

ВЛИЯНИЕ БЕЗЫЗЛУЧАТЕЛЬНОГО КАНАЛА РЕКОМБИНАЦИИ НА НАСЫЩЕНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ В ЛЕГИРОВАННЫХ СВЕРХРЕШЕТКАХ

Современное развитие физики полупроводников непосредственно связано с исследованием сложных структур пониженной размерности. К таким системам относятся квантоворазмерные структуры, квантовые проволоки и квантовые точки. Особое внимание уделяется изучению свойств полупроводниковых периодических сверхрешеток. Сверхрешетками принято называть твердотельные структуры, в которых, кроме периодического потенциала кристаллической решетки, имеется дополнительный периодический потенциал с периодом, существенно превышающим постоянную решетки, но меньшим длины свободного пробега электрона. Такой периодический потенциал сверхрешетки сильно изменяет зонную структуру исходных полупроводников, приводя к образованию энергетических подзон и минизон в пространстве волнового вектора электрона. Различают два типа полупроводниковых структур со сверхрешеткой. Это композиционные сверхрешетки, образованные путем чередования двух полупроводников разного химического состава, и легированные сверхрешетки, представляющие собой последовательность слоев n - и p -типа проводимости, с нелегированными слоями между ними.

Необычные электронные и оптические свойства легированных сверхрешеток, или n - i - p - i -кристаллов, непосредственно связаны с наличием в этих структурах одномерного электростатического периодического потенциала, создаваемого меняющимся в пространстве зарядом ионизованных примесных атомов и носителей тока. Рельеф потенциальной энергии в кристалле определяется толщиной слоев n - и p -типа (d_n и d_p), концентрацией доноров и акцепторов (N_d и N_a), толщиной нелегированных i -слоев (d_i), а также двумерными концентрациями неравновесных электронов n и дырок p [1]. Поочередное легирование полупроводника донорными и акцепторными примесями приводит к модуляции краев зоны проводимости и валентной зоны, в результате чего уменьшается эффективная ширина запрещенной зоны E_g^* и образуются периодически повторяющиеся пространственно разнесенные потенциальные ямы для электронов и дырок.

При возбуждении легированной сверхрешетки заряд донорных и

акценторных примесей экранируется неравновесными носителями тока, что вызывает уменьшение глубины потенциальных ям и соответственно увеличение эффективной ширины запрещенной зоны. Зависимость E_g и профиля потенциальных ям от уровня возбуждения структуры обуславливает наблюдаемый сдвиг длинноволнового края спектров поглощения и люминесценции легированных сверхрешеток на GaAs [2-5].

Изменение свойств легированных сверхрешеток с концентрацией неравновесных носителей тока приводит к нелинейным оптическим эффектам. В частности, на заданной частоте света ν наблюдается зависимость коэффициента поглощения $k(\nu)$ и показателя преломления $n(\nu)$ от интенсивности света [6, 7]. Перестройка спектров поглощения и рефракции может осуществляться как при оптическом возбуждении, так и при приложении электрического напряжения к структуре. В данной работе рассмотрены особенности изменения коэффициента поглощения в легированных сверхрешетках в зависимости от уровня возбуждения структуры, а также проанализировано влияние безызлучательной оже-рекомбинации на нелинейное поглощение света.

Как известно, насыщение мощности поглощения (усиления) света связано с уменьшением коэффициента поглощения (усиления) на фиксированной частоте света ν с ростом амплитуды напряженности электромагнитного поля. В полупроводниковых системах этот эффект обусловлен приближением разности квазиуровней Ферми ΔF к значению энергии фотонов $h\nu$ при увеличении интенсивности монохроматического излучения. Особенности нелинейного поглощения света анализировались ранее как для объемных полупроводников [8-10], так и квантоворазмерных систем [11-13]. Для легированных полупроводниковых сверхрешеток данный эффект изучен недостаточно [6, 7, 14]. Кроме того, не исследовано влияние безызлучательной рекомбинации на нелинейные оптические процессы.

Стационарное уравнение, определяющее связь между коэффициентом поглощения k и плотностью светового потока I , имеет вид [8]

$$\frac{\eta' j}{ed} = R_f + \frac{k(\nu) I}{h\nu} \quad (1)$$

где j – плотность тока в расчете на период сверхрешетки d ; η' – инжекционная эффективность, η – квантовый выход люминесценции, v_g – скорость света в кристалле. Справа перед вторым слагаемым в

уравнению (1) стоит знак "минус" при процессах поглощения и "плюс" – при усилении света. Скорость излучательной рекомбинации R , определялась путем интегрирования скорости оптических переходов по всем энергиям фотонов [1]. Вычисления $k(\nu)$ проводились в модели прямых переходов с учетом эффекта сужения ширины запрещенной зоны [3, 15].

В общем случае зависимость $k(I)$ подчиняется сложному закону [8]. Если использовать среднее значение параметра нелинейности α , то изменение коэффициента поглощения (усиления) можно описать простой формулой [8, 9]

$$k = \frac{k_0}{1 + \frac{\alpha I}{k_0}} \quad (2)$$

где k_0 – начальный коэффициент поглощения (усиления). Для более детального анализа эффектов насыщения в конкретных квантоворазмерных структурах необходимо выполнять численные расчеты.

Результаты расчетов насыщения поглощения для различных типов легированных сверхрешеток на основе GaAs при $j = 0$, $T = 300$ К и $\eta_i = 1$ представлены на рис. 1. Как видно, коэффициент поглощения k на фиксированной частоте ν проявляет немонотонное поведение при увеличении уровня возбуждения структуры. Наблюдается осциллирующее изменение коэффициента поглощения на фиксированной частоте света в зависимости от уровня возбуждения легированной сверхрешетки. Эффект "затемнения", т. е. увеличения коэффициента поглощения k при увеличении плотности светового потока I , обусловлен трансформацией профиля потенциальной энергии легированной сверхрешетки, перераспределением уровней энергии в квантовых ямах для электронов и дырок, изменением интегралов перекрытия волновых функций электронов и дырок, а также сужением запрещенной зоны.

Как видно из рис. 1, для компенсированной легированной сверхрешетки наиболее ярко наблюдается эффект перераспределения уровней энергии в квантовых ямах. Отметим, что эффект увеличения коэффициента поглощения с ростом уровня возбуждения проявляется для всех типов легированных сверхрешеток при энергиях порядка ширины запрещенной зоны полупроводника. Для объемных полупроводников затемнение может быть вызвано ростом поглощения

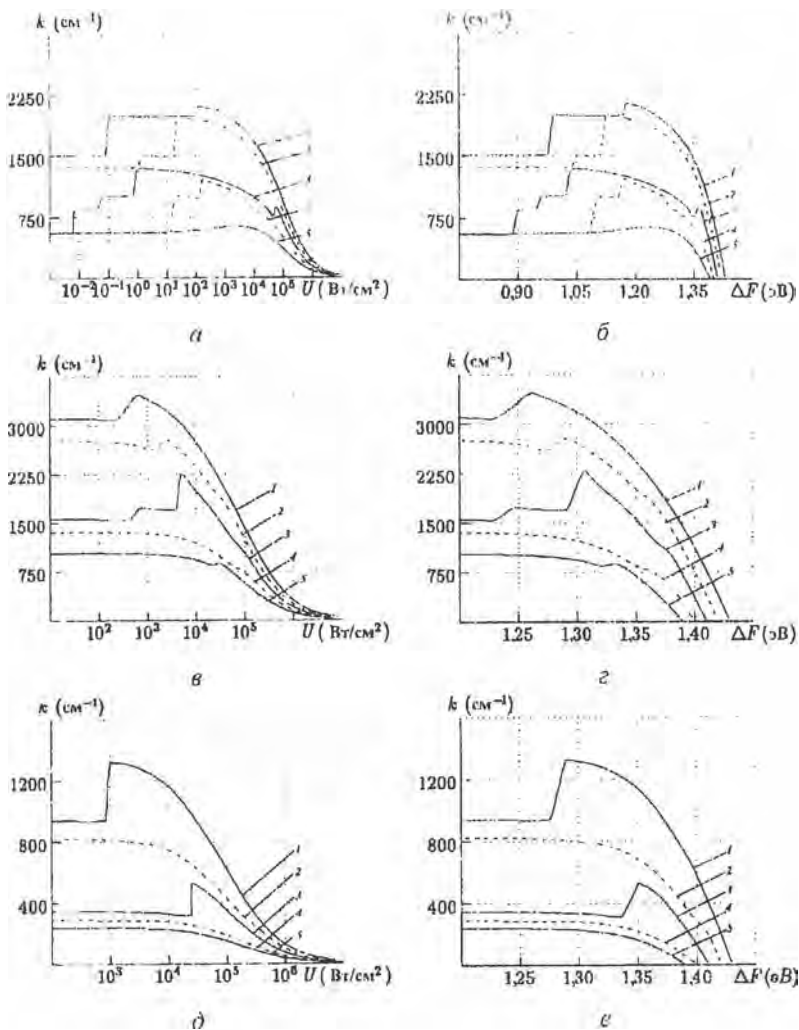


Рис. 1. Зависимость коэффициента поглощения k от плотности радиации U (а, в, д) и разности между квазиуровнями Ферми ΔF (б, г, е) при значениях энергии 1,43 (1), 1,42 (2), 1,41 (3), 1,40 (4), 1,39 (5) эВ для различных типов α - β - γ -кристаллов.

а б - $N = N_p = 8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $d_p = d_n = 40 \text{ нм}$, $d_i = 0$; в г - $N = 8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $N_i = 4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$,
 д, е - $d_n = 10 \text{ нм}$, $d_i = 0$, д е - $V_a = 4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $N_d = 8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $d_i = d_n = 10 \text{ нм}$, $d_p = 0$

свободными носителями [8]. Однако этот процесс практически не влияет на насыщение поглощения в легированных сверхрешетках, так коэффициент поглощения света свободными носителями при энергиях фотонов порядка эффективной ширины запрещенной зоны сверхрешетки не превышает 5 см^{-1} [16].

При достаточно больших уровнях возбуждения кроме межзонной излучательной рекомбинации на процессы нелинейного поглощения света влияет безызлучательная оже-рекомбинация. В уравнении (1) это учитывается посредством квантового выхода люминесценции η_i , который определяется отношением скорости излучательной рекомбинации R_l к сумме скоростей излучательной R_l и безызлучательной R_{nr} рекомбинаций $\eta_i = R_l / (R_l + R_{nr})$.

Здесь скорость безызлучательной оже-рекомбинации R_{nr} определяется как [17]

$$R_{nr} = \begin{cases} \frac{Cn p^2}{d^3} & \text{— полупроводник } p\text{-типа} \\ \frac{Cn^2 p}{d} & \text{— полупроводник } n\text{-типа} \end{cases} \quad (3)$$

где C — коэффициент оже-рекомбинации. На рис. 2 представлены значения коэффициента оже-рекомбинации для различных прямозонных полупроводников [18].

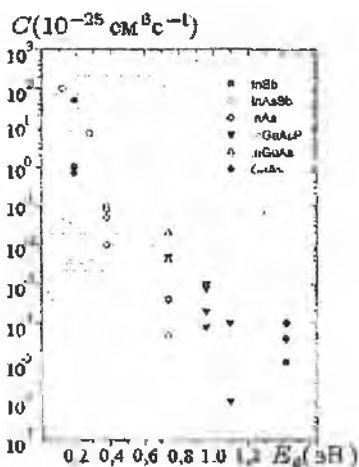


Рис. 2. Коэффициент оже-рекомбинации C для прямозонных полупроводниковых соединений A^3B^5 [18].

Как видно, для полупроводниковых структур на основе GaAs, значения C лежат в интервале $10^{-30} - 10^{-29} \text{ см}^6 \text{ с}^{-1}$.

На рис. 3, 4 представлены результаты расчета скорости рекомбинации для излучательного R_l и безызлучательного R_{nr} механизмов, а также квантового выхода люминесценции η_i для различных значений квазиуровня Ферми ΔF . Как видно из рис. 4, зависимость $\eta_i(\Delta F)$ носит немонотонный характер. Для компенсированной легированной сверхрешетки при малых уровнях

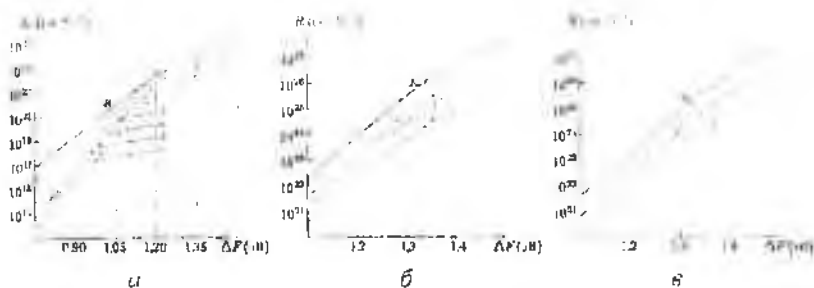


Рис. 3. Изменение скорости рекомбинации для излучательного R_r (сплошные линии) и безызлучательного R , (1, 2, 3, 4) механизмов в зависимости от квазиуровня Ферми ΔF для различных типов легированных сверхрешеток при следующих значениях коэффициента оже-рекомбинации: $C = 5 \cdot 10^{-29}$ (1), 10^{-29} (2), $5 \cdot 10^{-30}$ (3), 10^{-30} (4) $\text{см}^6 \text{с}^{-1}$, $d_p = d_n = 10$ нм, $d_r = 0$

а - $N_o = N_d = 8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, б - $N_o = 8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $N_d = 4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и в - $N_o = 4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $N_d = 8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$

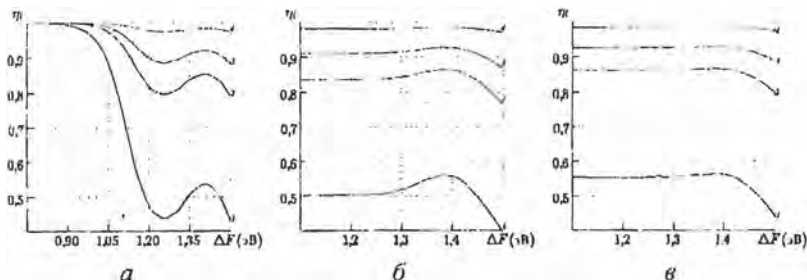


Рис. 4. Зависимость квантового выхода люминесценции η_l от квазиуровня Ферми ΔF для различных типов легированных сверхрешеток при следующих значениях коэффициента оже-рекомбинации: $C = 5 \cdot 10^{-29}$ (1), 10^{-29} (2), $5 \cdot 10^{-30}$ (3), 10^{-30} (4). $d_o = d_n = 10$ нм, $d_r = 0$.

а - $N_o = N_d = 8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, б - $N_o = 8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $N_d = 4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, в - $N_o = 4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $N_d = 8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$

возбуждения η_l стремится к 1, т. к. $R_r \sim n^2$, а $R_{nr} \sim n^3$. С ростом уровня возбуждения происходит уменьшение квантового выхода люминесценции в результате более быстрого роста безызлучательной оже-рекомбинации по сравнению с межзонной излучательной рекомбинацией. Однако на зависимости $\eta_l(\Delta F)$ проявляются локальные максимум и минимум. При значениях коэффициента оже-рекомбинации $C = 5 \cdot 10^{-29} \text{ см}^6 \text{с}^{-1}$ это связано с пересечением в трех точках кривых $R(\Delta F)$ и $R_r(\Delta F)$. Как видно из рис. 4, квантовый выход люминесценции

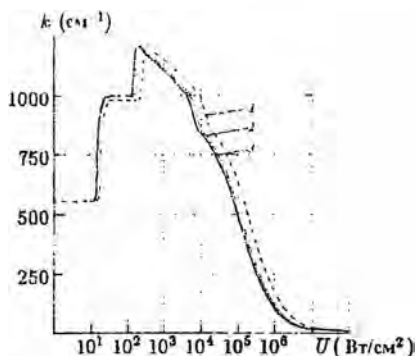


Рис. 5. Зависимость коэффициента поглощения k от плотности радиации U для различных значений коэффициента оже-рекомбинации: $C = 5 \cdot 10^{-29}$ (1), 10^{-29} (2), 10^{-30} (3) $\text{см}^6 \text{с}^{-1}$

Однако это заметно проявляется при значениях коэффициента оже-рекомбинации $C > 5 \cdot 10^{-29} \text{см}^6 \text{с}^{-1}$

Отметим, что в настоящей работе значения коэффициента оже-рекомбинации брались как для объемного полупроводника. Более детальный анализ безызлучательной рекомбинации в легированных сверхрешетках требует дальнейших исследований с применением теории кр-метода [17].

Таким образом, в работе исследовано насыщение поглощения в легированных сверхрешетках. Проанализировано влияние безызлучательного канала рекомбинации на нелинейное поглощение света, что важно для исследования стационарных и динамических процессов в полупроводниковых лазерных структурах.

Литература

1. Kononenko V. K., Manak I. S., Ushakov D. V. Optoelectronic properties and characteristics of doping superlattices // Proc SPIE. 1998 Vol 3580. P 10-27
2. Tunable absorption and electroluminescence in GaAs doping superlattices / G. Hasnam, C. J. Chung-Hasnam, G. H. Dohler, J. N. Miller, N. M. Johnson, J. R. Whimery, A. Dienes // Superlattices and Microstructures. 1987. Vol 3, № 3 P. 277-282.
3. Renn M., Metzner C., Döhler G. H. Effect of random impurity distribution on the luminescence of *n-i-p-i* doping superlattices // Phys. Rev. B. 1993 Vol 48, № 15 P. 11220-11227

нии для исследуемых сверхрешеточных структур колеблется от 0,5 до 0,6 при $C = 5 \cdot 10^{-29} \text{см}^6 \text{с}^{-1}$ и значениях $\Delta E = 1,2-1,45 \text{эВ}$.

На рис. 5 представлены результаты расчета насыщения поглощения при $h\nu = 1,4 \text{эВ}$ с учетом безызлучательной оже-рекомбинации для компенсированной легированной сверхрешетки с параметрами $N_a = N_d = 8 \cdot 10^{18} \text{см}^{-3}$, $d_p = d_n = 10 \text{нм}$, $d_i = 0$. Присутствие безызлучательного канала рекомбинации сдвигает зависимость $k(U)$ в область больших плотностей световых потоков

- 4 Disorder effects on luminescence in δ -doped n - i - p - i superlattices / *C' Metzner, K. Schriber, U. Wieser, M. Luber, M. Kneissl, G. H. Dohler* // *Phys. Rev. B* 1995 Vol. 51, № 8. P. 5106-5115.
- 5 Ушаков Д. В., Кононенко В. К., Манах И. С. Эффекты уширения энергетического спектра легированных полупроводниковых сверхрешеток // *ЖПС*. 1999 Т. 66, № 5. С. 711-715.
- 6 Dohler G. H., Ruden P. P. Theory of absorption of doping superlattices // *Phys. Rev. B* 1984. Vol. 30, № 10. P. 5932-5944.
- 7 Ruden P. P., Dohler G. H. Proc. Low-power non-linear optical phenomena in doping superlattices // *Proceedings of 17th International Conference on Physics of Semiconductors*. San Francisco, 1984. P. 535-538.
- 8 Кононенко В. К., Грибовский В. П. Эффект насыщения в полупроводниковых усилителях света и фильтрах // *Оп. и спектр.* 1970. Т. 29, № 5. С. 975-984.
- 9 Грибовский В. П. Теория поглощения и испускания света в полупроводниках. Мн.: Наука и техника, 1975. 464 с.
- 10 Кононенко В. К. О насыщении поглощения в области хвостов плотности состояний // *ЖПС* 1984. Т. 41, № 6. С. 106-110.
- 11 Кононенко В. К. Особенности спектров нелинейного поглощения в квантоворазмерных структурах // *Лазеры и оптическая нелинейность*. Вильнюс, 1987. С. 136-143.
- 12 Kononenko V. K. Nonlinear absorption in quantum-size heterostructures // *Phys. Stat. Sol. (b)* 1988. Vol. 150, № 2. P. 695-698.
- 13 Кононенко В. К., Манах И. С., Фурунжиев Э. Р. Насыщенные усиления в квантоворазмерных гетероструктурах // *ЖПС*. 1997. Т. 64, № 6. С. 797-800.
- 14 Кононенко В. К., Ушаков Д. В. Перестройка спектра поглощения n - i - p - i -кристалла при оптическом возбуждении // *Лазерная физика и спектроскопия*. Тез. докл. II Междунар. конф. Гродно, 1995. С. 45-46.
- 15 Ushakov D. V., Kononenko V. K., Manak I. S. Influence of carrier screening and impurity correlation on the electron and optical properties of doping superlattices // *Proceedings of the Third International EuroConference on Advanced Semiconductor Devices and Microsystems*. Bratislava, 2000. P. 243-246.
- 16 Ushakov D. V., Manak I. S., Kononenko V. K. Free-carrier absorption in doping superlattices // *Abstract of the International Conference on Solid State Crystals Materials Science and Applications*. Zakopane, 2000. P. 155.
- 17 Зегря Г. Г., Полковников А. С. Механизмы оже-рекомбинации в квантовых ямах // *ЖЭТФ* 1998. Т. 113, вып. 4. С. 1491-1521.
- 18 Riech I., Diaz P. and Marin E. Study of nonradiative recombination mechanisms in semiconductors by photoacoustic measurements // *Phys. Stat. Sol. (b)* 2000 Vol. 220. P. 305-308.