

водимости предопределяет более высокую по сравнению с валентной зоной скорость сдвига, что отражается на крутизне левого края кривой 3 (рис. 2, а).

Полученные результаты указывают на наличие дополнительного затухания плазменных колебаний свободных носителей заряда в чистых и слабо легированных оловом кристаллах $\text{Bi}_{93}\text{Sb}_7$, обусловленного сближением плазменной частоты и частоты прямого межзонного перехода в L -точке зоны Бриллюэна.

В заключение отметим, что при исследовании спектров отражения слабо легированных оловом образцов в интервале температур от 4.2 до 80 К выявлена тонкая структура перехода, проявляющаяся при температуре ниже 45 К (рис. 1, кривые 2, 8). Выяснение природы тонкой структуры перехода требует дополнительных исследований.

Список литературы

- [1] Кулаковский В. Д., Егоров В. Д. // ФТТ. 1973. Т. 15. В. 7. С. 2053—2059.
- [2] Белололов М. И., Вавилов В. С., Егоров В. Д., Кулаковский В. Д. // Изв. вузов СССР. Физика. 1976. Т. 2. С. 5—20.
- [3] Уханов Ю. И. Оптические свойства полупроводников. М., 1977. 366 с.
- [4] Gerlach E., Grosse P., Rautenberg M., Senske W. // Phys. St. Sol. (b). 1976. V. 75. P. 553—558.
- [5] Фэн Т. Фотон-электронное взаимодействие в кристаллах. М., 1969. 128 с.
- [6] Абдуллаев А. А., Алексеева В. Г., Заец Н. Ф., Лифшиц Т. М., Ормонт А. Б., Чиркова Е. Г. // Письма ЖЭТФ. 1973. Т. 17. В. 6. С. 292—295.
- [7] Лифшиц Т. М., Ормонт А. Б., Чиркова Е. Г., Шульман А. Я. // ЖЭТФ. 1977. Т. 72. В. 3. С. 1130—1139.
- [8] Миронова Т. А., Судакова М. В., Пономарев Я. Г. // ЖЭТФ. 1980. Т. 78. В. 5. С. 1830—1851.
- [9] Vecchi M. P., Dresselhaus M. S. Physics of Semiconductors. Rome, 1976. 462 p.

Ленинградский государственный
педагогический институт им. А. И. Герцена

Получено 27.02.1989
Принято к печати 9.03.1989

ФТП, том 23, вып. 7, 1989

ОБ ИОНИЗАЦИИ ПРИМЕСЕЙ СОЛИТОНАМИ В СВЕРХРЕШЕТКАХ

Крючков С. В.

В работах [1, 2] была показана возможность распространения электромагнитных солитонов в сверхрешетке (СР). Ионизация примесных центров в СР, которая может проявиться в затухании солитонов и рекомбинационном излучении (люминесценции), рассмотрена в [3] в приближении $V \gg \Delta$ и $T=0$ (V — энергия примесного уровня, Δ — полуширина мини-зоны проводимости). Здесь мы рассмотрим ионизацию примесей при произвольном соотношении между V и Δ . Покажем, что с ростом отношения Δ/V вероятность ионизации растет экспоненциально. Кроме того, найдем термополевую поправку к вероятности ионизации.

Как показывают оценки [1], ширина солитона w велика по сравнению с периодом СР d и с радиусом примесного состояния. Поэтому можно задавать поле солитона в виде [3]

$$E(t) = E_0 \operatorname{sech}\left(\frac{ut}{w}\right). \quad (1)$$

Здесь u — скорость солитона, причем справедливо следующее соотношение:

$$eE_0 w d = 2u$$

($\hbar=1$). При $u \ll wV$ ионизация представляет собой «просачивание» электрона через широкий и плавный барьер и носит квазиклассический характер. Вероятность ионизации W в этом случае с экспоненциальной точностью равна [4]

$$W = \exp(-2 \operatorname{Im} S). \quad (2)$$

Здесь

$$S = \int_0^{t_0} [\varepsilon(t) + V] dt, \quad (3)$$

причем $\varepsilon(t_0) = -V$.

Для нахождения $\varepsilon(t)$ достаточно рассмотреть одномерное классическое уравнение движения [4]

$$\frac{dp_x}{dt} = eE(t) \quad (4)$$

с начальным условием $p_x(0) = 0$. Решение уравнения (4) имеет вид

$$p_x = \frac{2}{d} \operatorname{arctg} \left(\operatorname{sh} \frac{ut}{w} \right). \quad (5)$$

Отсюда, используя модель энергетического вдоль оси CP

$$\varepsilon(p_x) = \Delta \{1 - \cos(p_x d)\},$$

находим

$$\varepsilon(t) = 2\Delta \operatorname{th}^2 \left(\frac{ut}{w} \right), \quad (6)$$

$$t_0 = \frac{iw}{u} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{V}{2\Delta}}. \quad (7)$$

Подставляя (6), (7) в (3) и интегрируя, получаем

$$S = \frac{2i}{eE_0 d} \left\{ (V + 2\Delta) \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{V}{2\Delta}} - 2\Delta \sqrt{\frac{V}{2\Delta}} \right\}. \quad (8)$$

Вероятность ионизации при этом равна

$$W = \exp \left\{ -\frac{4V}{eE_0 d} f(\gamma) \right\}, \quad (9)$$

где

$$f(\gamma) = (1 + \gamma^{-2}) \operatorname{arc} \operatorname{tg} \gamma - \gamma^{-1}, \quad \gamma = \left(\frac{V}{2\Delta} \right)^{1/2}.$$

По самому смыслу квазиклассического приближения показатель экспоненты в (9) должен быть больше единицы. Это обеспечивается условием $u \ll wV$ ($eE_0 d \ll 2V$). В [3] решена задача для случая $\gamma \gg 1$, при этом $f(\gamma) \approx \pi/2$. В другом предельном случае $\gamma \ll 1$ [$f(\gamma) \approx 2/3\gamma$] показатель экспоненты в (9) становится гораздо меньше (по модулю), чем при $\gamma \gg 1$, что приводит к экспоненциальному росту W . Увеличение W с уменьшением γ можно понять из простых физических соображений. Так, например, при $V = \text{const}$ уменьшение γ соответствует увеличению Δ , что приводит к росту плотности конечных состояний. Отметим, что случай $\gamma \ll 1$ описывает ионизацию примеси в объемном полупроводнике постоянным электрическим полем.

В серии недавних работ [5, 6] рассмотрено влияние электрон-фононного взаимодействия на ионизацию примесных центров постоянным электрическим полем. Построенная теория правильно описывает экспериментальную ситуацию. Мы найдем термополевую поправку к W в модели [5, 6]. Предположим, что частота локальной моды $\omega \gg u/w$, $\omega > kT$. Согласно [6], следует различать два случая — слабых и сильных полей. Причем характерное (граничное) поле отвечает такому полю, при котором время туннелирования электрона $|t_0|$ становится порядка периода колебаний ядра ω^{-1} .

При $E_0 \ll 2\omega/ed \operatorname{arctg} \gamma$ простые вычисления дают

$$\ln W = 4\Delta \left(\frac{2}{eE_0 d} \operatorname{tg} \frac{eE_0 \tau d}{2} - \tau \right). \quad (10)$$

Здесь $\tau = \frac{\ln C}{2\omega} + \frac{1}{2kT}$, константа C определена в [5, 6]. Строго говоря, (10) справедливо при $eE_0\tau d < \pi$. При $eE_0\tau d \ll \pi$ (10) переходит в соответствующую формулу из [5].

Случай сильного поля

$$\frac{2\omega}{ed} \operatorname{arctg} \gamma \leq E_0 \leq \frac{2\omega}{ed}$$

может быть реализован только при $\gamma \ll 1$. Но этот предел соответствует понижению постоянным полем. Поэтому в случае сильного поля выражение для W можно получить из формулы (21) [6] заменой $m \rightarrow (\Delta d^2)^{-1}$.

Отметим, наконец, что все приведенные рассуждения справедливы при $|t_0| \leq \tau_s$, где

$$\tau_s = \frac{eE_0 d}{2\pi V} \frac{\hbar}{N(ed)^2} W^{-1}$$

— время пробега солитона [3], N — концентрация примесей. Отсюда можно найти условие на N .

Сделаем численные оценки. При $d=10^{-6}$ см, $V=10^{-1}$ эВ, $\Delta=5 \cdot 10^{-2}$ эВ, $eE_0 d=5 \cdot 10^{-3}$ эВ находим $|t_0| \leq 10^{-13}$ с и $N \leq 10^{15} W^{-1} \text{ см}^{-3}$. Тогда при $T=0$ из (9) следует $W^{-1}=10^5$ и $N \leq 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Полагая $\hbar\omega=10^{-2}$ эВ, найдем температурный интервал, где справедливо (10): $14 \leq T \leq 120$ К. При $T=20$ К из (10) получаем $W \simeq 5$, так что $N < 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

Список литературы

- [1] Эпштейн Э. М. // ФТТ. 1977. Т. 19. В. 11. С. 3456—3458.
- [2] Тетервов А. П. // УФЖ. 1978. Т. 23. В. 7. С. 1182—1185.
- [3] Эпштейн Э. М. // Изв. вузов СССР. Радиофизика. 1982. Т. 25. В. 1. С. 3—5.
- [4] Базь А. И., Зельдович Я. Б., Переломов А. М. Расселение, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике. М., 1971. 544 с.
- [5] Карпус В., Перель В. И. // Письма ЖЭТФ. 1985. Т. 42. В. 10. С. 403—405.
- [6] Карпус В., Перель В. И. // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. В. 6 (12). С. 2319—2331.

Волгоградский государственный
педагогический институт
им. А. С. Серафимовича

Получено 16.01.1989
Принято к печати 17.03.1989

ФТП, том 23, вып. 7, 1989

СПЕКТР ПОГЛОЩЕНИЯ СТРУКТУР С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ

Копьев П. С., Решина И. И.

Как известно, энергетический спектр квантовых ям характеризуется наличием двумерных энергетических зон и привязанных к ним уровней двумерных экситонов. Прямым методом исследования энергетического спектра и плотности состояний является измерение частотной зависимости оптического поглощения [1]. При этом, однако, обычно стравливаются подложка и буферный слой, на которые нанесена структура. Возникающие вследствие этого напряжения могут привести к смещению линий поглощения по сравнению с положением максимумов в спектре возбуждения люминесценции, измеренным до стравливания подложки [2]. Кроме того, для устранения интерференционных эффектов требуется специальная обработка микронных пленок, получаемых после стравливания [3]. Более простым является метод исследования спектров возбуждения люминесценции при регистрации обычно на низкочастотном крыле линии $Ie-1hh$. При этом относительная интенсивность полос в спектре возбуждения