ЖЭТФ, 2003, том 123, вып. 3, стр. 612–624

КАСКАДНО-ЛАВИННАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ЭЛЕКТРОН-ДЫРОЧНЫХ ПАР В КВАНТОВЫХ ЯМАХ ТИПА II

Е. Ю. Перлин[*], *А. В. Иванов*, *Р. С. Левицкий*

Государственный оптический институт им. С. И. Вавилова
199034, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 10 июня 2002 г.

Показано, что с помощью механизма фотонной лавины можно осуществить генерацию неравновесных электрон-дырочных пар слабым ИК-светом с энергией кванта, в 3–5 раз меньшей ширины запрещенной зоны полупроводника. Для реализации данного механизма предлагается использовать гетероструктуру типа II с глубокими квантовыми ямами. Эффект фотонной лавины в рассматриваемой модели обусловлен совокупностью каскада одно- и двухфотонных переходов, а также переходов оже-типа.

PACS: 42.50.Hz, 42.65.Sf, 78.67.De

1. ВВЕДЕНИЕ

Процессы генерации сильным низкочастотным светом неравновесных электрон-дырочных пар (ЭДП) в полупроводниках и диэлектриках достаточно подробно изучены (см., например, [1]). К числу этих процессов относятся межзонное туннелирование в сильном электромагнитном поле, многофотонные межзонные переходы, каскадные переходы через локальные уровни в запрещенной зоне и лавинная генерация пар. В случае лавинного механизма свободные носители (электроны или дырки) должны обладать кинетической энергией, достаточной для рождения новой ЭДП. Приобрести такую энергию они могут в поле лишь очень сильной электромагнитной волны за счет каскада непрямых внутризонных переходов, вероятности которых быстро убывают с ростом частоты света ω. Промежуточное положение между «обычной» многофотонной и лавинной генерацией ЭДП занимают многофотонные процессы оже-типа [2, 3]. В этом случае основная часть энергии, необходимой для рождения ЭДП, поступает за счет поглощения нескольких фотонов, и лишь остаток — за счет малой по сравнению с шириной запрещенной зоны E_g кинетической энергии разогретого светом свободного электрона или дырки. Для всех перечисленных выше процессов генерация сколько-нибудь значительного количества ЭДП с энергией, большей $3\hbar\omega$, оказывается возможной лишь при интенсивностях света $j \gtrsim 10^9$ Вт/см^2. Сказанное относится и к многофотонной генерации ЭДП в системах с квантовыми ямами (КЯ), хотя в таких системах скорость генерации убывает с ростом числа фотонов, участвующих в элементарном акте перехода, медленнее, чем в объемных материалах [4]. Мы здесь исключаем из рассмотрения излучение дальнего ИК-диапазона, для которого в ряде случаев велики вероятности переходов с участием большого числа фотонов [5–7], и считаем, что частота света велика по сравнению с энергиями колебательных возбуждений кристалла.

В настоящей работе предлагается новый эффективный механизм, позволяющий генерировать большое число неравновесных ЭДП с энергией возбуждения около $(3–5)\hbar\omega$ при умеренных интенсивностях длинноволнового света $j \sim 10^4–10^6$ Вт/см^2. Для реализации этого механизма предлагается использовать полупроводниковую гетероструктуру типа II с глубокими квантовыми ямами. Рассматриваемая модель включает в себя каскад одно- либо двухфотонных переходов, а также переходов оже-типа, обусловливающих, в совокупности, эффект фотонной лавины.

Начиная с работы [8], использование фотонной лавины стало одним из наиболее эффективных способов возбуждения коротковолновой люминесцен-

[*] E-mail: smperlin@online.ru

ции с помощью длинноволновой накачки. До настоящего времени эффект фотонной лавины наиболее интенсивно изучался для систем примесных редкоземельных ионов (см., например, [8–14]). Поясним механизм фотонной лавины на примере простейшей трехуровневой схемы. Обозначим основное и два возбужденных состояния редкоземельных ионов как 1, 2 и 3. Состояние 2 обычно считается метастабильным. В отсутствие накачки заполнено только состояние 1. Пусть частота накачки ω близка к частоте перехода ω_{32} между состояниями 2 и 3, но далека от резонанса с частотой $\omega_{21} < \omega_{32}$ перехода между состояниями 1 и 2. При малых интенсивностях света j в системе ничего не происходит, так как могли бы осуществляться лишь оптические переходы $2 \to 3$ между незаполненными состояниями. При увеличении j ситуация меняется. Пусть один из редкоземельных ионов каким-либо образом оказывается в состоянии 2. Поглощая квант $\hbar\omega$, он переходит в состояние 3. За счет кросс-релаксационного механизма ион возвращается из состояния 3 в состояние 2, при этом один из соседних редкоземельных ионов возбуждается из основного состояния 1 в состояние 2. Таким образом, в состоянии 2 оказываются уже два иона. Каждый из них, в свою очередь, может участвовать в таких же процессах и т. д. В результате в состоянии 2 накапливается много электронов на различных ионах, возникает сильное поглощение на переходах $2 \to 3$ и, соответственно, высокая заселенность на уровне 3. При этом возможна люминесценция на переходе $3 \to 1$ на частоте $\Omega > \omega$. Ключевую роль в эффекте фотонной лавины играет конкуренция между релаксационными потерями электронов в состоянии 2 и накоплением электронов в этом состоянии благодаря процессам поглощения света и кросс-релаксационного переноса возбуждения. Характерными свойствами эффекта фотонной лавины являются а) четко выраженный пороговый характер явления — при $j \approx j_{th}$ скачком увеличиваются заселенности возбужденных состояний и поглощение света ω; б) резкое возрастание времени τ_{eq} установления квазиравновесного распределения электронов в области пороговых интенсивностей света j_{th}. Значения j_{th} убывают с ростом концентрации редкоземельных ионов. Пороговый характер эффекта фотонной лавины позволил дать анализ этого явления в терминах теории фазовых переходов второго рода Ландау [11].

В последнее десятилетие был предложен и практически реализован ряд различных схем лавинной up-конверсии в примесных системах (подробную библиографию см. в [11, 12]). В частности, в [14] рассмотрена весьма эффективная лавинно-каскадная схема up-конверсии в восьмиуровневой модели ионов Tm^{3+} в YLF, позволяющей получать излучение с длиной волны $\lambda \sim 0.29$ мкм при накачке с $\lambda = 1.11$ мкм или $\lambda = 0.649$ мкм.

Типичные времена τ_{eq} установления квазиравновесного распределения в электронной системе редкоземельных ионов при эффекте фотонной лавины составляют 1–100 мс при пороговых плотностях энергии накачки, необходимых для включения лавинного механизма, $E_{sw} \sim 0.1$–10 мкДж/мкм^2. Столь медленное протекание эффекта фотонной лавины в системах редкоземельных ионов, естественно, ограничивает круг возможностей практического использования этого явления в оптоэлектронике. В этой связи в работах [15, 16] была предложена полупроводниковая система с легированными квантовыми ямами, где переключение в режим лавинной up-конверсии может осуществляться за значительно более короткое время с затратой меньшей энергии. Преимущества такой системы обусловлены, с одной стороны, большими значениями сил осцилляторов для переходов между подзонами размерного квантования и, с другой стороны, короткими временами релаксации в электронной системе квантовых ям. Роль, которую в примесной системе играют межионные кросс-релаксационные переходы, в легированной квантовой яме выполняют внутриямные межподзонные переходы оже-типа. В системе, рассмотренной в [15, 16], сохраняются такие особенности эффекта фотонной лавины как пороговый характер процесса и резкое увеличение времен τ_{eq} при интенсивностях накачки, близких к пороговым значениям. Фотоиндуцированная динамика в легированной квантовой яме описывается в [15, 16] системой нелинейных уравнений баланса для заселенностей трех нижних подзон 1, 2 и 3 (резонансные оптические переходы идут между подзонами 2 и 3). Анализ этих уравнений показал, что система обладает двумя стационарными точками — стабильным узлом и нестабильным узлом. При бифуркационном значении интенсивности света $j = j_{th}$ эти две стационарных точки вырождаются в одну. В случае, когда вероятность W_A оже-процесса, при котором в результате столкновения электрона из подзоны 3 с электроном из подзоны 1 оба переходят в подзону 2, удается представить в виде $W_A \approx \gamma_A n_1 n_3$, имеем [16]

$$j_{th} \approx \frac{W_{21}(n_0\gamma_A + W_{31} + W_{32})}{\sigma_{23}(n_0\gamma_A - W_{21} - W_{32})}, \qquad (1)$$

где n_0 — полная (двумерная) концентрация носителей в квантовой яме, W_{ij} — скорости релаксационных переходов между i-й и j-й подзонами, σ_{ij} — сечения поглощения света на переходе между i-й и j-й подзонами. Формула (1) справедлива при $n_0\gamma_A > W_{ij}$, $\sigma_{12} = 0$. При конечных, но малых по сравнению с σ_{23}, значениях σ_{12} (формальная) бифуркационная интенсивность j_{th} оказывается комплексной: $\tilde{j}_{th} = j'_{th} + ij''_{th}$. Однако $j''_{th} \ll j'_{th}$ для актуальных значений σ_{ij}, W_{ij} и n_0. Поэтому при увеличении j вблизи j_{th} имеет место резкое возрастание квазиравновесных значений n_2 и n_3 и уменьшение n_1. При увеличении σ_{12} изменение заселенностей n_i вблизи порога становится менее резким. Для времени τ_{eq} при $j = j_{th}$ в [16] получено выражение

$$\tau_{eq} \sim \frac{1}{2W_{21}} \sqrt{\frac{n_0\gamma_A\sigma_{23}}{\sigma_{12}(W_{21} + 2W_{31} + W_{32})}}\,. \tag{2}$$

Видно, что τ_{eq} увеличивается с уменьшением скорости прихода электронов в состояние 2, где их количество может лавинообразно возрастать.

Предлагаемая в настоящей работе схема эффекта фотонной лавины в системе с квантовыми ямами типа II (см. разд. 2) существенно отличается от рассмотренной в [15, 16] и позволяет при умеренных интенсивностях накачки получить люминесценцию с длиной волны, в 3–5 раз большей, чем у возбуждающего света. При этом энергия переключения $E_{sw} \sim 1$–10 пДж/мкм^2, т. е. на 4–5 порядков ниже, чем в системе редкоземельных ионов. Заметим, что строгое рассмотрение предложенной схемы сопряжено с весьма значительными трудностями. Тем не менее есть основания рассчитывать на то, что в рамках принятого в работе максимально упрощенного подхода удается получить качественную картину процесса, основные особенности которой сохранятся и при более детальном анализе.

2. СХЕМА КАСКАДНО-ЛАВИННОЙ up-КОНВЕРСИИ В КВАНТОВОЙ ЯМЕ ТИПА II

Рассмотрим гетероструктуру с зонной схемой типа II, состоящую из компонент A и B (см. рис. 1). Область шириной $2a$, занимаемая компонентой A гетероструктуры (область A), является прямоугольной ямой для электронов глубиной U_c и прямоугольным барьером для дырок высотой U_v. Считаем, что глубина ямы U_c достаточно велика (порядка 1.5–2 эВ). Вне указанной области находится компонента B (область B). Пусть в яме для электронов имеются три подзоны размерного квантования, пронумерованные в порядке возрастания энергии как 1, 2 и 3.

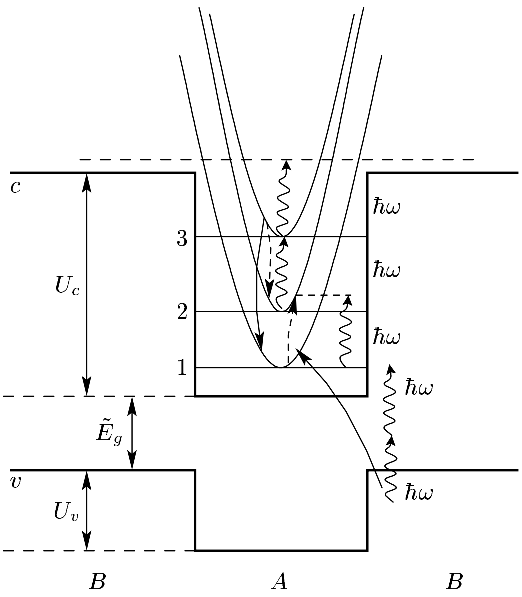

Рис. 1. Схема переходов в квантовой яме типа II при каскадно-лавинной up-конверсии. Вертикальные волнистые линии со стрелками обозначают оптические переходы, сплошные линии со стрелками — оже-переходы $3v \to 11$, а штриховые линии со стрелками — оже-переходы $31 \to 22$

Считается, что энергетические зазоры между подзонами $\hbar\omega_{ij}$ велики по сравнению с температурой T. Предполагается также, что $\omega_{32} > \omega_{21}$, а частота падающего света $\omega \approx \omega_{32}$ ($\hbar\omega \sim 0.5$–0.8 эВ). В отличие от [15, 16], предполагается, что в равновесных условиях электронные состояния в квантовой яме не заселены (рассматривается также случай, когда имеется небольшое число электронов в подзоне 1, см. разд. 7). При малых интенсивностях света j появляется лишь небольшое число неравновесных электронов в подзоне 1 за счет однофотонных либо двухфотонных непрямых (в $\mathbf{r}$-пространстве) переходов из состояний валентной зоны v в области B. Поскольку частота света больше частоты прямых переходов ω_{21} между подзонами 1 и 2, между этими подзонами могут осуществляться лишь слабые непрямые (в $\mathbf{k}_\perp$-пространстве) переходы. Быстрые резонансные фотопереходы могли бы идти между подзонами 2 и 3, но эти подзоны при малых j остаются практически пустыми. Картина резко меняется при высоких значениях j. За счет двухступенчатого каскада слабых переходов $v \to 1$ и $1 \to 2$ некоторое число электронов все же оказывается в состояниях с $\mathbf{k}_\perp \neq 0$ подзоны 2. Эти электроны быстро релаксируют на дно подзоны. Затем они могут либо «свалиться» в подзону 1 благодаря релаксации с участием фононов (см. разд. 5), либо поглотить фотон $\hbar\omega$ и оказаться в подзоне 3. Для резонансных разрешенных переходов $2 \to 3$ сила осциллятора очень велика. Из подзоны 3 электроны могут «свалиться» в подзоны 2 и 1 благодаря релаксации с участием фононов, но достаточно эффективным, как показано в [15], оказывается и механизм оже-релаксации: благодаря кулоновскому взаимодействию между электроном в подзоне 3 и электроном в подзоне 1 они оба переходят в подзону 2. Каждый из этих электронов может таким же образом привести к появлению двух электронов в подзоне 2 и т. д. При больших интенсивностях j света в подзону 2 благодаря этому механизму попадает больше электронов, чем их уходит в подзону 1. В этом случае и происходит лавинообразное увеличение заселенностей в подзонах 2, 3 и в состояниях непрерывного спектра зоны проводимости c. Подчеркнем, что ядром описанного выше механизма (механизм I) запуска фотонной лавины является сильное поглощение света на переходах между возбужденными состояниями системы в сочетании с оже-переходом $31 \to 22$, ведущим к размножению электронов в подзоне 2.

В отличие от модели эффекта фотонной лавины в легированной квантовой яме [15, 16], в случае эффекта фотонной лавины в структуре типа II появляется и играет существенную роль еще один оже-процесс: электрон из подзоны 3 взаимодействует с электроном из валентной зоны области B и они оба попадают в подзону 1 (см. разд. 4). При этом увеличивается общее число электронов в квантовой яме, что приводит к снижению пороговой интенсивности света j_{th}. Этот оже-процесс в сочетании с механизмом I, обеспечивающим, в частности, переход электронов из подзоны 1 в подзону 3, образует ядро еще одного лавинного механизма (механизм II).

Как показывают проведенные в данной работе расчеты, в случае однофотонной накачки затравочных электронов в подзону 1 для получения каскадно-лавинной генерации пар, в принципе, было бы достаточно одного механизма I. Однако механизм II при этом играет важную роль, значительно понижая пороговое значение интенсивности. В случае двухфотонной накачки (в разумном диапазоне значений параметров) механизм I должен для запуска лавины обязательно дополняться механизмом II. Механизм II сам по себе (при чисто каскадном возбуждении в канале $1 \to 3$) не способен вызвать эффекта фотонной лавины.

В данной работе мы также явно включаем в рассмотрение фотопереходы из подзоны 3 в состояния непрерывного спектра зоны проводимости, процессы захвата электронов из непрерывного спектра на уровни в квантовой яме и процессы рекомбинации неравновесных фотовозбужденных электронов и дырок.

3. ПЕРЕХОДЫ МЕЖДУ СОСТОЯНИЯМИ ЭЛЕКТРОНОВ В КВАНТОВОЙ ЯМЕ И СОСТОЯНИЯМИ НЕПРЕРЫВНОГО СПЕКТРА В ВАЛЕНТНОЙ ЗОНЕ И ЗОНЕ ПРОВОДИМОСТИ

Для грубой оценки вероятностей оптических переходов между состояниями непрерывного спектра валентной зоны и зоны проводимости и состояниями подзон размерного квантования в яме для электронов в области A воспользуемся простейшей моделью с однозонными волновыми функциями:

$$\psi_n(\mathbf{r}) = \sum_{\boldsymbol{\mu},\mathbf{R}_i} e^{i\mathbf{k}_\perp \mathbf{R}_i} \beta_n(R_{i\parallel}) e^{i\boldsymbol{\mu}(\mathbf{r}-\mathbf{R}_i)} u_{n,\boldsymbol{\mu}}(\mathbf{r}), \tag{3}$$

где $u_{n,\boldsymbol{\mu}}(\mathbf{r})$ — блоховские амплитуды для n-й зоны. В приведенных ниже формулах фигурируют безразмерные координаты и волновые векторы, измеряемые соответственно в единицах a и a^{-1}, где a — полуширина квантовой ямы. Огибающие четные $(+)$ и нечетные $(-)$ волновые функции в валентной зоне, где область A представляет собой барьер для дырок с высотой U_v, и огибающие волновые функции для электронных состояний в квантовой яме глубиной U_c имеют вид

$$\beta_v^{(\pm)}(z) = \frac{1}{2L^{1/2}} \times \\ \times \begin{cases} e^{-ik_{v\parallel}(z+1)} + e^{ik_{v\parallel}(z+1)}\gamma^{(\pm)}, & z < -1, \\ \varphi^{(\pm)}/\gamma_+^{(\pm)}, & -1 \le z \le 1, \\ e^{ik_{v\parallel}(z-1)} + e^{-ik_{v\parallel}(z-1)}\gamma^{(\pm)}, & z > 1, \end{cases}$$

$$\beta_{k_i}^{(\pm)}(z) = \sqrt{\frac{\eta_i}{a(1+\eta_i)}} \times \\ \times \begin{cases} e^{\eta_i(z+1)} \begin{cases} \cos k_i \\ -\sin k_i \end{cases} & z < -1, \\ \begin{cases} \cos k_i z \\ \sin k_i z \end{cases} & -1 \le z < 1, \\ e^{-\eta_i(z-1)} \begin{cases} \cos k_i \\ \sin k_i \end{cases} & z > 1, \end{cases} \tag{4}$$

где

$$\varphi^{(\pm)}(z) = \begin{cases} -\operatorname{sh} \kappa z \\ \operatorname{ch} \kappa z \end{cases} \qquad \gamma^{(\pm)} = \frac{\gamma_-^{(\pm)}}{\gamma_+^{(\pm)}},$$

$$\gamma_{\pm}^{(\pm)} = \begin{cases} ik_{v\parallel}\operatorname{ch}\kappa \pm \kappa\operatorname{sh}\kappa, \\ ik_{v\parallel}\operatorname{sh}\kappa \pm \kappa\operatorname{ch}\kappa, \end{cases}$$

$$k_{v\parallel} = \frac{a}{\hbar}\sqrt{2m_v E_{v\parallel}}, \quad \kappa = \frac{a}{\hbar}\sqrt{2m_v(U_v - E_{v\parallel})},$$

$$\eta_i = \sqrt{k_0^2 - k_i^2}, \quad k_0 = \hbar^{-1}\sqrt{2m_c a^2 U_c}. \qquad (5)$$

Для четных и нечетных состояний в яме величины k_i определяются как корни трансцендентных уравнений

$$\operatorname{tg} k_i = \eta_i/k_i, \quad \operatorname{tg} k_i = -k_i/\eta_i. \qquad (6)$$

Для интегралов перекрытия волновых функций валентной зоны и волновых функций первого и второго уровней в яме имеем соответственно

$$I_1^{(+)} = \nu_1^{(+)}\left[\xi_1\cos k_1(\eta_1\operatorname{ch}\kappa + \kappa\operatorname{sh}\kappa) + \right.$$
$$\left. + \zeta_1(k_1\operatorname{ch}\kappa\sin k_1 + \kappa\operatorname{sh}\kappa\cos k_1)\right], \qquad (7)$$

$$I_2^{(-)} = -\nu_2^{(-)}\left[\xi_2\sin k_2(\kappa\operatorname{ch}\kappa + \eta_2\operatorname{sh}\kappa) + \right.$$
$$\left. + \zeta_2(\kappa\operatorname{ch}\kappa\sin k_2 - k_2\cos k_2\operatorname{sh}\kappa)\right], \qquad (8)$$

где

$$\nu_i^{(\pm)} = 2i\sqrt{\frac{a\eta_i}{L(1+\eta_i)}}\,\frac{k_{v\parallel}}{\xi_i\zeta_i\gamma_-^{(\pm)}},$$
$$\xi_i = k_i^2 + \kappa^2, \quad \zeta_i = k_{v\parallel}^2 + \eta_i^2, \qquad (9)$$

L — нормировочная длина образца в направлении оси роста наноструктуры.

Выражения для вероятностей однофотонного и двухфотонного переходов между валентной зоной и подзоной 1 имеют вид

$$\frac{W_{v1}^{(1,2)}}{S} = \frac{1}{2\pi^2\hbar}\int d^2k_\perp \int dk_{v\parallel}\left|\tilde{M}_1^{(1,2)}(k_{v\parallel})\right|^2 \times$$
$$\times\,\delta\left(\frac{\hbar^2k_\perp^2}{2m_r} + \frac{\hbar^2k_{v\parallel}^2}{2m_v} - a^2\Delta_v^{(1,2)}\right), \qquad (10)$$

$$\Delta_v^{(p)} = p\hbar\omega - E_{01} - \tilde{E}_g,$$
$$\tilde{M}_1^{(1,2)}(k_{v\parallel}) = \sqrt{\frac{L}{a}}\,M_1^{(1,2)}(k_{v\parallel}),$$
$$M_1^{(1)}(k_{v\parallel}) = i\frac{eF_\omega}{m\omega}\,p_{vc}I_1^{(+)}, \qquad (11)$$

$$M_1^{(2)}(k_{v\parallel}) = \left(\frac{eF_\omega}{m\omega}\right)^2\frac{p_{vc}}{a}\left\{\frac{mk_{v\parallel}}{m_v\omega}I_1^{(+)} + \right.$$
$$+ \frac{2i\hbar\cos k_1\sin k_2}{E_{01} - E_{02} - \hbar\omega}\sqrt{\frac{\eta_1\eta_2}{(1+\eta_1)(1+\eta_2)}} \times$$
$$\left.\times\left[\frac{\eta_1}{\eta_1+\eta_2} + \frac{k_1(k_2\operatorname{tg}k_1\operatorname{ctg}k_2 - k_1)}{k_1^2 - k_2^2}\right]I_2^{(-)}\right\}, \qquad (12)$$

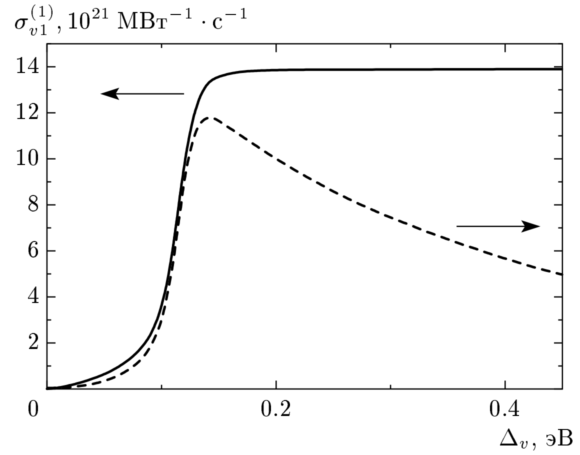

Рис. 2. Сечения одно- и двухфотонного поглощения на переходах между валентной зоной в области B и нижней подзоной в квантовой яме

где $m_r^{-1} = m_c^{-1} + m_v^{-1}$, $E_{0i} = \hbar^2k_i^2/2m_c$ — энергия i-й подзоны при $\mathbf{k}_\perp \neq 0$, S — площадь сечения образца, перпендикулярного оси роста, m — масса свободного электрона, p_{vc} — обычный межзонный элемент оператора импульса, $\tilde{E}_g$ — энергетический зазор между потолком валентной зоны в области B и дном квантовой ямы в области A, F_ω — амплитуда поля электромагнитной волны, вектор поляризации которой направлен вдоль оси роста. Здесь и далее энергии отсчитываются от дна квантовой ямы в области A.

Выполняя интегрирование по $d^2k_\perp$ с помощью δ-функции, получим

$$\frac{W_{v1}^{(1,2)}}{S} = \frac{2m_r}{\pi^2\hbar^3}\int\limits_0^{\frac{a}{\hbar}\sqrt{2m_v\Delta_v}} dk_{v\parallel}\left|\tilde{M}_1(k_{v\parallel})\right|^2. \qquad (13)$$

На рис. 2 приведены зависимости $\sigma_{v1}^{(p)} = W_{v1}^{(p)}/(Sj^p)$ от Δ_v. Здесь и далее при численных расчетах использовались следующие значения параметров: $U_c = 1.74$ эВ, $U_v = 0.1$ эВ, $a = 3$ нм, $m_v = 0.5m$, $m_c = 0.04m$. При расчете $\sigma_{v1}^{(2)}$ использовалось значение $\tilde{E}_g = 0.9$ эВ. При количестве квантовых ям на единицу длины вдоль оси роста наноструктуры $n_w \approx 5\cdot 10^5$ см$^{-1}$ коэффициент однофотонного поглощения на переходах $v \to 1$ составляет 10^2–10^3 см$^{-1}$.

Приведем теперь выражение для вероятности оптического перехода между состоянием на дне подзоны 3 в квантовой яме и состоянием с энергией $E_c = \hbar^2k_c^2/2m_ca^2$ непрерывного спектра. Опуская

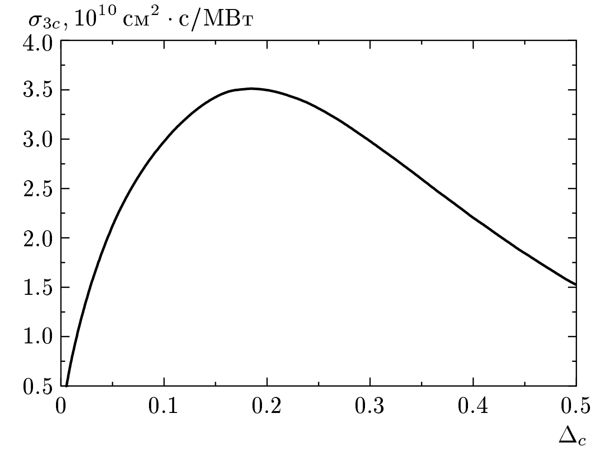

Рис. 3. Зависимость сечения σ_{3c} поглощения света на переходе $3 \to c$ от $\Delta_c = E_{3c} + \hbar\omega - U_c$

подробности вычислений, получим

$$W_{3c} = \frac{16\pi m_c e^2 a^4}{\hbar^3 c\varepsilon k_c}\, j \left| A_3 A_k \left[j_1(k_c - k_3) + j_1(k_c + k_3) - \right.\right.$$
$$\left.\left. - \, 2\cos k_3 \cos(\gamma_c - \varphi - \psi) \frac{\sqrt{\gamma_c^2 + (1+\eta_3)^2}}{\gamma_c^2 + \eta_3^2} \right] \right|^2, \quad (14)$$

где c — скорость света в вакууме, ε — диэлектрическая проницаемость,

$$\begin{aligned} &A_3 = \left[(k_3 + \sin k_3 \cos k_3)/k_3 + (\cos^2 k_3)/\eta_3 \right]^{-1/2}, \\ &A_k = \left[\sin^2 k_c + k_c^2/(k_c^2 - k_0^2 \cos^2 k_c) \right]^{-1/2}, \\ &\gamma_c = \sqrt{k_c^2 - k_0^2} \equiv \sqrt{2m_c\Delta_c}/\hbar, \quad \Delta_c \equiv E_c - U_c, \\ &\varphi = \operatorname{arctg}\left[(k_c \operatorname{tg}\gamma_c - \right. \\ &\left. - \, \gamma_c \operatorname{tg} k_c)/(k_c + \gamma_c \operatorname{tg}\gamma_c \operatorname{tg} k_c) \right] = \\ &= \operatorname{arctg}\left\{ \gamma_c^{-1} \left[-1 + \right.\right. \\ &\qquad \left.\left. + \eta_3 \left(1 + 2(\gamma_c^2 + 2\eta_3 + \eta_3^2)^{-1} \right) \right] \right\}, \\ &\psi = \operatorname{arctg}\left\{ \gamma_c^{-1} \left[-1 + \right.\right. \\ &\qquad \left.\left. + \eta_3 \left(1 + 2(\gamma_c^2 + 2\eta_3 + \eta_3^2)^{-1} \right) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (15)$$

$j_1(z) = (\sin z)/z^2 - (\cos z)/z$ — сферическая функция Бесселя первого рода. Дисперсия вероятности W_{3c} дана на рис. 3. Вообще говоря, зависимость W_{3c} от энергии, описываемая формулами (14), (15), является немонотонной и характеризуется резкими максимумами, связанными с виртуальными состояниями в непрерывном спектре. Эти максимумы, однако, проявляются при энергиях, значительно превышающих те, что актуальны для данной работы.

4. ВЕРОЯТНОСТИ ОЖЕ-ПЕРЕХОДОВ

Рассмотрим оже-переходы следующего типа: электрон с двумерным волновым вектором $\mathbf{k}_{3\perp}$, находящийся в подзоне 3 квантовой ямы, взаимодействует с электроном с волновым вектором $\mathbf{k}_v = (\mathbf{k}_{v\perp}, k_{v\parallel})$ в валентной зоне области B. В результате оба электрона переходят в подзону 1 квантовой ямы в состояния с волновыми векторами $\mathbf{k}_{11\perp}$ и $\mathbf{k}_{12\perp}$. Переданный при этом импульс в плоскости, перпендикулярной оси роста наноструктуры, равен

$$\mathbf{q}_0 = \mathbf{k}_{3\perp} - \mathbf{k}_{11\perp} = \mathbf{k}_{12\perp} - \mathbf{k}_{v\perp}. \quad (16)$$

Представляя кулоновское взаимодействие в виде разложения в трехмерный ряд Фурье и выполняя стандартные преобразования, получим следующее выражение для прямого матричного элемента, построенного на функциях (3)–(6):

$$M^{(d)}_{\mathbf{k}_{3\perp},\mathbf{k}_{v\perp},\mathbf{k}_{3\perp}-\mathbf{q}_0,\mathbf{k}_{v\perp}+\mathbf{q}_0} = \frac{4\pi e^2}{a\varepsilon} \int dq_\parallel \iint dz_1 dz_2 \times$$
$$\times \frac{\exp\left\{ iq_\parallel (z_1 - z_2) \right\}}{q_0^2 + q_\parallel^2} \times$$
$$\times \beta_3^*(z_1)\beta_1(z_1)\beta_v^*(z_2)\beta_1(z_2)\Theta^{(cc)}_{-\mathbf{q}}\Theta^{(vc)}_{\mathbf{q}}, \quad (17)$$

где

$$\Theta^{(mn)}_{\mathbf{q}_0} = \int d\mathbf{r}\, u^*_{m\mathbf{K}}(\mathbf{r}) u_{n\mathbf{K}+\mathbf{q}_0}(\mathbf{r})$$

— интегралы перекрытия блоховских амплитуд для m-й и n-й зон, которые для простоты считаются зависящими только от $\mathbf{q}_0$, но не от $\mathbf{K}$. В свою очередь,

$$\Theta^{(cc)}_{\mathbf{q}} \approx 1, \quad \Theta^{(vc)}_{\mathbf{q}} \approx \boldsymbol{\chi}\mathbf{q}_0, \quad \boldsymbol{\chi} \sim \frac{\hbar}{m} \frac{\mathbf{p}_{cv}}{E_g}, \quad (18)$$

где

$$\boldsymbol{\pi} = \mathbf{p} + \frac{\hbar}{4mc^2}[\boldsymbol{\sigma}\nabla V],$$

$\boldsymbol{\sigma}$ — матрица Паули, V — периодический потенциал решетки, $\mathbf{p}$ — оператор импульса. Выполняя в (17) интегрирование по $dq_\parallel$, получим

$$\begin{aligned} &M^{(d)}_{\mathbf{k}_{3\perp},\mathbf{k}_{v\perp},\mathbf{k}_{3\perp}-\mathbf{q}_0,\mathbf{k}_{v\perp}+\mathbf{q}_0}(k_{v\parallel}) = \\ &\quad = \frac{4\pi^2 e^2}{\varepsilon a^2} \chi_\parallel \left(i\tilde{I}_1 + \sqrt{2}\cos\theta_{\mathbf{q}_0\boldsymbol{\pi}_\perp} \tilde{I}_2 \right) \equiv \\ &\quad \equiv \frac{4\pi^2 e^2 \chi}{S\varepsilon\sqrt{L}} \tilde{M}^{(d)}_{\mathbf{k}_{3\perp},\mathbf{k}_{v\perp},\mathbf{k}_{3\perp}-\mathbf{q}_0,\mathbf{k}_{v\perp}+\mathbf{q}_0}(k_{v\parallel}), \end{aligned} \quad (19)$$

где

$$\tilde{I}_1 = \iint dz_1 dz_2 \exp\left(-q_0|z_1 - z_2| \right) \operatorname{sign}(z_1 - z_2) \times$$
$$\times \beta_3^*(z_1)\beta_1(z_1)\beta^{(+)*}_{vk_{v\parallel}}(z_2)\beta_1(z_2), \quad (20)$$

$$\tilde{I}_2 = \iint dz_1 dz_2 \exp\left(-q_0|z_1 - z_2|\right) \times \times \beta_3^*(z_1)\beta_1(z_1)\beta^{(-)*}_{vk_{v\parallel}}(z_2)\beta_1(z_2). \quad (21)$$

Выражение для вероятности перехода запишем в виде

$$W^{aug}_{3v,11} = \frac{e^4\chi^2}{(2\pi)^2\hbar\varepsilon^2 a^7}\int d^3k_v \int f(k_{3\perp})d^2k_{3\perp} \times \times \int d^2q_0 \left|\tilde{M}^{(d)}_{\mathbf{k}_{3\perp},\mathbf{k}_{v\perp},\mathbf{k}_{3\perp}-\mathbf{q}_0,\mathbf{k}_{v\perp}+\mathbf{q}_0}(k_{v\parallel}) + \tilde{M}^{(e)}_{\mathbf{k}_{3\perp},\mathbf{k}_{v\perp},\mathbf{k}_{3\perp}-\mathbf{q}_0,\mathbf{k}_{v\perp}+\mathbf{q}_0}(k_{v\parallel})\right|^2 \times \times \delta\left[\Delta_v a^{-2} - \frac{\hbar^2 k^2_{v\parallel}}{2m_v} + \frac{\hbar^2}{m_c}(\mathbf{k}_{3\perp} - \mathbf{k}_{v\perp})\cdot\mathbf{q}_0 - - \frac{\hbar^2 q_0^2}{m_c} - \frac{\hbar^2 k^2_{v\perp}}{2m_r}\right], \quad (22)$$

где $\Delta_v = (E_{03} - 2E_{01} - \tilde{E}_g)$, $f(k_{3\perp})$ — функция распределения электронов в подзоне 3. Верхними индексами d и e отмечены прямой и обменный матричные элементы перехода. Для того чтобы упростить вычисление семикратного интеграла в правой части (22), можно использовать следующие соображения. В предположении, что внутриподзонная релаксация электронов в подзоне 3 происходит быстрее, чем другие процессы релаксации, будем считать, что все электроны в подзоне 3 находятся вблизи ее дна и в подынтегральной функции можно положить $\mathbf{k}_{3\perp} = 0$, $\int f(k_{3\perp})\,d^2k_{3\perp} = (2\pi)^2 n_3 a^2$.

Интегрирование по углам между $\mathbf{k}_{3\perp}$ и $\mathbf{q}_0$ снимается с помощью δ-функции. После некоторых вычислений получим

$$\frac{1}{\tau_{aug}} = \frac{W^{aug}_{3v,11}}{Sn_3} = \frac{e^4 m_c \chi^2_\parallel}{2\hbar^3 a^3\varepsilon^2}\int\limits_0^{k^{(m)}_{v\perp}} dk_{v\perp} \times \times \int\limits_0^{k^{(m)}_{v\parallel}} dk_{v\parallel}\int\limits_{\vartheta_-}^{\vartheta_+}\frac{dq_0^2\left|\tilde{M}^{(d)}_{q_0}(k_{v\parallel}) + \tilde{M}^{(e)}_{q_0}(k_{v\parallel})\right|^2}{\sqrt{(q_0^2 - \vartheta_-)(\vartheta_+ - q_0^2)}}, \quad (23)$$

$$\vartheta_\pm = \frac{1}{2}(k_{v\perp} \pm \rho),$$

$$\rho = \sqrt{k^2_{v\perp} + \frac{4m_c a^2}{\hbar^2}\left(\Delta_v - \frac{\hbar^2 k^2_{v\parallel}}{2m_v} - \frac{\hbar^2 k^2_{v\perp}}{2m_r}\right)}, \quad (24)$$

$$k^{(m)}_{v\parallel} = \sqrt{\frac{m_v}{2m_c}\left[\frac{4m_c a^2}{\hbar^2}\Delta_v + k^2_{v\perp}\left(1 + 2\frac{m_c}{m_v}\right)\right]}, \quad k^{(m)}_{v\perp} = \frac{1}{\hbar}\sqrt{\frac{4m_v m_c}{2m_c + m_v}\,\Delta_v}\,. \quad (25)$$

Характерная зависимость $\tau^{-1}_{aug}(\Delta_v)$ изображена на рис. 4.

Приближенное выражение для вероятности оже-переходов типа $31 \to 22$ имеет вид [16]

$$\frac{W_{31,22}}{S} = \frac{32\alpha m_c e^4}{\hbar^3 a^2\varepsilon^2}\,I\left(\tilde{n}_1, \tilde{n}_2, \tilde{\delta}\right), \quad (26)$$

где $\alpha \sim 1$ — коэффициент, описывающий слабую интерференцию прямого и обменного вкладов в вероятность оже-процесса, $\tilde{n}_i \equiv 4a^2 n_i$, $\tilde{\delta} \equiv 4a^2 m_c\delta/\hbar^2$, $\delta = E_{03} - 2E_{02} + E_{01}$. Безразмерная функция $I\left(\tilde{n}_1, \tilde{n}_2, \tilde{\delta}\right)$ в правой части (26) хорошо аппроксимируется выражением

$$I\left(\tilde{n}_1, \tilde{n}_3, \tilde{\delta}\right) \approx a_0\tilde{n}_1\tilde{n}_3\left[1 + c_0\tilde{\delta}^3\exp\left(-d_0\tilde{\delta}\right)\right]^{-1} \times \times\left\{\tilde{n}_1 + \tilde{n}_3 + b_0\left[1 + \left(\tilde{\delta}/\tilde{\delta}_0\right)^8\right]\right\}^{-1/2}, \quad (27)$$

где $a_0 \approx 0.1255$, $b_0 \approx 2.44$, $c_0 \approx 0.1$, $d_0 \approx 0.38$, $\tilde{\delta}_0 \approx 7.37$. При $\tilde{\delta} \lesssim 1$ величина $I\left(\tilde{n}_1, \tilde{n}_2, \tilde{\delta}\right)$ практически не зависит от $\tilde{\delta}$. При очень больших $\tilde{\delta}$ имеем $I^{(d)}\left(\tilde{n}_1, \tilde{n}_3, \tilde{\delta}\right) \propto \delta^{-4}$.

Обсудим роль разогрева носителей за счет внутриподзонного поглощения света. В случае обычной межзонной оже-рекомбинации учет разогрева (точнее, квазиравновесной нефермиевской части функции распределения, см., например, [2]) принципи-

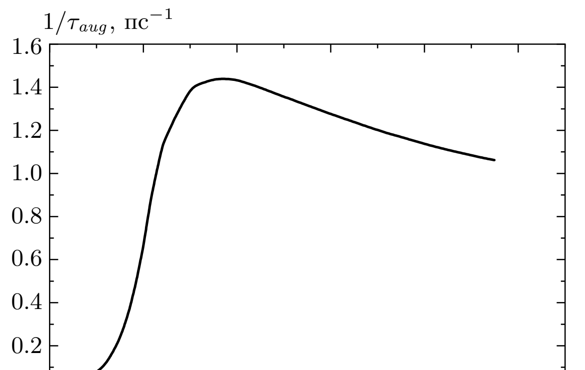

Рис. 4. Зависимость скорости оже-переходов $3v \to 11$ от $\Delta_v = E_{03} - 2E_{01} - E_v$

ально важен, так как лишь носители с кинетической энергией, превышающей определенное пороговое значение, могут участвовать в оже-процессе. Для рассматриваемых в настоящей работе процессов оже-типа это не так — в них могут участвовать электроны в подзоне 3 с нулевой кинетической энергией. Роль разогрева здесь в некотором смысле играет межподзонное фотовозбуждение носителей, которое явным образом учитывается в нашей модели. Нужно лишь, чтобы величины δ и Δ_v были положительными, что и предполагается в работе. В рассматриваемом нами случае глубоких квантовых ям и достаточно больших величин $\hbar\omega$ из-за малости коэффициента внутриподзонного поглощения света (на 2–3 порядка меньше, чем для межподзонного поглощения) разогрев электронов светом оказывается слабым. Так, в наиболее актуальной области интенсивностей $j \sim j_{th}$ изменение электронной температуры, как показывают грубые оценки, едва ли может превысить 10 К. Это, конечно, не может привести к каким-либо ощутимым последствиям для рассматриваемых в работе эффектов. В области же высоких интенсивностей разогрев (в широком смысле) электронов должен приниматься во внимание наряду с другими факторами, осложняющими анализ в этом случае (см. заключительную часть разд. 6). Однако действительно существенную роль внутриподзонное фотовозбуждение носителей могло бы, в принципе, играть лишь при малых значениях δ, $\Delta_v \lesssim 30$–50 мэВ. Заметим, что возможное увеличение вероятностей процессов оже-типа могло бы лишь увеличить эффективность рассматриваемого механизма каскадно-лавинной генерации пар, понижая пороговое значение j_{th} интенсивности света.

5. СКОРОСТЬ МЕЖПОДЗОННОЙ РЕЛАКСАЦИИ

Межподзонная релаксация в квантовых ямах обусловлена, в первую очередь, взаимодействием электронов с оптическими фононами. Проблемы электрон-фононного взаимодействия в системах с квантовыми ямами рассматривались во многих публикациях (см., например, [17–28]). Сложность задачи обусловлена тем, что наличие конфайнмента существенным образом модифицирует колебательный спектр системы и электрон-колебательное взаимодействие. Необходим, в частности, корректный учет взаимодействия электронов как с конфайнментными, так и с интерфейсными модами. Межподзонное рассеяние рассматривалось в работах [22, 28]. В актуальном для нас случае, когда энергия оптического фонона $\hbar\omega_L$ мала по сравнению с энергией E_{01} нижней подзоны в яме, выражение для скорости переходов между первой и второй подзонами, полученное в работе [22], принимает вид

$$W_{21}^{(R)} \approx \frac{e^2 m_c \omega_L a}{2\pi^2 \hbar^2} \left(\frac{1}{\varepsilon_\infty} - \frac{1}{\varepsilon_0}\right), \qquad (28)$$

где ε_∞ и ε_0 — высокочастотная и статическая диэлектрические проницаемости. В работе [28] вместо (28) получено выражение

$$W_{21}^{(G)} \approx 4\pi W_{21}^{(R)} \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_\infty}}\, \Lambda, \qquad (29)$$

где Λ — функция кинетической энергии электрона, принимающая в актуальной для нас области энергий значения, равные примерно 1–$2 \cdot 10^{-1}$. Обе формулы дают оценку $W_{21} \sim 10^{11}$ с$^{-1}$.

6. УРАВНЕНИЯ БАЛАНСА ДЛЯ ЗАСЕЛЕННОСТЕЙ

При составлении уравнений баланса следует иметь в виду, что при больших интенсивностях накачки j концентрации электронов в подзонах 2 и 3 становятся сопоставимыми, и следует учитывать фотоиндуцированные переходы как с поглощением, так и с испусканием фотона. Сказанное не относится к переходам $v \to 1$, $1 \to 2$ и $3 \to c$, так как электроны или дырки в конечных для этих переходов состояниях обладают относительно большой кинетической энергией, теряя которую за счет быстрой внутризонной или внутриподзонной релаксации, они выходят из области резонанса.

Система уравнений для концентраций неравновесных дырок p в валентной зоне, электронов $n_{1,2,3}$ в трех подзонах зоны проводимости и электронов в непрерывном спектре зоны проводимости n_c имеет вид

$$\begin{aligned}
&\dot n_c = \sigma_{3c} j n_3 - W_{c3} n_c - d_c n_c (p_0 + p), \\
&\dot n_3 = W_{c3} n_c - \sigma_{3c} j n_3 - \\
&\qquad - \left(W_{31} + W_{32} + \tau_{aug}^{-1}\right) n_3 + \\
&\quad + \sigma_{23} j (n_2 - n_3) - W_{31,22}(n_1, n_3), \\
&\dot n_2 = -W_{21} n_2 - \sigma_{23} j (n_2 - n_3) + \\
&\qquad + W_{32} n_3 + 2 W_{31,22}(n_1, n_3) + \sigma_{12} j n_1, \\
&\dot n_1 = -\sigma_{12} j n_1 + W_{21} n_2 + W_{31} n_3 - \\
&\qquad\quad - W_{31,22}(n_1, n_3) + \\
&\qquad + 2\tau_{aug}^{-1} n_3 + \sigma_{v1}^{(q)} j^q - d_1 n_1 (p_0 + p), \\
&p = n_1 + n_2 + n_3 + n_c
\end{aligned} \qquad (30)$$

с начальными условиями n_2, n_3, n_c, $p = 0$, $n_1 = n_{10}$ при $t = 0$. Индекс q принимает значения 1 или 2 для случаев однофотонных и двухфотонных переходов между валентной зоной в области B и подзоной 1 в квантовой яме. В уравнениях (30) фигурируют «двумерные» концентрации p, p_0, n_c частиц непрерывного зонного спектра, которые отличаются от обычных концентраций $\tilde{p}$, $\tilde{p}_0$, $\tilde{n}_c$ множителем n_w (см. разд. 3): $\tilde{n}_c = n_c n_w$ и т. п. Члены $-d_c n_c(p_0 + p)$ и $-d_1 n_1(p_0 + p)$ описывают обычную бимолекулярную рекомбинацию электронов в зоне проводимости и в подзоне 1 с дырками в валентной зоне области B. Величина p_0 обозначает равновесную концентрацию дырок. Равновесную концентрацию электронов в зоне проводимости для простоты считаем равной нулю. В формулах (30) W_{c3} — скорость захвата электронов из непрерывного спектра зоны проводимости в подзону 3 квантовой ямы. Оценка сечений σ_{ij} оптических переходов между i-й и j-й подзонами проводится с учетом того, что типичные ширины полос межподзонного поглощения составляют 10–30 мэВ (см., например, обзор [29]). Тогда для резонансных переходов между соседними подзонами получим $\sigma_{i,i+1} \sim 1$ см^2/(пс·МВт)$\times(a/5$ нм$)^2$. Значение σ_{12} для нерезонансного непрямого перехода уменьшается с увеличением расстройки резонанса. При $\delta \sim 100$ мэВ величина σ_{12} оказывается на 3–4 порядка меньше, чем σ_{23}.

Состояния двух электронов в подзоне 2, куда они попадают в результате оже-перехода $31 \to 22$, в силу законов сохранения энергии и импульса характеризуются при не очень малых значениях расстройки резонанса $\omega - \omega_{21}$ относительно большими значениями волновых векторов $\mathbf{k}_{21\perp}$ и $\mathbf{k}_{22\perp}$. Тем не менее в рассматриваемой здесь модели, как показывают численные расчеты, концентрация n_2 может при актуальных интенсивностях j света оказаться достаточной для заполнения этих состояний. При этом имеет место насыщение вероятностей оже-переходов, которое мы приближенно описываем множителем $[1 + (n_2/n_f)^r]^{-1}$. Приведенные ниже результаты численных расчетов получены при использовании значений $n_f \approx 3 \cdot 10^{12}$ см$^{-2}$, $r = 4$. Варьирование в разумных пределах значений n_f и r, равно как и вероятности W_{c3} захвата свободного электрона квантовой ямой, не приводят к качественному изменению результатов. Это обстоятельство, а также исследование зависимости решений (30) от других параметров (см. обсуждение в разд. 7), позволяют рассчитывать на то, что качественный характер результатов не изменится за счет многочастичных эффектов. Благодаря этим эффектам положение пиков и интенсивности межподзонных оптических переходов, вообще говоря, зависят от концентрации носителей в квантовой яме (см. обзор [30]). Сопоставление теории с экспериментом показывает (см., например, [31]), что вклад в коротковолновый сдвиг пиков межподзонного поглощения ИК-света вносят эффекты деполяризации (плазмонный сдвиг), эффекты экситонного типа (взаимодействие возбужденного электрона с дыркой в основном состоянии), а также эффекты прямого и обменного кулоновского взаимодействия. В принципе изменение заселенностей электронов в подзонах 1, 2, 3 может оказывать некоторое влияние на величины $\sigma_{i,i+1}$. Тем не менее этот эффект едва ли может быть существенным в рассматриваемом нами случае глубоких квантовых ям, когда при всех актуальных значениях концентраций n_i плазменные частоты ω_0 электронов в яме малы по сравнению с зазорами ω_{ij} между подзонами размерного квантования.

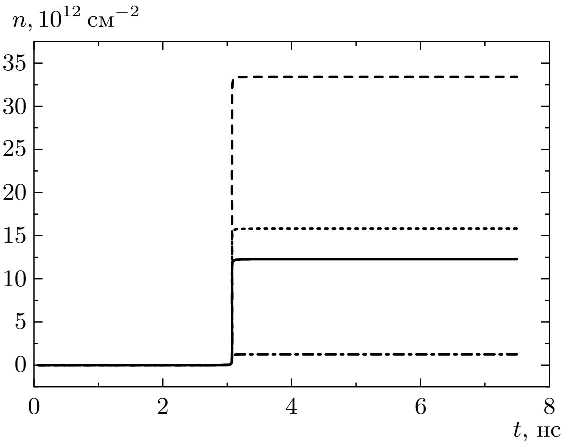

Рис. 5. Зависимость заселенностей подзон размерного квантования и зоны проводимости от времени с начала действия импульса накачки; $j = 2$ МВт/см^2. Здесь и на рис. 6 сплошная линия — n_1, штриховая — n_2, пунктирная — n_3, штрихпунктирная — n_c

На рис. 5 показаны зависимости заселенностей $n_{1,2,3}$ и n_c от времени, прошедшего с момента включения накачки. На рис. 6 изображены зависимости времени установления квазиравновесного распределения электронов τ_{eq} от интенсивности j накачки для однофотонного и двухфотонного вариантов эффекта фотонной лавины. На рис. 7 приведены зависимости квазиравновесных заселенностей $n_{1,2,3}$ и n_c от интенсивности j накачки. В расчете были использованы следующие значения параметров, фигурирующих в правых час-

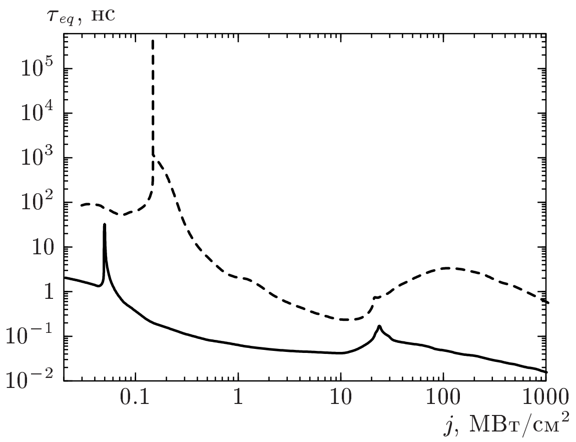

Рис. 6. Зависимость времени установления равновесных заселенностей τ_{eq} от интенсивности света j при однофотонных (сплошная линия) и двухфотонных переходах (штриховая линия) между валентной зоной и нижней подзоной размерного квантования

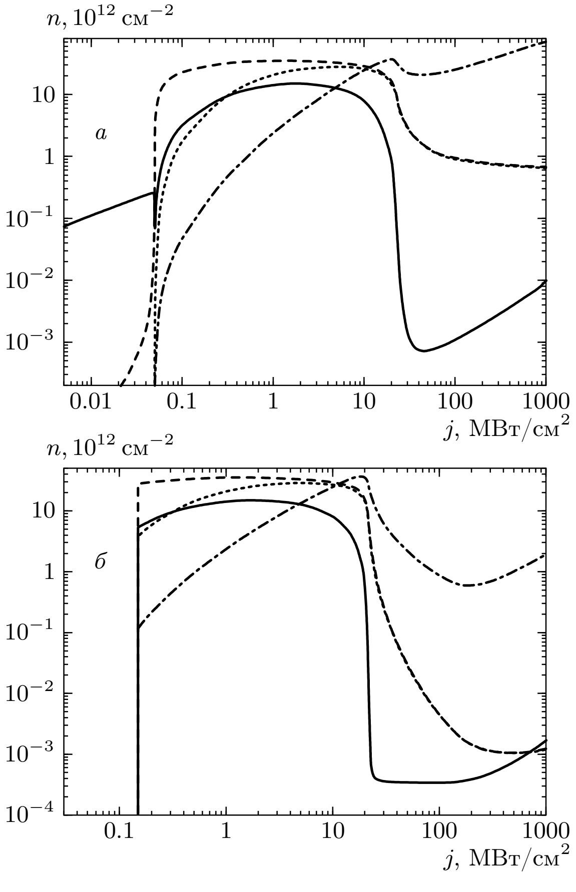

Рис. 7. Зависимость равновесных заселенностей от интенсивности света при однофотонных (a) и двухфотонных ($б$) переходах $v \to 1$

тях уравнений (30): $a = 3 \cdot 10^{-7}$ см, $\alpha = 1.2$, $W_{31} = 0.02$ пс$^{-1}$, $W_{c3} = 0.01$ пс$^{-1}$, $W_{32} = 0.07$ пс$^{-1}$, $W_{21} = 0.1$ пс$^{-1}$, $\tau_{aug} = 2$ пс, $n_{10} = 0$, $\delta = 0.05$ эВ, $\sigma_{12} = 0.003$ см^2/пс·МВт, $\sigma_{23} = 2$ см^2/пс·МВт, $\sigma_{3c} = 0.025$ см^2/пс·МВт, $\sigma_{v1}^{(1)} = 1.5 \cdot 10^{10}$ МВт$^{-1}$·пс$^{-1}$, $\sigma_{v1}^{(2)} = 10^4$ см$^{-2}$ · МВт$^{-2}$ · пс$^{-1}$, $p_0 = 3 \cdot 10^{10}$ см$^{-2}$, $d_1 = 0.01$ см^2 · с$^{-1}$, $d_c = 0.003$ см^2 · с$^{-1}$, см. также разд. 3. Следует иметь в виду, что при $j \gg 10$ МВт/см^2 система уравнений (30) заведомо неприменима. В этом случае частота Раби для переходов между подзонами 2 и 3 удовлетворяет неравенству $\omega_R \gg 10^{13}$ с$^{-1}$, т.е. $\omega_R \gg \tau^{-1}$, где τ — характерное время релаксации импульса электрона в подзоне 2 или 3. В такой ситуации, где мы имеем дело с оптическим штарк-эффектом, требуется совсем иной подход (см., например, [32, 33]). Кроме того, при $j > 10$ МВт/см^2 следует учесть еще разогрев электронов в поле световой волны и ряд нелинейных процессов. Тем не менее мы привели зависимости $n_i(j)$ и для области больших j, чтобы продемонстрировать характер решений системы (30).

7. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Очевидно, что система уравнений баланса (30) может дать лишь очень грубое описание кинетики фотоиндуцированных переходов в системе с квантовыми ямами типа II и, строго говоря, здесь требуется значительно более детальный подход. В то же время, как показывает приведенное ниже обсуждение, качественный характер результатов решения (30) не очень чувствителен к описанию элементарных процессов, приводящих в совокупности к эффекту фотонной лавины. Поэтому можно рассчитывать на то, что более строгое решение задачи не должно привести к качественной ревизии полученных в данной работе результатов. Следует иметь в виду, что такое строгое решение представляется чрезвычайно сложным.

Качественные особенности эффекта фотонной лавины в квантовой яме типа II практически одинаковы в случаях однофотонного и двухфотонного переходов между валентной зоной в области B и нижней подзоной размерного квантования в области A. Поскольку, однако, при двухфотонном варианте эффекта фотонной лавины, во-первых, налагаются более слабые ограничения на параметры энергетического спектра гетероструктуры, во-вторых, достигается более высокое значение отношения энергии родившейся ЭДП к кванту света накачки и, в-третьих, предельно четко выражен пороговый характер эффекта, будем в основном обсуждать результаты именно для этого случая.

Сложность «упрощенной» системы нелинейных уравнений (30) делает весьма затруднительным ее качественный анализ типа того, что проведен в [11, 12, 16], и получение простых формул вроде (1), (2). Поэтому будем использовать результаты численных расчетов. На рис. 7*б* видно, что имеется пороговая интенсивность света $j = j_{th}$, при которой заселенности n_i $(i = 1, 2, 3)$ и n_c скачком меняются на много порядков[1)] (n_1 изменяется на 5, а n_2 — на 10 порядков). Для использованных в расчете значений параметров $j_{th} \approx 149.3$ кВт/см^2. В широкой области $j_{th} < j < j_{th}^{(1)}$ ($j_{th}^{(1)} \approx 21.5$ МВт/см^2) происходит плавное изменение заселенностей: n_1 и n_2 достигают максимума и начинают уменьшаться, а n_3 и n_c монотонно возрастают. При значениях j вблизи $j_{th}^{(1)}$ происходит выравнивание заселенностей подзон 2 и 3. При этом запирается главный канал поглощения света — резонансные межподзонные переходы $2 \to 3$. Кроме того, из-за высокой концентрации электронов в подзоне 2 оказываются занятыми состояния в этой подзоне 2, являющиеся конечными для главного «лавинообразующего» процесса оже-типа $31 \to 22$. Наконец, увеличивается темп бимолекулярной рекомбинации электронов и дырок. В совокупности это приводит к резкому уменьшению поглощаемой световой энергии и быстрому падению заселенностей при увеличении j в области $j \approx j_{th}^{(1)}$, хотя их изменение оказывается менее резким, чем вблизи j_{th}. При $j > j_{th}^{(1)}$ заселенности плавно меняются с интенсивностью. В этой области заселенности n_2 и n_3 практически одинаковы, при этом $n_c \gg n_{2,3} \gg n_1$.

Поскольку рассматриваемая модель каскадно-лавинной генерации пар включает много разнообразных процессов, возникает вопрос об устойчивости полученной картины нелинейной генерации ЭДП по отношению к изменению параметров, фигурирующих в уравнениях (30). Рассмотрим сначала, как влияет изменение параметров на значение пороговой интенсивности j_{th}. Зависимость j_{th} от начальной заселенности нижней подзоны n_{01} хорошо описывается формулой

$$j_{th}(n_{01}) \approx j_{th}(0)(1 + \vartheta_1 n_{01})/(1 + \vartheta_2 n_{01}), \qquad (31)$$

где при выбранных нами значениях остальных параметров $\vartheta_1 \approx 1.225 \cdot 10^{-9}$, $\vartheta_2 \approx 3.65 \cdot 10^{-9}$. Видно, что уже при $n_{01} \sim 10^9$ см$^{-2}$ пороговая интенсивность уменьшается в два с половиной раза по сравнению с $j_{th}(0)$. Это обстоятельство, в принципе, может быть использовано для управления светом с помощью света. Действительно, наличие (отсутствие) импульса дополнительного слабого света, вызывающего переходы $v \to 1$, создает ситуацию, в которой фиксированная интенсивность j накачки оказывается выше (ниже) пороговой.

Зависимость j_{th} от сечения двухфотонного поглощения $\sigma_{v1}^{(2)}$ можно аппроксимировать формулой

$$j_{th}(\tilde{\sigma}_{v1}^{(2)}) \approx j_0 + \chi_0 / \left[1 + \chi_1 \exp\left(\tilde{\sigma}_{v1}^{(2)}/\chi_2\right)\right], \qquad (32)$$

где $\tilde{\sigma}_{v1}^{(2)} = \sigma_{v1}^{(2)}/(10^4\ \text{см}^2 \cdot \text{МВт}^{-2} \cdot \text{пс}^{-1})$. При выбранных нами значениях других параметров $j_0 \approx \approx 0.05965$ МВт/см^2, $\chi_0 \approx 477$ МВт/см^2, $\chi_1 \approx 5098$, $\chi_2 \approx 145.616$. При изменении $\tilde{\sigma}_{v1}^{(2)}$ в весьма широком интервале от 0.05 до 10^5, для которого справедлива аппроксимация (32), величина j_{th} уменьшается всего в три раза.

Зависимость j_{th} от скорости оже-переходов $3v \to 11$ описывается соотношением того же типа, что и (31):

$$j_{th}(\tau_{aug}) \approx j_1(1 + \pi_1 \tau_{aug}^{-1})/(1 + \pi_2 \tau_{aug}^{-1}), \qquad (33)$$

где τ_{aug} измеряется в пикосекундах, а для принятых значений других параметров $j_1 \approx 0.801$ МВт/см^2, $\pi_1 \approx 13.92$, $\pi_2 \approx 82.54$. При увеличении τ_{aug}^{-1} от 0.005 до 50 пс$^{-1}$ j_{th} уменьшается менее чем в 5 раз.

Если одновременно изменить принятые нами в расчетах скорости бимолекулярной рекомбинации d_1 и d_c в ϕ раз, то для j_{th} получим

$$j_{th}(\phi) \approx j^{(0)} + \nu \phi^{\lambda}, \qquad (34)$$

где $j^{(0)} \approx 0.05$ МВт/см^2, $\nu \approx 0.09448$ МВт/см^2, $\lambda \approx 0.96913$. Так, при увеличении ϕ от 0.01 до 100 значения j_{th} увеличиваются от 0.05 до 6.6 МВт/см^2. Впрочем, нет оснований считать, что скорости рекомбинации могут соответствовать значениям $\phi \gg 1$. В области же реалистических значений $\phi \lesssim 1$ пороговые интенсивности слабо зависят от скорости рекомбинации. В то же время вторая пороговая интенсивность $j_{th}^{(1)}$ (см. рис. 7) увеличивается с уменьшением ϕ. При этом убывание заселенностей $n_{1,2,3}$ и n_c становится более плавным, теряет «критический» характер. Напомним, что к результатам для $j \gtrsim 10$ МВт/см^2 следует относиться осторожно, так как применимость уравнений баланса (30) в области столь высоких интенсивностей накачки вызывает сомнения.

[1)] Разумеется, при сравнении теории с экспериментом необходимо учитывать реальное распределение интенсивностей по профилю светового пучка.

В рассмотренной в [15, 16] модели эффекта фотонной лавины в легированной квантовой яме, где полное число электронов в квантовой яме является фиксированным, пороговая интенсивность накачки не зависит от сечения фотоперехода $1 \to 2$ (см. формулу (1) настоящей работы). Аналогичным свойством обладает и эффект фотонной лавины в примесных системах [8–14]. По-иному обстоит дело в модели, рассматриваемой в данной работе. Здесь зависимость j_{th} от σ_{12} аппроксимируется выражением

$$j_{th}(\sigma_{12}) \approx j_{12}(1 + f\sigma_{12})/(1 + g_1\sigma_{12} + g_2\sigma_{12}^2), \quad (35)$$

где $j_{12} \approx 1.924$ МВт/см^2, $f \approx 1720$, $g_1 \approx \approx 9181$, $g_2 \approx 5.287 \cdot 10^6$, σ_{12} измеряется в см$^2 \cdot$ пс$^{-1} \cdot$ МВт$^{-1}$. При увеличении σ_{12} от $3 \cdot 10^{-4}$ до $1.5 \cdot 10^{-2}$ см$^2 \cdot$ пс$^{-1} \cdot$ МВт$^{-1}$ величина j_{th} уменьшается от 1.6 до 0.05 МВт/см^2. При $\sigma_{12} \gtrsim 10^{-2}$ см$^2 \cdot$ пс$^{-1} \cdot$ МВт$^{-1}$, т.е. в случае, когда поглощение на переходах между первой и второй подзонами близко к резонансному, система уравнений (30) нуждается в соответствующей модификации. Причина отмеченного несовпадения результатов [15, 16] и настоящей работы заключается в том, что в [15, 16] на переходе $1 \to 2$ идет поглощение света из основного состояния, а в данной работе — из возбужденного, тогда как поглощение из основного состояния идет на переходах $v \to 1$. Величина j_{th}, как мы видели, действительно слабо зависит от сечений $\sigma_{v1}^{(1,2)}$.

Времена же установления равновесия τ_{eq} возрастают с уменьшением $\sigma_{v1}^{(1,2)}$, аналогично тому как в ситуации, рассмотренной в [15, 16], они возрастают с уменьшением σ_{12} (см. для сравнения формулу (1)). На рис. 6 видно, что в случае двухфотонных переходов $v \to 1$ значения τ_{eq} оказываются на 1–2 и более (при $j \approx j_{th}$) порядков выше, чем в случае однофотонных переходов. Это связано с неравенством $\sigma_{v1}^{(1)} \gg \sigma_{v1}^{(2)} j_{th}$.

Рассмотрим для сравнения чисто каскадную схему возбуждения ЭДП. Для этого исключим оже-переходы $31 \to 22$ и $3v \to 11$, но будем считать переходы между подзонами 1 и 2 резонансными, т. е. увеличим сечения σ_{12} на 3 порядка, оставляя значения остальных параметров неизменными. Тогда при $j > j_{th}$ заселенности $n_{1,2,3}$ и n_c окажутся на много порядков (при $j = 200$ кВт/см^2 — на 7 порядков) меньше, чем в каскадно-лавинной схеме.

Примером гетероструктуры типа II с глубокими квантовыми ямами могут служить системы $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ (область A)/$AlAs_{0.56}Sb_{0.54}$ [34, 35] (зонные параметры этой системы близки к использованным в данном расчете) либо $In_{0.3}Ga_{0.7}As$ (область A)/AlAs (область B) [36].

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный в работе анализ показал, что при облучении гетероструктуры типа II с глубокими квантовыми ямами ИК-светом с частотой, резонансной переходу между второй и третьей подзонами размерного квантования, возникает эффект фотонной лавины. Эффект носит пороговый характер, причем пороговые интенсивности ИК-света оказываются относительно невысокими (порядка 10–100 кВт/см^2). При интенсивностях выше пороговых генерируется значительное число электрон-дырочных пар и, соответственно, появляется фотопроводимость в направлении оси роста наноструктуры и рекомбинационная фотолюминесценции с длиной волны в 3–5 раз меньшей длины волны возбуждающего света. Времена установления квазиравновесных заселенностей в электронной системе в зависимости от условий накачки могут лежать в нано- и пикосекундном диапазонах. Эти времена резко увеличиваются при интенсивностях накачки, близких к пороговым.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 01-02-17060, 02-02-17311, 00-02-016337), а также в рамках программы «Физика твердотельных наноструктур-5».

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Г. Горшков, А. С. Епифанов, А. А. Маненков и др., Труды ИОФ АН СССР **4**, 99 (1986).
2. Е. Ю. Перлин, А. В. Федоров, М. Б. Кашевник, ЖЭТФ **85**, 1357 (1983).
3. А. М. Данишевский, Е. Ю. Перлин, А. В. Федоров, ЖЭТФ **93**, 1319 (1987).
4. Е. Ю. Перлин, Опт. и спектр. **82**, 259 (1997).
5. С. Д. Ганичев, Е. Л. Ивченко, Е. Ю. Перлин и др., ЖЭТФ **91**, 1233 (1986).
6. H. Minasian and S. Avetisyan, Phys. Rev. B **34**, 963 (1986).
7. Е. Ю. Перлин, А. В. Иванов, Опт. и спектр. **87**, 42 (1999).
8. J. S. Chivian, W. E. Case, and D. D. Eden, Appl. Phys. Lett. **35**, 124 (1979).

9. A. W. Kueny, W. E. Case, and M. E. Koch, J. Opt. Soc. Amer. B **6**, 639 (1989).

10. A. W. Kueny, W. E. Case, and M. E. Koch, J. Opt. Soc. Amer. B **10**, 1834 (1993).

11. S. Guy, M.-F. Joubert, and B. Jacquier, Phys. Rev. B **55**, 8240 (1997).

12. M.-F. Joubert, Opt. Mater. **11**, 181 (1999).

13. M. P. Hehlen, A. Kuditcher, A. L. Lenef et al., Phys. Rev. B **61**, 1116 (2000).

14. Е. Ю. Перлин, А. М. Ткачук, M.-F. Joubert et al., Опт. и спектр. **90**, 772 (2001).

15. Е. Ю. Перлин, Опт. и спектр. **5**, 777 (2001).

16. E. Yu. Perlin, J. Luminescence **94**–**95**, 249 (2001).

17. K. Huang and B. Zhu, Phys. Rev. B **38**, 13377 (1988).

18. M. H. Degani and O. Hipolito, Phys. Rev. B **35**, 7717 (1987).

19. R. Lassnig, Phys. Rev. B **30**, 7132 (1984).

20. T. Tsuchia and T. Ando, Phys. Rev. B **47**, 7240 (1993).

21. B. K. Ridley, Phys. Rev. B **37**, 4583 (1988).

22. B. K. Ridley, Phys. Rev. B **39**, 5282 (1989).

23. B. K. Ridley, Phys. Rev. B **47**, 4592 (1993).

24. H. Rücker, E. Molinari, and P. Lugli, Phys. Rev. B **44**, 3463 (1991).

25. K. J. Nash, Phys. Rev. B **46**, 7723 (1992).

26. C. Trallero-Giner and F. Comas, Phys. Rev. B **37**, 4583 (1988).

27. C. Trallero-Giner, F. Comas, and F. Garsia-Moliner, Phys. Rev. B **50**, 1755 (1994).

28. J. L. Gondar, F. Comas, and F. Castro, Physica B **292**, 354 (2000).

29. B.-F. Levine, J. Appl. Phys. **74**, R1 (1993).

30. T. Ando, A. B. Fowler, and F. Stern, Rev. Mod. Phys. **54**, 437 (1982).

31. M. O. Manafresh, F. Szmulowicz, T. Vaughan et al., Phys. Rev. B **43**, 9996 (1991).

32. S. Schmitt-Rink, D. S. Shemla, and D. A. B. Miller, Adv. Phys. **38**, 89 (1989).

33. Е. Ю. Перлин, ЖЭТФ **105**, 98 (1994).

34. A. Neogi, T. Mozume, H. Yoshida et al., IEEE Photon. Technol. Lett. **11**, 632 (1999).

35. A. Neogi, H. Yoshida, T. Mozume et al., Physica E **7**, 183 (2000).

36. C. P. Garcia, A. De Nardis, V. Pellegrini et al., Appl. Phys. Lett. **77**, 3767 (2000).