меньше ширины исходной зоны. [1]

Модель Эсаки-Тсу. Усиление излучения в области отрицательной дифференциальной проводимости.

Введение одномерного потенциала сверхрешётки приводит к нарушению зонной структуры исходных материалов, возникает серия узких подзон и запрещённых щелей, которые появляются вследствие деления зоны Бриллюэна на ряд минизон (см. рис. 1).

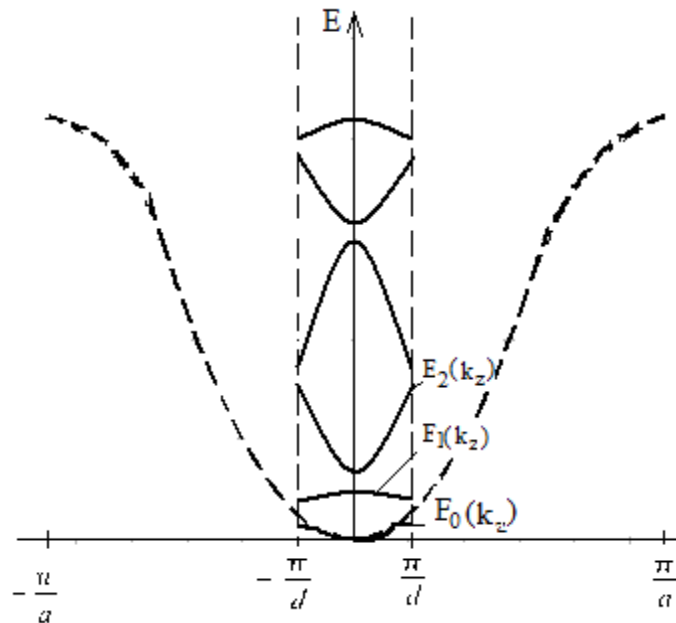


Рис. 1: Расщепление энергетической зоны $E(k_z)$ кристалла с постоянной решётки a на минизоны $E_j(k_z)$ потенциалом сверхрешётки с периодом d . Число минизон равно d/a . [2]

Электрон под действием постоянного электрического поля E , направленного вдоль оси z (ось z перпендикулярна слоям полупроводниковой сверхрешётки), может перемещаться вдоль направления этой оси. При этом квазиимпульс изменяется как

$$\hbar \frac{dk}{dt} = eE, \quad (1)$$

где k - квазиимпульс в направлении z .

Интегрируя (1), для постоянного электрического поля E получим:

$$k(t) = \frac{eEt}{\hbar}. \quad (2)$$

В периодическом потенциале сверхрешётки энергия движения носителей тока вдоль оси сверхрешётки является периодической функцией квазиимпульса с периодом $\frac{2\pi\hbar}{d}$.

Энергия электрона в приближении сильной связи имеет вид

$$\varepsilon(k) \approx \varepsilon_0 - \frac{\Delta}{2}(1 - \cos(kd)) \quad , \quad (3)$$

где d - период сверхрешётки вдоль z ; Δ - ширина минизоны; ε_0 – энергия нижней минизоны. [3]

Из формулы (3) следует, что скорость электрона, начавшего движение в центре зоны Бриллюэна в момент времени $t=0$:

$$v(t) = \frac{1}{\hbar} \frac{\sigma \varepsilon}{\sigma k} = \frac{\Delta d}{2\hbar} \sin(kd) = v_0 \sin(\omega_B t) \quad , \quad (4)$$

где $\omega_B = \frac{eEd}{\hbar}$ – блоховская частота. [3]

Таким образом, если вдоль оси полупроводниковой сверхрешётки с периодом d приложено достаточно сильное электрическое поле E , так что электрон движется в пределах одной энергетической зоны от одной границы зоны Бриллюэна до другой почти без рассеяния, то электрон совершает блоховские колебания с блоховской частотой.

Допустим, что вероятность того, что электрон в течении времени t будет двигаться без рассеяния, $p(t) = \exp(-t/\tau)$, где τ - среднее время между столкновениями. Тогда средняя скорость дрейфа электрона вдоль оси сверхрешётки:

$$v_d = \frac{1}{\tau} \int_0^{\infty} p(t) v(t) dt = v_0 \frac{E/E_c}{1 + (E/E_c)^2} \quad , \quad (5) \quad [3]$$

где введено критическое поле $E_c = \frac{\hbar}{ed\tau} = \frac{\hbar v}{ed}$ ($v = \frac{1}{\tau}$ – частота столкновений). Для простоты положим, что каждый рассеянный электрон возвращается в центр зоны Бриллюэна.

При слабом электрическом поле $E < E_c$ электроны не могут покинуть параболической части дисперсионного соотношения, скорость дрейфа возрастает. При $E = E_c$ кривая $v(E)$ достигает максимума. При дальнейшем увеличении поля электрон достигает области $v < 0$, в результате чего уменьшается скорость дрейфа до тех пор, пока при очень больших E время, в течении которого электрон находится в областях с $v < 0$ и $v > 0$, не станет одинаковым, тогда скорость дрейфа падает до 0 при $E \rightarrow \infty$. (см. рис. 2)

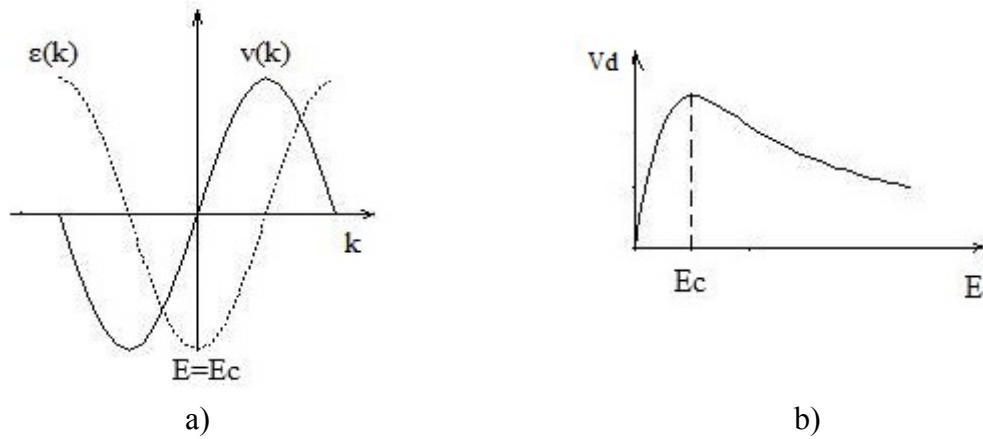


Рис. 2: Энергия и скорость электрона в самой низкой минимуме (а) и результирующая скорость дрейфа как функция от E (б). При $E < E_c$ электрон, рассеянный в центр зоны Бриллюэна до того, как он покинет параболическую часть $\varepsilon(k)$. Зависимость $v(E)$ линейна в этом режиме. При $E \geq E_c$ электрон достигает области зоны Бриллюэна, где скорость становится меньше, чем до рассеяния. Кривая $v(E)$ достигает максимума при $E = E_c$. При $E > E_c$ электрон входит в область с $v < 0$. [3]

Так как ток пропорционален скорости электронов, то в достаточно сильных полях ток убывает с ростом напряжённости электрического поля, т. е. на вольтамперной характеристике (ВАХ) появляется падающий участок. Падающий участок ВАХ соответствует области отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП).

Пусть помимо постоянного электрического поля на полупроводник со сверхрешёткой действует переменное электрическое поле $E = E_1 \cos(\omega t)$. Покажем, что в области отрицательной дифференциальной проводимости поглощаемая мощность отрицательна, т. е. возможно усиление падающего излучения.

Плотность тока можно записать как

$$j = env_d E = env_0 \frac{E^2 / E_c}{1 + (E / E_c)^2} \quad (7),$$

где $E = E_0 + E_1 \cos(\omega t)$, E_0 – постоянное поле.

Положим $E_1 \ll E_0$. Тогда j можно представить в виде

$$j = j(E_0) + \left(\frac{\partial j}{\partial E} \right)_{E=E_0} E_1 \cos(\omega t) \quad (8).$$

Средняя плотность поглощаемой мощности:

$$w = \langle jE \rangle = \langle j(E_0) E_1 \cos(\omega t) \rangle + \left\langle \left(\frac{\partial j}{\partial E} \right)_{E=E_0} E_1^2 \cos^2(\omega t) \right\rangle, \quad (9)$$

$$j(E_0) = ev_0 \frac{E_0^2 / E_c}{1 + (E_0 / E_c)^2} = \text{const}, \quad (10)$$

а т. к. $\langle \cos(\omega t) \rangle = 0$, то

$$\langle j(E_0) E_1 \cos(\omega t) \rangle = 0. \quad (11)$$

Тогда из (9) с учётом (11) получим

$$w = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial j}{\partial E} \right)_{E=E_0} E_1^2. \quad (12)$$

Т. к. в области отрицательной дифференциальной проводимости $\frac{\partial j}{\partial E} < 0$, то $w < 0$, т.

е. возможно усиление излучения.

Заключение

Используя модель Эсаки и Тсу, было показано, что в области отрицательной дифференциальной проводимости возможно усиление излучения, проходящего через полупроводниковую сверхрешётку.

Список использованной литературы

- 1 Ф.Г. Басс. Полупроводники со сверхрешётками. «Природа», 1984 г.
- 2 А. П. Силин. Полупроводниковые сверхрешётки. Успехи физических наук, том 147, вып. 3. 1985 г.
- 3 Bernhard Rieder. Diss: Semiclassical Transport in Semiconductor Superlattices with Boundaries, 2004.