

Межзонное поглощение длинноволнового излучения в δ -легированных сверхрешетках на основе монокристаллических широкозонных полупроводников

© В.В. Осипов, А.Ю. Селяков, М. Foygel†

Государственный научный центр Российской Федерации "Орион",
111123 Москва, Россия

†South Dakota School of Mines and Technology,
Rapid City, SD 57701–3995, USA

(Получена 22 июля 1997 г. Принята к печати 25 июля 1997 г.)

Предложена сверхрешетка нового типа, которая формируется в монокристаллическом широкозонном невырожденном полупроводнике последовательностью пар близко расположенных донорных и акцепторных δ -легированных слоев. Показано, что благодаря сверхсильным электрическим полям, образующимся между этими δ -легированными слоями, коэффициент электропоглощения длинноволнового излучения определяется туннельными оптическими переходами электронов из зоны тяжелых дырок (в отличие от случая не слишком сильных полей, когда электропоглощение определяется легкими дырками); при этом его величина близка к коэффициенту межзонного поглощения света и слабо зависит от энергии кванта вплоть до дальнего инфракрасного диапазона. Найдено, что в предложенной сверхрешетке на основе InSb коэффициент поглощения в областях сверхсильного поля может превышать 10^3 см^{-1} вплоть до длин волн излучения, примерно равных $50 \div 100 \text{ мкм}$. Отмечается, что, благодаря пространственному разделению фотогенерируемых электронов и дырок, время их жизни и фоточувствительность такой сверхрешетки в длинноволновой области могут иметь гигантские значения.

1. Введение

Одна из наиболее актуальных проблем фотоэлектроники состоит в создании фотодетекторов и крупноформатных смотрящих матриц для среднего и дальнего инфракрасного (ИК) излучения на основе широкозонных полупроводников. Перспективным направлением в решении этой проблемы является разработка ИК фотодетекторов на основе различного типа квантовых ям и сверхрешеток и прежде всего квантово-размерных гетероструктур GaAs/AlGaAs [1] и Si/SiGe [2]. В последние годы развитие полупроводниковой технологии позволило создать так называемые δ -легированные структуры [3], которые Döhler предложил и теоретически изучил еще в начале 70-х годов [4,5]. В процессе выращивания таких структур в монокристаллическом полупроводнике создаются δ -легированные области с концентрацией легирующей примеси порядка 10^{20} см^{-3} и толщиной порядка периода кристаллической решетки [6,7]. К настоящему времени δ -легированные p - n -переходы и многослойные сверхрешетки созданы на основе различных полупроводников, в том числе Si [7,8], GaAs [9,10–13] и InSb [14–17]. В частности, на основе Si, GaAs и InSb были созданы пилообразные δ -легированные квантово-размерные сверхрешетки, в которых поглощение длинноволнового излучения определяется переходами между минизонами, образующимися в пилообразном потенциальном рельефе таких структур [8,9,14]. Однако фотодетекторы на основе квантово-размерных структур обладают двумя существенными недостатками — в них нормально падающее излучение поглощается слабо [1,8,9,18,19], а

время жизни фотоносителей и фоточувствительность чрезвычайно малы [20,21].

Этих недостатков лишены классические легированные сверхрешетки n - i - p - i -типа, которые в начале 80-х годов были предложены и теоретически изучены Неустроевым и Осиповым [22–25]. В таких сверхрешетках время жизни фотоносителей и фоточувствительность могут достигать огромных значений вследствие пространственного разделения фотогенерируемых электронов и дырок. Однако в классических легированных сверхрешетках на основе широкозонных полупроводников длинноволновое ИК излучение поглощается слабо [26–28]. Это связано с тем, что поглощение такого ИК излучения определяется эффектом Франца–Келдыша [29,30] в областях пространственного заряда p - n -переходов, где максимальная величина напряженности электрического поля ограничена значением порядка 10^5 В/см . В принципе за счет увеличения концентрации легирующих примесей в p - n -переходах можно создать и большие электрические поля, но при этом возрастет туннельный ток p - n -переходов, а следовательно, резко уменьшится эффективное время жизни неравновесных носителей в таких сверхрешетках и фоточувствительность ИК фотодетекторов на их основе.

В данной работе рассматривается нового типа δ -легированная сверхрешетка на основе монокристаллических широкозонных полупроводников, которая обладает высокой фоточувствительностью в области длинноволнового ИК излучения и не имеет отмеченных выше недостатков, присущих предложенным ранее различным квантовым и классическим сверхрешеткам.

2. Структура сверхрешетки

Предлагаемая сверхрешетка образована попарно чередующимися δ -легированными слоями донорного и акцепторного типа, выращенными в монокристаллическом невырожденном полупроводнике. Для определенности будем считать, что между δ -легированными акцепторными слоями находится невырожденный полупроводник p -типа проводимости с концентрацией акцепторов N_a , а в других ее областях — невырожденный полупроводник n -типа с концентрацией доноров N_d . Период L рассматриваемой сверхрешетки состоит из двух пар δ -легированных слоев акцепторного и донорного типа (рис. 1, *a*), а энергетическая диаграмма периода сверхрешетки имеет вид, изображенный на рис. 1, *b*.

Обсудим теперь требования к параметрам такой сверхрешетки и в первую очередь к поверхностным плотностям примесных атомов σ_d и σ_a в донорных и акцепторных δ -легированных слоях, а также к расстояниям l_a , l_d и l_{ad} между этими слоями (рис. 1). Для простоты предположим, что $\sigma_a = \sigma_d = \sigma$, а величина l_{ad} достаточно мала. Тогда все электроны с донорных атомов δ -легированных слоев перейдут на акцепторные атомы соседних δ -легированных слоев и все δ -легированные слои донорного и акцепторного типа будут представлять собой последовательность разноименно заряженных плоскостей, поверхностная плотность встроенных зарядов которых равна $+q\sigma$ и $-q\sigma$ (q — заряд электрона) соответственно. В результате между каждой парой донорных и акцепторных δ -легированных слоев (разноименно заряженных плоскостей) возникает постоянное электрическое поле $E = 4\pi q\sigma/\epsilon$, где ϵ — диэлектрическая проницаемость полупроводника. При выполнении условия $qEl_{ad} = qV_b < E_g$ (E_g — ширина запрещенной зоны полупроводника, а V_b — разность потенциалов между разноименно заряженными δ -легированными слоями) в рассматриваемой сверхрешетке будут отсутствовать прямые туннельные переходы между зоной проводимости и валентной зоной. Пусть величина l_{ad} и концентрации N_a и N_d удовлетворяют также условию $qEl_{ad} = qV_b = F_n - F_p < E_g$, где F_n, F_p — уровни Ферми в полупроводниках n - и p -типа с концентрацией доноров N_d и акцепторов N_a соответственно. При выполнении приведенных выше условий в слоях n - и p -типа проводимости будут отсутствовать области пространственного заряда, а зонная диаграмма сверхрешетки будет иметь вид, изображенный на рис. 1, *b*. Заметим, что последнее справедливо при значительно более мягких требованиях к N_d и N_a , которые не должны быть слишком высокими. По существу эти требования сводятся к условиям $l_d \leq L_{Dn}$, $l_a \leq L_{Dp}$, где L_{Dn}, L_{Dp} — длины экранирования Дебая для электронов и дырок в слоях n - и p -типа соответственно, поскольку в этом случае изменение потенциала в областях n - и p -типа мало и его можно не учитывать. Отметим, что приведенные условия для рассматриваемой сверхрешетки из InSb выполняются

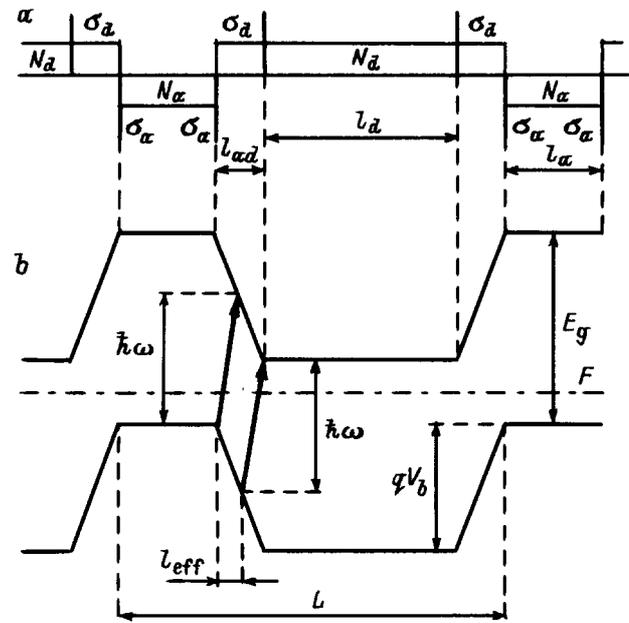


Рис. 1. Структура δ -легированной сверхрешетки: *a* — профиль легирования; *b* — зонная диаграмма. Жирными стрелками на рис. *b* показаны не прямые в реальном пространстве межзонные оптические переходы при поглощении фотона с энергией $\hbar\omega < E_g$. Используемые обозначения пояснены в тексте.

для $N_d < 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и $N_a < 10^{18} \text{ см}^{-3}$ благодаря малости толщин l_a и l_d . (Оценки для l_a и l_d приведены далее).

В рассматриваемой сверхрешетке поглощение излучения с энергией кванта $\hbar\omega < E_g$ обусловлено эффектом Франца–Келдыша в областях сильного электрического поля. Подчеркнем, что электрическое поле в слоях сверхрешетки толщиной l_{ad} (рис. 1) однородно, а его напряженность может более чем на порядок превосходить максимальную напряженность поля невырожденного p - n -перехода и достигать огромных величин ($E = 10^6 \text{ В/см}$ при $\sigma \simeq 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и $\epsilon = 15$).

3. Особенности поглощения ИК излучения в областях сверхсильного электрического поля

Общее выражение для коэффициента поглощения ИК излучения α_E в полупроводниках с параболическим законом дисперсии в постоянном электрическом поле имеет вид [29–33]

$$\alpha_E = \pi R \sqrt{\hbar\omega_E} \int_{\beta}^{\infty} \text{Ai}^2(x) dx, \quad (1)$$

где $R = (2\mu/\hbar^2)^{3/2} (2q^2 P_{cv}^2)/(m^2 c \hbar \omega)$, $\omega_E = (qE)^{2/3}/(2\mu\hbar)^{1/3}$, $\beta = (E_g - \hbar\omega)/(\hbar\omega_E)$, \tilde{n} — показатель преломления полупроводника, $\text{Ai}(x)$ — функция Эйри,

P_{cv} — межзонный матричный элемент оператора импульса, c — скорость света в вакууме, m — масса электрона, m_c — эффективная масса электрона, m_v — эффективная масса дырки, $\mu^{-1} = m_c^{-1} + m_v^{-1}$ — приведенная эффективная масса.

Подчеркнем, что выражение (1) получено для случая протяженного однородного полупроводника и справедливо для относительно слабых электрических полей, при которых энергетические спектры электронов и дырок полупроводника изменяются слабо под воздействием поля. В сверхсильных электрических полях вероятность прямых туннельных переходов резко возрастает, в результате чего электронные и дырочные состояния сильно "перемешиваются" и поэтому выражение (1) для протяженных полупроводников неприменимо. В интересующем нас случае реализуется иная ситуация: из рис. 1, *b* видно, что в отличие от случая протяженного однородного полупроводника в рассматриваемой сверхрешетке прямые туннельные переходы невозможны и поэтому для нее выражение (1) может быть использовано для сколь угодно сильных электрических полей в случае, когда толщины l_a и l_d столь велики, что энергетический спектр электронов и дырок в соответствующих потенциальных ямах можно считать квазинепрерывным (см. далее). Из рис. 1, *b* также видно, что поглощение излучения с $\hbar\omega < E_g$ может происходить только в некоторой части слоя сильного поля сверхрешетки. Толщина этой поглощающей области равна $l_{\text{eff}} = (\hbar\omega - E_g + qV_b)/qE < l_{ad}$. Отсюда следует, что коэффициент поглощения длинноволнового излучения в слое сильного поля сверхрешетки равен

$$\alpha = \alpha_E l_{\text{eff}}/l_{ad} = \alpha_E (\hbar\omega - E_g + qV_b)/qV_b, \quad (2)$$

где α_E дается (1), а $qV_b = 4\pi q^2 \sigma l_{ad}/\epsilon$.

В большинстве прямозонных полупроводников $A^{III}B^V$ межзонные матричные элементы оператора импульса P_{cv} для оптических переходов из зоны легких и тяжелых дырок совпадают между собой [34], а эффективные массы легких и тяжелых дырок сильно различаются ($m_{lh} \gg m_{lh}$). Поэтому для оптических переходов из зоны легких дырок $\mu = m_c/2$, а из зоны тяжелых дырок $\mu = m_c$. Известно, что в слабых электрических полях поглощение фотона с $\hbar\omega < E_g$ определяется туннелированием электронов и легких дырок, а соответствующий коэффициент поглощения экспоненциально мал по сравнению с коэффициентом межзонного поглощения [29,30,33]. В то же время в отсутствие электрического поля межзонное поглощение излучения определяется в основном переходами электронов из зоны тяжелых дырок, из-за большой плотности состояний этой зоны [34]. По этой же причине в рассматриваемой сверхрешетке в областях сверхсильных электрических полей поглощение длинноволновых фотонов с $\hbar\omega < E_g$ определяется не легкими, а тяжелыми дырками.

Для того чтобы убедиться в этом, рассмотрим сверхсильные электрические поля, для которых условие

$$E \gg (q\hbar)^{-1} (2\mu)^{1/2} (E_g - \hbar\omega)^{3/2} \quad (3)$$

выполнено в тонких областях толщиной l_{ad} как для легких, так и для тяжелых дырок даже при $\hbar\omega \simeq E_g/2$. В качестве примера приведем параметры сверхрешетки, при которых неравенство (3) можно считать выполненным для тяжелых дырок в InSb с $E_g = 0.223$ эВ, что соответствует $T = 77$ К. Легко убедиться, что для $\sigma \geq 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ напряженность встроенного поля $E \geq 5 \cdot 10^5 \text{ В/см}$, величина $\beta < 0.5$ для $\lambda < 10 \text{ мкм}$, а условие $qV_b \leq E_g$ выполняется при $l_{ad} \leq 40 \text{ \AA}$. Условие (3) означает, что $\beta \ll 1$ и интеграл перекрытия огибающих волновых функций электронов и дырок в (1) практически одинаков как для легких, так и для тяжелых дырок, и равен $\int_0^\infty \text{Ai}^2(x) dx = 3^{1/12} \Gamma^2(2/3)/4\pi^2$, где $\Gamma(x)$ — гамма-функция. В этом случае из (1) и (2) получим

$$\alpha = 3^{1/12} \Gamma^2(2/3) R \sqrt{\hbar\omega_E} (\hbar\omega - E_g + qV_b) / 4\pi qV_b. \quad (4)$$

С учетом согласно (1) $\alpha_E \sim \mu^{4/3}$ из (4) следует, что действительно коэффициент поглощения для тяжелых дырок более чем в 2 раза больше коэффициента поглощения для легких дырок. Из (2) и (4) видно также, что в отличие от случая слабых электрических полей в рассматриваемой сверхрешетке в областях сверхсильных электрических полей, для которых выполнено условие (3), величина α близка к коэффициенту межзонного поглощения и слабо зависит от энергии кванта вплоть до значения $\hbar\omega = E_g - qV_b$, при котором она обращается в нуль.

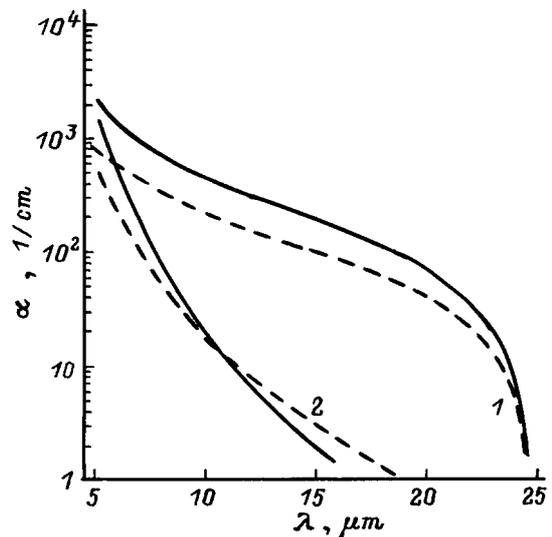


Рис. 2. Спектральная зависимость коэффициента поглощения ИК излучения в областях сверхсильного электрического поля δ -легированной сверхрешетки из InSb: сплошные кривые — оптические переходы электронов из зоны тяжелых дырок, штриховые — из зоны легких дырок. 1 — $\sigma = 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, $l_{ad} = 33 \text{ \AA}$; 2 — $\sigma = 10^{12} \text{ см}^{-2}$, $l_{ad} = 165 \text{ \AA}$.

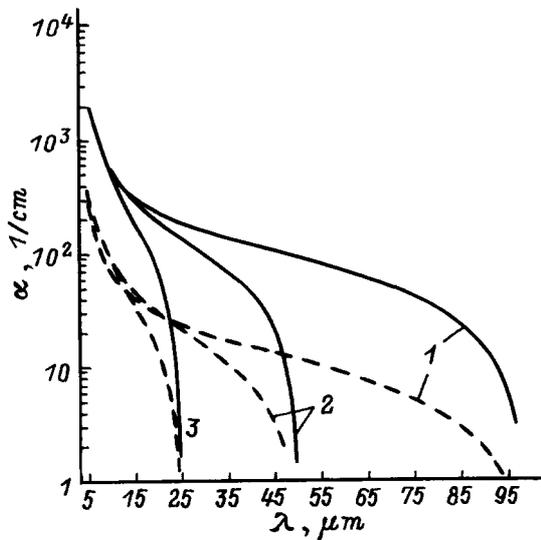


Рис. 3. Спектральная зависимость коэффициента поглощения ИК излучения для оптических переходов электронов из зоны тяжелых дырок в δ -легированных сверхрешетках из InSb: сплошные кривые определяют коэффициент поглощения в областях сверхсильного электрического поля, т. е. величину α , вычисленную по формуле (2); штриховые кривые определяют усредненный по периоду сверхрешетки коэффициент поглощения $\alpha_{\text{эфф}}$, вычисленный по формуле (7). 1: $l_a = 84 \text{ \AA}$, $l_d = 467 \text{ \AA}$, $l_{ad} = 40 \text{ \AA}$, $\lambda_{co} = 100 \text{ мкм}$; 2: $l_a = 60 \text{ \AA}$, $l_d = 330 \text{ \AA}$, $l_{ad} = 38 \text{ \AA}$, $\lambda_{co} = 50 \text{ мкм}$; 3: $l_a = 42 \text{ \AA}$, $l_d = 233 \text{ \AA}$, $l_{ad} = 33 \text{ \AA}$, $\lambda_{co} = 25 \text{ мкм}$. $\sigma = 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$.

Излучение с $\hbar\omega < E_g - qV_b$ не поглощается, и величина $E_g - qV_b$ играет роль эффективной оптической ширины запрещенной зоны в рассматриваемой сверхрешетке. Подчеркнем, что подбирая параметры сверхрешетки величину $E_g - qV_b$ можно сделать сколь угодно малой. Иными словами, в предложенной сверхрешетке может достаточно сильно поглощаться дальнейшее ИК излучение вплоть до длин волн, равных примерно $50 \div 100 \text{ мкм}$.

Все эти выводы подтверждают численные расчеты, выполненные нами по общей формуле (2) для InSb с $E_g = 0.223 \text{ эВ}$ (рис. 2 и 3). На рис. 2 изображена спектральная зависимость коэффициента поглощения в области сильного поля (толщиной l_{ad}) для оптических переходов из зоны тяжелых и легких дырок в сверхрешетках с одной и той же шириной эффективной запрещенной зоны, но различными плотностями встроенного заряда в δ -легированных слоях. На рис. 3 изображена спектральная зависимость коэффициента поглощения дальнего ИК излучения, определяющегося оптическими переходами из зоны тяжелых дырок, для сверхрешеток с одной и той же плотностью встроенного заряда в δ -легированных слоях, но с различной шириной эффективной запрещенной зоны. Расчеты показывают, что коэффициент поглощения действительно определяется оптическими переходами электронов из зоны тяжелых дырок в зону проводимости и остается достаточно большим вплоть до $\lambda = 25 \text{ мкм}$ и даже до $\lambda = 100 \text{ мкм}$, в зависимости от

параметров сверхрешетки. Из рис. 3 видно также, что изменение толщины l_{ad} на 7 \AA , т. е. на величину порядка постоянной решетки InSb, приводит к смещению длинноволновой границы поглощения (величины λ_{co}) от 25 до 100 мкм. Вместе с тем при таком изменении толщины l_{ad} коэффициент поглощения ИК излучения в области длин волн $\lambda < 15 \text{ мкм}$ практически не изменяется.

Как уже отмечалось, при выводе формулы (1) предполагался параболический закон дисперсии как для электронов, так и для дырок. Вместе с тем в полупроводниках типа InSb закон дисперсии для электронов и легких дырок существенно отличается от параболического. В частности, в полупроводниках с кейновским законом дисперсии эффективная масса электронов и легких дырок зависит от их энергии \mathcal{E} и возрастает в 2 раза при $\mathcal{E} = E_g/2$ [33]. Однако это обстоятельство не может изменить основные результаты, так как по предположению в сверхсильных электрических полях условие (3) выполнено даже для тяжелых дырок, масса которых $m_{hh} \gg m_{lh}, m_c$ при $\mathcal{E} \leq E_g$.

4. Эффективный коэффициент поглощения ИК излучения в сверхрешетке

Сформулируем теперь требования к толщинам квазинейтральных слоев l_d и l_a . Они вытекают из условия квазинепрерывности энергетического спектра электронов и тяжелых дырок в потенциальных ямах, соответствующих этим слоям. С уменьшением l_d и l_a энергетические уровни электронов и дырок выталкиваются из соответствующих ям и красная граница поглощения рассматриваемой сверхрешетки сдвигается в более коротковолновую область. Энергетический спектр электронов и дырок в рассматриваемых потенциальных ямах можно считать квазинепрерывным в случае, когда энергетический зазор между наименьшим энергетическим уровнем $\delta\mathcal{E}$ и дном соответствующей потенциальной ямы не превышает величину $E_g - qV_b$ (ширину эффективной оптической запрещенной зоны сверхрешетки). Поскольку $l_a l_d \gg l_{ad}$, то в первом приближении потенциальные ямы рассматриваемой сверхрешетки можно считать прямоугольными. Тогда, полагая $\delta\mathcal{E} \leq E_g - qV_b$, получим, что величины l_a, l_d должны приближенно удовлетворять следующим неравенствам:

$$l_d \geq \pi \hbar / \sqrt{2m_c(E_g - qV_b)}, \quad (5)$$

$$l_a \geq \pi \hbar / \sqrt{2m_{hh}(E_g - qV_b)}. \quad (6)$$

Легко убедиться, что для $\sigma = 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ и $l_{ad} = 33 \text{ \AA}$ в InSb с $E_g = 0.223 \text{ эВ}$ эти неравенства можно считать выполненными при $l_a \geq 42 \text{ \AA}$ и $l_d \geq 233 \text{ \AA}$.

Из рис. 1 видно, что в рассматриваемой структуре слои, поглощающие длинноволновое излучение, чередуются с непоглощающими слоями n - и p -типа проводи-

мости. Поэтому усредненный по периоду сверхрешетки коэффициент поглощения равен

$$\alpha_{\text{eff}} = 2\alpha l_{ad} / (l_a + l_d + 2l_{ad}), \quad (7)$$

где α дается (2).

Выше мы показали, что в рассматриваемой сверхрешетке поглощение длинноволнового ИК излучения определяется в основном оптическими переходами из зоны тяжелых дырок. Это обстоятельство позволяет значительно сократить толщину p -области, не поглощающей длинноволновое излучение. Именно поэтому неравенство (6) представляет собой условие квазинепрерывности энергетического спектра тяжелых дырок, в то время как энергетический спектр легких дырок в такой потенциальной яме может быть квантованным. Кроме того, из неравенств (5), (6) и условия $m_{hh} \gg m_c$ следует, что $l_d \gg l_a$, т. е. толщина непоглощающей длинноволнового излучения области практически равна l_d . Учитывая это обстоятельство, из (4) и (7) получим, что усредненный по периоду сверхрешетки коэффициент поглощения длинноволнового излучения приближенно равен

$$\alpha_{\text{eff}} = 3^{1/12} \Gamma^2(2/3) R \sqrt{\hbar\omega_E} (\hbar\omega - E_g + qV_b) / 2\pi q E l_d. \quad (8)$$

Из (8) видно, что эффективный коэффициент поглощения ИК излучения в сверхрешетке существенно меньше величины α . Однако его величина остается достаточно большой в широком диапазоне длин волн вплоть до $50 \div 100$ мкм (рис. 3). Это свойство является несомненным достоинством предложенной сверхрешетки для разработки на ее основе фотодетекторов для ИК спектрофотометров.

5. Заключение

Отметим, что рассматриваемая сверхрешетка будет обладать большим временем жизни фотоносителей и сверхвысокой фоточувствительностью вплоть до дальнего ИК диапазона. В самом деле, фотоэлектроны и фотодырки, образующиеся при поглощении ИК излучения в областях между разноименно заряженными δ -легированными слоями будут растаскиваться полем в потенциальные ямы слоев n - и p -типа соответственно, аналогично тому как это происходит в классических легированных сверхрешетках [22–25]. Вследствие пространственного разделения фотоносителей их время жизни может на несколько порядков превосходить объемное время жизни в полупроводниках n - и p -типа проводимости. Оценки показывают, что эффективное время жизни в рассматриваемой сверхрешетке на основе InSb может быть порядка 100 пкс, и поэтому использование рассматриваемой сверхрешетки в качестве фоточувствительного элемента фокальной ИК матрицы представляется весьма перспективным.

Перспективным представляется также использование предложенной сверхрешетки в качестве источника длинноволнового ИК излучения, которое будет генерироваться в ней за счет непрямых в реальном пространстве межзонных оптических переходов при смещении всех образующих сверхрешетку δ -легированных p - n -переходов в прямом направлении.

The research described in this publication was made possible in part by Award # RE1-287 of the U.S. Civilian Research & Development Foundation for the Independent States of the Former Soviet Union (CRDF).

Список литературы

- [1] B.F. Levin. *J. Appl. Phys.*, **74**, R1 (1993).
- [2] R. People, J.C. Bean, C.G. Bathea, S.K. Sputz, L.J. Peticolas. *Appl. Phys. Lett.*, **61**, 1122 (1992).
- [3] *Delta-Doping of Semiconductors*, ed. by E.F. Schubert (Cambridge, Cambridge University Press, 1996).
- [4] G.H. Döhler. *Phys. St. Sol. (b)*, **52**, 79 (1972).
- [5] G.H. Döhler. *Phys. St. Sol. (b)*, **52**, 553 (1972).
- [6] D.G. Liu, J.C. Fan, C.P. Lee, K.H. Chang, D.C. Liou. *J. Appl. Phys.*, **73**, 608 (1993).
- [7] А.И. Никифоров, Б.З. Кантер, С.И. Стенин, С.В. Рубанов. *Поверхность. Физика, химия, механика*, вып. 10–11, 95 (1992).
- [8] J.S. Park, R.P.G. Karunasiri, Y.J. Mii, K.L. Wang. *Appl. Phys. Lett.*, **58**, 1083 (1991).
- [9] H.L. Vaghjiani, E.A. Johnson, M.E. Kane, R. Grey, C.C. Phillips. *J. Appl. Phys.*, **76**, 4407 (1994).
- [10] E.F. Shubert, A. Fisher, K. Ploog. *Appl. Phys. Lett.*, **47**, 219 (1985).
- [11] A.M. Glass, E.F. Shubert, B.A. Wilson, C.E. Bonner, J.E. Cunningham, D.H. Olson, W. Jan. *Appl. Phys. Lett.*, **54**, 2247 (1989).
- [12] M. Toivonen, A. Salokatve, M. Hovinen, M. Pessa. *Electron. Lett.*, **28**, 32 (1992).
- [13] Yang Wang, K.F. Brennan. *SPIE*, **1982**, 133 (1993).
- [14] C.C. Phillips. *Appl. Phys. Lett.*, **56**, 151 (1990).
- [15] J. Heremans, D.L. Partin, D.T. Morelly, C.M. Thrush, G. Karczewski, J.K. Furdyna. *J. Appl. Phys.*, **74**, 1793 (1993).
- [16] M.-J. Yang, W.J. Moore, R.J. Wagner, J.R. Waterman, C.H. Yang, P.E. Thompson, J.L. Davis. *J. Appl. Phys.*, **72**, 671 (1992).
- [17] P.E. Thompson, J.L. Davis, M.-J. Yang, D.S. Simons, P.H. Chi. *J. Appl. Phys.*, **74**, 6686 (1993).
- [18] В.В. Осипов, Ф.Л. Серженко, В.Д. Шадрин. *ФТП*, **23**, 809 (1989).
- [19] K.C. Hass, D.J. Kirill. *J. Appl. Phys.*, **68**, 1923 (1990).
- [20] Ф.Л. Серженко, В.Д. Шадрин. *ФТП*, **25**, 1579 (1991).
- [21] Ф.Л. Серженко, В.Д. Шадрин. *ФТП*, **26**, 491 (1992).
- [22] Л.Н. Неустроев, В.В. Осипов, В.А. Холоднов. *ФТП*, **14**, 939 (1980).
- [23] Л.Н. Неустроев, В.В. Осипов. *ФТП*, **14**, 1186 (1980).
- [24] Л.Н. Неустроев, В.В. Осипов. *Микроэлектроника*, **9**, 99 (1980).
- [25] Л.Н. Неустроев, В.В. Осипов. *ФТП*, **15**, 1068 (1981).
- [26] C. Martijn de Sterke. *J. Appl. Phys.*, **64**, 3187 (1988).
- [27] P.P. Ruden, C.A. Marttila, T. Werner, J.E. Carroll. *J. Appl. Phys.*, **66**, 956 (1989).

- [28] J. Maserjian, F.J. Grunthaler, C.T. Elliott. *Infr. Phys.*, **30**, 27 (1990).
- [29] W. Franz. *Zs. Naturforsch.*, **13a**, 484 (1958).
- [30] Л.В. Келдыш. *ЖЭТФ*, **34**, 1138 (1958).
- [31] J. Callaway. *Phys. Rev.*, **130**, 549 (1963).
- [32] K. Tharmalingam. *Phys. Rev.*, **130**, 2204 (1963).
- [33] А.И. Ансельм. *Введение в теорию полупроводников* (М., Наука, 1978).
- [34] *Оптические свойства полупроводников*, под ред. Р. Уиллардсона и А. Бира (М., Мир, 1970).

Редактор Л.В. Шаронова

Interband absorption of longwave radiation in δ -doped superlattices based on single-crystal wide-gap semiconductors

V.V. Osipov, A.Yu. Selyakov, M. Foygel[†]

Russian Science Center "Orion",
111123 Moscow, Russia,

[†]South Dakota School of Mines and Technology,
Rapid City,
SD 57701–3995, USA

Abstract We propose new superlattice which is formed by a sequence of pairs of closely-spaced donor and acceptor δ -doped layers in a single-crystal wide-gap nondegenerated semiconductor. We show that owing to superstrong electric fields arising between these δ -doped layers the coefficient of longwave electroabsorption is determined by tunneling optical transitions of electrons from the band of heavy holes (in contrast to the case of not so strong fields when electroabsorption is determined by light holes); by this, its value is close to the coefficient of interband absorption and weakly depends on the photon energy up to far infrared region. It is found that in the proposed superlattice on the basis of InSb the absorption coefficient in superstrong fields can exceed 10^3 cm^{-1} up to wavelengths $50 \div 100 \mu\text{m}$. We emphasize that owing to spatial separation of photogenerated electrons and holes their lifetime and photosensitivity of such superlattice in the region of long waves can take on gigantic values.