

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 двухмерными 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

акцепторных примесей экранируется неравновесными носителями тока, что вызывает уменьшение глубины потенциальных ям и соответственно увеличение эффективной ширины запрещенной зоны. Зависимость E_g^{eff} 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 $n_s(\nu)$ 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 U , имеет вид [8]

$$\frac{\eta' j}{ed} = \frac{R_l}{\eta_l} \pm \frac{k(\nu) U}{h\nu}, \quad (1)$$

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

уравнении (1) стоит знак "минус" при процессах поглощения и "плюс" – при усилении света. Скорость излучательной рекомбинации R_l 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 [1, 15].

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

$$k = \frac{k_0}{1 + \frac{\alpha U}{v_g}}, \quad (2)$$

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 $\eta_l = 1$ представлены на рис. 1. Как видно, коэффициент поглощения k на фиксированной частоте ν проявляет немонотонное поведение при увеличении уровня возбуждения структуры. Наблюдается осцилляционное 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 U , 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

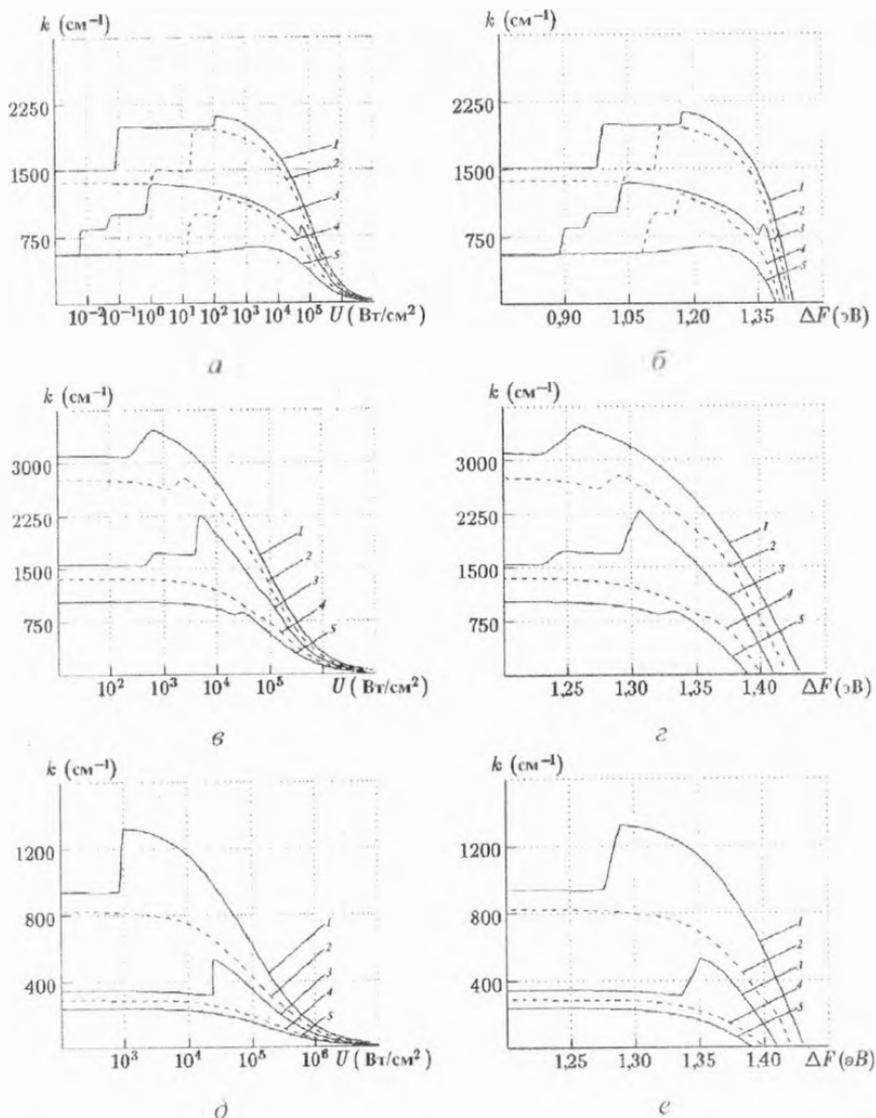


Рис. 1. Зависимость коэффициента поглощения k от плотности радиации U (а, в, д) и разности между квазиуровнями Ферми ΔF (б, г, е) при значениях энергии 1,43 (1), 1,42 (2), 1,41 (3), 1,40 (4), 1,39 (5) эВ для различных типов п-і-р-і-кристаллов.

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

свободными носителями [8]. Однако этот процесс практически не влияет на насыщение поглощения в легированных сверхрешетках, т. к. 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_l , который определяется отношением скорости излучательной рекомбинации R_l к сумме скоростей излучательной R_l и безызлучательной R_{nr} рекомбинаций $\eta_l = R_l / (R_l + R_{nr})$.

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

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

где C — коэффициент оже-рекомбинации. На рис. 2 представлены значения коэффициента оже-рекомбинации для различных прямозонных полупроводников [18]. Как видно, для полупроводниковых структур на основе GaAs, значения C лежат в интервале $10^{-10} - 10^{-29} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$.

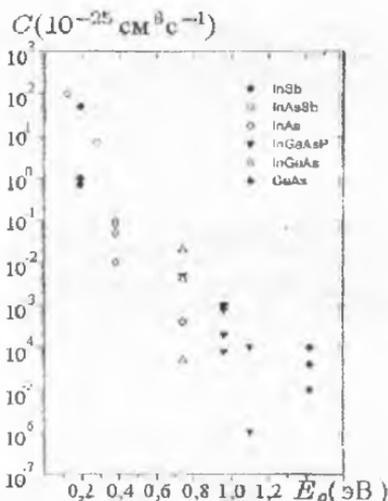


Рис. 2. Коэффициент оже-рекомбинации C для прямозонных полупроводниковых соединений $A^{\text{III}}B^{\text{V}}$ [18]

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

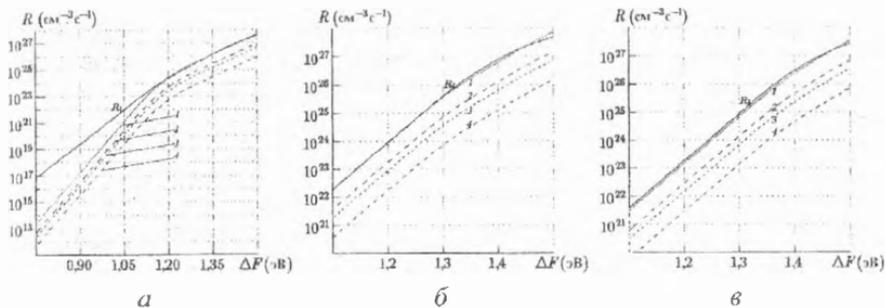


Рис. 3. Изменение скорости рекомбинации для излучательного R_l (сплошные линии) и безызлучательного R_{nr} (1, 2, 3, 4) механизмов в зависимости от квазиуровня Ферми ΔF для различных типов легированных сверхрешеток при следующих значениях коэффициента оже-рекомбинации: $C = 5 \cdot 10^{-29}$ (1), 10^{-29}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

$a - N_a = N_d = 8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$; $b - N_a = 8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $N_d = 4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$; $в - N_a = 4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $N_d = 8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$

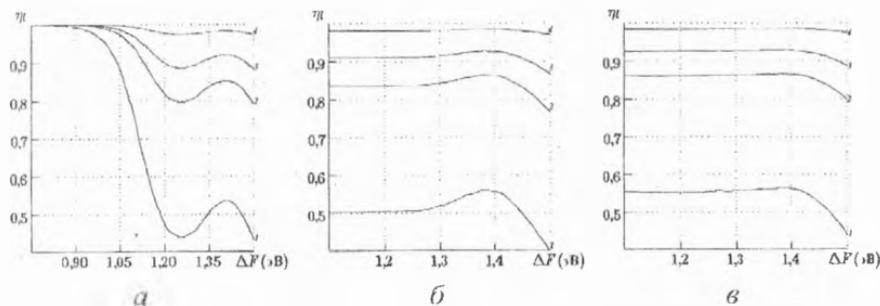


Рис. 4. Зависимость квантового выхода люминесценции η_l от квазиуровня Ферми ΔF для различных типов легированных сверхрешеток при следующих значениях коэффициента оже-рекомбинации: $C = 5 \cdot 10^{-29}$ (1), 10^{-29} (2), $5 \cdot 10^{-30}$ (3), 10^{-30} (4), $d_p = d_n = 10 \text{ нм}$, $d_i = 0$.

$a - N_a = N_d = 8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$; $b - N_a = 8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $N_d = 4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$; $в - N_a = 4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $N_d = 8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$

возбуждения η_l стремится к 1, т. к. $R_l \sim n^2$, 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 значении коэффициента оже-рекомбинации $C = 5 \cdot 10^{-29} \text{ см}^6 \text{ с}^{-1}$ это связано с пересечением в трех точках кривых $R_l(\Delta F)$ и $R_{nr}(\Delta F)$. Как видно из рис. 4, квантовый выход люминесценции

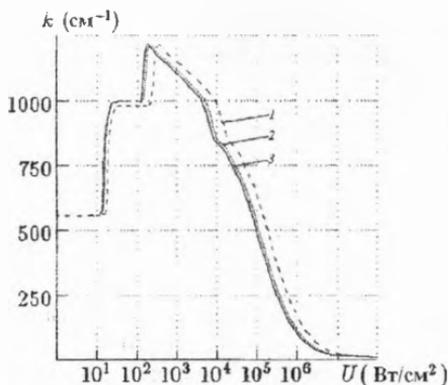


Рис. 5. Зависимость коэффициента поглощения k от плотности радиации U для различных значений коэффициента оже-рекомбинации: $C = 5 \cdot 10^{-29}$ (1), 10^{-29} (2), 10^{-30} (3) $\text{см}^6 \text{с}^{-1}$

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. Hasnain, C. J. Chang-Hasnain, G. H. Döhler, J. N. Miller, N. M. Johnson, J. R. Whinnery, 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.

ции 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 $\Delta F = 1,2$ – $1,45$ эВ.

На рис. 5 представлены результаты расчета насыщения поглощения при $h\nu = 1,4$ эВ с учетом безызлучательной оже-рекомбинации для компенсированной легированной сверхрешетки с параметрами $N_a = N_d = 8 \cdot 10^{18} \text{см}^{-3}$, $d_p = d_n = 10$ 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. Schrüfer, U. Wieser, M. Luher, M. Kneissl, G. H. Dohler* // *Phys. Rev. B* 1995. Vol. 51, № 8. P. 5106–5115.
5. *Ушаков Д. В., Кононенко В. К., Манак И. С.* Эффекты уширения энергетического спектра легированных полупроводниковых сверхрешеток // *ЖПИС*. 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., Грибковский В. П.* Эффект насыщения в полупроводниковых усилителях света и фильтрах // *Опт. и спектр.* 1970. Т. 29, № 5. С. 975–984.
9. *Грибковский 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 // *ЖПИС*. 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., Манак И. С., Фурунжиев Э. Р.* Насыщение усиления в квантоворазмерных гетероструктурах // *ЖПИС*. 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.