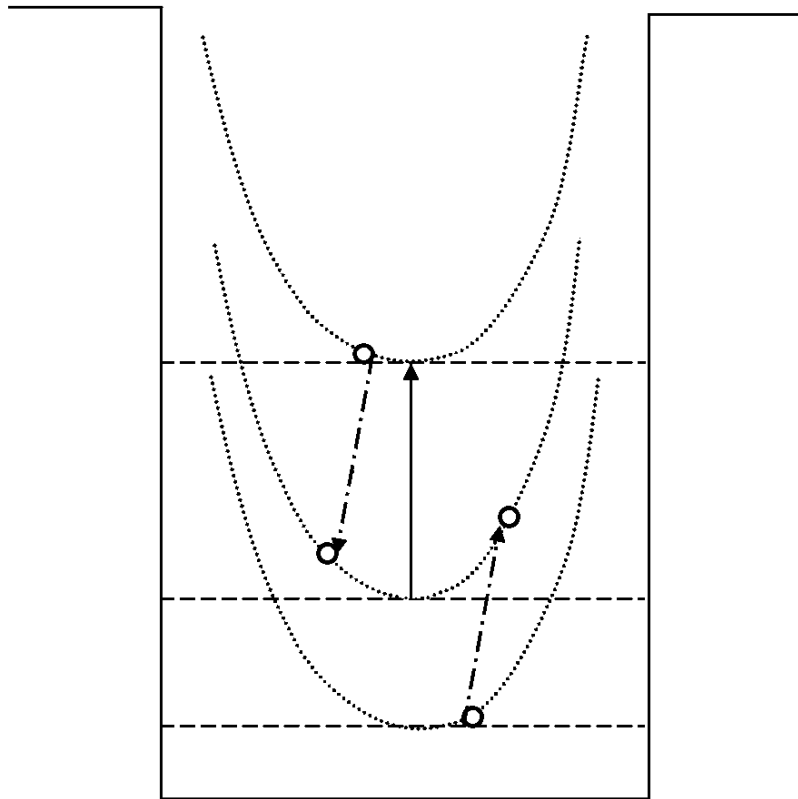


Е.Ю. ПЕРЛИН, А.В. ИВАНОВ, Р.С. ЛЕВИЦКИЙ

ЭФФЕКТ ФОТОННОЙ ЛАВИНЫ В КРИСТАЛЛАХ И НАНОСТРУКТУРАХ



Санкт-Петербург

2007

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ
САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИНФОРМАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ, МЕХАНИКИ И ОПТИКИ



ПОБЕДИТЕЛЬ КОНКУРСА ИННОВАЦИОННЫХ ОБРАЗОВАТЕЛЬНЫХ ПРОГРАММ ВУЗОВ

Е.Ю. Перлин, А.В. Иванов, Р.С. Левицкий

ЭФФЕКТ ФОТОННОЙ ЛАВИНЫ В КРИСТАЛЛАХ И НАНОСТРУКТУРАХ



Санкт-Петербург

2007

Перлин Е.Ю., Иванов А.В., Левицкий Р.С. Эффект фотонной лавины в кристаллах и наноструктурах – СПб: СПбГУ ИТМО, 2007. – 124 с.

В монографии представлены результаты теоретического исследования ряда новых оптических эффектов в объемных диэлектриках и полупроводниках, а также в гетероструктурах с глубокими квантовыми ямами. Все эти эффекты, характеризующиеся исключительно высокой степенью оптической нелинейности, связаны с межэлектронным кулоновским взаимодействием и переходами оже-типа. В числе рассмотренных процессов – фотонная лавина и оптический трамплин при умеренных интенсивностях света в гетероструктурах типов I и II с глубокими квантовыми ямами, многофотонная лавина в широкозонных диэлектриках в случае предпробойных интенсивностей света, а также многофотонные переходы с участием свободных носителей в непрямозонных полупроводниках.

Монография предназначена для специалистов в области физики взаимодействия мощного оптического излучения с конденсированными средами, нелинейной оптики твердых тел и наноструктур, а также для преподавателей, аспирантов и студентов старших курсов физико-технических специальностей.

Монография подготовлена при поддержке Рособразования, грант РНП 2.1.1.1089



В 2007 году СПбГУ ИТМО стал победителем конкурса инновационных образовательных программ вузов России на 2007–2008 годы. Реализация инновационной образовательной программы «Инновационная система подготовки специалистов нового поколения в области информационных и оптических технологий» позволит выйти на качественно новый уровень подготовки выпускников и удовлетворить возрастающий спрос на специалистов в информационной, оптической и других высокотехнологичных отраслях экономики.

© Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, 2007.

© Авторы Перлин Е.Ю., Иванов А.В., Левицкий Р.С.

ОГЛАВЛЕНИЕ

ГЛАВА 1. ВВЕДЕНИЕ.....	7
§ 1.1. Фотонная лавина.....	7
§ 1.2. Эффект оптического трамплина.....	10
§ 1.3. Межзонные переходы с участием свободных носителей.....	11
§ 1.4. Многофотонная лавина.....	17
ГЛАВА 2. ЭФФЕКТ ФОТОННОЙ ЛАВИНЫ В ЛЕГИРОВАННЫХ КВАНТОВЫХ ЯМАХ.....	18
§ 2.1. Схема фотонной лавины в легированной квантовой яме.....	18
§ 2.2. Вероятности переходов оже-типа $31 \rightarrow 22$	19
§ 2.3. Скорости межподзонной релаксации электронов в квантовых ямах.....	23
§ 2.4. Уравнения баланса для заселенностей электронов в подзонах размерного квантования.....	24
§ 2.5. Результаты численного решения уравнений баланса и их об- суждение.....	27
ГЛАВА 3. КАСКАДНО-ЛАВИННАЯ АПКОНВЕРСИЯ И ГЕНЕРАЦИЯ НЕРАВНОВЕСНЫХ ЭЛЕКТРОН-ДЫРОЧНЫХ ПАР В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ ТИПОВ II И I С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ.....	31
§ 3.1. Схема каскадно-лавинной апконверсии в квантовых ямах типа II.....	31
§ 3.2. Переходы между состояниями электронов в квантовой яме и состояниями непрерывного спектра в валентной зоне и зоне проводимости.....	34
§ 3.3. Вероятности переходов оже-типа $3\nu \rightarrow 11$	38
§ 3.4. Уравнения баланса для заселенностей.....	41
§ 3.5. Обсуждение результатов для эффекта фотонной лавины в квантовых ямах типа II.....	44
§ 3.6. Модель каскадно-лавинной апконверсии в квантовых ямах типа I.....	48
§ 3.7. Вероятности двухфотонных переходов $\nu_1 \rightarrow 1$ и переходов оже-типа $3 \rightarrow 11\nu_1$	50
§ 3.8. Уравнения баланса для заселенностей в квантовой яме типа I.....	53
§ 3.9. Результаты численного решения уравнений баланса для квантовой ямы типа I и их обсуждение.....	55
ГЛАВА 4. ИОНИЗАЦИЯ ГЛУБОКИХ КВАНТОВЫХ ЯМ: ЭФФЕКТ ОПТИЧЕСКОГО ТРАМПЛИНА.....	59
§ 4.1. Введение.....	59
§ 4.2. Модель оптического трамплина в глубоких квантовых ямах..	60

§ 4.3. Вероятность переходов $22 + \hbar\omega \rightarrow 31$	60
§ 4.4. Уравнения баланса заселенностей электронов.....	65
§ 4.5. Результаты численного решения уравнений баланса и их об- суждение.....	66
ГЛАВА 5. ПРЕДПРОБОЙНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ НЕРАВНОВЕСНЫХ ЭЛЕКТРОН-ДЫРОЧНЫХ ПАР: ЭФФЕКТ МНОГОФОТОННОЙ ЛАВИНЫ.....	69
§ 5.1. Введение.....	69
§ 5.2. Модель многофотонной лавины.....	72
§ 5.3. Расчет вероятностей многофотонных переходов оже-типа.....	73
§ 5.4. Уравнения баланса для заселённости зон.....	82
§ 5.5. Результаты численного решения уравнений баланса.....	84
§ 5.6. Обсуждение результатов по эффекту многофотонной лавины.....	91
ГЛАВА 6. МНОГОФОТОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ ОЖЕ-ТИПА В НАНОКРИСТАЛЛАХ AgBr.....	93
§ 6.1. Теория многофотонных межзонных переходов с участием свободных носителей в непрямозонном кристалле.....	93
§ 6.2. Нелинейное поглощение в нанокристаллах AgBr.....	102
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	112
ЛИТЕРАТУРА.....	114

Список основных обозначений

- A – вектор-потенциал электромагнитной волны
 a_0 – постоянная решетки
 a – полуширина квантовой ямы
 $c_{q_s}, c_{q_s}^+$ – операторы уничтожения и рождения фононов s -й моды с волновым вектором \mathbf{q}
 c – скорость света в вакууме
 e – абсолютная величина заряда электрона
 $\mathbf{e}_{\kappa\lambda}$ – единичный вектор поляризации электромагнитной волны
 E_g – ширина запрещенной зоны
 E_F – энергия Ферми
 E_{sw} – энергия переключения
 \mathbf{F} – напряженность электрического поля
 $f_i(\mathbf{k})$ – функция распределения частиц в зоне i
 $g(E)$ – плотность состояний
 \hat{H} – оператор Гамильтона
 j – интенсивность света
 j_{th} – пороговая интенсивность света
 \mathbf{k} – волновой вектор частицы
 k_B – постоянная Больцмана
 k_F – граничное волновое число Ферми
 m – масса свободного электрона
 m_c – эффективная масса электрона
 m_v – эффективная масса дырки
 m_r – приведенная масса электрона и дырки
 n_i – концентрация электронов в зоне i
 N_i – эффективная плотность состояний в зоне i
 n – показатель преломления
 $n_{q,s}$ – средние числа заполнения для колебаний s -й моды с волновым вектором \mathbf{q}
 \mathbf{p} – оператор импульса
 p_{ij} – матричный элемент оператора импульса
 p – концентрация дырок
 S – площадь квантовой ямы
 T – температура
 U_i – высота потенциального барьера (глубина квантовой ямы)
 $u_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ – блоховская амплитуда
 \mathbf{v} – групповая скорость частиц
 V_0 – объем элементарной ячейки
 V_L – периодический потенциал решетки
 α_F – константа Фрелиха

α – коэффициент поглощения
 δ_{ij} – символ Кронекера
 $\delta(x)$ – дельта-функция Дирака
 δn – концентрация неравновесных носителей
 $\varepsilon_T(\omega, \mathbf{q})$ – поперечная диэлектрическая проницаемость
 $\varepsilon_L(\omega, \mathbf{q})$ – продольная диэлектрическая проницаемость
 \mathbf{k} – волновой вектор фотона
 λ – длина волны
 μ_i – химический потенциал
 σ_{ij} – сечение оптического перехода
 σ – матрица Паули
 τ_p – время релаксации импульса
 τ_{eq} – время установления квазиравновесного распределения частиц
 $\xi_{\mathbf{k}s}, \xi_{\mathbf{k}s}^+$ – фермиевские операторы уничтожения и рождения
 ω – частота света
 ω_L – частота продольных оптических колебаний решетки
 ω_p – плазменная частота
 ω_R – частота Раби
 ω_{ij} – частота перехода между состояниями i и j

ГЛАВА 1. ВВЕДЕНИЕ

§ 1.1. Фотонная лавина

Эффект, получивший название фотонной лавины, был впервые обнаружен в 1979 году в работе [1]. Наиболее простым образом механизм фотонной лавины может быть проиллюстрирован на примере системы трехуровневых примесных атомов (ионов) в кристаллах или стеклах. Обозначим в порядке возрастания энергии основное и два возбужденных состояния примесного атома как 1, 2 и 3 (см. рис. 1.1).

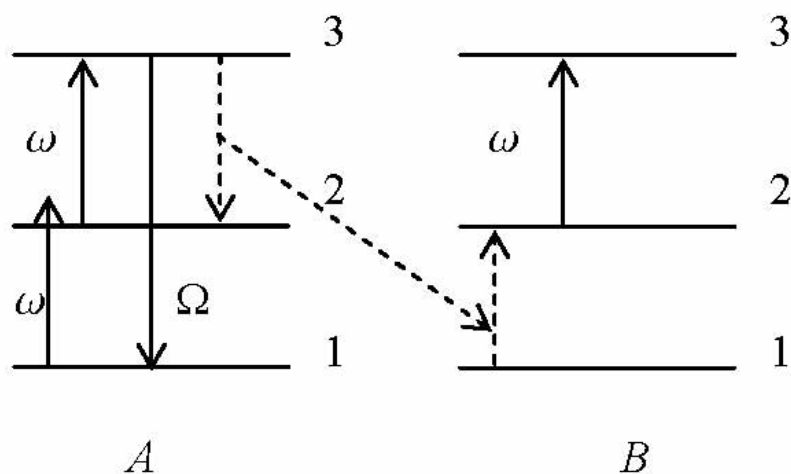


Рис. 1.1. Схема фотонной лавины в системе трехуровневых примесей

Предполагается, что состояние 2 является долгоживущим, энергетические зазоры $\hbar\omega_{ij} = E_i - E_j$ ($j \neq i$, $i, j = 1, 2, 3$) между состояниями велики по сравнению с температурой T , а оптический переход между состояниями 2 и 3 разрешен в дипольном приближении. При этом $\omega_{21} < \omega_{32}$. В отсутствие оптической накачки заселено только основное электронное состояние. Пусть частота накачки ω близка к частоте перехода ω_{32} между возбужденными состояниями 2 и 3, но далека от резонанса с частотой ω_{21} перехода между основным состоянием 1 и нижним возбужденным состоянием 2. При малых интенсивностях излучения накачки j состояние системы трехуровневых атомов (ионов) практически никак не изменяется, поскольку условие резонанса выполняется лишь для фотопереходов $2 \rightarrow 3$ между незаполненными возбужденными состояниями. Совершенно иная ситуация возникает при больших значениях j . Если один из огромного числа примесных атомов (A) по какой-либо причине окажется в состоянии 2, то, быстро поглощая квант света $\hbar\omega$, он переходит в состояние 3. Из состояния 3 он может вернуться в состояние 2 за счет обычных механизмов внутрицентральной излучательной или безызлучательной релаксации. В то же время при высокой концентрации примесей и, соответственно, малых расстояниях между

ними достаточно эффективными могут быть процессы кросс-релаксации, за счет которых атом A возвращается из состояния 3 в состояние 2, тогда как один из соседних атомов (B) возбуждается из основного состояния 1 в состояние 2. Избыток энергии передается колебательной системе материала. Таким образом, в нижнем возбужденном состоянии 2 вместо одного атома оказываются уже два атома, каждый из которых, в свою очередь, может участвовать в таких же процессах. Процесс приобретает лавинный характер, что и позволяет говорить об эффекте фотонной лавины. В результате в состоянии 2 накапливается много электронов на различных примесях, возникает сильное поглощение на переходах $2 \rightarrow 3$ и, соответственно, высокая заселенность на уровне 3. При этом возможна люминесценция на переходе $3 \rightarrow 1$ на частоте, значительно превышающей частоту накачки ω . Ясно, что для возникновения фотонной лавины необходимо, чтобы накопление электронов в состоянии 2 благодаря поглощению света и кросс-релаксационному переносу энергии возбуждения превосходило релаксационные потери электронов в этом состоянии.

Как следует из сказанного выше, эффект фотонной лавины возникает в ситуациях, когда поглощение света происходит на переходах из возбужденных электронных состояний. На первый взгляд, заведомо более эффективны схемы возбуждения, где оптические переходы идут из основного состояния, в котором до начала действия импульса накачки находятся почти все примеси. Однако, парадоксальным образом, как показало исследование эффекта фотонной лавины в течение двух десятилетий, в основном в системах примесных редкоземельных ионов (см., например, [1-10]), при $j > j_{th}$ каскадно-лавинные схемы с поглощением из нижних возбужденных состояний позволяют получить значительно бóльшую заселенность верхних возбужденных состояний, чем чисто каскадные схемы с поглощением из основного состояния. В главе 3 данной монографии будет показано, что аналогичная ситуация имеет место и в случае лавинной апконверсии в системах с квантовыми ямами.

Эффект фотонной лавины характеризуется рядом отличительных свойств, к которым, в первую очередь, относятся следующие:

а) наличие четко выраженного порога – при интенсивности излучения накачки, равной пороговому значению (j_{th}), скачкообразным образом возрастает поглощение света накачки на переходах между возбужденными электронными состояниями, при этом скачком возрастают и заселенности возбужденных состояний;

б) время τ_{eq} установления квазиравновесного распределения электронов резко возрастает в области пороговых интенсивностей света j_{th} . Значения j_{th} убывают с ростом концентрации примесей.

Эффект фотонной лавины можно рассматривать в терминах фазового перехода в электрон-фотонной системе, причем имеется и формальное сходство уравнений, описывающих эффект фотонной лавины, с соотноше-

ниями теории фазовых переходов II рода Л.Д. Ландау (см. [6, 7]). Роль параметра порядка в случае фотонной лавины играет населенность метастабильного состояния 2, а роль внешнего поля – вероятность фотопереходов переходов $1 \rightarrow 2$.

Трехуровневая модель фотонной лавины удобна для объяснения природы этого явления, но практический интерес, как правило, представляют более сложные системы, где присутствует совокупность каскада внутрицентровых оптических переходов, внутрицентральной излучательной и безизлучательной релаксации и межцентровых процессов апконверсии и кросс-релакции. Именно в таких системах возможно получение люминесценции, а при определенных условиях и лазерной генерации, на длине волны, в 3-5 раз меньшей длины волны возбуждающего света. В последнее десятилетие был предложен и практически реализован целый ряд многоуровневых моделей лавинной апконверсии в примесных системах (подробную библиографию см. в [7]). В частности, в [10] рассмотрена высокоэффективная лавинно-каскадная схема апконверсии в восьмиуровневой модели трехзарядных ионов тулия в кристаллах YLF. Эта схема позволяет получать излучение с длиной волны $\lambda \sim 0.29$ мкм при накачке с $\lambda = 1.11$ мкм или $\lambda = 0.649$ мкм. Можно констатировать, что использование эффекта фотонной лавины позволяет весьма эффективным способом возбуждать коротковолновую люминесценцию с помощью длинноволновой накачки.

Фактически, когда при увеличении интенсивности накачки j эта величина переходит из области $j < j_{th}$ в область $j > j_{th}$, происходит переключение системы между состоянием (S_1) с незаселенными возбужденными состояниями и очень слабым поглощением излучения накачки и состоянием (S_2) с большими заселенностями возбужденных состояний и сильным поглощением накачки. Ясно, что после выключения накачки система возвращается из состояния S_2 в состояние S_1 за время порядка наиболее длинного из времен релаксации в электронной системе. Энергию переключения системы можно определить следующим образом: $E_{sw} \approx \tau_{eq} j_{th}$, где τ_{eq} – введенные выше времена установления квазиравновесного распределения в электронной системе при эффекте фотонной лавины.

Типичные значения τ_{eq} в случае системы редкоземельных ионов при этом составляют $1 \div 100$ мс при пороговых плотностях энергии накачки, необходимых для включения лавинного механизма, $E_{th} \sim 0.1 \div 10$ мкДж/мкм². Столь медленное протекание эффекта фотонной лавины в системах редкоземельных ионов, связанное с малыми значениями сил осцилляторов для актуальных оптических переходов и большими временами жизни возбужденных электронных состояний, естественно, ограничивает круг возможностей практического использования этого явления в оптоэлектронике. Поэтому представляет интерес поиск твердотельных систем, где переключение системы осуществлялось бы за значительно более короткие времена

с затратой меньшей энергии. Можно предположить, что подходящей системой окажется квантовая яма, где, с одной стороны, силы осцилляторов для переходов между подзонами размерного квантования являются величинами порядка единицы, а с другой стороны, достаточно коротки времена релаксации в электронной системе. Эффекту фотонной лавины в системах с глубокими квантовыми ямами посвящены главы 2 и 3.

§ 1.2. Эффект оптического трамплина

В рассматриваемых в главах 2 и 3 моделях фотонной лавины ключевую роль играют процессы оже-типа, которые обеспечивают «размножение» электронов в возбужденных состояниях. В модели многократной апконверсии (или оптического трамплина), которая будет рассматриваться в главе 4, главная роль принадлежит более сложным процессам оже-типа, а именно, процессам второго порядка с участием в элементарном акте фотонов. Поясним модель оптического трамплина на простом примере. Рассмотрим диэлектрик или полупроводник с широкой запрещенной зоной ($E_g \sim 4-6$ эВ). Пусть в кристалле имеется достаточно высокая концентрация глубоких двухуровневых примесных центров. Обозначим энергетический зазор между возбужденным (2) и основным (1) состоянием примесного центра через Δ_{21} . Примем для определенности, что расстояние Δ_{c2} от уровня 2 до дна зоны проводимости c и расстояние Δ_{v1} от потолка валентной зоны v до уровня 1 таковы, что

$$\Delta_{21} < \Delta_{c2}, \Delta_{v1} < 2\Delta_{21}, \quad (1.1)$$

(см. рис. 1.2). Пусть на материал падает свет с частотой $\omega = \Delta_{21}/\hbar$. Каждый из двух соседних примесных центров (A и B), поглощая фотон $\hbar\omega$, переходит из основного состояния 1 в возбужденное состояние 2. Далее может иметь место процесс $A^02+B^02+\hbar\omega \rightarrow A^01+B^+e_c$: электрон на центре A переходит из состояния 2 в состояние 1, передавая высвободившуюся энергию электрону на центре B , который переходит в зону проводимости c , поглощая в том же элементарном акте фотон $\hbar\omega$ (см. рис. 1.2а). На освободившееся состояние центра B в результате аналогичных процессов может перейти электрон из валентной зоны. Сначала центр A , снова поглощая фотон $\hbar\omega$, переходит из основного состояния 1 в возбужденное состояние 2. Затем происходит процесс $A^02+B^+1+\hbar\omega \rightarrow A^01+B^01+h_v$ (см. рис. 1.2б). В результате всех перечисленных процессов образуется электрон-дырочная пара (электрон в зоне проводимости c и дырка в валентной зоне v), энергия возбуждения которой составляет почти $5\hbar\omega$. При грубой оценке вероятностей рассмотренных процессов считалось, что глубокий примесный центр описывается двухзонной моделью потенциала нулевого радиуса, а взаимодействие между примесными центрами является диполь-дипольным. Можно показать, что при величине $\hbar\omega \sim 1$ эВ, концентрации центров

$n_I \approx 10^{20} \text{ см}^{-3}$ предлагаемый здесь механизм генерации электрон-дырочных пар более эффективен, чем прямые 5-фотонные межзонные переходы, по крайней мере, при интенсивностях света $j \approx 10 \text{ ГВт/см}^2$.

Действию механизма оптического трамплина в квантовых наноструктурах посвящена глава 4.

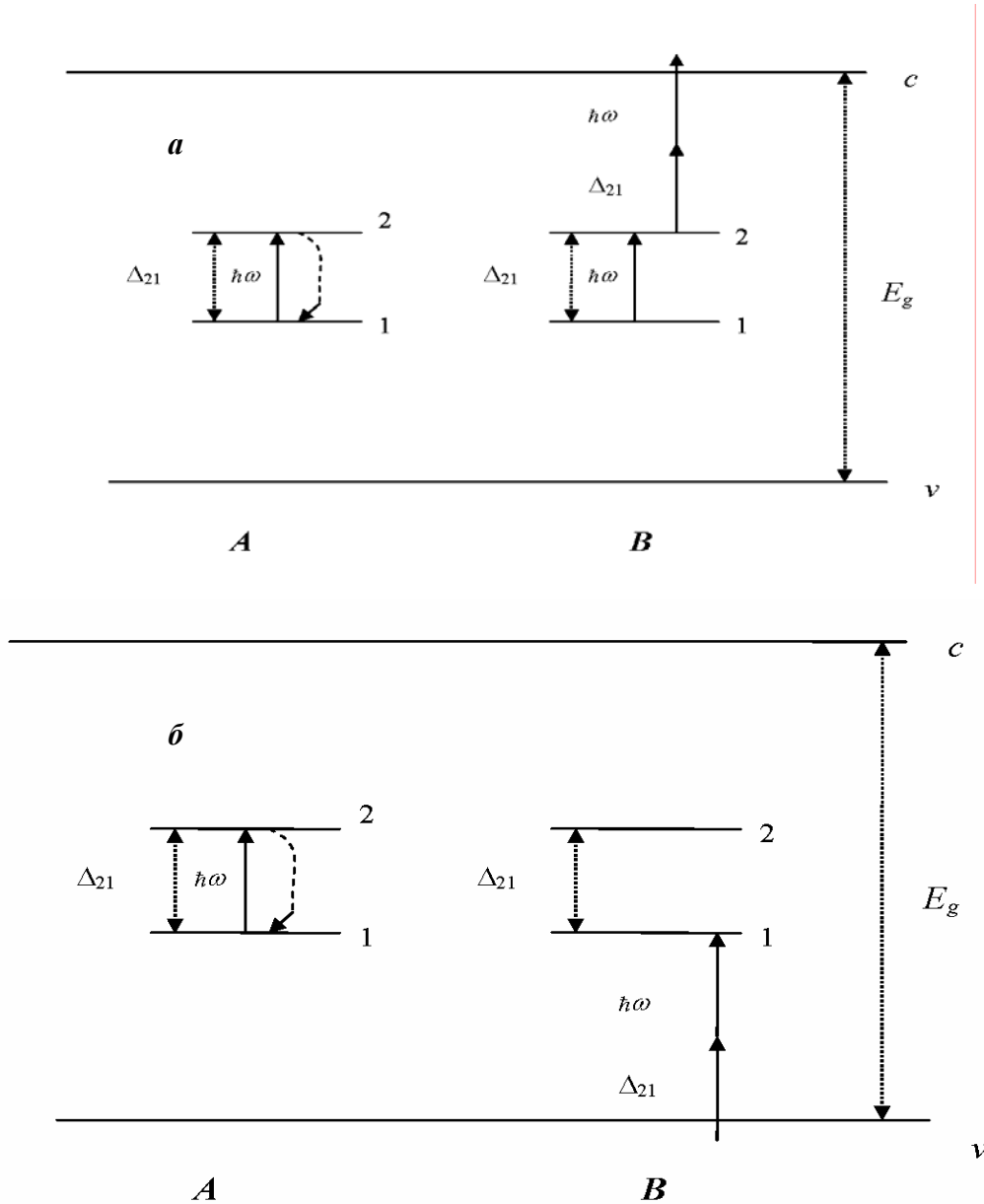


Рис. 1.2. Схема оптического трамплина в материале с глубокими примесными центрами (пояснения в тексте)

§ 1.3. Межзонные переходы с участием свободных носителей

Непрямые межзонные переходы в линейной оптике, как известно (см., например, [11]), играют важную роль, как при исследовании кристаллов, так и в прикладных задачах. Естественно, что и при многофотонной генерации электрон-дырочных пар во многих случаях непрямые переходы играют доминирующую роль. К числу непрямых переходов относятся, в частно-

сти, переходы с участием фононов и переходы с участием свободных носителей тока (электронов или дырок). Здесь следует отметить важное отличие непрямых многофотонных межзонных переходов от аналогичных однофотонных процессов. Это отличие состоит в том, что мощное лазерное излучение, вызывающее многофотонные переходы, одновременно изменяет функцию распределения фононов либо свободных носителей, участвующих в элементарном акте перехода. Это существенным образом сказывается как на амплитудах многофотонных переходов, так и на зависимостях вероятностей процессов от интенсивности j накачки, продолжительности импульса, температуры T и т.д.

Пусть в материале имеется достаточное количество свободных электронов n_0 в зоне проводимости или дырок p_0 в валентной зоне (обычно требуются концентрации $n_0, p_0 \approx 10^{16} \div 10^{17} \text{ см}^{-3}$). Пусть для s фотонов выполняются условия $0 < \Delta_s = E_g - s\hbar\omega < \hbar\omega$, где E_g – ширина запрещенной зоны. Свободные носители (будем далее для определенности говорить об электронах, если специально не оговаривается противное) могут, отдавая на покрытие дефицита Δ_s часть своей кинетической энергии E , участвовать наряду с s фотонами в рождении электрон-дырочной пары.

Аналогичный механизм однофотонного поглощения был рассмотрен в 1965 г. С.М. Рывкиным [12], который для увеличения доли носителей, обладающих энергией, достаточной для рождения пары, предложил разогревать свободные электроны внешним постоянным электрическим полем. Вероятности однофотонных переходов с участием свободных носителей были вычислены в работе [13]. Некоторая неточность, допущенная в [13], состоит в том, что использовалось экранированное кулоновское взаимодействие (потенциал Юкавы), тогда как соотношения между переданными энергией и импульсом соответствуют скорее не статическому, а динамическому экранированию. В [13] указано также на возможность экспоненциального роста концентрации свободных носителей при высоких уровнях возбуждения, что может приводить к пробое материала. В [14] та же задача была решена для случая, когда однофотонный переход между валентной зоной и зоной проводимости запрещен. Полученные в [13, 14] выражения для вероятностей переходов оказались очень громоздкими (результат был представлен в виде интегралов). Лишь для предельного случая больших дефицитов ($\Delta_1 \gg k_B T_e$, где k_B – постоянная Больцмана, T_e – электронная температура) в лекции А.А. Гринберга [15] приведено простое выражение

$$\alpha \propto \Delta_1^{-7/2} \exp\left(-\frac{\Delta_1}{k_B T_e} \frac{1+2\zeta}{1+\zeta}\right), \quad (1.2)$$

где α – коэффициент поглощения $\zeta = m_c/m_v$, m_c и m_v – эффективные массы электрона и дырки.

В работе [16] А.А. Рогачев и С.М. Рывкин сообщили об экспериментальном обнаружении межзонных переходов с участием свободных носи-

телей при исследовании безызлучательной рекомбинации в германии, где в элементарном акте должен был участвовать еще и фонон, поскольку дно зоны проводимости и потолок валентной зоны в Ge расположены в различных точках зоны Бриллюэна.

В работе [17] были рассмотрены условия возникновения генерации на частоте $\omega < E_g/\hbar$, обусловленной переходами с участием свободных носителей.

Г.К. Власов и В.С. Машкевич [18] исследовали влияние квантующего магнитного поля на межзонные фотопереходы с участием свободных носителей. Они получили пики вероятностей переходов при значениях дефицита энергии Δ_1 , кратных циклотронной частоте электрона. Следует отметить неточности в работе [18]. Во-первых, как и в работе [13] экранирование необоснованно считается статическим. Во-вторых, считается, что стимулирующий электрон может переходить в состояние с номером подзоны Ландау, таким же либо меньшим, чем у исходного состояния, причем это отнюдь не вытекает из законов сохранения для данного процесса.

Теоретическое описание эффектов, рассмотренных в [12-19], может быть построено в рамках второго порядка теории возмущений: один порядок по взаимодействию электронной системы со светом и один порядок по межэлектронному кулоновскому взаимодействию. В этом же приближении описывается и другой интересный эффект – двухэлектронные междзональные переходы в твердых телах, где проявляется уже не внутризонное (как в случае рассмотренных выше переходов с участием свободных носителей, а межзонное кулоновское взаимодействие). В работе [20] наблюдалась люминесценция на частоте $2E_g/\hbar$ при впрыскивании электронов через *p-n* переход в германии и кремнии, а также при лазерном возбуждении кремния.

Возвращаясь к межзонным многофотонным переходам с участием свободных носителей, которые будут рассмотрены ниже в главах 5 и 6, укажем несколько ситуаций, в которых этот механизм актуален: а) материал легирован так, что достаточное количество свободных носителей имеется еще до включения мощной накачки – эта ситуация была реализована в экспериментах, выполненных А.М. Данишевским и др. [21, 22]; б) свободные носители появляются за счет переходов примесь-зона под действием излучения накачки; в) носители возникают при межзонном $s + 1$ – фотонном поглощении. Последняя ситуация реализуется в случае предпробойных интенсивностей лазерного излучения, когда создаются концентрации свободных носителей $\sim 10^{18} \div 10^{19} \text{ см}^{-3}$ (см., например, [23]).

Рассмотрим вопрос о пороговых условиях для многофотонных переходов с участием свободных носителей. По существу, анализ здесь мало отличается от проведенного в работе Андерсона и Кровелла [24] для случая ударной ионизации. Рассуждения удобно проводить в терминах носителей одного типа (электронов). Полная энергия и импульс носителей тока, возникающих в результате процесса, в котором начальная частица с им-

пульсом \mathbf{k}_0 и энергией $E_c(\mathbf{k}_0)$ в зоне проводимости переходит в состояние с импульсом \mathbf{k}_1 и энергией $E_c(\mathbf{k}_1)$, поглощается s фотонов, а электрон из состояния с импульсом \mathbf{k}_3 и энергией $E_v(\mathbf{k}_3)$ в валентной зоне переходит в состояние с импульсом \mathbf{k}_2 и энергией $E_c(\mathbf{k}_2)$ в зоне проводимости, равны

$$\begin{aligned} E &= E_c(\mathbf{k}_1) + E_c(\mathbf{k}_2) - E_v(\mathbf{k}_3) - s\hbar\omega, \\ \mathbf{K} &= \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_3. \end{aligned} \quad (1.3)$$

При фиксированном значении \mathbf{K} минимизация полной энергии частиц в конечном состоянии приводит к соотношению:

$$d\mathbf{k}_3 \nabla_{\mathbf{k}_3} E_v(\mathbf{k}_3) = d\mathbf{k}_1 \nabla_{\mathbf{k}_1} E_c(\mathbf{k}_1) + d\mathbf{k}_2 \nabla_{\mathbf{k}_2} E_c(\mathbf{k}_2), \quad (1.4)$$

причем

$$d\mathbf{k}_3 = d\mathbf{k}_1 + d\mathbf{k}_2. \quad (1.5)$$

Вводя скорости частиц $\mathbf{v}_i = \hbar^{-1} \nabla_{\mathbf{k}_i} E_i(\mathbf{k}_i)$, получим из (1.4, 1.5):

$$d\mathbf{k}_1 \cdot (\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_3) + d\mathbf{k}_2 \cdot (\mathbf{v}_2 - \mathbf{v}_3) = 0. \quad (1.6)$$

Поскольку $d\mathbf{k}_1$ и $d\mathbf{k}_2$ линейно независимы, то из (1.6) следует, что

$$\mathbf{v}_1 = \mathbf{v}_2 = \mathbf{v}_3. \quad (1.7)$$

Таким образом, частицы в конечном состоянии обладают минимальной суммарной энергией при условии, что их групповые скорости равны.

Для того, чтобы действительно рождалась электрон-дырочная пара с минимальной энергией $E_{\text{th}}(\mathbf{K})$, необходимо, чтобы эта энергия совпадала с энергией стимулирующей процесс частицы $E_c(\mathbf{k}_0)$ при $\mathbf{k}_0 = \mathbf{K}$. В случае прямозонного материала для параболических зон, характеризуемых эффективными массами m_c и m_v , это приводит к соотношениям:

$$\mathbf{k}_1 = \mathbf{k}_2 = -\zeta \mathbf{k}_3, \quad \mathbf{K} = (2 + \zeta^{-1}) \mathbf{k}_1, \quad (1.8)$$

$$E_{\text{th}}(\mathbf{K}) = (2 + \zeta^{-1}) \frac{\hbar^2 k_1^2}{2m_c} + E_g - s\hbar\omega = E_c(\mathbf{K}) = (2 + \zeta^{-1})^2 \frac{\hbar^2 k_1^2}{2m_c}. \quad (1.9)$$

Исключая из (1.9) \mathbf{k}_1 , получим

$$E_{\text{th}} = \frac{2\zeta + 1}{\zeta + 1} \Delta_s. \quad (1.10)$$

Если энергия инициирующей непрямой многофотонный межзонный переход частицы $E_c(\mathbf{k}_0)$ меньше E_{th} , то процесс невозможен. При $E_c(\mathbf{k}_0) > E_{\text{th}}$ процесс может идти, так как теперь энергии частиц в конечном состоянии могут принимать значения, большие минимальных.

Зависимость концентрации неравновесных носителей δn от интенсивности накачки j теперь иная, чем при «обычных» многофотонных переходах с тем же числом фотонов s в элементарном акте. Непрямые много-

фотонные переходы стимулируются в основном возбужденными электронами из высокоэнергетического хвоста функции распределения. Они вносят главный вклад в вероятности переходов, так как могут передавать импульс рождающейся паре меньшими порциями, чем это делают равновесные электроны:

$$q = |\mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_1| \geq q_{\min} = \frac{m_c \Delta_s}{\hbar^2 k_0} \equiv \frac{\tilde{\Delta}}{2k_0}. \quad (1.11)$$

Рассмотрим подробнее скорость изменения числа носителей в зоне за счет прямых и непрямых (с участием свободных носителей) многофотонных переходов и рекомбинации электрон-дырочных пар. Имеем:

$$\frac{d\delta n}{dt} = \sigma^{(s+1)} j^{s+1} + \gamma_c^s j^s n + \gamma_v^s j^s p - D(np - n_0 p_0), \quad (1.12)$$

где $\sigma^{(s+1)} j^{s+1}$ – скорость прямой $s+1$ -фотонной генерации электрон-дырочных пар, $\gamma_c^s j^s n$, $\gamma_v^s j^s p$ – скорости s -фотонной генерации электрон-дырочных пар с участием свободных электронов и дырок с концентрациями n и p ($n = n_0 + \delta n$, $p = p_0 + \delta p$, n_0 , p_0 – равновесные концентрации). Последний член в правой части (1.12) описывает рекомбинацию неравновесных электрон-дырочных пар. Учитывая, что для рассматриваемых процессов $\delta n = \delta p$, получим из (1.12)

$$\begin{aligned} \frac{d\delta n(t)}{dt} = & -D[\delta n(t)]^2 + [(\gamma_c^s + \gamma_v^s)j^s - D(n_0 + p_0)]\delta n(t) + \\ & + [\sigma^{(s+1)} j^{s+1} + (\gamma_c^s n_0 + \gamma_v^s p_0)j^s]. \end{aligned} \quad (1.13)$$

Вводя более компактные обозначения, перепишем (1.13) в виде

$$\frac{d\delta n(t)}{dt} = c_2[\delta n(t)]^2 + c_1\delta n(t) + c_0, \quad (1.14)$$

где

$$c_2 = -D, \quad c_1 = (\gamma_c^s + \gamma_v^s)j^s - D(n_0 + p_0), \quad c_0 = \sigma^{(s+1)} j^{s+1} + (\gamma_c^s n_0 + \gamma_v^s p_0)j^s. \quad (1.15)$$

Решение (1.15), удовлетворяющее начальному условию $\delta n|_{t=0} = 0$, имеет вид:

$$\begin{aligned} \delta n(t) = & 2c_0 \frac{\exp(\nu t) - 1}{(\nu - c_1)\exp(\nu t) + \nu + c_1}, \\ \nu = & \sqrt{c_1^2 - 4c_2c_0} > |c_1|. \end{aligned} \quad (1.16)$$

При малых временах t $\delta n \approx c_0 t$. Этот случай, когда еще не требуется учета рекомбинации, реализуется в экспериментах по многофотонным переходам, возбуждаемым короткими импульсами света не очень высокой интен-

сивности. В предельном случае больших времен δn принимает стационарное значение

$$\delta n|_{t \rightarrow \infty} = \delta n_{st} = -\frac{c_1 + \nu}{2c_2}. \quad (1.17)$$

Рассмотрим случай медленной рекомбинации (малые c_2), $c_1 > 0$, $c_1^2 \gg 4c_0c_2$. Тогда

$$\delta n(t) = \frac{c_0[\exp(\nu t) - 1]}{c_1[1 - (c_2c_0/c_1^2)\exp(\nu t)]}. \quad (1.18)$$

При изменении νt в пределах $1 \div 3$

$$\delta n(t) \propto \exp(\nu t) \approx \exp(\phi j^s t). \quad (1.19)$$

Мы не приводим для краткости явного вида константы ϕ в (1.19).

В случае «обычных» многофотонных переходов, как это видно из (1.15) $c_1 < 0$ и зависимости δn от интенсивности типа (1.18), (1.19) не могут иметь места. Условие $c_1 > 0$ реализуется, когда за время неравновесной рекомбинации пар за счет непрямых многофотонных переходов с участием свободных носителей генерируется число носителей, большее, чем n_0 .

Начиная с формулы (1.18), приведенный анализ справедлив лишь для случая прямозонных материалов. Теория многофотонных переходов с участием свободных носителей для этого случая была разработана в работах [25, 21, 22]. В этих работах были получены вероятности s -фотонных переходов такого типа для $s=2$ и $s=3$ в случаях линейной и циркулярной поляризации накачки. Эффект был обнаружен экспериментально при исследовании края трехфотонного поглощения в кристаллах n -InAs, облучаемых CO_2 -лазером. Как показал проведенный анализ, в этом случае проявляются и многофотонные межзонные переходы с участием фононов, причем существенную роль играет неравновесность колебательной подсистемы. Найденные из теории зависимости темпа генерации неравновесных электрон-дырочных пар от интенсивности света j , типа поляризации (линейной или циркулярной), дефицита энергии Δ_3 непротиворечивым образом описывают совокупность экспериментальных результатов. При больших интенсивностях света j , как мы показали выше, эффект характеризуется концентрационной неустойчивостью, которая, в принципе, может привести к оптическому пробое материала.

В главе 6 настоящей монографии рассматриваются многофотонные переходы с участием свободных носителей в непрямозонных кристаллах. Разработанная теория применяется для интерпретации экспериментальных данных по поглощению мощного излучения с энергией кванта $\hbar\omega = 1.17$ эВ в нанокристаллах AgBr.

§1.4. Многофотонная лавина

Процессами, в которых поглощение одного или нескольких фотонов и передача энергии происходит в одном элементарном акте, обусловлены не только эффекты межцентровой передачи возбуждения с участием фотонов (см., например, [26-28]), обсуждавшиеся выше эффекты типа оптического трамплина и межзонного поглощения света с участием свободных носителей, но также и новый нелинейно-оптический эффект, который мы называем многофотонной лавиной. Этот эффект возникает при очень высоких уровнях возбуждения в прозрачных широкозонных полупроводниках или диэлектриках, описываемых в рамках трехзонной модели электронного энергетического спектра. При эффекте многофотонной лавины, как и случае «обычной» фотонной лавины имеется пороговое j_{th} значение интенсивности света, такое, что при j , близких к j_{th} , небольшое увеличение интенсивности приводит к резкому увеличению скорости генерации неравновесных носителей, концентрация которых может при этом достичь величины, достаточной для развития процесса пробоя материала. Теория эффекта многофотонной лавины представлена в главе 5.

Отметим, что данная монография, основанная на оригинальных работах авторов [29 - 41], выполнена в рамках проекта Рособразования РНП 2.1.1.1089.

ГЛАВА 2. ЭФФЕКТ ФОТОННОЙ ЛАВИНЫ В ЛЕГИРОВАННЫХ КВАНТОВЫХ ЯМАХ

§ 2.1. Схема фотонной лавины в легированной квантовой яме

Рассмотрим глубокую прямоугольную квантовую яму для электронов с шириной $2a$ и глубиной ΔE_c (см. рис. 2.1). Пусть в яме существует не менее

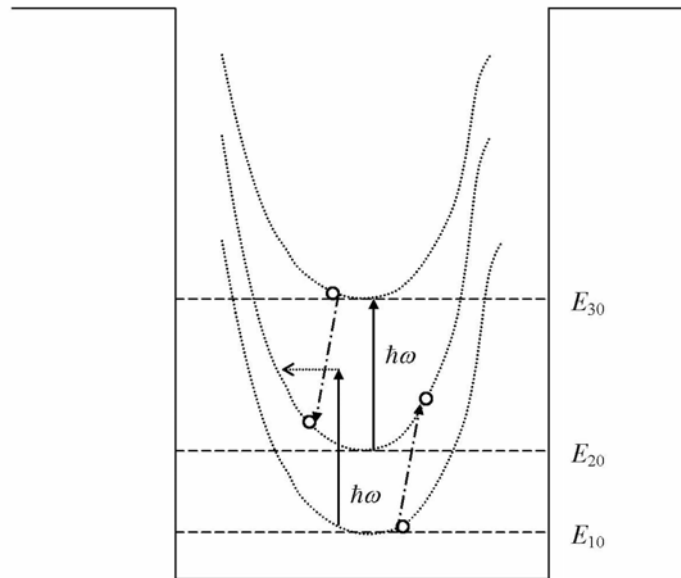


Рис. 2.1. Схема оптических и оже-переходов при фотонной лавине в легированных квантовых ямах

трех подзон размерного квантования, которые мы пронумеруем в порядке возрастания энергии как 1, 2 и 3. Предполагается, что ямы равномерно легированы. При этом в отсутствие оптической накачки электроны с концентрацией n_0 заполняют состояния вблизи дна нижней подзоны 1 до квазиуровня Ферми E_F , тогда как подзоны 2 и 3 практически не заселены. Предполагается, что энергетические зазоры между подзонами $\hbar\omega_{ij}$ велики по сравнению с E_F и T . Считаем также, что $\omega_{32} > \omega_{21}$, причем $\hbar(\omega_{32} - \omega_{21}) > E_F, T$, а частота падающего света ω попадает в резонанс с переходом между второй и третьей подзонами: $\omega \approx \omega_{32}$. При малых интенсивностях света j идут лишь очень слабые фотопереходы в области далекого коротковолнового крыла полосы поглощения между подзонами 1 и 2. Эти переходы являются непрямыми в двумерном \mathbf{k} -пространстве. Они происходят в состоянии, далекие от дна подзоны 2 с передачей большого поперечного импульса, например, за счет участвующих в элементарном акте фононов. При увеличении интенсивности j те немногие электроны, которые оказались в подзоне 2, быстро (за времена $\sim 10^{-13}$ с) попадают на дно этой подзоны, по-

сле чего могут либо опуститься еще ниже и вернуться в подзону 1, либо поглотить фотон $\hbar\omega$ и оказаться в подзоне 3. Сила осциллятора для резонансных разрешенных переходов $2 \rightarrow 3$ очень велика, т.к. определяется геометрическими размерами квантовой ямы. Из подзоны 3 электроны могут «свалиться» в подзоны 2 и 1 (скорости этих процессов рассматриваются в § 2.3). В то же время, как будет показано ниже (см. § 2.2), большой эффективностью обладает и процесс оже-типа $31 \rightarrow 22$: столкновение электрона в подзоне 3 с электроном в подзоне 1 приводит к тому, что они оба попадают 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 света благодаря этому механизму скорость прихода электронов в подзону 2, превышает скорость их ухода в подзону 1 за счет межподзонной релаксации. В этом случае и происходит лавинообразное увеличение заселенности. Поскольку ключевую роль для эффекта фотонной лавины в квантовых ямах играют межподзонные переходы оже-типа $31 \rightarrow 22$, рассмотрим их подробнее.

§ 2.2. Вероятности переходов оже-типа $31 \rightarrow 22$

Вероятность перехода между состоянием, в котором имеется по одному электрону в подзонах 3 и 1 с двумерными волновыми векторами \mathbf{k}_3 и \mathbf{k}_1 , и состоянием, где оба электрона оказываются в подзоне 2 с волновыми векторами \mathbf{k}_{21} и \mathbf{k}_{22} , равна:

$$W(\mathbf{k}_3, \mathbf{k}_1; \mathbf{k}_{21}, \mathbf{k}_{22}) = \frac{2\pi}{\hbar} \left(M_{\mathbf{k}_3, \mathbf{k}_1; \mathbf{k}_{21}, \mathbf{k}_{22}}^{(d)} + M_{\mathbf{k}_3, \mathbf{k}_1; \mathbf{k}_{21}, \mathbf{k}_{22}}^{(exc)} \right)^2 \times \quad (2.1)$$

$$\times \delta(E_{3\mathbf{k}_3} + E_{1\mathbf{k}_1} - E_{2\mathbf{k}_{21}} - E_{2\mathbf{k}_{22}}),$$

где $E_{i\mathbf{k}} = E_{i0} + \hbar^2 k^2 / 2m_c$ – энергия электронов с эффективной массой m_c и двумерным волновым вектором \mathbf{k} в i -ой подзоне, E_{i0} обозначает энергию дна i -й подзоны размерного квантования, $M_{\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_j; \mathbf{k}_k, \mathbf{k}_l}^{(d)}$ и $M_{\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_j; \mathbf{k}_k, \mathbf{k}_l}^{(exc)}$ – прямой и обменный матричные элементы оператора межэлектронного кулоновского взаимодействия. Эти матричные элементы строятся на волновых функциях:

$$\psi_{i, \mathbf{k}_i}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{S}} e^{i\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r}_\perp} \varphi_i(z) u_{c0}(\mathbf{r}), \quad (2.2)$$

где S – площадь квантовой ямы, z и \mathbf{r}_\perp – проекции вектора координаты электрона на направление оси роста наноструктуры (ось Z) и на плоскость квантовой ямы соответственно, $\varphi_i(z)$ – огибающая волновая функция для i -го уровня, $u_{c\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ – блоховская амплитуда для зоны проводимости. Согласно закону сохранения квазиимпульса для рассматриваемого процесса

$$\mathbf{k}_3 - \mathbf{k}_{21} = \mathbf{k}_{22} - \mathbf{k}_1 \equiv \mathbf{q}. \quad (2.3)$$

Для вычисления матричного элемента кулоновского взаимодействия его следует представить в виде трехмерного ряда Фурье:

$$\frac{1}{r} = \frac{4\pi}{SL} \sum_{\mathbf{q}} \frac{\exp(i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r})}{q^2}, \quad (2.4)$$

где L – линейный размер материала в направлении оси Z . Используя (2.4), получим после ряда стандартных преобразований следующее выражение для прямого матричного элемента:

$$M_{\mathbf{k}_3, \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_3 - \mathbf{q}, \mathbf{k}_1 + \mathbf{q}}^{(d)} = \frac{2\pi e^2}{S \varepsilon_L(\Omega, \mathbf{q})} \int_0^{2a} dz_1 \int_0^{2a} dz_2 \frac{e^{-q|z_1 - z_2|}}{q} \varphi_3^*(z_1) \varphi_2(z_1) \varphi_1^*(z_2) \varphi_2(z_2), \quad (2.5)$$

где $\varepsilon_L(\Omega, \mathbf{q})$ – продольная диэлектрическая проницаемость, зависящая от переданных при взаимодействии двух частиц энергии $\hbar\Omega$ и импульса $\hbar\mathbf{q}$. Рассматриваемые нами процессы характеризуются большими значениями q . Дело в том, что величина q определяется расстройкой резонанса

$$\eta = (E_{30} + E_{10} - 2E_{20}) \cong \hbar(\omega - \omega_{21}) \quad (2.6)$$

на переходе между первой и второй подзонами. По смыслу рассматриваемой задачи расстройка η не может быть малой, иначе (в случае эквидистантных подзон размерного квантования) будет идти обычное каскадное поглощение света. Существенно, что диэлектрическая проницаемость не имеет особенностей в актуальной области значений \mathbf{q} .

Выражение для обменного матричного элемента $M_{\mathbf{k}_3, \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_3 - \mathbf{q}, \mathbf{k}_1 + \mathbf{q}}^{(\text{exc})}$ отличается от приведенного выше [формула (2.5)] заменой в правой части \mathbf{q} на $\mathbf{q}' \equiv \mathbf{q} + (\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_3)$. В модели прямоугольной квантовой ямы с бесконечно высокими стенками волновые функции $\varphi_n(z)$ имеют вид:

$$\varphi_n(z) = \sqrt{\frac{1}{a}} \sin\left(\frac{n\pi z}{2a}\right). \quad (2.7)$$

Вводя обозначение $\xi \equiv 2qa$, получим из (2.5, 2.7):

$$M_{\mathbf{k}_3, \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_3 - \mathbf{q}, \mathbf{k}_1 + \mathbf{q}}^{(d)} = \frac{16\pi e^2 a}{S \varepsilon \xi} \times \int_0^{2a} dx_1 \int_0^{2a} dx_2 e^{-\xi|x_1 - x_2|} \sin 3\pi x_1 \sin \pi x_2 \sin 2\pi x_1 \sin 2\pi x_2. \quad (2.8)$$

Вычисляя двойной интеграл в правой части (2.8), получим:

$$M_{\mathbf{k}_3, \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_3 - \mathbf{q}, \mathbf{k}_1 + \mathbf{q}}^{(d)} = \frac{16\pi e^2 a}{S \varepsilon_L \xi} \tilde{M}^{(d)}(\xi), \quad (2.9)$$

$$\tilde{M}^{(d)}(\xi) = \frac{\left[\xi^6 + 35\pi^2 \xi^4 + \pi^4 \xi (259\xi - 384) + 225\pi^6 \right] - 384\pi^4 \xi e^{-\xi}}{4(\xi^2 + \pi^2)^2 (\xi^4 + 34\pi^2 \xi^2 + 225\pi^4)}. \quad (2.10)$$

Считаем для простоты, что электроны в подзонах 1 и 3 заполняют состояния на дне подзоны до соответствующего квазиуровня Ферми. Состояния в подзоне 2, где электроны оказываются в результате процесса оже-типа $31 \rightarrow 22$, расположены далеко от дна подзоны, т.к. в силу законов сохранения энергии и импульса они характеризуются при не очень малых значениях расстройки резонанса η достаточно большими значениями волновых векторов \mathbf{k}_{21} и \mathbf{k}_{22} . Поэтому заполнение этих состояний можно не учитывать. Тогда для полной вероятности переходов $31 \rightarrow 22$ имеем:

$$W_{31,22} = \frac{S^3}{(2\pi)^6} \int_{k_1 \leq k_{1F}} d\mathbf{k}_1 \int_{k_3 \leq k_{3F}} d\mathbf{k}_3 \int d\mathbf{q} W(\mathbf{k}_3, \mathbf{k}_1; \mathbf{k}_3 - \mathbf{q}, \mathbf{k}_1 + \mathbf{q}), \quad (2.11)$$

где k_{iF} – граничные волновые числа Ферми для i -ой подзоны. Представим δ -функцию в правой части (2.1) в виде

$$\begin{aligned} \Delta &= \delta(E_{3\mathbf{k}_3} + E_{1\mathbf{k}_1} - E_{2(\mathbf{k}_3 - \mathbf{q})} - E_{2(\mathbf{k}_1 + \mathbf{q})}) = \\ &= \frac{m_c}{\hbar^2} \delta(\lambda - q^2 - \mathbf{q} \cdot (\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_3)), \end{aligned} \quad (2.12)$$

где

$$\lambda = \frac{m_c}{\hbar^2} (E_{30} + E_{10} - 2E_{20}) \equiv \frac{m_c}{\hbar^2} \eta \cong \frac{m_c}{\hbar} (\omega - \omega_{21}). \quad (2.13)$$

Выполняя с помощью δ -функции интегрирование по углу между двумерными векторами \mathbf{q} и $(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_3)$, получим вместо Δ выражение

$$\Delta \rightarrow \frac{m_c}{\hbar^2 \sqrt{(q|\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_3| - \lambda + q^2)(q|\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_3| + \lambda - q^2)}}. \quad (2.14)$$

Пределы интегрирования по $q = |\mathbf{q}|$ в (2.11) таковы, что подкоренное выражение в знаменателе (2.14) всегда положительно. Вводя безразмерные величины

$$\tilde{n}_i \equiv 4a^2 n_i, \quad \tilde{\mathbf{k}}_i \equiv 2a\mathbf{k}_i, \quad \tilde{k}_{Fi} \equiv 2ak_{Fi} = 2\sqrt{\pi \tilde{n}_i}, \quad \tilde{\lambda} = 4\lambda a^2,$$

$$s^2(\theta) = \frac{1}{2} |\tilde{\mathbf{k}}_1 - \tilde{\mathbf{k}}_3| = \frac{1}{2} \sqrt{\tilde{k}_1^2 + \tilde{k}_3^2 - 2\tilde{k}_1 \tilde{k}_3 \cos \theta}, \quad (2.15)$$

$$p^2(\theta) = \frac{1}{2} \sqrt{\tilde{k}_1^2 + \tilde{k}_3^2 - 2\tilde{k}_1 \tilde{k}_3 \cos \theta + 4\tilde{\lambda}},$$

где n_i – концентрации носителей в i -ой зоне, θ – угол между \mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_3 , получим:

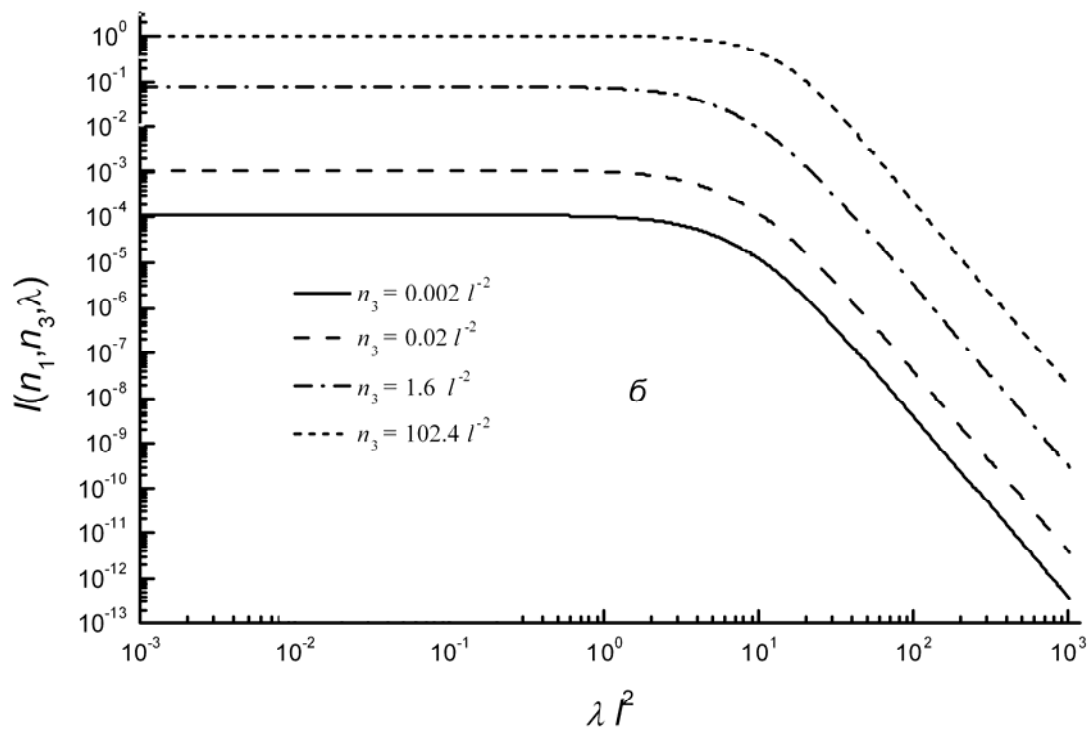
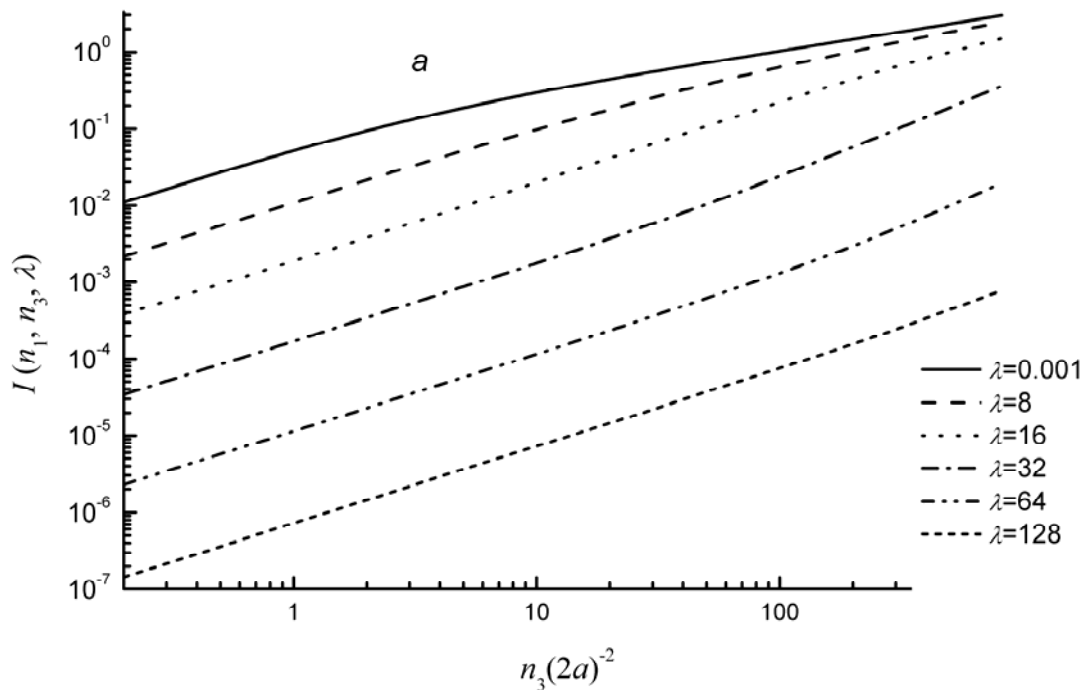


Рис. 2.2. Интеграл $I^{(d)}(\tilde{n}_1, \tilde{n}_3, \tilde{\lambda})$ в формулах (2.15, 2.16) как функция от \tilde{n}_3 при различных значениях $\tilde{\lambda}$ (а) и как функция $\tilde{\lambda}$ при различных значениях \tilde{n}_3 (б); $\tilde{n}_1 = 0.5$

$$W_{31,22} = S \frac{16m_e e^4}{\hbar^3 l^2 \varepsilon_L^2} I(\tilde{n}_1, \tilde{n}_2, \tilde{\lambda}), \quad (2.16)$$

$$\begin{aligned} I(\tilde{n}_1, \tilde{n}_3, \tilde{\lambda}) &\approx 2\beta I^{(d)}(\tilde{n}_1, \tilde{n}_3, \tilde{\lambda}) = \\ &= 2\beta \int_0^{\sqrt{2\pi\tilde{n}_1}} \tilde{k}_1 d\tilde{k}_1 \int_0^{\sqrt{2\pi\tilde{n}_3}} \tilde{k}_3 d\tilde{k}_3 \int_{-\pi}^{\pi} d\theta \int_{|s^2(\theta)-p^2(\theta)|}^{s^2(\theta)+p^2(\theta)} d\xi \xi \times \\ &\quad \times \frac{(M^{(d)}(\xi))^2}{\sqrt{\{\xi^2 - [s^2(\theta) - p^2(\theta)]^2\} \{[s^2(\theta) + p^2(\theta)]^2 - \xi^2\}}}. \end{aligned} \quad (2.17)$$

Коэффициент β описывает слабую интерференцию прямого и обменного вкладов в вероятность перехода $31 \rightarrow 22$. Как показывают более детальные вычисления, этот коэффициент слабо отличается от единицы. Очевидно, что $I^{(d)}(\tilde{n}_1, \tilde{n}_3, \tilde{\lambda}) = I^{(d)}(\tilde{n}_3, \tilde{n}_1, \tilde{\lambda})$. Детальный анализ соотношений (2.16, 2.17) показывает, что при $\tilde{\lambda} \lesssim 1$ имеет место следующее приближенное соотношение:

$$I^{(d)}(\tilde{n}_1, \tilde{n}_3, \tilde{\lambda}) \approx \frac{r\tilde{n}_1\tilde{n}_3}{\sqrt{\tilde{n}_1 + \tilde{n}_3 + b}}, \quad (2.18)$$

где $r \cong 0.04437$, $b \cong 4.88$. При $\tilde{\lambda} \gtrsim 30$

$$I^{(d)}(\tilde{n}_1, \tilde{n}_3, \tilde{\lambda}) \approx \frac{r \tilde{n}_1 \tilde{n}_3}{\sqrt{\tilde{n}_1 + \tilde{n}_3 + b} (\tilde{\lambda}/c)^8}, \quad (2.19)$$

где $c \cong 7.37$. При очень больших $\tilde{\lambda}$ $I^{(d)}(\tilde{n}_1, \tilde{n}_3, \tilde{\lambda}) \propto \tilde{\lambda}^{-4}$. Зависимости $I^{(d)}$ от \tilde{n}_3 и $\tilde{\lambda}$ при $\tilde{n}_1 = 0.5$ приведены на рис. 2.2 (а, б).

§ 2.3. Скорости межподзонной релаксации электронов в квантовых ямах

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, [42-52]). Сложность задачи обусловлена тем, что наличие конфайнмента существенным образом модифицирует не только электронный спектр системы, но также и колебательный спектр и электрон-колебательное взаимодействие. Необходимо, в частности, корректный учет взаимодействия электронов как с конфайнментными, так и с интерфейсными модами. Межподзонное рассеяние рассматривалось в работах [45, 52]. В актуальном для нас случае, когда энергия продольного оптического фонона $\hbar\omega_L$ мала по сравнению с энер-

гией E_{01} нижней подзоны в яме, выражение для скорости переходов между первой и второй подзонами, полученное в работе [45], принимает вид:

$$W_{21}^{(R)} \approx \frac{e^2 m_c \omega_L a}{2\pi^2 \hbar^2} \left(\frac{1}{\varepsilon_\infty} - \frac{1}{\varepsilon_0} \right), \quad (2.20)$$

где ε_∞ и ε_0 – высокочастотная и статическая диэлектрические проницаемости. В работе [52] вместо (2.20) получено выражение

$$W_{21}^{(G)} \approx 4\pi W_{21}^{(R)} \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_\infty}} \Lambda, \quad (2.21)$$

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

§ 2.4. Уравнения баланса для заселенностей электронов в подзонах размерного квантования

Кинетику фотопереходов в квантовых ямах мы будем описывать с помощью уравнений баланса для населенностей электронов в подзонах. Ясно, что такой подход к решению задачи является весьма грубым, т.к. явным образом не учитывается кинетика электронов внутри каждой из подзон. Вместе с тем, имеется ряд факторов, которые все же позволяют считать данное приближение удовлетворительным. Прежде всего, это малость вероятностей запрещенных непрямых внутризонных фотопереходов по сравнению с вероятностями разрешенных прямых межподзонных переходов. Внутриподзонные и непрямые межподзонные фотопереходы приводят к появлению высокоэнергетических хвостов функций распределения электронов в подзонах. Однако число электронов в этих хвостах незначительно, как из-за слабого внутриподзонного поглощения, так и благодаря коротким временам внутриподзонной релаксации. Роль этих хвостов в принятой модели фотонной лавины мала, и можно считать, что при низких температурах практически все электроны, находящиеся в какой-либо подзоне заполняют состояния на ее дне вплоть до уровня Ферми. При составлении уравнений баланса следует иметь в виду то обстоятельство, что при больших интенсивностях накачки j концентрации электронов во всех трех подзонах размерного квантования в квантовых ямах становятся сопоставимыми. При этом следует учитывать межподзонные переходы как с поглощением, так и с испусканием фотона. Сказанное не относится к переходам $2 \rightarrow 1$, так как электроны, попавшие в подзону 2 из подзоны 1 за счет слабого поглощения света и из подзоны 3 благодаря межподзонной релаксации и оже-процессам $31 \rightarrow 22$, сначала оказываются в состояниях, далеких от дна подзоны 2. Затем за времена $\sim 10^{-13}$ с они релаксируют в область

вблизи дна подзоны, откуда вынужденные переходы в подзону 1 с испусканием фотона невозможны из-за отсутствия резонанса.

Система уравнений для концентраций электронов в трех подзонах зоны проводимости имеет вид:

$$\begin{aligned}\dot{n}_3 &= -(W_{31} + W_{32})n_3 + \sigma_{23}j(n_2 - n_3) - W_{31,22}(n_1, n_3), \\ \dot{n}_2 &= -W_{21}n_2 - \sigma_{23}j(n_2 - n_3) + W_{32}n_3 + 2W_{31,22}(n_1, n_3) + \sigma_{12}jn_1, \\ \dot{n}_1 &= -\sigma_{12}jn_1 + W_{21}n_2 + W_{31}n_3 - W_{31,22}(n_1, n_3)\end{aligned}\quad (2.22)$$

с начальными условиями $n_i(0) = n_0\delta_{1i}$. В формулах (2.22) W_{ij} ($i > j$) – скорости релаксационных переходов из i -й подзоны в j -ю, σ_{ji} – сечения оптических переходов между j -ой и i -ой подзонами. При численных расчетах удобно пользоваться уравнениями баланса именно в форме (2.22), хотя благодаря соотношению $n_1 + n_2 + n_3 = n_0$ можно свести (2.22) к системе из двух нелинейных уравнений. Оценка сечений σ_{ji} производится с учетом того, что матричные элементы переходов в случае поля, направленного вдоль оси роста наноструктуры Z , для квантовой ямы с бесконечными стенками равны:

$$\langle c_i, \mathbf{k}_i | Z | c_j, \mathbf{k}_j \rangle = \frac{8a}{\pi^2} \frac{ij(1 - \delta_{ij})}{(i^2 - j^2)} [1 - (-1)^{i+j}] \delta(\mathbf{k}_i - \mathbf{k}_j), \quad (2.23)$$

а типичные ширины полос межподзонного поглощения составляют $10 \div 30$ мэВ (см., например обзор [53]). Тогда для резонансных переходов между соседними подзонами получим $\sigma_{i,i+1} \sim 4 \text{ см}^2/(\text{пс} \cdot \text{МВт}) (a/10 \text{ нм})^2$. Значение σ_{12} для нерезонансного непрямого перехода уменьшается с увеличением расстройки резонанса η [см. формулу (2.6)]. При $\eta \sim 100$ мэВ величина σ_{12} оказывается на $4 \div 5$ порядков меньше, чем σ_{23} .

Вообще говоря, положение пиков и интенсивности межподзонных переходов зависят от уровня легирования квантовой ямы, в том числе, благодаря многочастичным эффектам. Теоретическое рассмотрение соответствующего круга вопросов дано в обзоре [54]. Как показывает сравнение теории с экспериментом (см., например, [55]), вклад в коротковолновый сдвиг пиков межподзонного поглощения инфракрасного 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 рассматриваемой нами ситуации уровень легирования, т.е. величина n_0 , не меняется. В принципе, перераспределение электронов между подзонами 1, 2, 3 может оказывать некоторое влияние на величины $\sigma_{i,i+1}$. По-видимому, этим эффектом можно пренебречь в случае, когда плазменная частота электронов в квантовой яме ω_p мала по сравнению с зазорами ω_{ij} между подзонами размерного квантования. В случае глубоких и узких

квантовых ям (см. ниже обсуждение в § 2.5) это условие выполняется при всех актуальных концентрациях n_0 . Впрочем, сколько-нибудь корректный учет этого эффекта весьма сложен и выходит за рамки нашего анализа.

Вернемся к формулам (2.16–2.19). Если безразмерный параметр расстройки резонанса $\tilde{\lambda} \approx 1$, то скорость $W_{31,22}$ переходов оже-типа $31 \rightarrow 22$ слабо зависит от $\tilde{\lambda}$ и может быть представлена в виде

$$W_{31,22} \approx 4m_c \left(\frac{e^2 a}{\hbar \varepsilon_L} \right)^2 n_1 n_3 \equiv \gamma n_1 n_3. \quad (2.24)$$

В этом случае система уравнений баланса (2.22) приводится к более простой форме:

$$\begin{aligned} \dot{n}_3 &= -(W_{31} + W_{32})n_3 + \sigma_{23}j(n_2 - n_3) - \gamma n_3(n_0 - n_2 - n_3), \\ \dot{n}_2 &= -W_{21}n_2 - \sigma_{23}j(n_2 - n_3) + W_{32}n_3 + 2\gamma n_3(n_0 - n_2 - n_3) + \\ &\quad + \sigma_{12}j(n_0 - n_2 - n_3). \end{aligned} \quad (2.25)$$

Относительная простота системы нелинейных уравнений (2.25) позволяет провести ее качественное исследование с помощью стандартных методов нелинейной динамики. Как нетрудно убедиться, для системы (2.25) имеются две стационарные точки, а именно, стабильный узел и не-стабильный узел. При $\sigma_{12} = 0$ (отсутствует поглощение света на нерезонансных переходах между первой и второй подзонами размерного квантования) и $n_0\gamma > W_{pq}$ эти две стационарные точки вырождаются в одну при бифуркационном значении интенсивности $j = j_{th}$, где

$$j_{th} = \frac{W_{21}(n_0\gamma + W_{31} + W_{32})}{\sigma_{23}(n_0\gamma - W_{21} - W_{32})}. \quad (2.26)$$

При $\sigma_{12} \neq 0$ бифуркационная интенсивность j_{th} оказывается комплексной величиной: $\tilde{j}_{th} = j'_{th} + i j''_{th}$. Однако для актуальных значений σ_{pq} , W_{qp} и n_0 имеет место неравенство: $j''_{th} \ll j'_{th}$. Поэтому при j , близких к j'_{th} , особенности решений нелинейной системы (2.25) сохраняются, становясь с увеличением σ_{12} все более сглаженными. Эти особенности проявляются в виде резкого возрастания квазиравновесных значений n_2 и n_3 и убывания n_1 при увеличении j вблизи j_{th} . При интенсивностях света, близких к j_{th} происходит также резкое возрастание времени τ_{eq} установления квазиравновесных населенностей. Для населенностей n_p , близких к квазиравновесным значениям $n_{p\infty}$, выполняется соотношение $|n_{p\infty} - n_p| \approx n_{p\infty} \exp(-t/\tau_c)$, где τ_c можно назвать временем эквilibрации. Для систем, подобных рассматриваемым нами, обычно $\tau_{eq} \sim 3 - 5 \tau_c$. При $j = j_{th}$, и при выполнении неравенства $n_0\gamma > W_{pq}$ получим:

$$\tau_c \sim \frac{1}{2W_{21}} \sqrt{\frac{n_0 \gamma \sigma_{23}}{\sigma_{12}(W_{21} + 2W_{31} + W_{32})}}. \quad (2.27)$$

В отличие от пороговой интенсивности j_{th} время эквипирации τ_c зависит от сечения σ_{12} оптического поглощения на переходах между подзонами 1 и 2, уменьшаясь при увеличении σ_{12} .

§ 2.5. Результаты численного решения уравнений баланса и их обсуждение

Результаты численного решения системы нелинейных уравнений (2.22) даны на рис. 2.3–2.6. На рис. 2.3 представлены типичные зависимости концентраций n_i от времени t , прошедшего с начала импульса накачки с интенсивностью $j = 0.7 \text{ МВт/см}^2$.

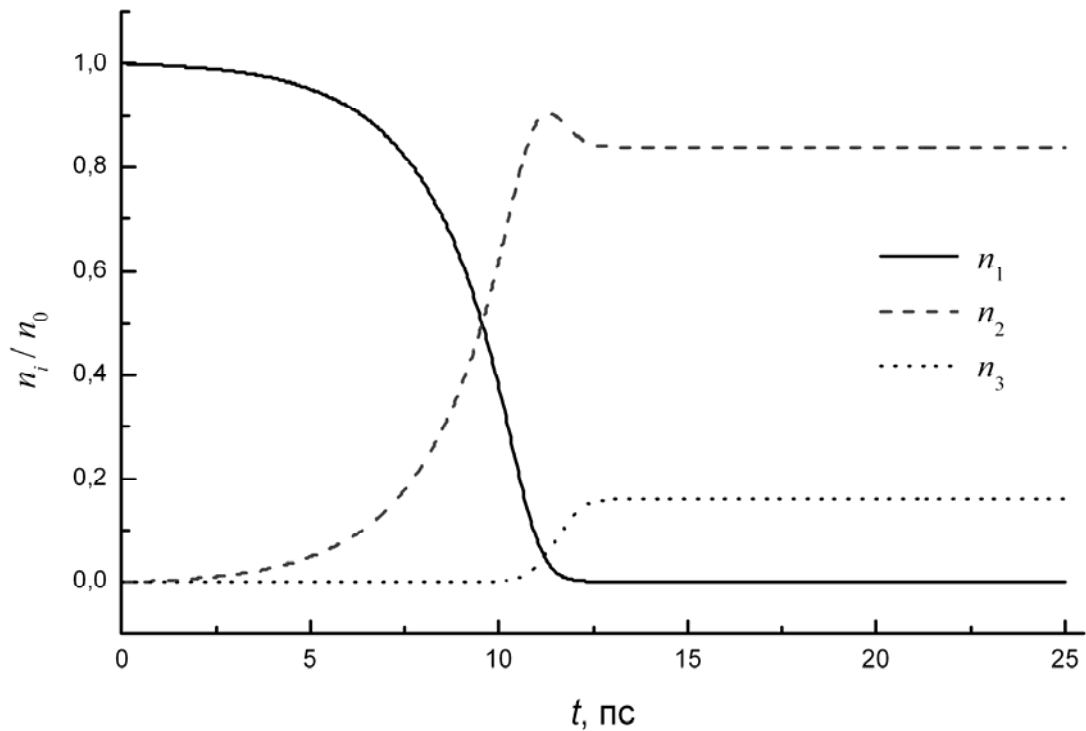


Рис. 2.3. Зависимости концентраций носителей в подзонах от времени с момента включения импульса накачки (пояснения в тексте)

В расчете использовались следующие значения параметров, фигурирующих в правых частях уравнений (2.22): $n_0 = 0.25 \cdot a^{-2}$, $a = 0.5 \cdot 10^{-6} \text{ см}$, $\eta = 0.01 \text{ эВ}$, $W_{31} = 2 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$, $W_{32} = 0.8 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$, $W_{21} = 0.9 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$, $\beta = 1.1$, $\sigma_{12} = 0.003 \text{ см}^2/(\text{пс} \cdot \text{МВт})$, $\sigma_{23} = 2 \text{ см}^2/(\text{пс} \cdot \text{МВт})$. Видно, что при $t > \tau_{eq}$ (в данном случае $\tau_{eq} \approx 12.5 \text{ пс}$) устанавливается квазиравновесное распределение электронов в подзонах 1, 2, 3, причем концентрация электронов в подзонах 2 и 3 оказывается при выбранных значениях параметров выше, чем в нижней подзоне 1.

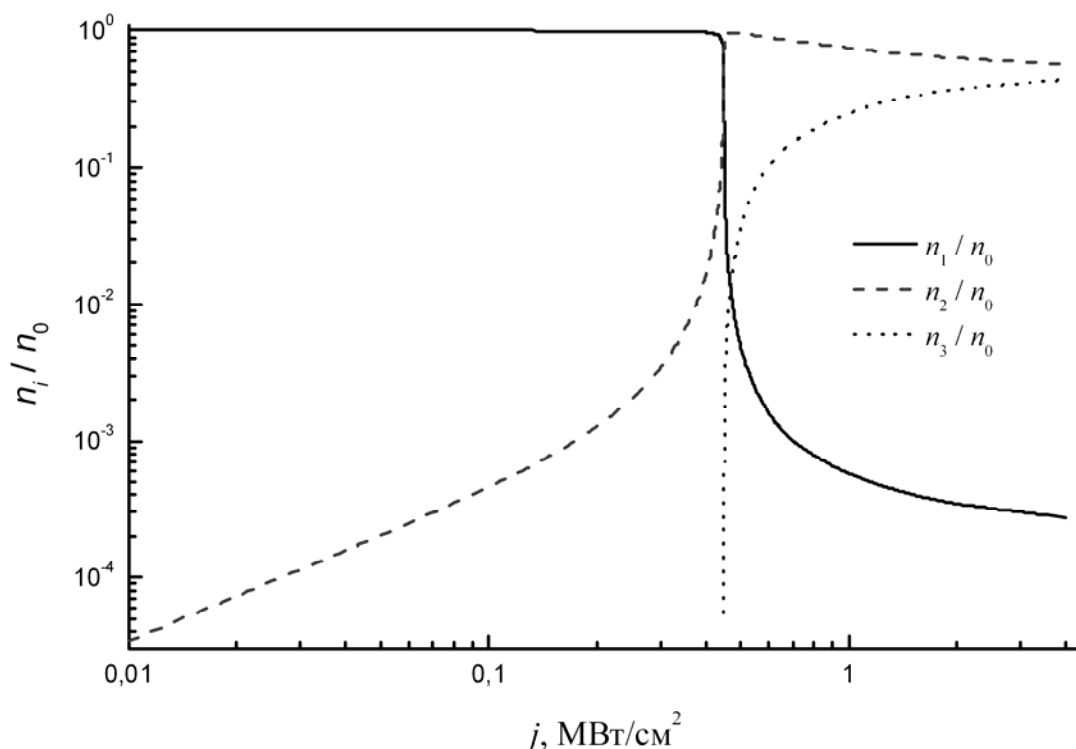


Рис. 2.4. Зависимости квазиравновесных концентраций носителей в подзонах от интенсивности накачки (пояснения в тексте)

На рис. 2.4 приведены зависимости квазиравновесных заселенностей подзон 1, 2 и 3 от интенсивности накачки. Используются те же значения параметров, что и для кривых на рис. 2.3. Видно, что имеется пороговое значение интенсивности $j = j_{th}$, вблизи которого происходит резкое возрастание n_2 и n_3 и, соответственно, резкое уменьшение n_1 . В данном случае $j_{th} \approx 0.45$ МВт/см². Величина j_{th} не зависит от сечения поглощения на переходах между подзонами 1 и 2, так же, как и значения $n_i(j)$ при $j > j_{th}$. Это иллюстрируется рис. 2.5, где приведены зависимости $n_2(j)$ при четырех различных значениях σ_{12} от $3 \cdot 10^{-7}$ до $3 \cdot 10^{-1}$ см²/(пс·МВт). При этом крутизна изменения величин $n_i(j)$ вблизи j_{th} резко увеличивается, а значения этих величин в области ниже порога $j < j_{th}$ быстро падают с уменьшением σ_{12} .

На рис. 2.6 изображены зависимости времени установления квазиравновесного распределения электронов τ_{eq} от интенсивности накачки j при различных значениях σ_{12} . Видно, что вблизи $j = j_{th}$ величины τ_{eq} резко возрастают, причем и этот эффект сильнее выражен при малых σ_{12} , когда τ_{eq} вблизи пороговой интенсивности увеличиваются почти на три порядка.

Из представленных выше результатов следует, что благодаря эффекту фотонной лавины в легированных квантовых ямах можно за времена \sim

$1 \div 100$ пс переключить материал из состояния I в состояние II. В состоянии I практически все электроны находятся в нижней подзоне, длинноволновый свет поглощается слабо. В состоянии II электроны заселяют вторую и третью подзоны, а в нижней подзоне их концентрация мала, так что возникает инверсия заселенностей между подзонами 2 и 1, а также 3 и 1. Поглощение света в состоянии II резко возрастает. Если симметрия квантовой ямы такова, что переходы между подзонами 3 и 1 разрешены, то на этих переходах возможна фотолуминесценция с длиной волны, меньшей, чем у возбуждающего света.

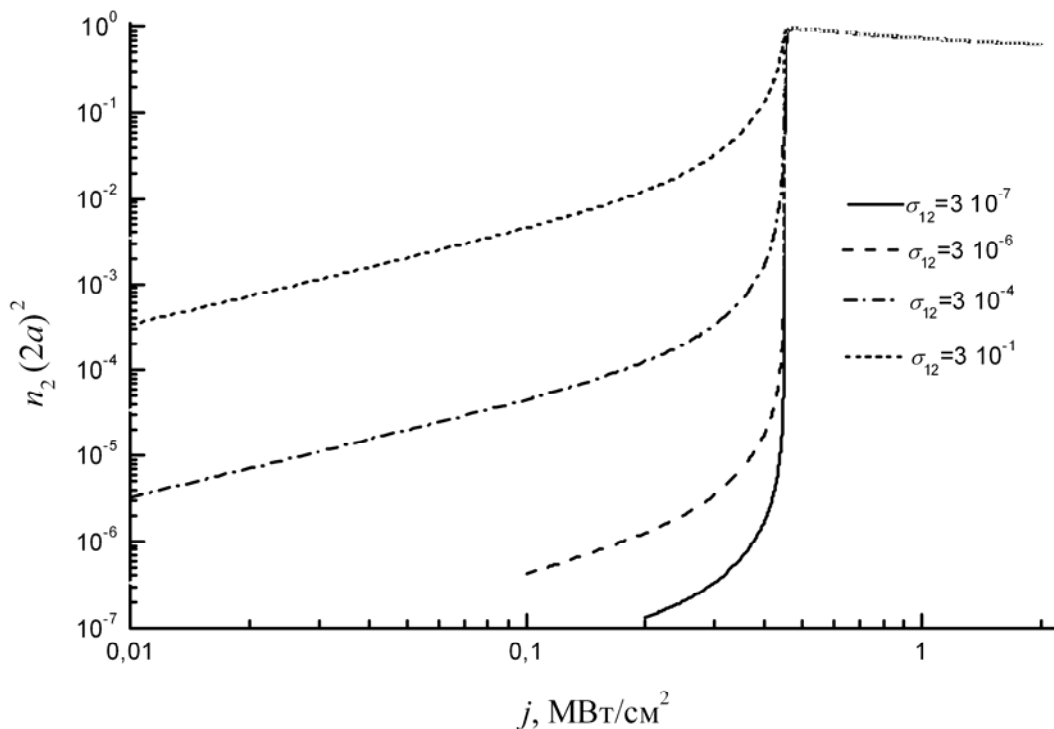


Рис. 2.5. Зависимости концентрации носителей в подзоне 2 от интенсивности накачки при различных значениях сечения поглощения света σ_{12} на переходах между 1-й и 2-й подзонами; значения σ_{12} на рис. даются в единицах $\text{см}^2/(\text{МВт}\cdot\text{пс})$ (пояснения в тексте)

Плотность энергии E_{sw} , которую нужно затратить для переключения, оказывается очень малой $E_{\text{sw}} \sim 10 \div 100$ фДж/мкм², что на 6–7 порядков ниже аналогичной величины для систем с примесными редкоземельными ионами (см. гл. 1).

Особый интерес представляет эффект фотонной лавины в системах с глубокими квантовыми ямами, где переходы идут в ближнем инфракрасном диапазоне. В качестве примера можно привести систему SrS/CdSe с зонной структурой типа I, где глубина ямы для электронов составляет $\Delta E_c = 1.56$ эВ [56]. При ширине ямы $2a = 3$ нм $E_{30} - E_{20} \approx 0.67$ эВ, а $E_{20} -$

$E_{10} \approx 0.41$ эВ. Другим примером является система InGaAs/AlAsSb с зонной структурой типа II [57, 58], где глубина ямы для электронов $\Delta E_c = 1.74$ эВ. В работе [57] наблюдались межподзональные переходы с энергией кванта 0.52 эВ. В [59] сообщается о наблюдении межподзональных переходов с длиной волны 1.26 мкм (0.98 эВ) в системе $\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}/\text{AlAs}$. Ширины ям, легированных кремнием до $1.4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, составляли 5 монослоев. По-видимому, в таких ямах за счет увеличения времен межподзональной релаксации электронов, можно получить значения пороговых интенсивностей j_{th} , по крайней мере, на порядок меньшие, чем получаются в приведенных выше расчетах.

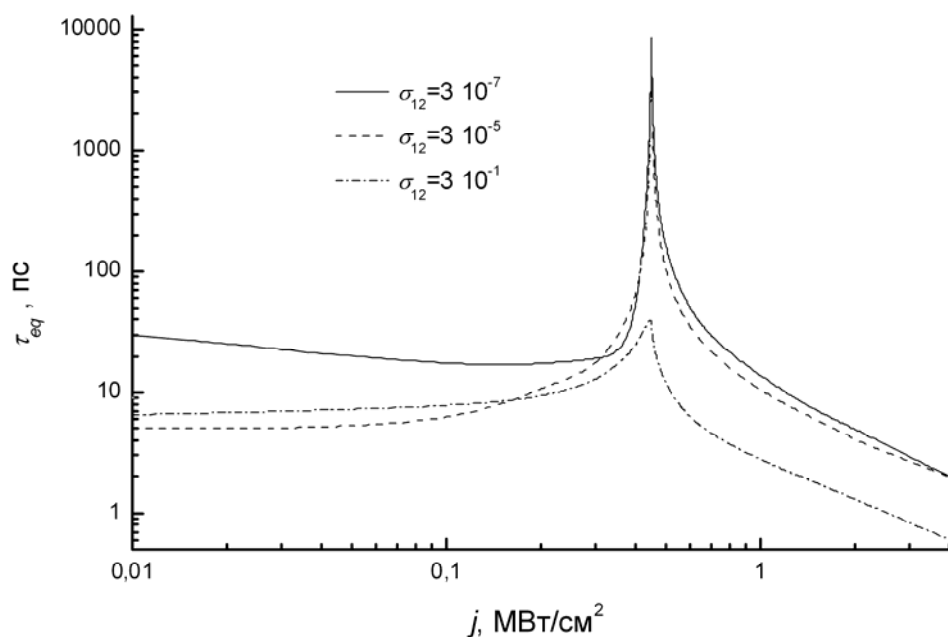


Рис. 2.6. Зависимости времен τ_{eq} установления квазиравновесного распределения электронов по подзонам от интенсивности накачки j при различных значениях σ_{12}

Рассмотренная в работе схема фотонной лавины в квантовой яме может быть расширена за счет включения фотопереходов между подзоной 3 и надбарьерными состояниями непрерывного спектра, а также одно- или многофотонных переходов между валентной зоной и нижней подзоной размерного квантования в яме для электронов. В этом случае требуется также учесть захват квантовыми ямами электронов из состояний непрерывного спектра. Кроме того, в такой схеме не обязательно легирование квантовой ямы, т.к. «затравочные» электроны для формирования фотонной лавины поступают в квантовую яму из валентной зоны. Анализ такой расширенной схемы фотонной лавины, в рамках которой возможно возникновение фотопроводимости в направлении оси роста наноструктуры, будет дан в следующей главе.

ГЛАВА 3. КАСКАДНО-ЛАВИННАЯ АПКОНВЕРСИЯ И ГЕНЕРАЦИЯ НЕРАВНОВЕСНЫХ ЭЛЕКТРОН-ДЫРОЧНЫХ ПАР В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ ТИПОВ II И I С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ

§ 3.1. Схема каскадно-лавиновой апконверсии в квантовых ямах типа II

Предлагаемые в этой главе схемы фотонной лавины в системах с квантовыми ямами типов II и I существенно отличаются от рассмотренной в главе 2 и позволяют при умеренных интенсивностях накачки получить люминесценцию с длиной волны в 3-5 раз большей, чем у возбуждающего света. При этом энергия переключения $E_{sw} \sim 1 \div 10$ пДж/мкм², т.е. на 4-5 порядков ниже, чем в системе примесных 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 нашем рассмотрении упрощенного подхода удастся получить качественную картину процесса, основные особенности которой сохранятся и при более детальном анализе.

Процессы генерации сильным низкочастотным светом неравновесных электрон-дырочных пар в полупроводниках и диэлектриках изучены достаточно подробно (см., например, [60]). 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 электрон-дырочной пары. 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 электрон-дырочной пары занимают многофотонные процессы оже-типа [21, 22, 25], о которых говорилось в § 1.3. В этом случае основная часть энергии, необходимой для рождения электрон-дырочной пары, 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 электрон-дырочных пар с энергией, большей $3\hbar\omega$, оказывается возможной лишь при интенсивностях света $j \gtrsim 10^9$ Вт/см². Сказанное относится и к многофотонной генерации электрон-дырочных пар в системах с квантовыми ямами, хотя в таких системах скорость генерации убывает с ростом числа фотонов, участвующих в элементарном акте перехода, медленнее, чем в объемных материалах [61]. Мы здесь исключаем из рассмотрения излучение дальнего инфракрасного диапазона, для которого в ряде

случаев достаточно большими оказываются вероятности переходов с участием большого числа фотонов [62-67], и считаем, что частота света ω велика по сравнению энергиями колебательных возбуждений кристалла.

В данной главе фактически предлагается принципиально новый и исключительно эффективный механизм, позволяющий генерировать большое число неравновесных электрон-дырочных пар с энергией возбуждения $\sim 3-5 \hbar\omega$ при умеренных интенсивностях длинноволнового света $j \sim 10^4 \div 10^6$ Вт/см².

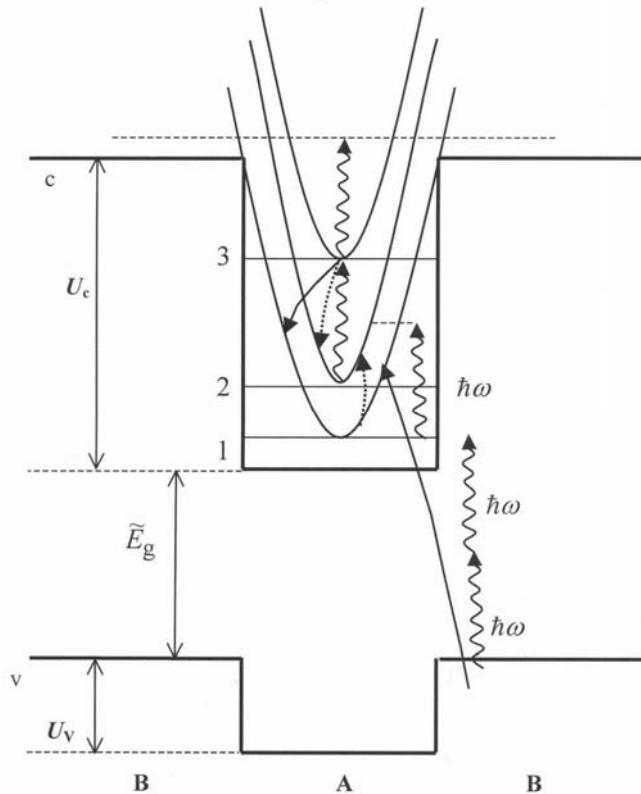


Рис. 3.1. Схема переходов в квантовой яме типа II при каскадно-лавинной апконверсии. Вертикальные волнистые линии со стрелками обозначают оптические переходы, сплошные линии со стрелками – оже-переходы $3v \rightarrow 11$, а пунктирные линии со стрелками – оже-переходы $31 \rightarrow 22$

Рассмотрим гетероструктуру с зонной схемой типа II, состоящую из компонент A и B (см. рис. 3.1). Область с шириной $2a$, занимаемая компонентой A гетероструктуры (область A), является прямоугольной ямой для электронов с глубиной U_c и прямоугольным барьером для дырок высотой U_v . Считаем, что глубина ямы U_c достаточно велика ($\sim 1,5-2$ эВ). Вне указанной области находится компонента B (область B). Как и в главе 2, считаем, что в яме для электронов имеются три подзоны размерного квантования и что энергетические зазоры между подзонами $\hbar\omega_{ij}$ велики по сравнению с T . Предполагается также, что $\omega_{32} > \omega_{21}$, а частота падающего света

$\omega \approx \omega_{32}$ ($\hbar\omega \sim 0.5\text{--}0.8$ эВ). В отличие от главы 2, считаем, что в равновесных условиях электронные состояния в квантовой яме не заселены (рассматривается также случай, когда имеется небольшое число электронов в подзоне 1, см. § 3.4). 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 идти 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 между валентной зоной в области B и нижней подзоной 1 в квантовой яме и между подзонами 1 и 2 некоторое число электронов все же оказывается в состояниях с $\mathbf{k}_\perp \neq 0$ подзоны 2. Далее развивается фотонная лавина, как это описывается в § 2.1. Подчеркнем, что ядром описанного там механизма (назовем его механизмом I) запуска фотонной лавины является сильное поглощение света на переходах между возбужденными состояниями системы в сочетании с оже-переходом $31 \rightarrow 22$, ведущим к размножению электронов в подзоне 2.

В отличие от модели фотонной лавины в легированной квантовой яме (глава 2), в случае фотонной лавины в гетероструктуре типа II появляется и играет существенную роль еще один процесс оже-типа $3v \rightarrow 11$: электрон из подзоны 3 взаимодействует с электроном из валентной зоны области B и они оба попадают в подзону 1¹ (см. § 3.3). При этом увеличивается общее число электронов в квантовой яме, что приводит к снижению пороговой интенсивности света j_{th} . Этот процесс оже-типа 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 $1 \rightarrow 3$) не способен вызвать фотонную лавину.

¹ Точнее говоря, электрон в подзоне 3, переходя в подзону 1, рождает пару, состоящую из дырки в валентной зоне в области B и электрона в подзоне 1 квантовой ямы.

В данном разделе мы также явно включаем в рассмотрение фотопереходы из подзоны 3 в состояния непрерывного спектра зоны проводимости c , процессы захвата электронов из непрерывного спектра на уровни в квантовых ямах и процессы рекомбинации неравновесных фотовозбужденных электронов и дырок.

§ 3.2. Переходы между состояниями электронов в квантовой яме и состояниями непрерывного спектра в валентной зоне и зоне проводимости

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

$$\psi_n(\mathbf{r}) = \sum_{\boldsymbol{\mu}, \mathbf{R}_i} e^{i\mathbf{k}_{\perp} \mathbf{R}_i} \beta_n(R_{i\parallel}) e^{i\boldsymbol{\mu}(\mathbf{r}-\mathbf{R}_i)} u_{n,\boldsymbol{\mu}}(\mathbf{r}), \quad (3.1)$$

где $u_{n,\boldsymbol{\mu}}(\mathbf{r})$ – блоховские амплитуды для n -й зоны. Суммирование в правой части (3.1) проводится по волновым векторам $\boldsymbol{\mu}$ и узлам кристаллической решетки \mathbf{R}_i . В приведенных ниже формулах фигурируют безразмерные координаты и волновые векторы, измеряемые соответственно в единицах a и a^{-1} . 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:

$$\beta_v^{(\pm)}(z) = \frac{1}{2L^{1/2}} \begin{cases} e^{-ik_{v\parallel}(z+1)} + e^{ik_{v\parallel}(z+1)} \gamma^{(\pm)}, & z < -1, \\ \frac{\varphi^{(\pm)}}{\gamma_+^{(\pm)}}, & -1 \leq z \leq 1, \\ e^{ik_{v\parallel}(z-1)} + e^{-ik_{v\parallel}(z-1)} \gamma^{(\pm)}, & z > 1, \end{cases} \quad (3.2)$$

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

где

$$\varphi^{(\pm)}(z) = \begin{cases} -\operatorname{sh} \kappa z \\ \operatorname{ch} \kappa z \end{cases}, \quad \gamma^{(\pm)} = \frac{\gamma_{\pm}^{(\pm)}}{\gamma_{\pm}^{(\pm)}}, \quad \gamma_{\pm}^{(\pm)} = \begin{cases} ik_{\parallel} \operatorname{ch} \kappa \pm \kappa \operatorname{sh} \kappa \\ ik_{\parallel} \operatorname{sh} \kappa \pm \kappa \operatorname{ch} \kappa \end{cases}, \quad \eta_i = \sqrt{k_0^2 - k_i^2} \quad (3.3)$$

$$k_{\parallel} = \frac{a}{\hbar} \sqrt{2m_v E_{\parallel}}, \quad \kappa = \frac{a}{\hbar} \sqrt{2m_v (U_v - E_{\parallel})}, \quad k_0 = \frac{a}{\hbar} \sqrt{2m_c U_c}.$$

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

$$\operatorname{tg} k_i = \eta_i / k_i, \quad \operatorname{tg} k_i = -k_i / \eta_i. \quad (3.4)$$

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

$$I_1^{(+)} = v_1^{(+)} [\xi_1 \cos k_1 (\eta_1 \operatorname{ch} \kappa + \kappa \operatorname{sh} \kappa) + \zeta_1 (k_1 \operatorname{ch} \kappa \sin k_1 + \kappa \operatorname{sh} \kappa \cos k_1)], \quad (3.5)$$

$$I_2^{(-)} = -v_2^{(-)} [\xi_2 \sin k_2 (\kappa \operatorname{ch} \kappa + \eta_2 \operatorname{sh} \kappa) + \zeta_2 (\kappa \operatorname{ch} \kappa \sin k_2 - k_2 \cos k_2 \operatorname{sh} \kappa)], \quad (3.6)$$

где

$$v_i^{(\pm)} = 2i \sqrt{\frac{a\eta_i}{L(1+\eta_i)}} \frac{k_{\parallel}}{\xi_i \zeta_i \gamma_{\pm}^{(\pm)}}, \quad \xi_i = k_i^2 + \kappa^2, \quad \zeta_i = k_{\parallel}^2 + \eta_i^2. \quad (3.7)$$

Выражения для вероятностей одно- и двухфотонных переходов между валентной зоной и подзоной 1 имеют вид:

$$\frac{W_{v1}^{(1,2)}}{S} = \frac{1}{2\pi^2 \hbar} \int d^2 k_{\perp} \int dk_{\parallel} |\tilde{M}_1^{(1,2)}(k_{\parallel})|^2 \delta \left(\frac{\hbar^2 k_{\perp}^2}{2m_r} + \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m_v} - a^2 \Delta_v^{(1,2)} \right), \quad (3.8)$$

$$\Delta_v^{(p)} = p\hbar\omega - E_{01} - \tilde{E}_g, \quad \tilde{M}_1^{(1,2)}(k_{\parallel}) = \sqrt{\frac{L}{a}} M_1^{(1,2)}(k_{\parallel}),$$

$$M_1^{(1)}(k_{\parallel}) = i \frac{eF_{\omega}}{m\omega} p_{vc} I_1^{(+)}, \quad (3.9)$$

$$M_1^{(2)}(k_{\parallel}) = \left(\frac{eF_{\omega}}{m\omega} \right)^2 \frac{p_{vc}}{a} \left\{ \frac{mk_{\parallel}}{m_v \omega} I_1^{(+)} + \frac{2i\hbar \cos k_1 \sin k_2}{E_{01} - E_{02} - \hbar\omega} \times \right. \\ \left. \times \sqrt{\frac{\eta_1 \eta_2}{(1+\eta_1)(1+\eta_2)}} \left[\frac{\eta_1}{\eta_1 + \eta_2} + \frac{k_1 (k_2 \operatorname{tg} k_1 \operatorname{ctg} k_2 - k_1)}{k_1^2 - k_2^2} \right] I_2^{(-)} \right\}, \quad (3.10)$$

где $m_r^{-1} = m_c^{-1} + m_v^{-1}$, $E_{0i} = \hbar^2 k_i^2 / 2m_c$ – энергия i -й подзоны при $\mathbf{k}_{\perp} \neq 0$, 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:

$$\frac{W_{v1}^{(1,2)}}{S} = \frac{2m_r}{\pi^2\hbar^3} \int_0^{\frac{a}{\hbar}\sqrt{2m_v\Delta_v}} dk_{v\parallel} |\tilde{M}_1(k_{v\parallel})|^2. \quad (3.11)$$

На рис. 3.2 приведены зависимости $\sigma_{v1}^{(p)} = W_{v1}^{(p)} / (S j^p)$ 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, $m_v = 0.5 m$, $m_c = 0.04 m$. При расчете $\sigma_{v1}^{(2)}$ использовалось $\tilde{E}_g = 0.9$ эВ. При количестве квантовых ям на единицу длины вдоль оси роста наноструктуры $n_w \approx 5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ коэффициент однофотонного поглощения на переходах $v \rightarrow 1$ составляет $10^2 \div 10^3 \text{ см}^{-1}$.

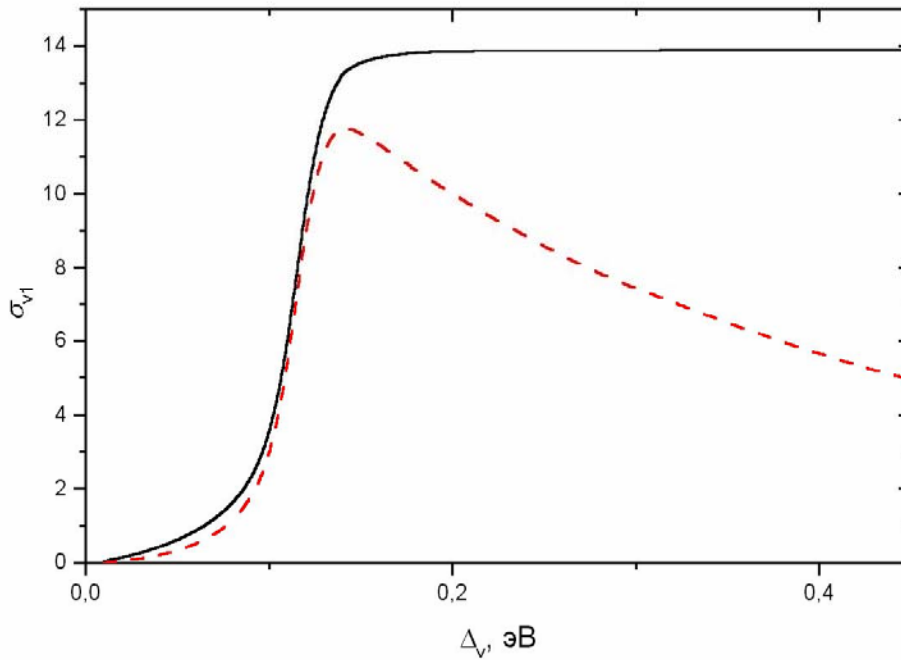


Рис. 3.2. Сечения одно- и двухфотонного поглощения на переходах между валентной зоной в области B и нижней подзоной в квантовой яме; сплошная линия – $\sigma_{v1}^{(1)}, 10^{21} \text{ МВт}^{-1} \text{ с}^{-1}$, штриховая линия – $\sigma_{v1}^{(2)}, 10^{15} \text{ см}^2 \text{ МВт}^{-2} \text{ с}^{-1}$

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

$$W_{3c} = \frac{16 \pi m_e e^2 a^4}{\hbar^3 c \varepsilon_T(\omega) k_c} j |A_3 A_k [j_1(k_c - k_3) + j_1(k_c + k_3) - 2 \cos k_3 \cos(\gamma_c - \varphi - \psi) \sqrt{\gamma_c^2 + (1 + \eta_3)^2} / (\gamma_c^2 + \eta_3^2)]|^2, \quad (3.12)$$

где c – скорость света в вакууме, $\varepsilon_T(\omega)$ – высокочастотная поперечная диэлектрическая проницаемость,

$$\begin{aligned} A_3 &= [(k_3 + \sin k_3 \cos k_3) / k_3 + \cos^2 k_3 / \eta_3]^{-1/2}, \\ A_k &= [\sin^2 k_c + k_c^2 / (k_c^2 - k_0^2 \cos^2 k_c)]^{-1/2}, \\ \gamma_c &= \sqrt{k_c^2 - k_0^2} \equiv \sqrt{2m_e \Delta_c} / \hbar, \quad \Delta_c \equiv E_c - U_c, \\ \varphi &= \arctg[(k_c \operatorname{tg} \gamma_c - \gamma_c \operatorname{tg} k_c) / (k_c + \gamma_c \operatorname{tg} \gamma_c \operatorname{tg} k_c)], \\ \psi &= \arctg\{\gamma_c^{-1}[-1 + \eta_3(1 + 2(\gamma_c^2 + 2\eta_3 + \eta_3^2)^{-1})]\}, \end{aligned} \quad (3.13)$$

где $j_1(z) = \sin z/z^2 - \cos z/z$ – сферическая функция Бесселя 1-го рода. Дисперсия вероятности W_{3c} дана на рис. 3.3. Вообще говоря, зависимость W_{3c}

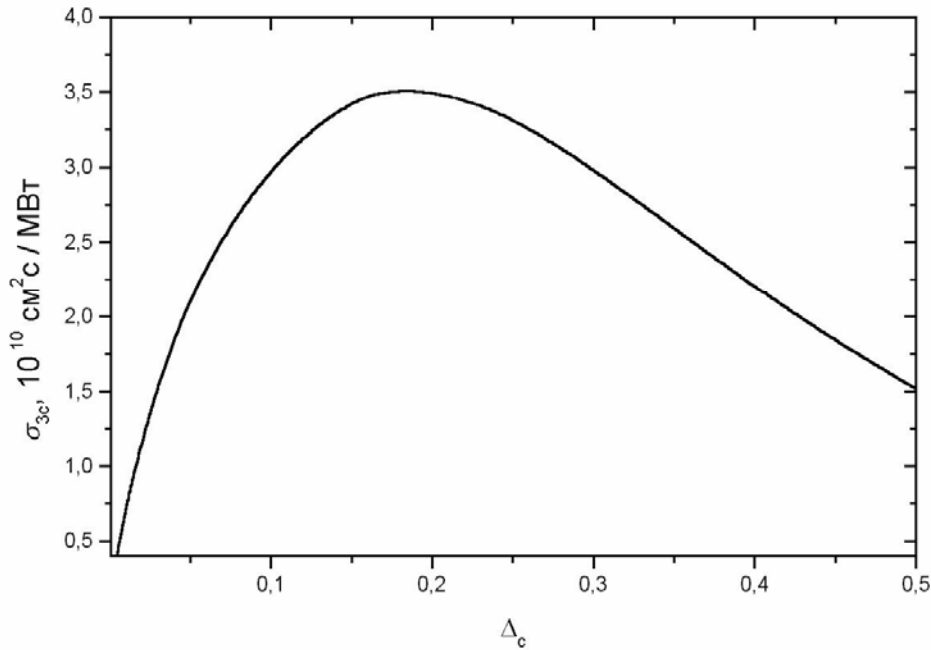


Рис. 3.3. Зависимость сечения σ_{3c} поглощения света на переходе $3 \rightarrow c$ от $\Delta_c = E_{3c} + \hbar\omega - U_c$

от энергии, описываемая формулами (3.12, 3.13), является немонотонной и характеризуется резкими максимумами, связанными с виртуальными состояниями в непрерывном спектре. Эти максимумы, однако, проявляются

при энергиях, по крайней мере, на порядок превышающих те, что актуальны для данной работы.

§ 3.3. Вероятности переходов оже-типа $3v \rightarrow 11$

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

$$\mathbf{q}_0 = \mathbf{k}_{3\perp} - \mathbf{k}_{11\perp} = \mathbf{k}_{12\perp} - \mathbf{k}_{v\perp}. \quad (3.14)$$

Как и при выводе формул (2.16, 2.17) для вероятности переходов, $31 \rightarrow 22$, представим кулоновское взаимодействие в виде разложения в трехмерный ряд Фурье и выполним ряд стандартных преобразований. В результате получим следующее выражение для прямого матричного элемента, построенного на функциях (3.1-3.4):

$$M_{\mathbf{k}_{3\perp}, \mathbf{k}_{v\perp}, \mathbf{k}_{3\perp} - \mathbf{q}_0, \mathbf{k}_{v\perp} + \mathbf{q}_0}^{(d)} = \frac{4\pi e^2}{a\varepsilon_L} \int dq_{\parallel} \iint dz_1 dz_2 \frac{e^{iq_{\parallel}(z_1 - z_2)}}{q_0^2 + q_{\parallel}^2} \times \\ \times \beta_3^*(z_1) \beta_1(z_1) \beta_v^*(z_2) \beta_1(z_2) \Theta_{-\mathbf{q}}^{(cc)} \Theta_{\mathbf{q}}^{(vc)}, \quad (3.15)$$

где

$$\Theta_{\mathbf{q}_0}^{(mn)} = \int d\mathbf{r} u_m^* \mathbf{K}(\mathbf{r}) u_n \mathbf{K} + \mathbf{q}_0(\mathbf{r}) \quad (3.16)$$

– 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,

$$\Theta_{\mathbf{q}}^{(cc)} \cong 1, \quad \Theta_{\mathbf{q}}^{(vc)} \cong \chi \cdot \mathbf{q}_0, \quad \chi \sim \frac{\hbar \pi_{cv}}{m E_g}, \quad (3.17)$$

где

$$\boldsymbol{\pi} = \mathbf{p} + \frac{\hbar}{4mc^2} [\boldsymbol{\sigma}, \nabla V_L], \quad (3.18)$$

\mathbf{p} – оператор импульса, V_L – периодический потенциал решетки, $\boldsymbol{\sigma}$ – матрица Паули. Выполняя в (3.15) интегрирование по dq_{\parallel} , получим

$$M_{\mathbf{k}_{3\perp}, \mathbf{k}_{v\perp}, \mathbf{k}_{3\perp} - \mathbf{q}_0, \mathbf{k}_{v\perp} + \mathbf{q}_0}^{(d)}(k_{v\parallel}) = \frac{4\pi^2 e^2}{\varepsilon_L a^2} \chi_{\parallel} (i\tilde{I}_1 + \sqrt{2} \cos \theta_{\mathbf{q}_0 \pi_{\perp}} \tilde{I}_2) \\ \cong \frac{4\pi^2 e^2 \chi}{S \varepsilon_L \sqrt{L}} \tilde{M}_{\mathbf{k}_{3\perp}, \mathbf{k}_{v\perp}, \mathbf{k}_{3\perp} - \mathbf{q}_0, \mathbf{k}_{v\perp} + \mathbf{q}_0}^{(d)}(k_{v\parallel}), \quad (3.19)$$

где

$$\tilde{I}_1 = \iint dz_1 dz_2 e^{-q_0 |z_1 - z_2|} \text{sign}(z_1 - z_2) \beta_3^*(z_1) \beta_1(z_1) \beta_{\nu k_{\parallel}}^{(+)*}(z_2) \beta_1(z_2), \quad (3.20)$$

$$\tilde{I}_2 = \iint dz_1 dz_2 e^{-q_0 |z_1 - z_2|} \beta_3^*(z_1) \beta_1(z_1) \beta_{\nu k_{\parallel}}^{(-)*}(z_2) \beta_1(z_2). \quad (3.21)$$

Выражение для вероятности перехода запишем в виде:

$$\begin{aligned} W_{3\nu,11} &= \frac{e^4}{(2\pi)^2 \hbar \varepsilon_L^2 a^7} \int d^3 k_{\nu} \int f(k_{3\perp}) d^2 k_{3\perp} \int d^2 q_0 \times \\ &\times |M_{\mathbf{k}_{3\perp}, \mathbf{k}_{\nu\perp}, \mathbf{k}_{3\perp} - \mathbf{q}_0, \mathbf{k}_{\nu\perp} + \mathbf{q}_0}^{(d)}(k_{\parallel}) + M_{\mathbf{k}_{3\perp}, \mathbf{k}_{\nu\perp}, \mathbf{k}_{3\perp} - \mathbf{q}_0, \mathbf{k}_{\nu\perp} + \mathbf{q}_0}^{(e)}(k_{\parallel})|^2 \\ &\times \delta \left[\Delta_{\nu} a^2 - \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m_{\nu}} + \frac{\hbar^2}{m_c} (\mathbf{k}_{3\perp} - \mathbf{k}_{\nu\perp}) \cdot \mathbf{q}_0 - \frac{\hbar^2 q_0^2}{m_c} - \frac{\hbar^2 k_{\nu\perp}^2}{2m_r} \right], \end{aligned} \quad (3.22)$$

где

$$\Delta_{\nu} = (E_{03} - 2E_{01} - \tilde{E}_g), \quad (3.23)$$

$f(\mathbf{k}_{3\perp})$ – функция распределения электронов в подзоне 3. Верхними индексами d и e отмечены прямой и обменный матричные элементы перехода. Вычисление семикратного интеграла в правой части (3.22) существенно упрощается, если учесть, что релаксация электронов внутри подзоны 3 происходит значительно быстрее других релаксационных процессов. В этом случае можно, не теряя точности вычислений, предположить, что все электроны в подзоне 3 находятся вблизи ее дна. Тогда в подынтегральной функции в правой части (3.22) можно положить $\mathbf{k}_{3\perp} = 0$. При этом

$$\int f(k_{3\perp}) d^2 k_{3\perp} = (2\pi)^2 n_3 a^2. \quad (3.24)$$

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

$$\frac{1}{\tau_{\text{aug}}} = \frac{W_{3\nu,11}}{S n_3} = \frac{e^4 m_c \chi_{\parallel}^2}{2 \hbar^3 a^5 \varepsilon_L^2} \int_0^{k_{\nu\perp}^{(m)}} dk_{\nu\perp} \int_0^{k_{\parallel}^{(m)}} dk_{\parallel} \int_{\mathcal{G}_-}^{\mathcal{G}_+} dq_0^2 \frac{|M_{q_0}^{(d)}(k_{\parallel}) + M_{q_0}^{(e)}(k_{\parallel})|^2}{\sqrt{(q_0^2 - \mathcal{G}_-)(\mathcal{G}_+ - q_0^2)}}, \quad (3.25)$$

$$\mathcal{G}_{\pm} = \frac{1}{2}(k_{\nu\perp} \pm \rho), \quad \rho = \sqrt{k_{\nu\perp}^2 + \frac{4m_c}{\hbar^2} \left(\Delta_{\nu} a^2 - \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m_{\nu}} - \frac{\hbar^2 k_{\nu\perp}^2}{2m_r} \right)}, \quad (3.26)$$

$$k_{\parallel}^{(m)} = \sqrt{\frac{m_{\nu}}{2m_c} \left[\frac{4m_c a^2}{\hbar^2} \Delta_{\nu} + k_{\nu\perp}^2 \left(1 + 2 \frac{m_c}{m_{\nu}} \right) \right]}, \quad k_{\nu\perp}^{(m)} = \frac{a}{\hbar} \sqrt{\frac{4m_{\nu} m_c}{2m_c + m_{\nu}} \Delta_{\nu}}. \quad (3.27)$$

Характерная зависимость $\tau_{\text{aug}}^{-1}(\Delta_{\nu})$ изображена на рис. 3.4.

Обсудим роль разогрева носителей за счет внутривозонного поглощения света. В случае обычной межзонной оже-рекомбинации учет разо-

грева (точнее, квазиравновесной нефермиевской части функции распределения, см., например, [68]) принципиально важен, т.к. 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, даже если их кинетическая энергия равна нулю. Роль разогрева

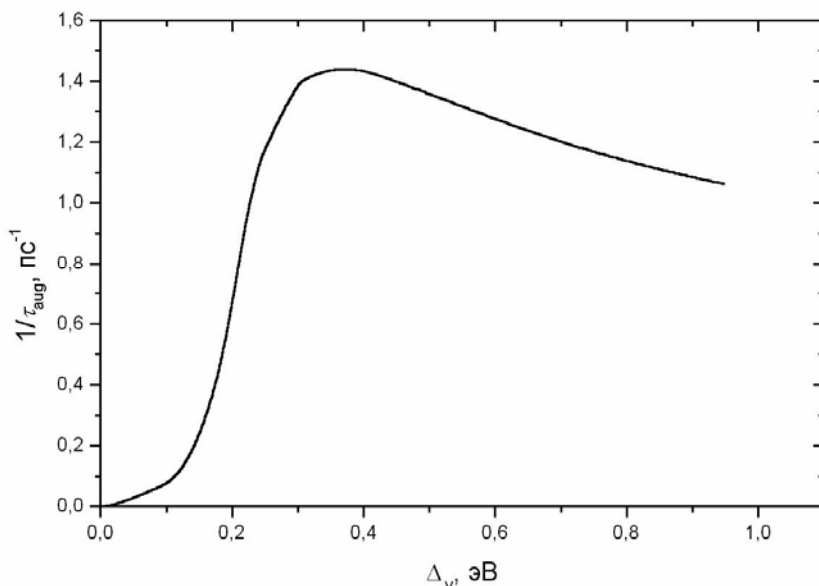


Рис. 3.4. Зависимость скорости оже-переходов $3v \rightarrow 11$ от $\Delta_v = E_{03} - 2E_{01} - E_v$

здесь в некотором смысле играет фотовозбуждение носителей на переходах между подзонами 2 и 3. Этот процесс учитывается в нашей модели явным образом. Нужно лишь, чтобы величина Δ_v была положительной, что и предполагается в работе. В рассматриваемом нами случае глубоких квантовых ям и достаточно больших $\hbar\omega$ 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 $j \sim j_{\text{th}}$ 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 § 3.4). Однако действительно существенную роль внутриподзонное фотовозбуждение носителей могло бы, в принципе, играть лишь при малых значениях $\Delta_v \lesssim 30 \div 50$ 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.

§ 3.4. 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 $\nu \rightarrow 1$, $1 \rightarrow 2$ и $3 \rightarrow c$, так как конечные состояния для этих переходов практически не заполнены из-за отдаленности от минимумов соответствующих подзон в квантовой яме или в зоне проводимости. Обладая относительно большой кинетической энергией, электроны или дырки в этих конечных состояниях быстро теряют ее за счет внутризонной или внутривозонной релаксации и покидают область 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:

$$\begin{aligned}
 \dot{n}_c &= \sigma_{3c} j n_3 - W_{c3} n_c - d_c n_c (p_0 + p), \\
 \dot{n}_3 &= W_{c3} n_c - \sigma_{3c} j n_3 - (W_{31} + W_{32} + \tau_{aug}^{-1}) n_3 \\
 &\quad + \sigma_{23} j (n_2 - n_3) - W_{31,22}(n_1, n_3), \\
 \dot{n}_2 &= -W_{21} n_2 - \sigma_{23} j (n_2 - n_3) + W_{32} n_3 + 2W_{31,22}(n_1, n_3) + \sigma_{12} j n_1, \\
 \dot{n}_1 &= -\sigma_{12} j n_1 + W_{21} n_2 + W_{31} n_3 - W_{31,22}(n_1, n_3) + 2\tau_{aug}^{-1} n_3 + \sigma_{v1}^{(q)} j^q \\
 &\quad - d_1 n_1 (p_0 + p), \\
 p &= n_1 + n_2 + n_3 + n_c,
 \end{aligned} \tag{3.28}$$

с начальными условиями: $n_2, n_3, n_c, p = 0$, $n_1 = n_{10}$ при $t = 0$. В формулах (3.28), W_{c3} — скорость захвата электронов из непрерывного спектра зоны проводимости в подзону 3 в квантовой яме. Индекс q принимает значения 1 или 2 для случаев одно- и двухфотонного перехода между валентной зоной в области B и подзоной 1 в квантовой яме. В уравнениях (3.28) 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. § 3.2, текст после формулы (3.11)]: $\tilde{n}_c = n_c n_w$ 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.

Состояния двух электронов в подзоне 2, куда они попадают в результате оже-перехода $31 \rightarrow 22$, 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 света j 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 $n_f \approx 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, $r = 4$. Варьирование в разумных пределах значений n_f и r , равно как и вероятности W_{c3} захвата свободного электрона квантовой ямой, не приводит к качественному изменению результатов. Это обстоятельство, а также исследование зависимости решений (3.28) от других параметров (см. обсуждение в § 3.5), позволяет рассчитывать на то, что качественный характер результатов не изменится за счет многочастичных эффектов (см. обсуждение в § 2.4). 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 электронов в яме ω_p малы по сравнению с зазорами ω_{ij} между подзонами размерного квантования.

На рис. 3.5 показаны зависимости заселенностей $n_{1,2,3}$ и n_c от времени, прошедшего с момента включения накачки. Видно, что изменение заселенностей всех актуальных состояний происходит в некоторый момент времени (для выбранных значений параметров это 3.1 нс) скачкообразно. На рис. 3.6 изображены зависимости времени установления квазиравновесного распределения электронов τ_{eq} от интенсивности накачки j для одно- и двухфотонного варианта эффекта фотонной лавины.

На рис. 3.7 (а, б) приведены зависимости квазиравновесных заселенностей $n_{1,2,3}$ и n_c от интенсивности накачки j . В расчете были использованы следующие значения параметров, фигурирующих в правых частях уравнений (3.28): $a = 3 \cdot 10^7 \text{ см}$, $W_{31} = 0.02 \text{ пс}^{-1}$, $W_{c3} = 0.01 \text{ пс}^{-1}$, $W_{32} = 0.07 \text{ пс}^{-1}$, $W_{21} = 0.1 \text{ пс}^{-1}$, $\tau_{\text{aug}} = 2 \text{ пс}$, $n_{10} = 0$, $p_0 = 3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$, $\sigma_{12} = 0.003 \text{ см}^2/(\text{пс} \cdot \text{МВт})$, $\sigma_{23} = 2 \text{ см}^2/(\text{пс} \cdot \text{МВт})$, $\sigma_{3c} = 0.025 \text{ см}^2/(\text{пс} \cdot \text{МВт})$, $\sigma_{v1}^{(1)} = 1.5 \cdot 10^{10} \text{ МВт}^{-1} \text{ пс}^{-1}$, $\sigma_{v1}^{(2)} = 10^4 \text{ см}^2 \text{ МВт}^{-2} \text{ пс}^{-1}$, $d_1 = 0.01 \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$, $d_c = 0.003 \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$, см. также § 3.2.

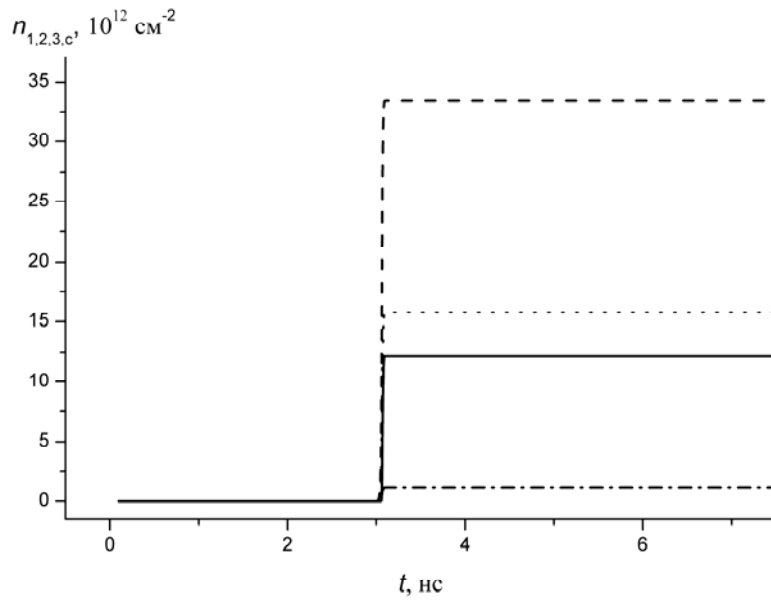


Рис. 3.5. Зависимость заселенностей подзон размерного квантования и зоны проводимости от времени с начала действия импульса накачки; сплошная линия – n_1 , штриховая – n_2 , пунктирная – n_3 , штрих-пунктирная – n_c

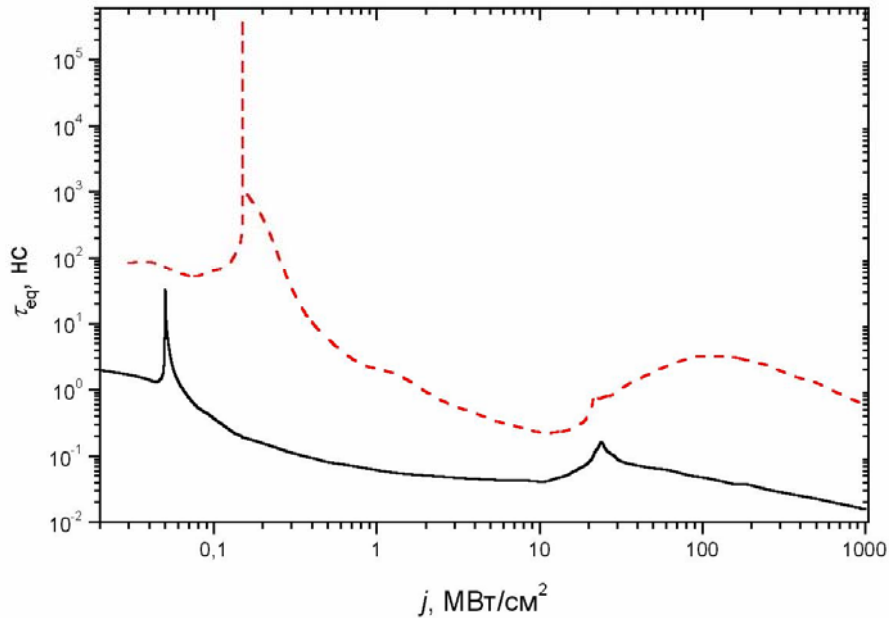


Рис. 3.6. Зависимость времени установления равновесных заселенностей τ_{eq} от интенсивности света j при однофотонных (сплошная линия) и двухфотонных переходах (штриховая линия) между валентной зоной и нижней подзоной размерного квантования

Следует иметь в виду, что при $j \gg 10$ МВт/см² система уравнений баланса населенностей (3.28) заведомо неприменима. В этом случае частота Раби для переходов между подзонами размерного квантования 2 и 3

$\omega_R \gg 10^{13} \text{ с}^{-1}$, т.е. $\omega_R \gg \tau^{-1}$, где τ – характерное время релаксации импульса электрона в подзоне 2 или 3. В такой ситуации, где мы, очевидно, имеем дело с оптическим штарк-эффектом, требуется совсем иной подход, в котором не используются вероятности переходов за единицу времени (см., например, [69, 70]).

Кроме того, при $j > 10 \text{ МВт/см}^2$ 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 (3.28).

§ 3.5. Обсуждение результатов для эффекта фотонной лавины в квантовых ямах типа II

Очевидно, что система уравнений баланса (3.28) 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 (3.28) 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 квантовых ямах типа II практически одинаковы в случаях однофотонных и двухфотонных 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 электрон-дырочной пары к величине кванта 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 (3.28) делает весьма затруднительным ее качественный анализ типа того, что проведено в § 2.4, и получение простых формул вроде (2.26, 2.27). Поэтому мы будем использовать результаты численных расчетов. На рис. 3.7 видно, что имеется пороговая интенсивность света $j = j_{\text{th}}$, при которой заселенности n_i

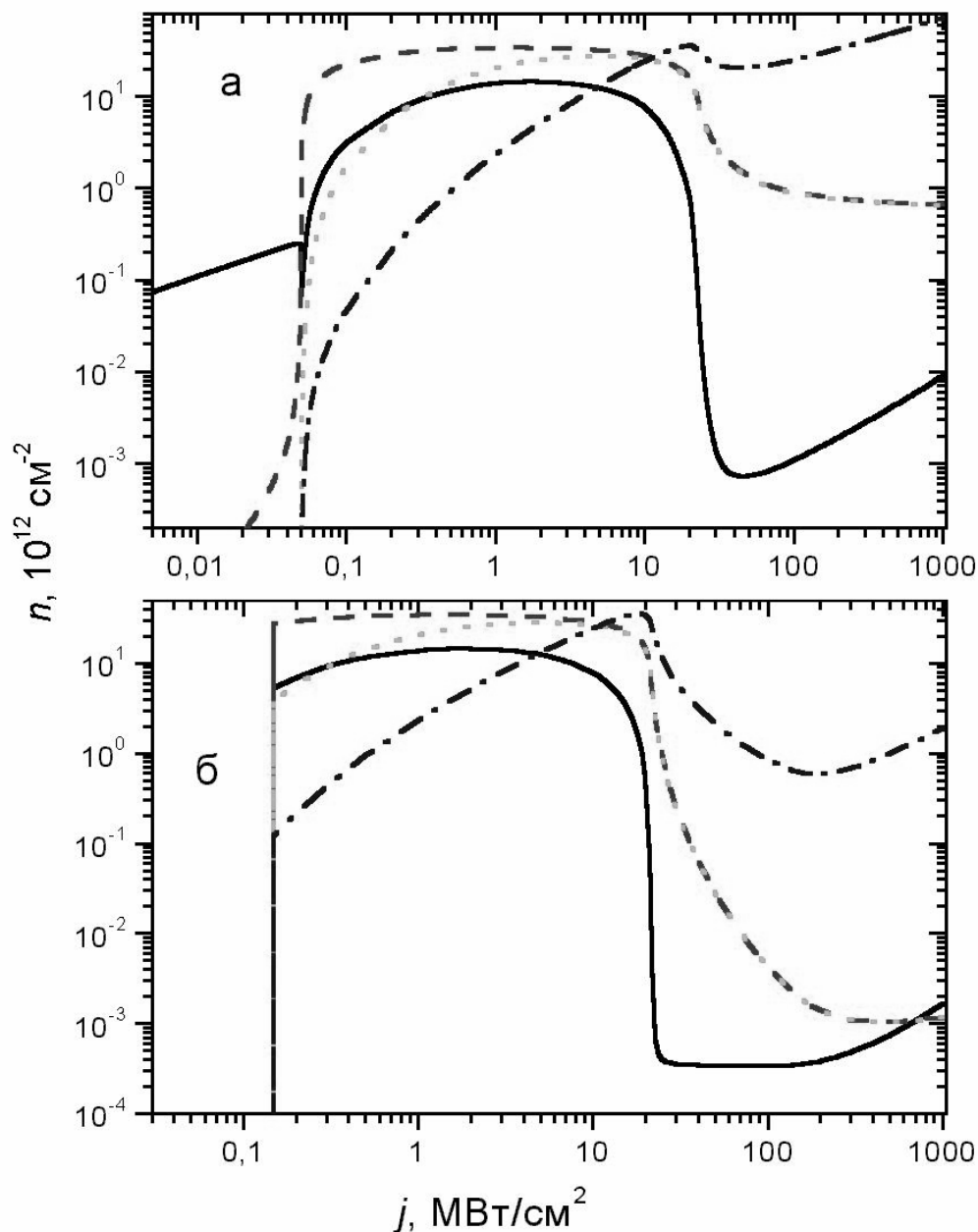


Рис. 3.7. Зависимость равновесных заселенностей от интенсивности света при однофотонных (а) и двухфотонных (б) переходах $\nu \rightarrow 1$ (обозначения такие же, как на рис. 3.5)

($i = 1, 2, 3$) и n_c скачком меняются на много порядков (n_1 изменяется на 5, а n_2 – на 10 порядков). Для использованных в расчете значений параметров $j_{th} \cong 149.3$ кВт/см². В широкой области $j_{th} < j < j_{th}^{(1)}$ ($j_{th}^{(1)} \approx 21.5$ МВт/см²) происходит плавное изменение заселенностей: n_1 и n_2 достигают максимума и начинают уменьшаться, а n_3 и n_c монотонно возрастают. При значении

ях j вблизи $j_{\text{th}}^{(1)}$ происходит выравнивание заселенностей подзон 2 и 3. При этом запирается главный канал поглощения света – резонансные межподзонные переходы 2→3. Кроме того, из-за высокой концентрации электронов в подзоне 2 оказываются занятыми состояния в этой подзоне, являющиеся конечными для главного «лавинообразующего» процесса оже-типа 31 → 22. Наконец, увеличивается скорость бимолекулярной рекомбинации электронов и дырок. В совокупности это приводит к резкому уменьшению поглощаемой световой энергии и быстрому падению заселенностей при увеличении j в области $j \approx j_{\text{th}}^{(1)}$, хотя их изменение оказывается менее резким, чем вблизи j_{th} . При $j > j_{\text{th}}^{(1)}$ заселенности плавно меняются с интенсивностью. В этой области заселенности n_2 и n_3 практически одинаковы, при этом $n_c \gg n_{2,3} \gg n_1$. Еще раз напомним, что применимость уравнений (3.28) при $j > 10$ МВт/см² весьма сомнительна.

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

Поскольку рассматриваемая модель каскадно-лавиной генерации пар включает много разнообразных процессов, возникает вопрос об устойчивости полученной картины нелинейной генерации электрон-дырочных пар по отношению к изменению параметров, фигурирующих в уравнениях (3.28). Рассмотрим сначала, как влияет изменение параметров на значение пороговой интенсивности j_{th} . Зависимость j_{th} от начальной заселенности нижней подзоны n_{10} хорошо описывается формулой

$$j_{\text{th}}(n_{01}) \approx j_{\text{th}}(0)(1 + \mathcal{G}_1 n_{01}) / (1 + \mathcal{G}_2 n_{01}), \quad (3.29)$$

где при выбранных нами значениях остальных параметров $\mathcal{G}_1 \approx 1.225 \cdot 10^{-9}$, $\mathcal{G}_2 \approx 3.65 \cdot 10^{-9}$. Видно, что уже при $n_{01} \sim 10^9$ см⁻² пороговая интенсивность уменьшается в два с половиной раза по сравнению с $j_{\text{th}}(0)$. Это обстоятельство, в принципе, может быть использовано для управления светом с помощью света. Действительно, наличие (отсутствие) импульса дополнительного (относительно слабого) света с частотой $\Omega \gtrsim 2\omega$, вызывающего переходы $\nu \rightarrow 1$, создает ситуацию, в которой фиксированная интенсивность j накачки оказывается выше (ниже) пороговой. Поясним немного подробнее сделанное утверждение. Пусть $j_{\text{th}\Omega}$ и $j_{\text{th}0}$ – пороговые интенсивности света ω в присутствии и в отсутствие дополнительного света Ω . При этом $j_{\text{th}\Omega} < j_{\text{th}0}$. Если интенсивность j света ω такова, что $j_{\text{th}\Omega} < j < j_{\text{th}0}$, переключение системы между состояниями S_1 и S_2 (см. гл. 1) произойдет лишь, если импульсу света ω предшествует импульс дополнительной подсветки с частотой Ω . Интенсивность света Ω при этом может быть на 2-3 порядка ниже интенсивности света ω . Таким образом, импульс слабого света может полностью контролировать поглощение сильного света и це-

лый ряд эффектов, обусловленных этим поглощением. Ясно, что появляются широкие возможности для реализации логических операций.

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

$$j_{th}(n_{01}) \approx j_0 + \chi_0 / [1 + \chi_1 \exp(\tilde{\sigma}_{v1}^{(2)} / \chi_2)], \quad (3.30)$$

где $\tilde{\sigma}_{v1}^{(2)} = \sigma_{v1}^{(2)} / (10^4 \text{ см}^2 \text{ МВт}^{-2} \text{ пс}^{-1})$. При выбранных нами значениях других параметров находим, что $j_0 \approx 0.05965 \text{ МВт/см}^2$, $\chi_0 \approx 477 \text{ МВт/см}^2$, $\chi_1 \approx 5098$, $\chi_2 \approx 145.616$. При изменении $\tilde{\sigma}_{v1}^{(2)}$ в весьма широком интервале от 0.05 до 10^5 , для которого справедлива аппроксимация (3.30), величина j_{th} уменьшается всего в три раза.

Зависимость пороговой интенсивности j_{th} от скорости оже-переходов $3\nu \rightarrow 11$ описывается соотношением того же типа, что и (3.29):

$$j_{th}(n_{01}) \approx j_1 (1 + \pi_1 \tau_{aug}^{-1}) / (1 + \pi_2 \tau_{aug}^{-1}), \quad (3.31)$$

где τ_{aug} измеряется в пикосекундах, а для принятых значений других параметров $j_1 \approx 0.801 \text{ МВт/см}^2$, $\pi_1 \approx 13.92$, $\pi_2 \approx 82.54$. 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:

$$j_{th}(\phi) \approx j^{(0)} + \nu \phi^\lambda, \quad (3.32)$$

где $j^{(0)} \approx 0.05 \text{ МВт/см}^2$, $\nu \approx 0.09448 \text{ МВт/см}^2$, $\lambda \approx 0.96913$. Так при увеличении ϕ от 0.01 до 100 значения j_{th} увеличиваются от 0.05 до 6.6 МВт/см^2 . Впрочем, нет никаких 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. 3.7) увеличивается с уменьшением ϕ . При этом спад заселенностей $n_{1,2,3}$ и n_c становится более плавным, теряет «критический» характер. Напомним в очередной раз, что к результатам для $j \gtrsim 10 \text{ МВт/см}^2$ следует относиться осторожно, т.к. применимость уравнений баланса (3.28) в области столь высоких интенсивностей накачки вызывает сомнения.

В рассмотренной в главе 2 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 $1 \rightarrow 2$ [см. формулу (2.26) § 2.4]. Аналогичным свойством обладает и эффект фотонной лавины в примесных системах [1-10]. По-иному обстоит дело в модели, рассматриваемой в данной главе. Здесь зависимость j_{th} от σ_{12} аппроксимируется выражением:

$$j_{th}(\sigma_{12}) \approx j_{12}(1 + f\sigma_{12}) / (1 + g_1\sigma_{12} + g_2\sigma_{12}^2), \quad (3.33)$$

где $j_{12} \approx 1.924 \text{ МВт/см}^2$, $f \approx 1720$, $g_1 \approx 9181$, $g_2 \approx 5.287 \cdot 10^6$, σ_{12} измеряется в $\text{см}^2 \text{ пс}^{-1} \text{ МВт}^{-1}$. При увеличении σ_{12} от $3 \cdot 10^{-4}$ до $1.5 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2 \text{ пс}^{-1} \text{ МВт}^{-1}$ пороговая интенсивность j_{th} уменьшается от 1.6 до 0.05 МВт/см^2 . При $\sigma_{12} \geq 10^{-2} \text{ см}^2 \text{ пс}^{-1} \text{ МВт}^{-1}$, т.е. в случае, когда поглощение на переходах между первой и второй подзонами близко к резонансному, система уравнений (3.28) нуждается в соответствующей модификации. Причина отмеченного несовпадения результатов § 2.4. и настоящего параграфа, заключается в том, что в ситуации, рассмотренной в главе 2, на переходе $1 \rightarrow 2$ идет поглощение света из основного состояния, а в данной работе – из возбужденного, тогда как поглощение из основного состояния идет на переходах $\nu \rightarrow 1$. Величина j_{th} , как мы видели, действительно слабо зависит от сечений $\sigma_{\nu 1}^{(1,2)}$.

Времена же установления равновесия τ_{eq} возрастают с уменьшением $\sigma_{\nu 1}^{(1,2)}$, аналогично тому, как в ситуации, рассмотренной в главе 2, они возрастают с уменьшением σ_{12} (см. для сравнения формулу (2.27) § 2.4). На рис. 3.6 видно, что в случае двухфотонных переходов $\nu \rightarrow 1$ 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 $\sigma_{\nu 1}^{(1)} \gg \sigma_{\nu 1}^{(2)} j_{th}$.

Рассмотрим для сравнения чисто каскадную схему возбуждения электрон-дырочных пар. Для этого исключим оже-переходы $31 \rightarrow 22$ и $3\nu \rightarrow 11$, 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 $j = 200 \text{ кВт/см}^2$ – на 7 порядков) меньшими, чем в предлагаемой здесь каскадно-лавинной схеме. Этот парадоксальный, на первый взгляд, результат подчеркивает исключительно высокую эффективность предлагаемой схемы.

В заключение этого параграфа приведем примеры гетероструктур типа II с глубокими квантовыми ямами. Это, в частности, системы $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ (область A)/ $\text{AlAs}_{0.56}\text{Sb}_{0.54}$ [57, 58] (зонные параметры этой системы близки к использованным в данном разделе) либо $\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ (область A)/ AlAs (область B) [59].

§ 3.6. Модель каскадно-лавинной апконверсии в квантовых ямах типа I

В этом и последующих параграфах данной главы рассматривается эффект фотонной лавины в системе с квантовыми ямами типа I и шириной запрещенной зоны около двух фотонов. Как будет показано ниже, в предлагаемой модели требуется энергия переключения в состояние с сильным по-

гложением света накачки, приблизительно равная энергии переключения в системе с квантовыми ямами типа II и шириной запрещенной зоны около одного фотона. Таким образом, здесь исследуется исключительно эффективный механизм, позволяющий генерировать большое число неравновесных электрон-дырочных пар при умеренных интенсивностях длинноволнового света $j \sim 10^4 \div 10^6$ Вт/см².

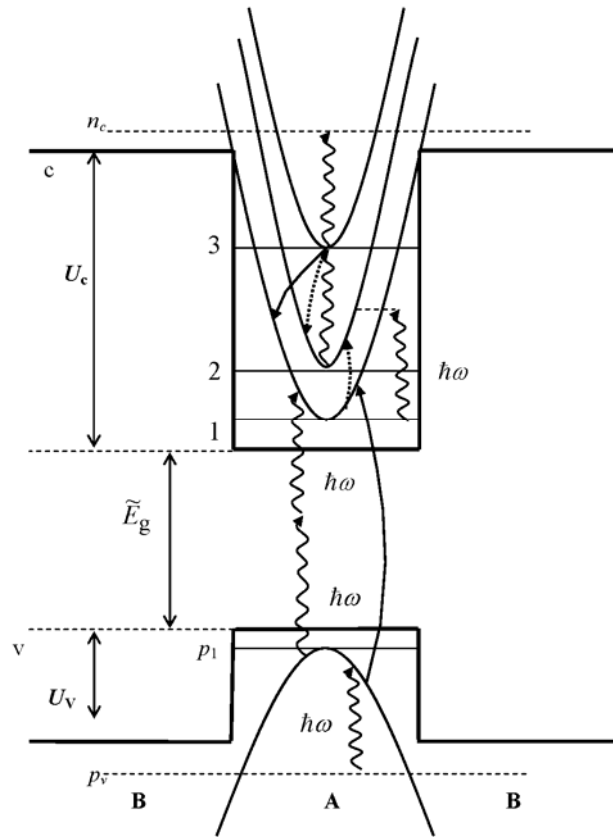


Рис. 3.8. Схема переходов в системе с квантовыми ямами типа I при каскадно-лавинной апконверсии; вертикальные волнистые линии со стрелками обозначают оптические переходы, сплошные линии со стрелками – оже-переходы $3p_1 \rightarrow 11$, а пунктирные линии со стрелками – оже-переходы $31 \rightarrow 22$

Рассмотрим гетероструктуру с зонной схемой типа I, состоящую из компонент A и B (см. рис. 3.8). Область с шириной $2a$, занимаемая компонентой A гетероструктуры (область A), является прямоугольной ямой для электронов с глубиной U_c и прямоугольной ямой для дырок с глубиной U_v . Считаем, что глубина ямы U_c достаточно велика ($\sim 1,5-2$ эВ). Вне указанной области находится компонента B (область B). По-прежнему считаем, что в яме для электронов имеются три подзоны размерного квантования и 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). Считается также, что в квантовой яме для дырок с глубиной ~ 0.3 эВ имеется одна подзона размерного квантования. При малых интенсивностях света j появляется лишь небольшое число неравновесных электронов в подзоне 1 за счет двухфотонных прямых (в r-

пространстве) переходов из подзоны размерного квантования в валентной зоне ν в области A . Поскольку частота света больше частоты прямых переходов ω_{21} между подзонами 1 и 2 ямы для электронов, между этими подзонами могут идти лишь слабые не прямые (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 между подзоной размерного квантования в квантовой яме валентной зоны в области A и нижней подзоной 1 в квантовой яме зоны проводимости и между подзонами 1 и 2 некоторое число электронов все же оказывается в состояниях с $\mathbf{k}_\perp \neq 0$ подзоны 2. Далее развивается фотонная лавина, как это описывается в § 2.1.

В рассматриваемой модели присутствует и играет существенную роль процесс оже-типа $3\nu_1 \rightarrow 11$: электрон из подзоны 3 взаимодействует с электроном из подзоны квантовой ямы для дырок и они оба попадают в подзону 1. При этом увеличивается общее число электронов в квантовой яме зоны проводимости, что приводит к снижению пороговой интенсивности света j_{th} . Этот процесс оже-типа в сочетании с механизмом I, обеспечивающим, в частности, переход электронов из подзоны 1 в подзону 3, образует ядро еще одного лавинного механизма (механизм II, см. также §§ 3.1, 3.3).

В данной ситуации мы в дополнение к процессам, рассмотренным в предыдущих параграфах, также явно включаем в рассмотрение процесс фотоперехода дырок из непрерывного спектра валентной зоны в подзону размерного квантования в яме для дырок и обратный процесс ухода дырок из подзоны в квантовой яме валентной зоны в состояния непрерывного спектра.

§ 3.7. Вероятности двухфотонных переходов $\nu_1 \rightarrow 1$ и переходов оже-типа $3 \rightarrow 11 \nu_1$

Для оценки вероятности двухфотонных оптических переходов между подзоной размерного квантования в квантовой яме валентной зоны ν и зоны проводимости s и состояниями подзон размерного квантования была использована модель с однозонными волновыми функциями, предложенная в § 3.2. Огибающие волновые функции для дырочных состояний в подзоне ν_1 получаются из соответствующих огибающих волновых функций для электронных состояний в яме для электронов [см. формулы (3.1-3.3)]. Для огибающих дырочных функций имеем:

$$\beta_{k_{\nu_1}}(z) = \sqrt{\frac{\eta_{\nu_1}}{a(1+\eta_{\nu_1})}} \begin{cases} e^{\eta_{\nu_1}(z+1)} \cos k_{\nu_1}, & z < -1, \\ \cos k_{\nu_1} z, & -1 \leq z \leq 1, \\ e^{-\eta_{\nu_1}(z-1)} \cos k_{\nu_1}, & z > 1. \end{cases} \quad (3.34)$$

Величина k_{v_1} для дырочных состояний находится как корень трансцендентных уравнений (3.4), с тем лишь отличием, что теперь при вычислении величин η_i используется $k_0 = \hbar^{-1} \sqrt{2m_c a^2 U_v}$. Для интеграла перекрытия волновых функций дырочных состояний подзоны v_1 и первого уровня в квантовой яме для электронов имеем следующее выражение:

$$I = 2 \sqrt{\frac{\eta_1 \eta_{v_1}}{(1 + \eta_1)(1 + \eta_{v_1})}} \times \left[\frac{\sin k_1 \sin k_{v_1} + (\eta_1 + \eta_{v_1})(k_{v_1} \cos k_{v_1} \sin k_1 - k_1 \cos k_1 \sin k_{v_1})}{(\eta_1 + \eta_{v_1})(k_1^2 - k_{v_1}^2)} \right]. \quad (3.35)$$

Выражение для вероятности двухфотонного перехода между подзонами размерного квантования в яме для дырок и нижней подзоной 1 в яме для электронов имеет следующий вид:

$$\frac{W_{v_1 1}}{S} = \frac{1}{2\pi^2 \hbar} \int d^2 k_{\perp} |\tilde{M}(k_{\perp})|^2 \delta \left[\frac{\hbar^2 k_{\perp}^2}{2m_r} + (\tilde{E}_g + E_{01} + E_{0v_1} - 2\hbar\omega) \right], \quad (3.36)$$

$$\tilde{M}(k_{\perp}) = \sqrt{\frac{L}{a}} M(k_{\perp}),$$

$$M(k_{\perp}) = \frac{(eF_{\omega})^2 p_{vc}}{m \omega^3 m_r} I k_{\perp}.$$

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

$$\frac{W_{v_1 1}}{S} = \frac{m_r}{\pi \hbar^3} |\tilde{M}(k_{\perp})|^2, \quad (3.37)$$

где $k_{\perp} = \frac{a}{\hbar} \sqrt{2m_r (2\hbar\omega - \tilde{E}_g - E_{01} - E_{0v_1})}$.

Далее рассмотрим следующие оже-переходы в наноструктуре с квантовыми ямами типа I: электрон с двумерным волновым вектором $\mathbf{k}_{3\perp}$, находящийся в подзоне 3 квантовой ямы зоны проводимости, взаимодействует с электроном с двумерным волновым вектором $\mathbf{k}_{v\perp}$, находящимся в подзоне 1 квантовой ямы для дырок в валентной зоне. В результате оба электрона переходят в подзону 1 квантовой ямы зоны проводимости в состоянии с волновыми векторами $\mathbf{k}_{11\perp}$ и $\mathbf{k}_{12\perp}$. Переданный при этом импульс в плоскости, перпендикулярной оси роста наноструктуры, равен:

$$\mathbf{q}_{0\perp} = \mathbf{k}_{3\perp} - \mathbf{k}_{11\perp} = \mathbf{k}_{12\perp} - \mathbf{k}_{v\perp}. \quad (3.38)$$

Выражение для вероятности данного перехода запишем в виде:

$$W(\mathbf{k}_{3\perp}, \mathbf{k}_{v\perp}; \mathbf{k}_{11\perp}, \mathbf{k}_{12\perp}) = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\mathbf{k}_{3\perp}, \mathbf{k}_{v\perp}, \mathbf{k}_{11\perp}, \mathbf{k}_{12\perp}} f(\mathbf{k}_{3\perp}) \times \\ \times \left| M_{\mathbf{k}_{3\perp}, \mathbf{k}_{v\perp}; \mathbf{k}_{11\perp}, \mathbf{k}_{12\perp}}^{(d)} + M_{\mathbf{k}_{3\perp}, \mathbf{k}_{v\perp}; \mathbf{k}_{11\perp}, \mathbf{k}_{12\perp}}^{(e)} \right|^2 \times \delta(E_{3\mathbf{k}_{3\perp}} + E_{v\mathbf{k}_{v\perp}} - E_{1\mathbf{k}_{11\perp}} - E_{1\mathbf{k}_{12\perp}}), \quad (3.39)$$

где $f(\mathbf{k}_3)$ – функция распределения электронов в подзоне 3 зоны проводимости, а $M_{\mathbf{k}_3, \mathbf{k}_v; \mathbf{k}_{11}, \mathbf{k}_{12}}^{(d)}$ и $M_{\mathbf{k}_3, \mathbf{k}_v; \mathbf{k}_{11}, \mathbf{k}_{12}}^{(e)}$ – прямой и обменный матричные элементы оператора межэлектронного взаимодействия, построенные на волновых функциях (3.1). При написании формулы (3.39) предполагалось, что состояния $\mathbf{k}_{11\perp}$ и $\mathbf{k}_{12\perp}$ не заняты, а вероятность занятости состояния $\mathbf{k}_{v\perp}$ близка к единице. Первое обстоятельство обусловлено большой величиной расстройки резонанса $\Delta'_v = E_{03} - 2E_{01} - \tilde{E}_g - E_{0v_1}$ и короткими временами релаксации электронов в подзоне размерного квантования. Второе обстоятельство связано с подкачкой электронов из непрерывного спектра валентной зоны.

Подставляя кулоновское взаимодействие в виде разложения в трехмерный ряд Фурье, после стандартных преобразований в результате получим следующее выражение для прямого матричного элемента:

$$M_{\mathbf{k}_{3\perp}, \mathbf{k}_{v\perp}, \mathbf{k}_{3\perp} - \mathbf{q}_{0\perp}, \mathbf{k}_{v\perp} + \mathbf{q}_{0\perp}}^{(d)}(q_{0\perp}) = \frac{2e^2}{\varepsilon_L S} \chi_{\parallel} \left[i\tilde{I}_1(q_{0\perp}) + \sqrt{2} \cos \theta_{\mathbf{q}_{0\perp} \pi_{\perp}} \tilde{I}_2(q_{0\perp}) \right], \quad (3.40)$$

где $\chi = \hbar \pi_{cv} / (mE_g)$, $\boldsymbol{\pi} = \mathbf{p} + \frac{\hbar}{4mc^2} [\boldsymbol{\sigma} \nabla V_L]$, $\boldsymbol{\sigma}$ – матрица Паули, V_L – периодический потенциал решетки, \mathbf{p} – оператор импульса, $\theta_{\mathbf{q}_{0\perp} \pi_{\perp}}$ – угол между векторами \mathbf{q}_0 и $\boldsymbol{\pi}_{\perp}$, а величины $\tilde{I}_i(q_0)$ представляют собой следующие выражения:

$$\tilde{I}_1 = \iint dz_1 dz_2 e^{-q_0 |z_1 - z_2|} \text{sign}(z_1 - z_2) \beta_3^*(z_1) \beta_1(z_1) \beta_{v1}^*(z_2) \beta_1(z_2), \quad (3.41)$$

$$\tilde{I}_2 = \iint dz_1 dz_2 e^{-q_0 |z_1 - z_2|} \beta_3^*(z_1) \beta_1(z_1) \beta_{v1}^*(z_2) \beta_1(z_2). \quad (3.42)$$

Выражение для вероятности перехода запишем в виде:

$$W_{3,11v} = \frac{2^3 S^3}{(2\pi)^5 \hbar} \int d^2 \mathbf{k}_{v\perp} \int f(\mathbf{k}_{3\perp}) d^2 \mathbf{k}_{3\perp} \int d^2 \mathbf{q}_{0\perp} \left| M_{\mathbf{k}_{3\perp}, \mathbf{k}_{v\perp}, \mathbf{k}_{3\perp} - \mathbf{q}_{0\perp}, \mathbf{k}_{v\perp} + \mathbf{q}_{0\perp}}^{(d)} + \right. \\ \left. + M_{\mathbf{k}_{3\perp}, \mathbf{k}_{v\perp}, \mathbf{k}_{3\perp} - \mathbf{q}_{0\perp}, \mathbf{k}_{v\perp} + \mathbf{q}_{0\perp}}^{(e)} \right|^2 \delta \left[\Delta'_v + \frac{\hbar^2}{m_c} (\mathbf{k}_{3\perp} - \mathbf{k}_{v\perp}) \cdot \mathbf{q}_{0\perp} - \frac{\hbar^2 q_{0\perp}^2}{m_c} - \frac{\hbar^2 k_{v\perp}^2}{2m_r} \right]. \quad (3.43)$$

Для упрощения вычисления шестикратного интеграла в выражении для вероятности будем считать, что все электроны в подзоне 3 находятся вблизи ее дна. Такое предположение обусловлено тем обстоятельством, что релаксация электронов внутри подзоны 3 происходит значительно быстрее

других релаксационных процессов. Тогда в подинтегральной функции в правой части (3.43) можно положить $\mathbf{k}_{3\perp} = 0$. При этом:

$$\int f(k_{3\perp}) d^2 k_{3\perp} = (2\pi)^2 n_3. \quad (3.44)$$

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

$$\frac{1}{\tau_{\text{aug}}} = \frac{W_{3v,11}}{S n_3} = \frac{4e^4 m_c \chi_{\parallel}^2}{\pi^2 \hbar^3 a^2 \varepsilon_L^2} \int_0^{k_{v\perp}^{(m)}} dk_{v\perp}^2 \int_{\mathcal{G}_-}^{\mathcal{G}_+} \frac{dq_0^2 |M_{q_0}^{(d)} + M_{q_0}^{(e)}|^2}{\sqrt{(q_0^2 - \mathcal{G}_-)(\mathcal{G}_+ - q_0^2)}},$$

$$\mathcal{G}_{\pm} = \frac{1}{2}(k_{v\perp} \pm \rho), \quad \rho = \sqrt{k_{v\perp}^2 + \frac{4m_c}{\hbar^2} \left(\Delta'_v a^2 - \frac{\hbar^2 k_{v\perp}^2}{2m_r} \right)}, \quad (3.45)$$

$$k_{v\perp}^{(m)} = \frac{a^2}{\hbar^2} \frac{4m_v m_c}{2m_c + m_v} \Delta'_v.$$

В приведенных выше формулах фигурируют безразмерные волновые векторы, измеряемые в единицах a^{-1} .

§ 3.8. Уравнения баланса для заселенностей в квантовой яме типа I

При составлении уравнений баланса следует иметь в виду, что, как и в случае структуры типа II 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 $p_v \rightarrow p_1$, $p_1 \rightarrow 1$, $1 \rightarrow 2$ и $3 \rightarrow c$, так как конечные состояния для этих переходов практически не заполнены из-за отдаленности от минимумов соответствующих подзон в квантовых ямах для дырок и электронов. Обладая относительно большой кинетической энергией, электроны или дырки в этих конечных состояниях быстро теряют ее за счет внутризонной или внутриволновой релаксации и покидают область резонанса.

Система уравнений для концентраций неравновесных дырок непрерывного спектра валентной зоны p_v , дырок p_1 в квантовой яме валентной зоны, электронов $n_{1,2,3}$ в трех подзонах ямы зоны проводимости и электронов в непрерывном спектре зоны проводимости n_c имеет вид:

$$\dot{n}_c = \sigma_{3c} j n_3 - W_{c3} n_c - d_c n_c (p_0 + p_v), \quad (3.45)$$

$$\dot{n}_3 = W_{c3} n_c - \sigma_{3c} j n_3 - (W_{31} + W_{32} + \tau_{\text{aug}}^{-1}) n_3 + \sigma_{23} j (n_2 - n_3) - W_{31,22} (n_1, n_3),$$

$$\dot{n}_2 = -W_{21} n_2 - \sigma_{23} j (n_2 - n_3) + W_{32} n_3 + 2W_{21,22} (n_1, n_3) + \sigma_{12} j n_1,$$

$$\dot{n}_1 = \sigma_{12} j n_1 + W_{21} n_2 + (W_{31} + 2\tau_{aug}^{-1}) n_3 - W_{31,22}(n_1, n_3) + \sigma_{v1} j^2 (1 - f_{p_1})(1 - f_{c_1}) - d_1 n_1 (p_{10} + p_1),$$

$$\dot{p}_1 = -d_1 n_1 (p_{10} + p_1) + \sigma_{v1} j^2 (1 - f_{p_1})(1 - f_{n_1}) + \tau_{aug}^{-1} n_3 - \sigma_{v1v} p_1 j + W_{v1} p_v,$$

$$\dot{p}_1 = -d_1 n_1 (p_{10} + p_1) + \sigma_{v1} j^2 (1 - f_{p_1})(1 - f_{n_1}) + \tau_{aug}^{-1} n_3 - \sigma_{v1v} p_1 j + W_{v1} p_v,$$

с начальными условиями: $n_1, n_2, n_3, n_c = 0, p_1 = p_{01}, p_v = p_0$ при $t = 0$. В формулах (3.45) $W_{c3}, W_{p_1 p_v}$ – скорость захвата электронов и дырок из непрерывного спектра зоны проводимости в подзону 3 квантовой ямы зоны проводимости и подзону p_1 квантовой ямы валентной зоны. Вероятность оже-переходов типа $31 \rightarrow 22$ описывается членом $W_{31,22}$ [см. формулы (2.16-2.19)]. 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.

В уравнениях (3.45) фигурируют «двумерные» концентрации p_v, p_0, n_c частиц непрерывного зонного спектра, которые отличаются от обычных концентраций $\tilde{p}_v, \tilde{p}_0, \tilde{n}_c$ множителем $n_w = 5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ (количество ям на единицу длины вдоль оси роста наноструктуры): $\tilde{n}_c = n_c n_w$ и т.п. Члены $-d_c n_c (p_0 + p_v)$ и $-d_1 n_1 (p_{01} + p_v)$ описывают обычную бимолекулярную рекомбинацию электронов в зоне проводимости и в подзоне 1 с дырками в валентной зоне и в подзоне p_1 области A . Величины p_0, p_{10} обозначает равновесную концентрацию дырок в непрерывном спектре валентной зоны и в подзоне p_1 . Равновесную концентрацию электронов в зоне проводимости для простоты считаем равной нулю.

При высоких интенсивностях света состояния вблизи дна нижней подзоны размерного квантования в яме для электронов оказываются заполненными, а состояния вблизи потолка подзоны в яме для дырок опустошаются (т.е. возникает высокая концентрация дырок p). Это влияет на скорости многофотонных межзонных переходов и многофотонных переходов оже-типа. Данные эффекты не являются критическими для рассматриваемой задачи. Тем не менее, их желательно учесть хотя бы в самом грубом приближении. С этой целью реальные распределения неравновесных электронов и дырок аппроксимируются фермиевскими функциями распределения, соответствующими мгновенным концентрациям $n_1(t)$ и $p_1(t)$ электронов и дырок. Так, в формулах (3.45) фигурируют функции распределения f_{c_1} и f_{v_1} электронов и дырок в подзоне n_1 и p_1 соответствующие энергиям $\varepsilon_c(\mathbf{k}_\perp)$ и $\varepsilon_v(\mathbf{k}_\perp)$ в точке \mathbf{k}_\perp двухфотонного резонанса между подзонами. Имеем:

$$f_{c_1} = \left\{ \exp \left[\frac{\varepsilon_{c_1}(\mathbf{k}_\perp) - \mu_{c_1}(n_1)}{k_B T} \right] + 1 \right\}^{-1},$$

$$f_{v_1} = \left\{ \exp \left[\frac{\varepsilon_{v_1}(\mathbf{k}_\perp) - \mu_{v_1}(p_1)}{k_B T} \right] + 1 \right\}^{-1}.$$
(3.46)

Для вычисления химических потенциалов μ_{c_1} , μ_{v_1} , ($\mu_{v_1} > 0$) для электронов и дырок, фигурирующих в формулах для функций распределения воспользуемся трансцендентными уравнениями:

$$\frac{n_1(t)}{N_{c_1}(T)} - \Phi(\mu_{c_1}^*) = 0, \quad \frac{p_1(t)}{N_{v_1}(T)} - \Phi(\mu_{v_1}^*) = 0,$$
(3.47)

$$N_{c_1} = \frac{m_c k_B T}{\pi \hbar^2}, \quad N_{v_1} = \frac{m_v k_B T}{\pi \hbar^2},$$
(3.48)

$$\Phi(x) = \int_0^\infty \frac{dz}{1 + \exp(z - x)},$$
(3.49)

где $\mu_{c_1, v_1}^* = \mu_{c_1, v_1}^* / k_B T$, N_{c_1} и N_{v_1} – эффективные плотности состояний соответственно в подзоне 1 квантовой ямы зоны проводимости и в подзоне квантовой ямы валентной зоны.

Таким образом, требуется получить самосогласованное решение системы нелинейных дифференциальных уравнений (3.46) и трансцендентных уравнений (3.47). Сложность этой задачи делает невозможным как качественный анализ динамики системы, так и получение простых формул типа (2.26, 2.27) для пороговых интенсивностей света и времен установления квазиравновесных населенностей в электронной системе. Поэтому будем использовать результаты численных расчетов, которые приводятся в следующем разделе.

§ 3.9. Результаты численного решения уравнений баланса для квантовой ямы типа I и их обсуждение

В расчете использовались следующие значения параметров, фигурирующих в правых частях уравнений (3.45): $a = 3 \cdot 10^{-7}$ см, $p_{01} = 0$, $p_0 = 3 \cdot 10^{10}$ см², $W_{31} = 0.02$ пс⁻¹, $W_{p_1 p_v} = W_{c_3} = 0.01$ пс⁻¹, $W_{32} = 0.07$ пс⁻¹, $W_{21} = 0.1$ пс, $\tau_{\text{aug}} = 0.06$ пс, $m_v = 0.5m$, $m_c = 0.04m$, $\sigma_{23} = 2$ см²/(пс·МВт), $d_1 = 0.01$ см²с⁻¹, $d_c = 0.003$ см²с⁻¹, $\sigma_{12} = 0.003$ см²/(пс·МВт), $U_c = 1.74$ эВ, $U_v = 0.3$ эВ, $\sigma_{p_v p_1} = \sigma_{3c} = 0.025$ см²/(пс·МВт), $\sigma_{p_v n_1} = 4.7 \cdot 10^4$ см²/(МВт²пс), $E_g = 1$ эВ, $T = 300$ К.

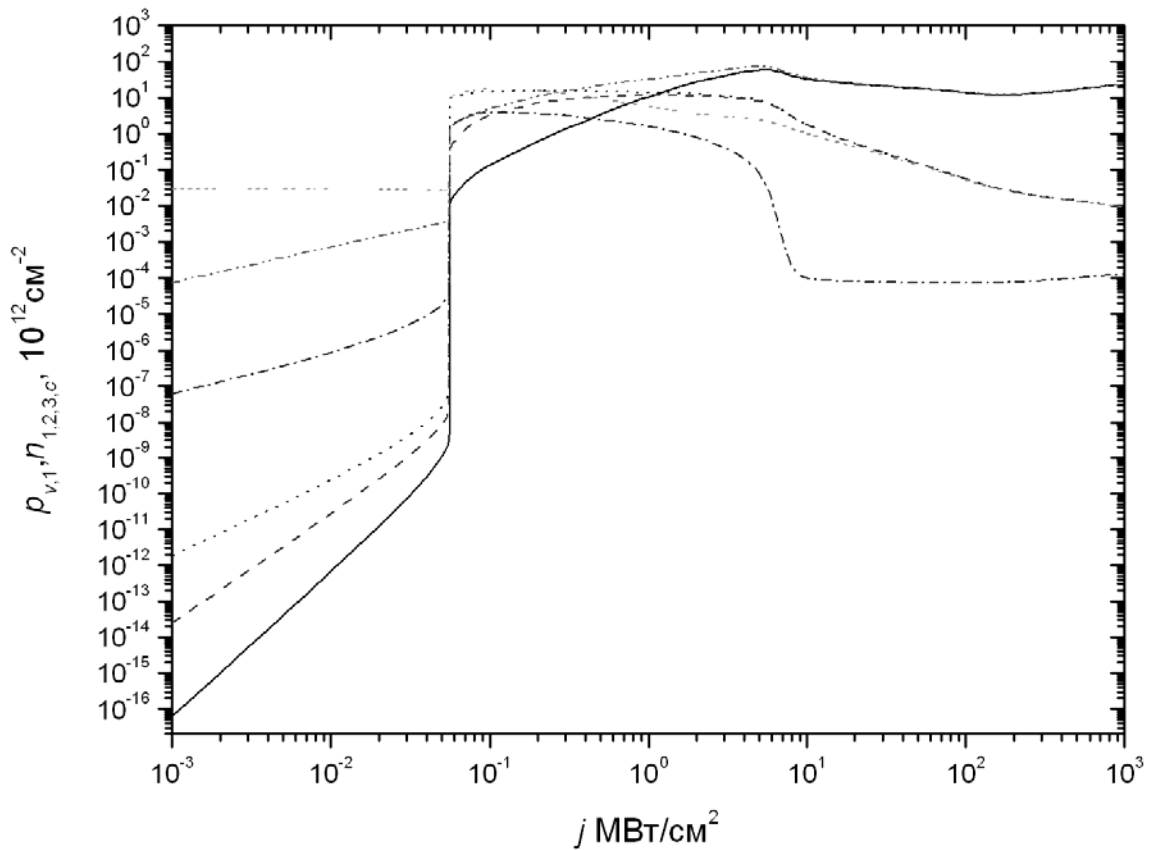


Рис. 3.9. Зависимость равновесных заселенностей от интенсивности света, где жирная сплошная линия – n_c , штриховая – n_3 , пунктирная – n_2 , штрихпунктирная – n_1 , штрих два пунктира – ρ_1 , сплошная – ρ_v

Результаты численного решения системы нелинейных уравнений (3.45) даны на рис. 3.9, 3.10. На рис. 3.9 приведены зависимости квазиравновесных заселенностей $n_{1,2,3,c}$ и $\rho_{1,v}$ от интенсивности накачки. Видно, что имеется пороговое значение интенсивности $j = j_{th}$, вблизи которого происходит резкое увеличение заселенностей подзон в квантовой яме для электронов, подзоны в квантовой яме для дырок и состояний непрерывного спектра в зоне проводимости и валентной зоне. В данном случае $j_{th} \approx 0,056 \text{ МВт/см}^2$.

На рис. 3.10 изображены зависимости времени установления квазиравновесного распределения электронов τ_{eq} от интенсивности накачки j . Видно, что вблизи $j = j_{th}$ величины τ_{eq} резко возрастают.

Указанное поведение заселенностей и времен установления равновесия является следствием эффекта фотонной лавины, причем пороговые интенсивности инфракрасного света оказываются относительно невысокими (порядка $10\text{-}100 \text{ кВт/см}^2$), а времена установления квазиравновесных заселенностей в электронной системе в зависимости от условий накачки могут лежать в нано- и пикосекундном диапазонах. С помощью рассмотренного механизма фотонной лавины можно осуществить генерацию неравновесных электрон-дырочных пар слабым инфракрасным светом. Энергии пере-

ключения системы между состояниями с сильным и слабым поглощением света накачки составляют от единиц до десятков пДж/мкм².

Полученные результаты в плане возможных приложений представляются даже более заманчивыми, чем представленные выше результаты для системы с глубокими квантовыми ямами типа II. Благодаря эффекту фотонной лавины можно осуществить генерацию неравновесных электрон-дырочных пар слабым инфракрасным светом в системе с квантовыми ямами типа I. При этом пороговые интенсивности инфракрасного света, вызывающего лавину, составляют ~ 100 кВт/см², что, как правило, значительно меньше, чем в квантовых ямах типа II.

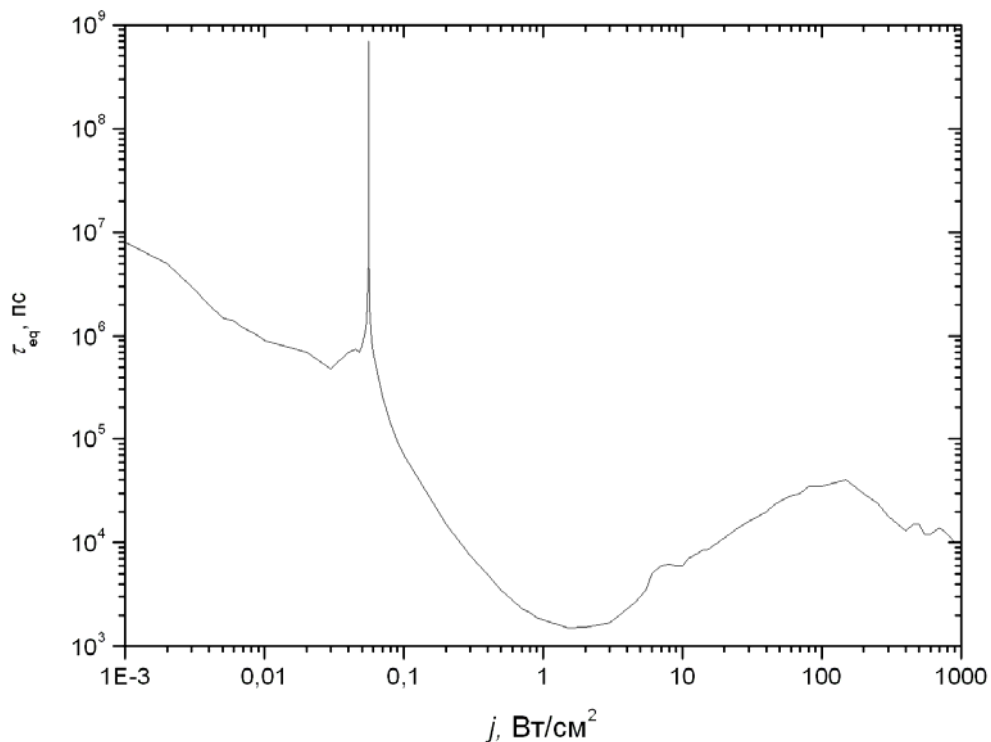


Рис. 3.10. Зависимость времени установления равновесных заселенностей τ_{eq} от интенсивности света j

Вместе с тем, систем с зонной структурой типа I с энергетическими параметрами, соответствующими рассматриваемой модели (очень большая разница в ширинах запрещенных зон в двух компонентах гетероструктуры), немного. Можно, в частности, указать на структуру SrS/CdSe [56]. Однако ясно, что в принципе могут быть получены и другие гетероструктуры с подходящими зонными параметрами.

Таким образом, из представленных выше результатов следует, что благодаря эффекту фотонной лавины в квантовых ямах можно за времена $\sim 1 \div 100$ пс переключить материал из состояния S_1 в состояние S_2 . В состоянии S_1 практически все электроны находятся в нижней подзоне размерного квантования, длинноволновый свет поглощается слабо. В состоянии S_2 электроны заселяют вторую и третью подзоны, а в нижней подзоне их концентрация мала, так что возникает инверсия заселенностей между

подзонами 2 и 1, а также 3 и 1. Поглощение света в состоянии S_2 резко возрастает. Если симметрия квантовой ямы такова, что переходы $3 \rightarrow 1$ разрешены, то на этих переходах возможна фотолюминесценция с длиной волны, меньшей, чем у возбуждающего света. Плотность энергии E_{sw} , которую нужно затратить для переключения, оказывается очень малой $E_{sw} \sim 10 \div 100$ фДж/мкм², что на 6-7 порядков ниже аналогичной величины для примесных систем с редкоземельными ионами.

При интенсивностях выше пороговых в гетероструктурах типов II и I с глубокими квантовыми ямами за счет эффекта фотонной лавины генерируется значительное число электрон-дырочных пар и, соответственно, появляется фотопроводимость в направлении оси роста наноструктуры и рекомбинационная фотолюминесценция 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.

Зависимость пороговой интенсивности от заселенности нижней подзоны размерного квантования может быть использована для управления светом с помощью света.

ГЛАВА 4. ИОНИЗАЦИЯ ГЛУБОКИХ КВАНТОВЫХ ЯМ: ЭФФЕКТ ОПТИЧЕСКОГО ТРАМПЛИНА

В этой главе рассмотрен новый механизм переходов электронной системы из основного состояния в состояния с энергией возбуждения, многократно превышающей величину кванта света, вызывающего переходы. Механизм основан на так называемом эффекте оптического трамплина – один из взаимодействующих электронов получает энергию от другого электрона и, одновременно поглощая фотон $\hbar\omega$, преодолевает энергетический зазор, значительно превышающий $\hbar\omega$. Рассчитана ионизация глубоких квантовых ям низкочастотным светом умеренной интенсивности за счет эффекта оптического трамплина.

§ 4.1. Введение

Переход электронной или электрон-колебательной системы в высоколежащее возбужденное состояние под действием низкочастотного электромагнитного излучения может быть обусловлен рядом процессов, в том числе, каскадными переходами в системе с эквидистантными (или почти эквидистантными) уровнями, n -фотонными переходами с $n \gg 1$ или многочастичными процессами типа фотонной лавины. В случае гетероструктур с глубокими квантовыми ямами набор эквидистантных электронных состояний отсутствует, а многофотонные переходы высоких порядков возможны лишь при высокой плотности возбуждающего излучения². Эффект фотонной лавины, которому были посвящены главы 2 и 3, включает процессы апконверсии в условиях, когда оптическое поглощение идет на переходах из возбужденного электронного состояния.

Фотопереходы между состояниями i и f , энергетический зазор между которыми $\hbar\omega_{fi}$ превосходит величину светового кванта $\hbar\omega$, могут происходить благодаря межэлектронному кулоновскому взаимодействию – один электрон, теряя энергию ΔE , передает ее второму электрону. За счет ΔE покрывается дефицит $\Delta = \omega_{fi} - \omega$ (см. § 1.3).

В настоящей главе рассматривается эффект, основанный, как и исследованные в [12-17] и [21, 22, 25] явления, на фотопереходах электронов с участием в элементарном акте других электронов. Как и в разделах по эффекту фотонной лавины в глубоких квантовых ямах (но в отличие от процессов многофотонной лавины, рассмотренных ниже в главе 5), мы здесь изучаем возможность с помощью относительно слабого излучения

² Исключение составляет случай субмиллиметрового излучения (диапазон длин волн ~ 100 мкм). В этом случае переходы с участием большого числа фотонов в элементарном акте могут идти уже при умеренных значениях интенсивности излучения.

увеличить энергию электрона на величину, в несколько раз превышающую энергию кванта $\hbar\omega$. Эффекты такого рода, которые мы называем оптическим трамплином, возможны в различных физических системах и ситуациях. В настоящей главе исследуется эффект оптического трамплина на переходах между подзонами размерного квантования в глубокой квантовой яме.

§ 4.2. Модель оптического трамплина в глубоких квантовых ямах

Рассмотрим глубокую прямоугольную квантовую яму для электронов с шириной $2a$ и глубиной U_c (рис. 4.1). Считаем, что глубина ямы U_c достаточно велика (порядка 1.5-2 эВ). Пусть в яме существует не менее трех подзон размерного квантования, которые мы пронумеруем как 1, 2 и 3. При этом в отсутствие оптической накачки электроны с концентрацией n_0 заполняют состояния вблизи дна нижней подзоны 1 до квазиуровня Ферми E_F , тогда как подзоны 2 и 3 практически не заселены. Предполагается, что энергетические зазоры между подзонами $\hbar\omega_{ij}$ велики по сравнению с температурой T и E_F . Считаем также, что $\omega_{32} > \omega_{21}$ и $\omega_{32} > \omega$, причем частота падающего света попадает в резонанс с переходом между первой и второй подзонами: $\omega \approx \omega_{21}$.

При низких интенсивностях света j могут происходить лишь резонансные переходы между 1-й и 2-й подзонами. При увеличении j концентрация электронов в подзоне 2 возрастает настолько, что электроны, оказавшиеся в этой подзоне, могут не только перейти в нижнюю подзону 1 за счет обычной релаксации благодаря взаимодействию с фононами, но и участвовать в процессе $22 + \hbar\omega \rightarrow 31$, который мы называем оптическим трамплином. В этом процессе в результате столкновения двух электронов, один из них попадает в подзону 1, а второй, поглотив фотон и получив в том же элементарном акте энергию, выделяющуюся на переходе $2 \rightarrow 1$, перейдет в подзону 3. В данной главе мы также явно включаем в рассмотрение фотопереходы из подзоны 3 в состояния непрерывного спектра зоны проводимости c и процессы захвата электронов из непрерывного спектра на уровни в квантовой яме.

§ 4.3. Вероятность переходов $22 + \hbar\omega \rightarrow 31$

Вычислим вероятность перехода между состоянием, в котором имеется два электрона в подзоне 2 с волновыми векторами \mathbf{k}_{21} и \mathbf{k}_{23} и состояниями, в которых один электрон оказывается в подзоне 3 с волновым вектором \mathbf{k}_3 , благодаря поглощению фотона $\hbar\omega$, и энергии выделяющейся на переходе второго электрона из подзоны 2 в подзону 1 с волновым вектором \mathbf{k}_1 . Все указанные волновые векторы двумерны. Вычисления проводим во втором порядке теории возмущений – один порядок по межэлектронному кулоновскому взаимодействию и один – по взаимодействию электронной системы со светом. Представим выражение для вероятности перехода в виде:

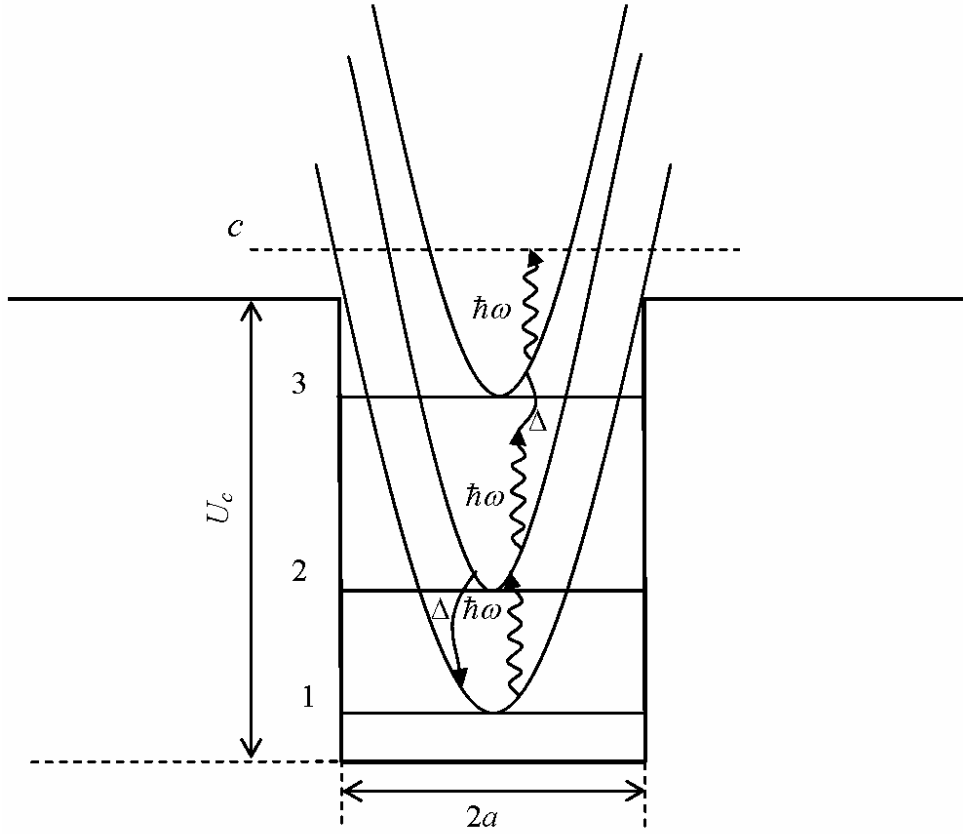


Рис. 4.1. Схема переходов в квантовой яме при эффекте оптического трамплина

$$W(\mathbf{k}_{21}, \mathbf{k}_{23}, \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_3) = \frac{2\pi}{\hbar} \left| M_{\mathbf{k}_{21}, \mathbf{k}_{23}; \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_3}^{(d)} + M_{\mathbf{k}_{21}, \mathbf{k}_{23}; \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_3}^{(exc)} \right|^2 \times \delta(\hbar\omega + E_{2\mathbf{k}_{21}} - E_{1\mathbf{k}_1} - E_{3\mathbf{k}_3} + E_{2\mathbf{k}_{23}}) \quad (4.1)$$

где $E_{i\mathbf{k}} = E_{i0} + \hbar^2 k^2 / 2m_c$ – энергия электронов с эффективной массой m_c и двумерным волновым вектором \mathbf{k} в i -й подзоне, E_{i0} обозначает энергию дна i -й подзоны размерного квантования, $M_{\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_j; \mathbf{k}_k, \mathbf{k}_l}^{(d)}$ и $M_{\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_j; \mathbf{k}_k, \mathbf{k}_l}^{(exc)}$ – прямой и обменный составные матричные элементы перехода.

Диаграммы, соответствующие прямому матричному элементу $M_{\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_j; \mathbf{k}_k, \mathbf{k}_l}^{(d)}$, приведены на рис. 4.2. Матричные элементы операторов электрон-электронного и электрон-фононного взаимодействия строятся на волновых функциях:

$$\psi_{i, \mathbf{k}_i}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{S}} e^{i\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r}_\perp} \varphi_i(z) u_{c0}(\mathbf{r}), \quad (4.2)$$

где S – площадь квантовой ямы, z и \mathbf{r}_\perp – проекции вектора координаты электрона на направление оси роста наноструктуры (ось Z) и на плоскость квантовой ямы, $\varphi_j(z)$ – огибающая волновая функция для i -го уровня в квантовой яме, $u_{c\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ – блоховская амплитуда для зоны проводимости.

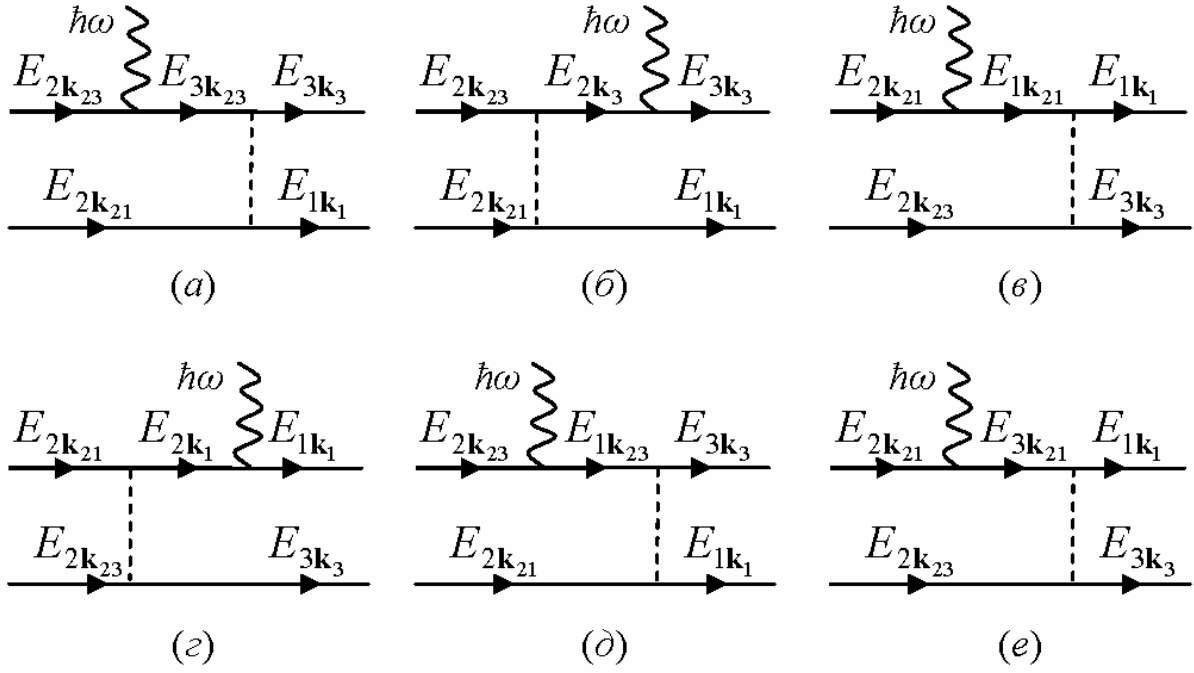


Рис. 4.2. Фейнмановские диаграммы для прямого матричного элемента процесса $22 + \hbar\omega \rightarrow 31$: сплошные линии со стрелками – электроны, волнистые линии – фотоны, штриховая линия – кулоновское взаимодействие

Рассмотрим в качестве примера диаграмму (a). Для вычисления матричного элемента кулоновского взаимодействия его следует представить в виде трехмерного ряда Фурье:

$$\frac{1}{r} = \frac{4\pi}{SL} \sum_{\mathbf{q}} \frac{\exp(i\mathbf{q}\mathbf{r})}{q^2}, \quad (4.3)$$

где L – линейный размер материала в направлении оси Z . Используя (4.3), получим после ряда стандартных преобразований следующее выражение для матричного элемента оператора электрон-электронного взаимодействия:

$$V_{32,31}^{\text{ee}}(\mathbf{q}) = \frac{2\pi e^2}{S\varepsilon_L(\Omega, \mathbf{q})} \int_0^{2a} dz_1 \int_0^{2a} dz_2 \frac{e^{-q|z_1-z_2|}}{q} \varphi_3^*(z_1) \varphi_3(z_1) \varphi_2^*(z_2) \varphi_1(z_2), \quad (4.4)$$

где $\varepsilon_L(\Omega, \mathbf{q})$ – продольная диэлектрическая проницаемость, зависящая от переданных при взаимодействии двух частиц энергии $\hbar\Omega$ и импульса $\hbar\mathbf{q}$.

Матричный элемент оператора электрон-фотонного взаимодействия между состояниями подзон 2 и 3 дается выражением:

$$V_{23}^{\text{e-ph}} = \frac{-i\hbar e F_\omega}{m\omega (E_{3k_{23}} - E_{2k_{23}} - \hbar\omega)} \int_0^{2a} dz_1 \varphi_2^*(z_1) \frac{\partial \varphi_3(z_1)}{\partial z_1}, \quad (4.5)$$

где F_ω – напряженность поля падающей световой волны. Считаем для определенности, что направление поляризации света совпадает с направле-

нием оси роста наноструктуры. Аналогичным образом можно записать матричные элементы указанных взаимодействий, фигурирующие в выражениях для вкладов других диаграмм.

Огибающие четные (+) и нечетные (-) волновые функции для электронных состояний в квантовой яме глубиной U_c имеют вид:

$$\varphi_n^{(\pm)}(z) = \sqrt{\frac{1}{1+\eta_n^{-1}}} \begin{cases} \cos k_n z \\ \sin k_n z \end{cases}, \quad (4.6)$$

$$\eta_n = \sqrt{k_0^2 - k_n^2}, \quad k_0 = \hbar^{-1} \sqrt{2m_c U_c}.$$

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

$$\operatorname{tg} k_n = \eta_n / k_n, \quad \operatorname{tg} k_n = k_n / \eta_n. \quad (4.7)$$

Согласно закону сохранения квазиимпульса для рассматриваемого процесса:

$$\mathbf{k}_{21} - \mathbf{k}_1 = \mathbf{k}_3 - \mathbf{k}_{23} = \mathbf{q}. \quad (4.8)$$

Считаем для простоты, что электроны в подзоне 2 заполняют состояния на дне подзоны до соответствующего квазиуровня Ферми. Состояния в подзоне 3 и 1, где электроны оказываются в результате процесса $22 + \hbar\omega \rightarrow 31$, расположены далеко от дна подзоны. Поэтому заполнение этих состояний можно не учитывать. Тогда для полной вероятности перехода $22 + \hbar\omega \rightarrow 31$ имеем:

$$W_{22,31} = \frac{S^3}{(2\pi)^6} \int_{k_{21} \leq k_{2F}} d\mathbf{k}_{21} \int_{k_{23} \leq k_{2F}} d\mathbf{k}_{23} \int d\mathbf{q} W(\mathbf{k}_{21}, \mathbf{k}_{23}; \mathbf{k}_{21} - \mathbf{q}, \mathbf{k}_{23} + \mathbf{q}), \quad (4.9)$$

где k_{iF} – граничные волновые числа Ферми для i -ой подзоны. Представим δ -функцию в правой части (4.1) в виде:

$$\begin{aligned} \Delta &= \delta(\hbar\omega + E_{2\mathbf{k}_{21}} - E_{1(\mathbf{k}_{21}-\mathbf{q})} - E_{3(\mathbf{k}_{23}+\mathbf{q})} + E_{2\mathbf{k}_{23}}) = \\ &= \frac{m_c}{\hbar^2} \delta[\lambda - q^2 + \mathbf{q} \cdot (\mathbf{k}_{21} - \mathbf{k}_{23})], \end{aligned} \quad (4.10)$$

где

$$\lambda = \frac{m_c}{\hbar^2} (\hbar\omega + 2E_{20} - E_{10} - E_{30}). \quad (4.11)$$

Выполняя с помощью δ -функции интегрирование по углу между двумерными векторами \mathbf{q} и $(\mathbf{k}_{21} - \mathbf{k}_{23})$ получим вместо (4.10) выражение

$$\Delta \rightarrow \frac{m_c}{\hbar^2 \sqrt{(q|\mathbf{k}_{21} - \mathbf{k}_{23}| + \lambda - q^2)(q|\mathbf{k}_{21} - \mathbf{k}_{23}| - \lambda + q^2)}}. \quad (4.12)$$

Пределы интегрирования по $q = |\mathbf{q}|$ в (4.9) таковы, что подкоренное выражение в знаменателе (4.12) всегда положительно. Имеем:

$$W_{22,31}^{(d)} = \frac{S^3 m_c}{(2\pi)^2 \hbar^3} \int_0^{\sqrt{4\pi n_2}} k_{21} dk_{21} \int_0^{\sqrt{4\pi n_2}} k_{23} dk_{23} \int_{-\pi}^{\pi} d\theta \times$$

$$\times \int_{|s^2(\theta)-p^2(\theta)|}^{|s^2(\theta)+p^2(\theta)|} dq q \frac{(M^{(d)}(q))^2}{\sqrt{(\xi - (s^2(\theta) - p^2(\theta))^2)((s^2(\theta) + p^2(\theta))^2 - \xi^2)}}, \quad (4.13)$$

где

$$s^2(\theta) = (1/2)|\mathbf{k}_{21} - \mathbf{k}_{23}| = (1/2)\sqrt{k_{21}^2 + k_{23}^2 - 2k_{21}k_{23}\cos\theta}, \quad (4.14)$$

$$p^2(\theta) = (1/2)\sqrt{k_{21}^2 + k_{23}^2 - 2k_{21}k_{23}\cos\theta + 4\lambda}.$$

Для полной вероятности необходимо ввести множитель β , описывающий слабую интерференцию прямого и обменного вкладов в вероятность перехода $22 \rightarrow 31$. Как показывают более детальные вычисления, этот коэффициент слабо отличается от единицы. В итоге получаем:

$$W_{22,31} = 2\beta W_{22,31}^{(d)}. \quad (4.15)$$

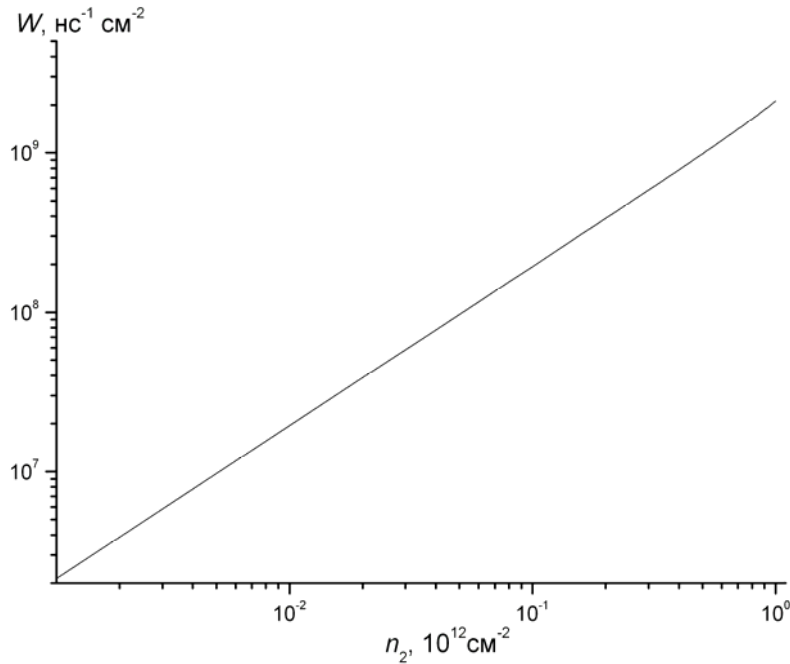


Рис. 4.3. Зависимость вероятности $W_{22,31}$ от концентрации носителей в подзоне 2: $a = 5$ нм, $j = 1$ МВт/см²

На рис. 4.3 представлена зависимость величины $W_{22,31}^{(d)} / S$ от концентрации электронов в подзоне 2 при полуширине квантовой ямы, $a = 5$ нм, и энергии кванта $\hbar\omega = 0.3$ эВ.

§ 4.4. Уравнения баланса заселенностей электронов

При составлении уравнений баланса следует иметь в виду, что при больших интенсивностях накачки j концентрации электронов в подзонах 1 и 2 становятся сопоставимыми, и следует учитывать фотоиндуцированные переходы, как с поглощением, так и с испусканием фотона. Сказанное не относится к переходам $2 \rightarrow 3$, $3 \rightarrow c$, так как конечные состояния для этих переходов практически не заполнены из-за отдаленности от минимумов соответствующих подзон в квантовой яме. Обладая относительно большой кинетической энергией, электроны или дырки в этих конечных состояниях быстро теряют ее за счет внутризонной или внутривидовой релаксации и покидают область резонанса.

Система уравнений для концентраций электронов $n_{1,2,3,c}$ в трех подзонах квантовой ямы и в непрерывном спектре имеет вид:

$$\begin{aligned} \dot{n}_c &= \sigma_{3c} j n_3 - W_{c3} n_c, \\ \dot{n}_3 &= W_{c3} n_c - \sigma_{3c} j n_3 - (W_{31} + W_{32}) n_3 + W_{22,31}(n_2), \\ \dot{n}_2 &= -W_{21} n_2 + W_{32} n_3 - 2W_{22,31}(n_2) + \sigma_{12} j (n_1 - n_2), \\ \dot{n}_1 &= -\sigma_{12} j (n_1 - n_2) + W_{21} n_2 + W_{31} n_3 + W_{22,31}(n_2) \end{aligned} \quad (4.16)$$

с начальными условиями: $n_2, n_3, n_c = 0$, $n_1 = n_0$ при $t = 0$. В формулах (4.16) n_c – «двумерная» концентрация носителей в зоне проводимости, отличающаяся от обычной концентрации \tilde{n}_c множителем n_w (число квантовых ям на единицу длины в направлении оси роста наноструктуры), $\tilde{n}_c = n_w n_c$; W_{ij} ($i > j$) – скорости релаксационных переходов из i -й подзоны в j -ю, σ_{ji} – сечения оптических переходов между j -ой и i -ой подзонами, σ_{c3} – сечение оптического перехода между верхней подзоной 3 и состояниями непрерывного спектра зоны проводимости, W_{c3} – скорость захвата электронов и дырок из непрерывного спектра зоны проводимости в подзону 3 квантовой ямы. Вероятность перехода $22 + \hbar\omega \rightarrow 31$ описывается членом $W_{22,31}$. 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. Сечения σ_{c3} были рассчитаны в § 3.2.

При численных расчетах удобно пользоваться уравнениями баланса именно в форме (4.16), хотя благодаря соотношению $n_c + n_3 + n_2 + n_1 = n_0$ можно свести (4.16) к системе из трех нелинейных уравнений.

§ 4.5. Результаты численного решения уравнений баланса и их обсуждение

В расчете использовались следующие значения параметров, фигурирующих в правых частях уравнений (4.16): $a = 3.0$ нм, $n_0 = 10^{12}$ см⁻², $m_c = 0.04m$, $W_{31} = 20$ нс⁻¹, $W_{c3} = 10$ нс⁻¹, $W_{32} = 70$ нс⁻¹, $W_{21} = 100$ нс⁻¹, $\sigma_{12} = 3$ см²/нс МВт, $\sigma_{3c} = 25$ см²/МВт нс, $U_c = 1.74$ эВ.

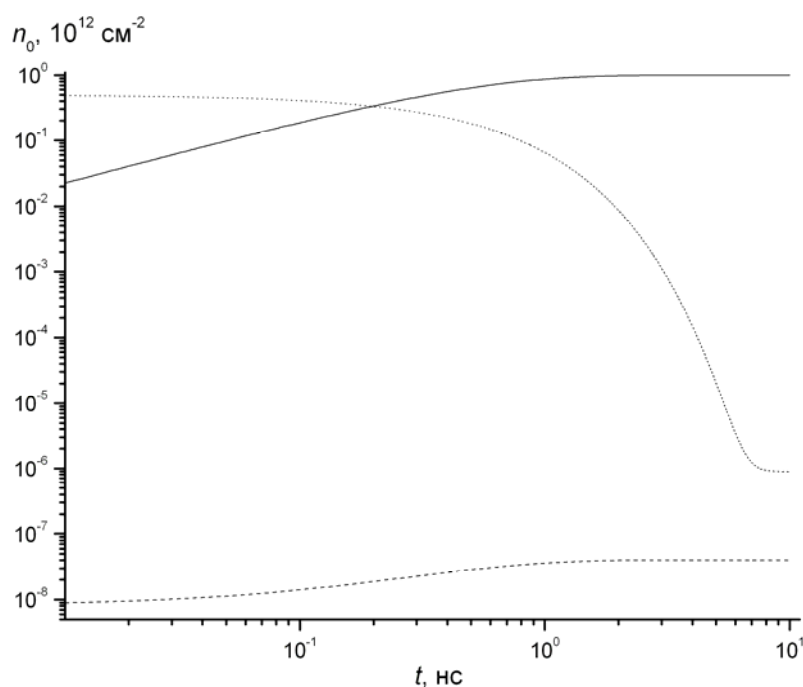


Рис. 4.4. Зависимости концентраций носителей в подзонах размерного квантования и в зоне проводимости от времени с момента включения импульса накачки; n_1 , n_2 – пунктирная линия; n_3 – штриховая линия; n_c – сплошная линия

На рис. 4.4 приведены зависимости концентраций носителей в подзонах квантовой ямы и в непрерывном спектре от времени, прошедшего с момента включения импульса накачки с интенсивностью 1 МВт/см². Следует отметить, что вследствие того, что частота падающего света попадает в резонанс с частотой перехода между первой и второй подзонами, происходит быстрое перераспределение электронов между ними и затем их заселенности практически совпадают. В отличие от эффекта фотонной лавины заселенности плавно меняются со временем. Квазиравновесные заселенности при $j = 1$ МВт/см² устанавливаются за времена порядка наносекунд.

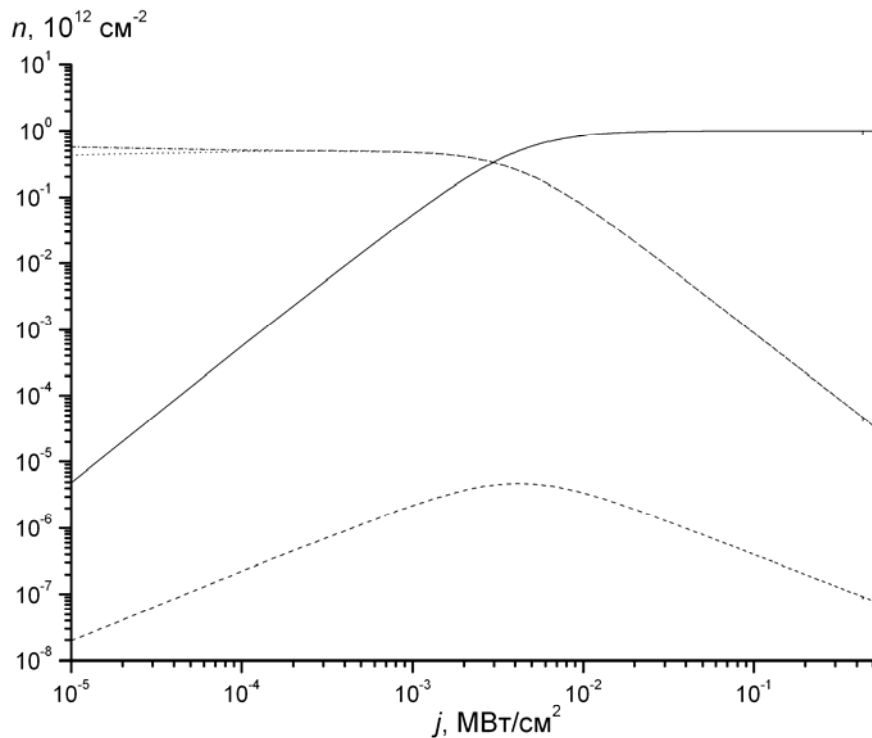


Рис. 4.5. Зависимости квазиравновесных концентраций носителей в подзонах размерного квантования и в зоне проводимости от интенсивности накачки j : n_1 , n_2 – пунктирная линия; n_3 – штриховая линия; n_c – сплошная линия

На рис. 4.5 приведены зависимости квазиравновесных заселенностей $n_{1,2,3,c}$ от интенсивности импульса накачки. Видно, что уже при небольших интенсивностях света заселенности первой и второй подзон размерного квантования практически выравниваются. Заселенность третьей подзоны все время остается низкой в силу того, что из этой подзоны электроны, поглощая кванты света $\hbar\omega$, быстро уходят в непрерывный спектр. Концентрация носителей в состояниях непрерывного спектра оказывается высокой. Так при $j \sim 100 \text{ кВт/см}^2$ и среднем расстоянии между квантовыми ямами $\sim 10^{-5} \text{ см}$ квазиравновесная концентрация носителей составляет $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

Полученные результаты показывают, что в отличие от эффекта фотонной лавины механизм оптического трамплина не характеризуется какой-либо пороговой интенсивностью возбуждающего света, вблизи которой состояние системы претерпевает резкие изменения. Тем не менее, в случае достаточно высокой начальной концентрации электронов в нижней подзоне размерного квантования механизм оптического трамплина приводит к эффективной ионизации глубокой квантовой ямы длинноволновым светом с частотой, резонансной переходу между двумя нижними подзонами размерного квантования. При этом разность энергий электрона в состоянии непрерывного спектра и в нижней подзоне размерного квантова-

ния более чем в три раза превышает энергию фотона. Заметная концентрация свободных носителей и, следовательно, проводимость в направлении оси роста наноструктуры возникает уже при умеренных интенсивностях возбуждающего света $j \sim 10^5 - 10^6$ Вт/см².

ГЛАВА 5. ПРЕДПРОБОЙНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ НЕРАВНОВЕСНЫХ ЭЛЕКТРОН-ДЫРОЧНЫХ ПАР: ЭФФЕКТ МНОГОФОТОННОЙ ЛАВИНЫ

В этой главе рассмотрен новый механизм предпробойной генерации электрон-дырочных пар, включающий каскад межзонных многофотонных переходов, а также процессов оже-типа с участием двух или трех фотонов. Совокупность этих процессов приводит к эффекту многофотонной лавины. Пороговые интенсивности излучения накачки, необходимые для включения лавинного механизма, находятся в области 10^{11} – 10^{12} Вт/см². Составлены уравнения баланса населенностей в зонах, описывающие кинетику генерации пар, и получены их численные решения. Показано, что при интенсивностях, превышающих пороговые значения, предложенный механизм генерации неравновесных электрон-дырочных пар оказывается более эффективным, чем «обычное» многофотонное поглощение.

§ 5.1. Введение

Первые работы по пробое прозрачных диэлектриков и широкозонных полупроводников мощным лазерным излучением появились еще в 60-х годах (см., например [71-75]). Тем не менее, многообразие и сложность физических аспектов и исключительно высокое практическое значение явления пробоя делают его исследование по-прежнему актуальным. В настоящей главе рассматривается лишь один из аспектов этой проблемы – генерация неравновесных электрон-дырочных пар интенсивным светом с энергией кванта $\hbar\omega$, большой по сравнению с энергиями колебательных возбуждений, но малой по сравнению с шириной запрещенной зоны материала E_g . По-видимому, в большинстве случаев именно появление под действием мощного света значительного количества неравновесных свободных носителей является основной предпосылкой процессов, ведущих, в конечном счете, к деструкции материала.

Уже в ранних работах указывалось, что при возникновении пробоя в очень чистых прозрачных материалах основную роль играют два механизма генерации неравновесных электрон-дырочных пар – лавинная ионизация и многофотонные межзонные переходы. Пробоем за счет лавинной ионизации посвящено большое количество работ (см., например, [75-83]). Вместе с тем, понятно, что в интересующем нас случае, когда $\hbar\omega \gtrsim 1$ эВ, $E_g \gtrsim 5$ эВ, эффективность процесса ударной ионизации, вызывающей лавину, едва ли может быть высокой. Дело в том, что в силу законов сохранения энергии и импульса в процессе рождения электрон-дырочной пары

свободным электроном в зоне проводимости, последний должен обладать кинетической энергией, превышающей пороговое значение

$$E_{\text{th}} = \frac{2\zeta + 1}{\zeta + 1} E_g, \quad (5.1)$$

где $\zeta = m_c/m_v$, m_c и m_v — эффективные массы электронов в нижней зоне проводимости и дырок в верхней валентной зоне соответственно. Здесь и далее для определенности говорим об электронах, хотя процессы типа ударной ионизации могут идти и за счет неравновесных дырок. Ясно, что ширина разрешенной зоны ΔE_c может оказаться меньшей, чем E_{th} , и в этом случае механизм ударной ионизации, по крайней мере, в простой форме не работает. Если же $\Delta E_c > E_{\text{th}}$, то требующуюся кинетическую энергию электрон может получить либо за счет многоступенчатого каскада внутризонных однофотонных переходов, либо за счет многофотонных внутризонных переходов. Оба этих механизма при $\hbar\omega \gtrsim 1$ эВ крайне неэффективны. Каскадный механизм — в силу малости коэффициента внутризонного поглощения в интересующей нас спектральной области (эффективные сечения $\sim 10^{-20}$ - 10^{-19} см²) и коротких ($\sim 10^{-13}$ с) времен релаксации носителей, обусловленных, в первую очередь, их взаимодействием с полярными оптическими колебаниями решетки. Вероятности же 5-8-фотонных внутризонных переходов (см., например, [84-87]) в интересующем нас спектральном диапазоне заведомо меньше, чем вероятности многофотонных межзонных переходов, при которых рождаются неравновесные электрон-дырочные пары.

Межзонные многофотонные переходы, несомненно, играют важную роль в предпробойной генерации электрон-дырочных пар. При этом либо за счет межзонных многофотонных переходов непосредственно получается достаточная для пробоя концентрация неравновесных носителей, либо межзонные многофотонные переходы рожают затравочные электроны для лавинной ионизации. Роли межзонных многофотонных переходов в физике пробоя и обсуждению различных механизмов пробоя посвящены работы [88-92].

В девяностых годах был выполнен ряд работ по пробоям твердых тел сверхкороткими лазерными импульсами субпикосекундного и фемтосекундного диапазонов. Это привело к оживлению дискуссии вокруг возможных механизмов пробоя (см. [93-101]). В частности, подробно исследовались зависимости порога пробоя от длительности импульса и частоты света [93-99]. Некоторые из этих зависимостей хорошо описывались в рамках модели [94, 96], где лавинная ионизация являлась главным возбуждающим механизмом, а многофотонные межзонные переходы обеспечивали создание начальной заселенности электронов для запуска этой лавины. Однако в рамках этой модели, основанной на уравнении Фоккера-Планка для динамики электронов в поле излучения, не удавалось объяснить ре-

зультаты измерений порога пробоя как функции от задержки между двумя лазерными импульсами [98, 99]. Несколько иная модель, основанная на кинетических уравнениях Больцмана, предложена в [100]. Здесь, в отличие от [94], предполагается, что в случае коротких лазерных импульсов ($\tau_i \leq 200$ фс) многофотонная ионизация доминирует над лавинной (см. также [90]). Модель, предложенная в работе [94], была модифицирована в [101], путём учёта в кинетических уравнениях процессов релаксации и описания источников электронов. В то же время и эта модель не претендует на полное описание совокупности имеющихся экспериментальных данных.

Помимо процессов лавинной ионизации и многофотонных межзонных переходов в генерацию электрон-дырочных пар могут вносить вклад уже упоминавшиеся ранее процессы промежуточного типа [21, 22, 25]. Если выполняется соотношение $(n-1)\hbar\omega < E_g < n\hbar\omega$, то дефицит энергии $\Delta^{(n-1)} = E_g - (n-1)\hbar\omega$, необходимой для рождения электрон-дырочных пар при поглощении $n-1$ фотонов, может быть восполнен за счет кинетической энергии свободных электронов, которая в этом случае должна превышать пороговое значение

$$E'_{\text{th}} = \frac{2\zeta + 1}{\zeta + 1} \Delta^{(n-1)}. \quad (5.2)$$

Очевидно, что $E'_{\text{th}} \ll E_{\text{th}}$. Если $E'_{\text{th}} \gg k_B T$, то в процессе могут участвовать только те свободные электроны, которые обладают достаточно большой кинетической энергией. Эта энергия может быть приобретена лишь за счет внутризонного поглощения света. Такие процессы, как показано в § 1.3, особенно актуальны только для длинноволновой области спектра, где сечения внутризонного поглощения света достаточно велики. Хотя обсуждавшиеся в § 1.3 процессы сами по себе едва ли могут играть заметную роль в интересующей нас проблеме пробоя широкозонного материала излучением диапазона 1 мкм, модифицированные варианты переходов такого типа могут оказаться вполне актуальными. В частности, они играют ключевую роль в предлагаемой в данной работе модели предпробойной генерации электрон-дырочных пар, основанной на схеме фотонной лавины, которая подробно рассматривалась в главах 2 и 3.

В данной главе рассматривается новый механизм генерации неравновесных электрон-дырочных пар светом очень высокой интенсивности ($j \sim 10^{11} - 10^{12}$ Вт/см²). Этот механизм, основанный на схеме типа фотонной лавины, включает также «обычные» многофотонные межзонные переходы и многофотонные межзонные переходы с участием свободных носителей.

§ 5.2. Модель многофотонной лавины

Поскольку нас интересует, в первую очередь, предпробойное возбуждение предельно чистых материалов, предполагается, что отсутствуют примеси, ионизация которых светом могла бы привести к заметной концентрации неравновесных носителей. Считается также, что отсутствуют неоднородности, локальный разогрев которых излучением также мог бы привести к пробое.

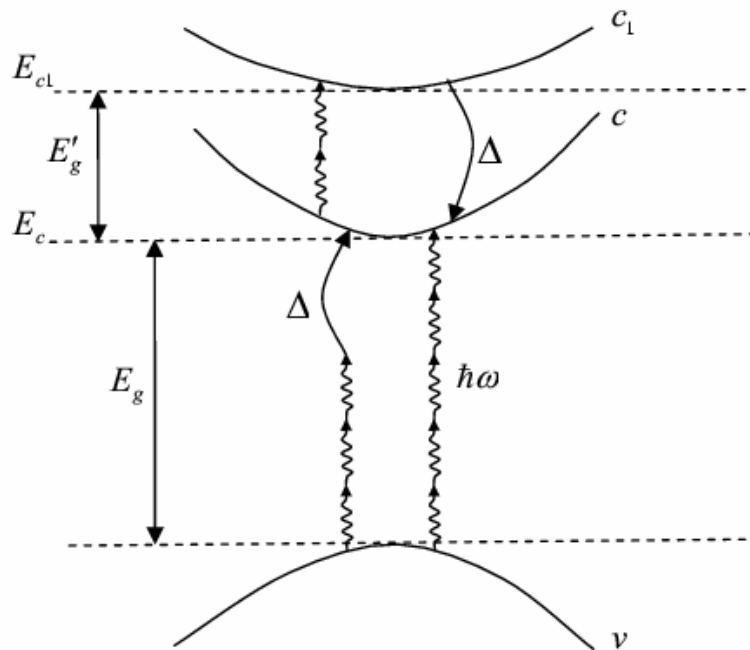


Рис. 5.1. Схема переходов в системе состоящей из валентной зоны и двух зон проводимости, $l = 3$; волнистыми линиями со стрелками обозначены фотоны (см. также пояснения в тексте)

Рассмотрим, модель кристалла, включающую две зоны проводимости c и c_1 и валентную зону v . Для определенности предположим, что энергетический зазор E_g между валентной зоной и нижней зоной проводимости c несколько меньше $n\hbar\omega$, а зазор между зонами проводимости E'_g меньше $l\hbar\omega$ ($l < n$, см. рис. 5.1). Будем рассматривать два варианта процесса: (A) $n = 5$, $l = 3$ и (B) $n = 5$, $l = 2$. За счет прямых n -фотонных переходов между валентной зоной v и нижней зоной проводимости c в последней появляется некоторое число свободных электронов. За времена $\sim 10^{-13}$ с они оказываются вблизи дна зоны. Затем благодаря l -фотонным переходам между зонами проводимости c и c_1 электроны попадают в верхнюю зону проводимости. Ключевую роль для предлагаемого механизма играет процесс оже-типа с участием фотонов – $c_1 + (n - l)\hbar\omega \rightarrow ccv$, т.е. электрон в зоне c_1 с помощью $(n - l)$ фотонов рождает пару, состоящую из дырки в зоне v и электрона в зоне c , переходя при этом в зону c , где в результате появляются два новых электрона. Если соотносить это с «классической» схемой фотонной

лавины, описанной в § 1.1, то n -фотонные переходы $v \rightarrow c$ играют роль слабых нерезонансных переходов $1 \rightarrow 2$, l -фотонные переходы $c \rightarrow c_1$ соответствуют быстрым резонансным переходам $2 \rightarrow 3$, а переходы $c_1 + (n - l)\hbar\omega \rightarrow ccv$ играют ту же роль, что кросс-релаксация.

Мы будем называть предлагаемый здесь механизм генерации электрон-дырочных пар многофотонной лавиной.

Рассматриваемая модель, естественно, включает также релаксационный процесс $c_1 \rightarrow c$ с участием фононов и процессы рекомбинации неравновесных фотовозбуждённых электронов и дырок.

Очевидно, что предложенная модель может работать лишь в области очень сильных электромагнитных полей ($F_\omega \gtrsim 10^7$ В/см). При $\hbar\omega = 1.17$ эВ, $m_r = 0.4 m$ ($m_r^{-1} = m_c^{-1} + m_v^{-1}$, m – масса свободного электрона), $E_g = 5.7$ эВ, $F_\omega = 10^7$ В/см параметр Келдыша [84, 85]

$$\gamma = \omega \sqrt{m_r E_g} / e F_\omega \quad (5.3)$$

принимает значение $\gamma \approx 6.4$. Большая величина параметра γ позволяет заключить, что в области интенсивностей меньших 10^{13} Вт/см² в рассматриваемой ситуации адекватной является картина многофотонных межзонных переходов, а не межзонного туннелирования в поле сильной электромагнитной волны. При этом неравенство $1/(4\gamma)^2 \ll 1$ позволяет утверждать, что между заданными зонами фактически будут идти переходы с наименьшим числом фотонов, допускаемым законами сохранения³. Для оценки вероятностей многофотонных межзонных переходов далее будут использоваться результаты работ [86], [87], где получены формулы для вероятностей n -фотонных межзонных переходов $W_{vc}^{(n)} \equiv \sigma_{vc}^{(n)} j^n$ при произвольных n . В области малых j для $n = 3$ эти формулы совпадают с полученными в рамках стандартной теории возмущений. При $n \gg 1$ формулы из [86, 87] дают асимптотику, близкую к той, что получена Л.В. Келдышем в [84] и Ю.А. Бычковым и А.М. Дыхне [85].

Как уже отмечалось выше, ключевую роль для запуска процесса многофотонной лавины играют переходы оже-типа $c_1 + s\hbar\omega \rightarrow ccv$, $s = n - l$. Вычислению вероятностей этих переходов $W_a^{(s)} \equiv \gamma^{(s)} j^s n_{c_1}$ посвящен следующий параграф.

§ 5.3. Расчет вероятностей многофотонных переходов оже-типа

Представим гамильтониан электрон-фотонной системы в виде

³ Такая ситуация является типичной, но бывают исключения. Так в работе [110] показано, что в непрямозонном материале AgBr благодаря особенностям электронной зонной структуры и проявлениям оптического эффекта Штарка в условиях двойного межзонного резонанса вероятности n -фотонных межзонных переходов с $n = 3$ и $n = 4$ оказываются в при $j \gtrsim 10^{10}$ Вт/см² ($\lambda = 560$ нм) большими, чем вероятности переходов с $n = 2$.

$$\hat{H} = \hat{H}_e^{(0)} + \hat{H}_{\text{phot}}^{(0)} + \hat{H}'_{\text{e-phot}} + H''_{\text{e-phot}} + \hat{H}'_{\text{e-e}}, \quad (5.4)$$

где

$$\hat{H}_e^{(0)} = \sum_{i,\mathbf{k}} \varepsilon_i(\mathbf{k}) \xi_{i\mathbf{k}}^+ \xi_{i\mathbf{k}}, \quad \hat{H}_{\text{phot}}^{(0)} = \sum_{\mathbf{k},\lambda} \hbar \omega_{\mathbf{k}} c_{\mathbf{k}\lambda}^+ c_{\mathbf{k}\lambda} \quad (5.5)$$

– гамильтонианы невзаимодействующих подсистем свободных электронов и фотонов,

$$\hat{H}'_{\text{e-phot}} = \sum_{\mathbf{k}i,\mathbf{k}'j} (V_{\mathbf{k}i,\mathbf{k}'j}^{\mathbf{k}\lambda} c_{\mathbf{k}\lambda} + V_{\mathbf{k}'j,\mathbf{k}i}^{*\mathbf{k}\lambda} c_{\mathbf{k}\lambda}^+) \xi_{i\mathbf{k}}^+ \xi_{j\mathbf{k}'}, \quad (5.6)$$

$$V_{\mathbf{k}i,\mathbf{k}'j}^{\mathbf{k}\lambda} = -\frac{ie\hbar}{m} \left(\frac{2\pi\hbar}{L^3} \right)^{1/2} \frac{\langle \mathbf{k}i | \mathbf{e}_{\mathbf{k}\lambda} \cdot \nabla | \mathbf{k}'j \rangle}{[\omega_{\mathbf{k}} \varepsilon_T(\omega_{\mathbf{k}}, \mathbf{k})]^{1/2}}, \quad (5.7)$$

– линейная по полю часть электрон-фотонного взаимодействия, $H''_{\text{e-phot}}$ – квадратичная по полю часть электрон-фотонного взаимодействия, отличная от нуля лишь при учете малого волнового вектора фотона \mathbf{k} ,

$$H'_{\text{e-e}} = \sum_{\substack{\mathbf{k}_0i,\mathbf{k}_1i', \\ \mathbf{k}_3j,\mathbf{k}_2j'}} \langle \mathbf{k}_0i, \mathbf{k}_3j | \hat{V}_{\text{e-e}} | \mathbf{k}_1i', \mathbf{k}_2j' \rangle \xi_{\mathbf{k}_0i}^+ \xi_{\mathbf{k}_3j}^+ \xi_{\mathbf{k}_1i'} \xi_{\mathbf{k}_2j'}, \quad (5.8)$$

$$\langle \mathbf{k}_0i, \mathbf{k}_3j | \hat{V}_{\text{e-e}} | \mathbf{k}_1i', \mathbf{k}_2j' \rangle = \frac{4\pi e^2 \delta_{\mathbf{k}_0+\mathbf{k}_3,\mathbf{k}_1+\mathbf{k}_2}}{\varepsilon_L(\tilde{\Omega}, \mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_1) |\mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_1|^2 L^3} \beta_{\mathbf{k}_0\mathbf{k}_1}^{ii'} \beta_{\mathbf{k}_3\mathbf{k}_2}^{jj'}, \quad (5.9)$$

$$\beta_{\mathbf{k},\mathbf{k}-\mathbf{q}}^{ii'} = \frac{1}{V_0} \int u_{i\mathbf{k}}^*(\mathbf{r}) u_{i'\mathbf{k}-\mathbf{q}}(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \approx \begin{cases} 1, & i = i', \\ \beta_{\mathbf{q}}^{ii'} & i \neq i', \end{cases} \quad (5.10)$$

где величины $\beta_{\mathbf{q}}^{ii'} \sim \sqrt{\hbar^2 q^2 / (2m\Delta_E)} \ll 1$, Δ_E обозначает характерный зазор между зонами. В формулах (5.4-5.10) использованы следующие обозначения: m – масса свободного электрона; V_0 – объем элементарной ячейки; $\varepsilon_i(\mathbf{k})$ – блоховская энергия электрона в i -ой зоне; $\xi_{i\mathbf{k}}^+$, $\xi_{i\mathbf{k}}$ – операторы рождения и уничтожения для состояний с волновым вектором \mathbf{k} в i -й зоне, которые заменяются на электронные операторы $a_{i\mathbf{k}}^+$, $a_{i\mathbf{k}}$ или дырочные операторы $b_{i\mathbf{k}}$, $b_{i\mathbf{k}}^+$, когда индекс i пробегает значения, соответствующие зонам проводимости либо валентным зонам; \mathbf{k} , $\omega_{\mathbf{k}}$, λ и \mathbf{e}_{λ} – волновой вектор, частота, индекс поляризации и единичный вектор поляризации фотонов; $c_{\mathbf{k}\lambda}^+$, $c_{\mathbf{k}\lambda}$ – операторы рождения и уничтожения фотонов; $\varepsilon_L(\omega, \mathbf{q})$ и $\varepsilon_T(\omega, \mathbf{q})$ – продольная и поперечная диэлектрические проницаемости, зависящие от частоты и волнового вектора, переданная при межэлектронных столкновениях частота $\tilde{\Omega}$ дается выражением $\tilde{\Omega} = \hbar^{-1}[\varepsilon_i(\mathbf{k}_0) - \varepsilon_{i'}(\mathbf{k}_1)]$.

Оценка матричных элементов операторов $H'_{e\text{-phot}}$ и $H'_{e\text{-e}}$ с использованием $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$ - теории возмущений приводит к следующему результату: отношение внутризонного матричного элемента оператора электрон-фотонного взаимодействия $H'_{e\text{-phot}}$ к межзонному матричному элементу пропорционально величине $\beta_k^{ii'} \ll 1$, а в случае кулоновского взаимодействия $H'_{e\text{-e}}$ отношение межзонного матричного элемента к внутризонному пропорционально величине $\beta_q^{ii'}$ [см. формулы (5.6-5.10)].

Выражение для вероятности многофотонного перехода из зоны ν в зону c с участием свободных носителей из зоны c_1 запишем в виде:

$$W_a^{(l)} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\mathbf{k}_0, \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{k}_3} f_{c_1 \mathbf{k}_0} (1 - f_{\nu \mathbf{k}_3}) \left\langle \left\langle |M_d^{(l)} + M_{exc}^{(l)}|^2 \right\rangle \right\rangle_{\text{phot}} \times \delta[\varepsilon_{c_1}(\mathbf{k}_0) + \varepsilon_\nu(\mathbf{k}_3) - \varepsilon_c(\mathbf{k}_1) - \varepsilon_c(\mathbf{k}_2) + l\hbar\omega], \quad (5.11)$$

где f_{ik} – функция распределения электронов в i -й зоне, $M_d^{(l)}$ и $M_{exc}^{(l)}$ – прямой и обменный вклады в составной матричный элемент, $\left\langle \left\langle \right\rangle \right\rangle_{\text{phot}}$ – обозначает усреднение по состояниям фотонной подсистемы. Для усреднения используется т.н. диагональное представление Глаубера [102, 103] с оператором плотности электромагнитного поля

$$\rho_{\text{phot}} = \int P(\{\xi_{\mathbf{k}}\}) \prod_{\mathbf{k}} |\xi_{\mathbf{k}}\rangle \langle \xi_{\mathbf{k}}| d^2\xi_{\mathbf{k}}, \quad (5.12)$$

где $|\xi_{\mathbf{k}}\rangle$ и $\langle \xi_{\mathbf{k}}|$ собственные значения и собственные функции оператора $s_{\mathbf{k}}$. Излучение одномодового идеального стабильно генерирующего лазера описывается δ -образной диагональной весовой функцией

$$P(|\xi_{\mathbf{k}}|) = \frac{1}{2\pi\sqrt{n_{\mathbf{k}}}} \delta(|\xi_{\mathbf{k}}| - \sqrt{n_{\mathbf{k}}}), \quad (5.13)$$

где $n_{\mathbf{k}}$ – среднее число фотонов в моде.

В формуле (5.11) учтено, что из законов сохранения энергии и импульса следует, что конечные состояния электронов в зоне c удалены от дна зоны и могут считаться незаполненными.

Матричные элементы перехода будем вычислять в $(l+1)$ -м порядке теории возмущения – l порядков по взаимодействию $H'_{e\text{-phot}}$ и один порядок по взаимодействию $H'_{e\text{-e}}$. Вводя обозначение

$$\Delta^{(l)} = E'_g - E_g + l\hbar\omega, \quad (5.14)$$

запишем критерий применимости борновского приближения по межэлектронному взаимодействию $H'_{e\text{-e}}$ для рассматриваемой задачи в виде

$$\frac{e^2}{\varepsilon_i \hbar} \sqrt{\frac{m_c}{2\Delta^{(l)}}} \ll 1. \quad (5.15)$$

Условие (5.15) выполняется для не очень малых значений $\Delta^{(l)}$.

Критерии применимости теории возмущений по $H'_{e\text{-phot}}$ имеют вид:

$$\frac{eF_\omega p_{cv}}{m E_g \hbar \omega} \ll 1, \quad \omega_R^{(s)} \tau_p \ll 1, \quad (5.16)$$

где p_{cv} – межзонный матричный элемент оператора импульса, F_ω – амплитуда электрического поля световой волны, $\omega_R^{(s)}$ – s -фотонная частота Раби ($s = 2$ или 3) для переходов между зонами c и c_1 , τ_p – время релаксации импульса электронов, $\omega_R^{(s)} \propto j^{s/2}$, где j – интенсивность излучения. Первое из условий (5.16) выполняется для всех актуальных интенсивностей, тогда как второе при $s = 2$ выполняются лишь при $j \lesssim 10^{12}$ Вт/см². При более высоких интенсивностях, вообще говоря, требуется учет эффектов переизлучения фотонов.

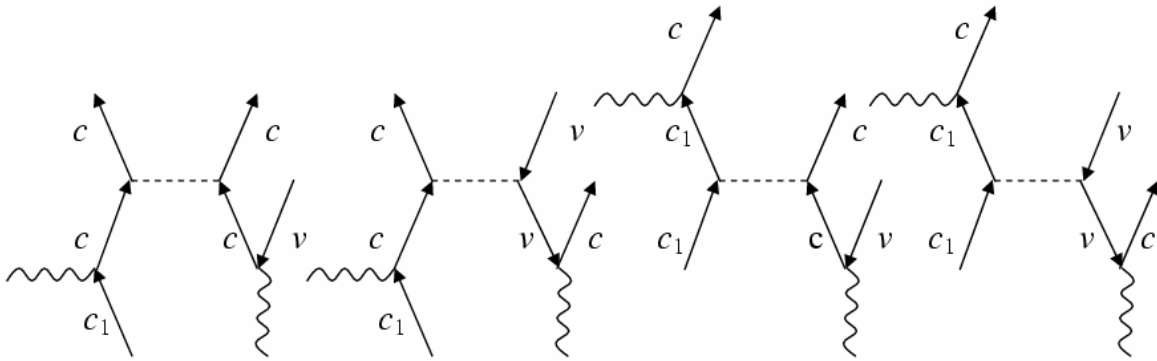


Рис. 5.2. Диаграммы, представляющие прямой вклад в процесс в случае модели *A*: сплошные линии со стрелками вверх (вниз) – электроны (дырки), волнистые – фотоны, пунктирные – кулоновское взаимодействие

Из множества диаграмм Фейнмана выберем те, которые вносят основной вклад в процесс. В случае модели *A* это диаграммы, в которых присутствуют только межзонные матричные элементы оператора электрон-фотонного взаимодействия и внутризонный матричный элемент оператора кулоновского взаимодействия. На рис. 5.2 представлены диаграммы, дающие прямой вклад в составной матричный элемент. Для модели *B* при выборе диаграмм считаем, что переходы из зоны v в зону c_1 запрещены. Как показывает анализ, в этом случае удастся выделить две диаграммы, вклад которых в $(\beta_q^{ii'})^{-2}$ раз больше вклада остальных диаграмм (рис. 5.3).

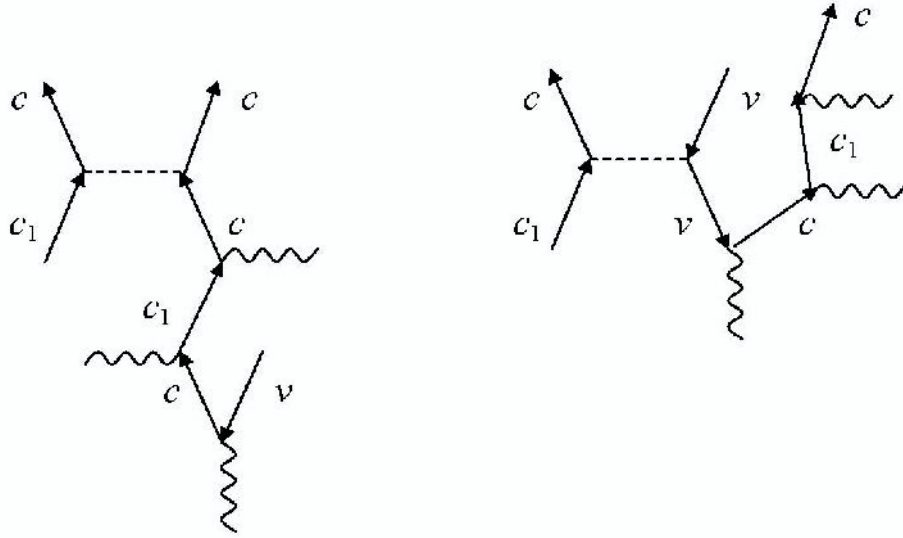


Рис. 5.3. Диаграммы, представляющие прямой вклад в случае модели V (обозначения такие же, как на рис. 5.2)

Для получения формул в виде, удобном для численных расчетов, используем следующие упрощающие предположения: будем считать, что зоны v , c , c_1 являются параболическими с экстремумами в центре зоны Бриллюэна в точке $\mathbf{k} = 0$, а электроны в зоне c_1 сосредоточены вблизи экстремума зоны, так что можно положить $\mathbf{k}_0 = 0$.

Прямой вклад составного матричного элемента запишем в виде:

$$M_d^{(2)} = C_0^{(2)} \frac{\delta_{\mathbf{k}_0+\mathbf{k}_3, \mathbf{k}_2+\mathbf{k}_1}}{|\mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_1|} [B_c^{-1}(\mathbf{k}_1) - B_c^{-1}(\mathbf{k}_0)] [B_{v0}^{-1}(\mathbf{k}_2) - B_{v0}^{-1}(\mathbf{k}_3)], \quad (5.17)$$

$$M_d^{(3)} = C_0^{(3)} C_q \frac{\delta_{\mathbf{k}_0+\mathbf{k}_3, \mathbf{k}_2+\mathbf{k}_1}}{|\mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_2|} \left[\frac{B_c^{-1}(\mathbf{k}_2) B_{v2}^{-1}(\mathbf{k}_2)}{2\hbar\omega} - \frac{B_{v0}^{-1}(\mathbf{k}_3) B_{v2}^{-1}(\mathbf{k}_3)}{B_c(\mathbf{k}_3) + B_{v2}(\mathbf{k}_3)} \right], \quad (5.18)$$

$$C_0^{(l)} = \frac{4\pi e^2}{L^3 \varepsilon_L(\tilde{\Omega})} \left(\frac{e A_0}{c} \right)^l \frac{(\mathbf{e}_\lambda \cdot \mathbf{p}_{cv})(\mathbf{e}_\lambda \cdot \mathbf{p}_{cc_1})}{m^2}, \quad C_q = \frac{p_{cc_1}^2 \hbar (\mathbf{e}_\lambda \cdot \mathbf{q})}{m^2 [\varepsilon_{c_1}(0) - \varepsilon_c(0)]},$$

$$B_c(\mathbf{k}) = (\zeta' - 1)\varepsilon_c(\mathbf{k}) + \delta_c, \quad B_{v\lambda}(\mathbf{k}) = (\zeta + 1)[\varepsilon_c(\mathbf{k}) + \delta_v] - n\hbar\omega, \quad (5.19)$$

$$\delta_c = \varepsilon_{c_1}(0) - \varepsilon_c(0) + \hbar\omega, \quad \delta_v = \frac{E_g - \hbar\omega}{1 + \zeta}.$$

В приведенных выше выражениях p_{cv} и p_{c_1c} – межзональные матричные элементы оператора импульса, A_0 – амплитуда вектор-потенциала световой волны, c – скорость света в вакууме, $\zeta = m_c/m_v$, $\zeta' = m_c/m_{c_1}$, m_i – эффективная масса частиц в i -й зоне. Выражение для обменного вклада составного матричного элемента можно получить из формул (5.17), (5.18) путем замены $\mathbf{k}_1 \leftrightarrow \mathbf{k}_2$.

После довольно громоздких вычислений получим следующее выражение для вероятности переходов:

$$W_a^{(l)} = \frac{2^{10} e^{2(l+2)} |p_{cv}|^2 |p_{cc_1}|^2 m_c^{(l-1)}}{\varepsilon_L^2 \varepsilon_T^{1/2} (\hbar\omega m)^2 c^l \zeta (1+\zeta)^2} n_{c_1} j^l I_l, \quad (5.20)$$

$$I_2 = \pi \cdot \hbar \cdot \int_{a_1}^{b_1} \int_{a_2}^{b_2} dx dy \frac{(\zeta' - 1)^2 f_2}{\delta_c^2 (y-x)} \times \left\{ \frac{(1+\zeta)y-x}{y[(1-\zeta')x + \delta_c \zeta']} + \frac{y - (1+\zeta)x + (\delta_c + \delta_v)\zeta}{[\delta_c - (1-\zeta')(y - \delta_v)](\delta_c + \delta_v - x)} \right\}^2, \quad (5.21)$$

$$I_3 = 2\pi^2 \hbar^3 \int_{c_1}^{d_1} \int_{c_2}^{d_2} dx dy \frac{f_3}{(\delta_c - \hbar\omega)^2 (\delta_c - x)(y - \delta_v)} \times \left\{ \frac{\sqrt{y - \delta_v}}{[(\zeta' - 1)(y - \delta_v) + \delta_c][y - 2\hbar\omega/(1+\zeta)]} + \frac{\sqrt{\delta_c - x}}{[(1-\zeta')x + \zeta'\delta_c][\delta_c + \delta_v - x - 2\hbar\omega/(1+\zeta)]} - \frac{4\zeta^2 \hbar\omega (\sqrt{y - \delta_v} + \sqrt{\delta_c - x})}{(1+\zeta)z[z + 2\zeta\hbar\omega/(1+\zeta)][(1+\zeta'/\zeta)z + (\zeta' - 1)\delta_v - \delta_c + 2\hbar\omega]} \right\}^2, \quad (5.22)$$

$$f_2 = \left\{ 1 + \exp[(y - x + \delta_v \zeta + \mu_p)/k_B T] \right\}^{-1},$$

$$f_3 = \left\{ 1 + \exp[(z + \delta_v \zeta + \mu_p)/k_B T] \right\}^{-1},$$

$$a_1 = \frac{(1+\zeta)^2}{1+2\zeta} \delta_v + \frac{\zeta}{1+2\zeta} \delta_c, \quad b_1 = \delta_c, \quad z = y - x - \hbar\omega,$$

$$\left. \begin{matrix} a_2 \\ b_2 \end{matrix} \right\} = \left(\frac{\zeta}{1+\zeta} \right)^2 \left\{ \sqrt{\delta_c - x} \mp \sqrt{\frac{1+2\zeta}{\zeta^2} x - \frac{\delta_c}{\zeta} - \left(\frac{1+\zeta}{\zeta} \right)^2 \delta_v} \right\} + \delta_v, \quad (5.23)$$

$$c_1 = \frac{(1+\zeta)^2}{1+2\zeta} \delta_v + \frac{\zeta}{1+2\zeta} \delta_c - \frac{1+\zeta}{1+2\zeta} \hbar\omega, \quad d_1 = \delta_c,$$

$$\left. \begin{matrix} c_2 \\ d_2 \end{matrix} \right\} = \left(\frac{\zeta}{1+\zeta} \right)^2 \left\{ \sqrt{\delta_c - x} \mp \sqrt{\frac{1+2\zeta}{\zeta^2} x - \frac{\delta_c}{\zeta} - \left(\frac{1+\zeta}{\zeta} \right)^2 \delta_v + \frac{1+\zeta}{\zeta^2} \hbar\omega} \right\} + \delta_v$$

где n_{c_1} – концентрация частиц в зоне c_1 , μ_p – химический потенциал дырок в зоне v , k_B – постоянная Больцмана, T – температура кристалла, остальные величины, фигурирующие в формулах (5.20-5.23), были определены выше.

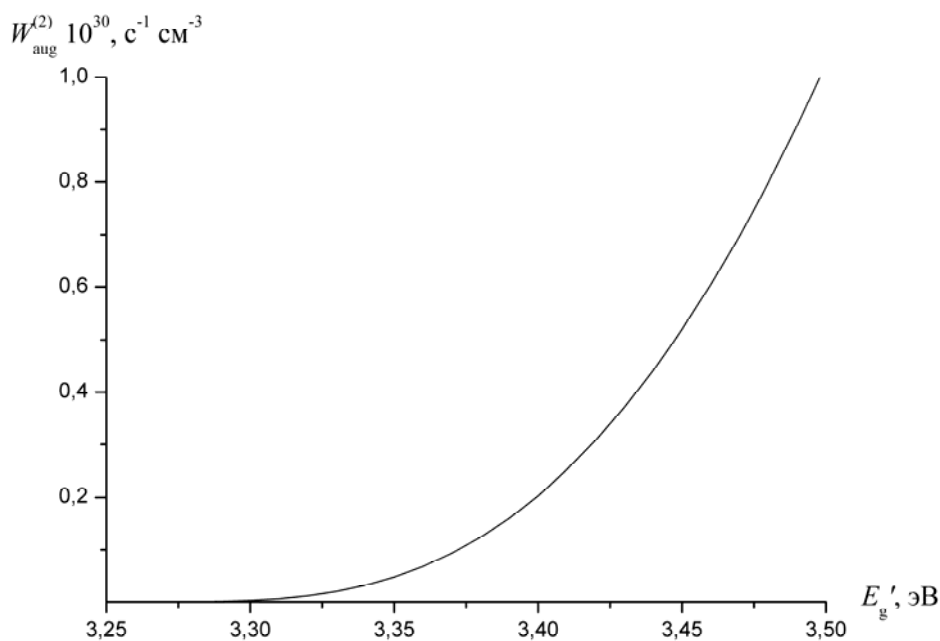
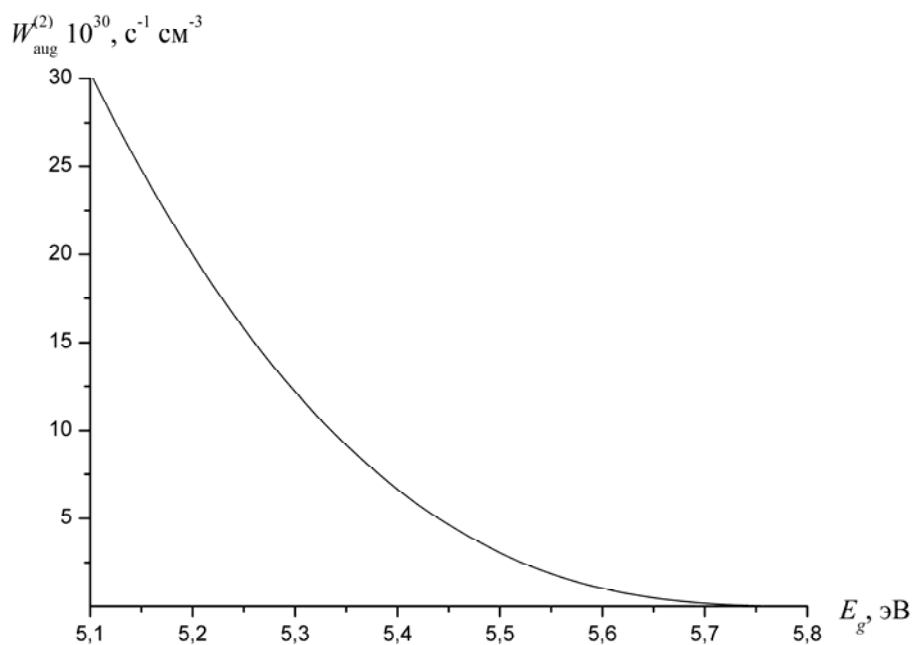


Рис. 5.4. Зависимости вероятности двухфотонного процесса оже-типа от параметров зонной структуры (*модель А*)

Перейдем к обсуждению результатов численных расчетов. На рис. 5.4 и 5.5 приведены графики рассчитанных по формулам (5.20-5.23)

зависимостей $W_a^{(l)}$ от некоторых параметров зонной структуры. При этом значения остальных параметров таковы: для модели *A* – $m_c = 0.6 m$, $m_{c_1} = 0.01 m$, $m_v = 0.8 m$, $E_g = 5.6$ эВ, $E'_g = 3.5$ эВ, $\varepsilon_T = 4.6$, $\varepsilon_L = 12.4$, $n_{c_1} = 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $p_{cc_1} = p_{cv} = 10^{-19} \text{ г см/с}$, $\hbar\omega = 1.17$ эВ, $j = 10^{11} \text{ Вт/см}^2$; для модели *B* – $m_c = 0.6 \cdot m$, $m_{c_1} = 0.1 \cdot m$, $m_v = 0.8 \cdot m$, $E_g = 5.6$ эВ, $E'_g = 2.32$ эВ, $\varepsilon_T = 4.6$, $\varepsilon_L = 12.4$, $n_{c_1} = 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $p_{cc_1} = p_{cv} = 10^{-19} \text{ г см/с}$, $\hbar\omega = 1.17$ эВ, $j = 10^{11} \text{ Вт/см}^2$.

В работах [86, 87] были получены следующие формулы для вероятности $W^{(5)}$ «обычного» прямого пятифотонного перехода между зонами *v* и *c*:

$$W_{vc}^{(5)} = \frac{\sqrt{2E_{0c}} m_c^{3/2}}{\pi \hbar^4 (\zeta + 1)} \left(\frac{\rho}{2} \right)^2 |g|^2, \quad (5.24)$$

где

$$\rho = \frac{1}{4\hbar\omega} \left\{ \frac{10|V_{vc}|^2}{24\hbar\omega} - \frac{|V_{cc_1}|^2 \Delta_{c_1c}}{\Delta_{c_1c}^2 - (\hbar\omega)^2} \right\},$$

$$g = -\frac{V_{vc}}{144\hbar\omega} \left[\frac{5|V_{vc}|}{6\hbar\omega} + \frac{|V_{cc_1}|^2 (5\hbar\omega - 3\Delta_{c_1c})}{\Delta_{c_1c}^2 - (\hbar\omega)^2} \right], \quad (5.25)$$

$$E_{0c} = \frac{5\hbar\omega - E_g}{\zeta + 1}, \quad \Delta_{c_1c} = \varepsilon_{c_1}(0) - \varepsilon_c(0), \quad V_{ij} = \sqrt{\frac{8\pi j}{c\sqrt{\varepsilon_T(\omega)}}} \frac{e p_{ij}}{m\omega}.$$

Сравнение полученных величин вероятностей $W_a^{(l)}$ процессов оже-типа $c_1 + l\hbar\omega \rightarrow cc$ ($l = 2, 3$) с рассчитанной по формулам (5.24, 5.25) вероятностью $W^{(5)}$ прямого пятифотонного перехода между зонами *v* и *c* при тех же значениях параметров зонной структуры вероятностью показывает, что при $p_{cc_1} = p_{cv} = 10^{-19} \text{ г см/с}$, $\hbar\omega = 1.17$ эВ, $j = 10^{11} \text{ Вт/см}^2$ и $n_{c_1} > 10^{17} \text{ 1/см}^3$ $W_a^{(l)} \gg W_{vc}^{(5)}$. Это справедливо как для модели *A*, так и для модели *B*. Указанное обстоятельство является весьма важным для кинетики предпробойной генерации электрон-дырочных пар в широкозонных материалах, так становится возможным запуск процесса типа фотонной лавины. Кинетике специфической многофотонной лавины, где размножения электронов в возбужденных состояниях обеспечивается за счет рассмотренного в данной работе процесса, будут посвящены следующие параграфы.

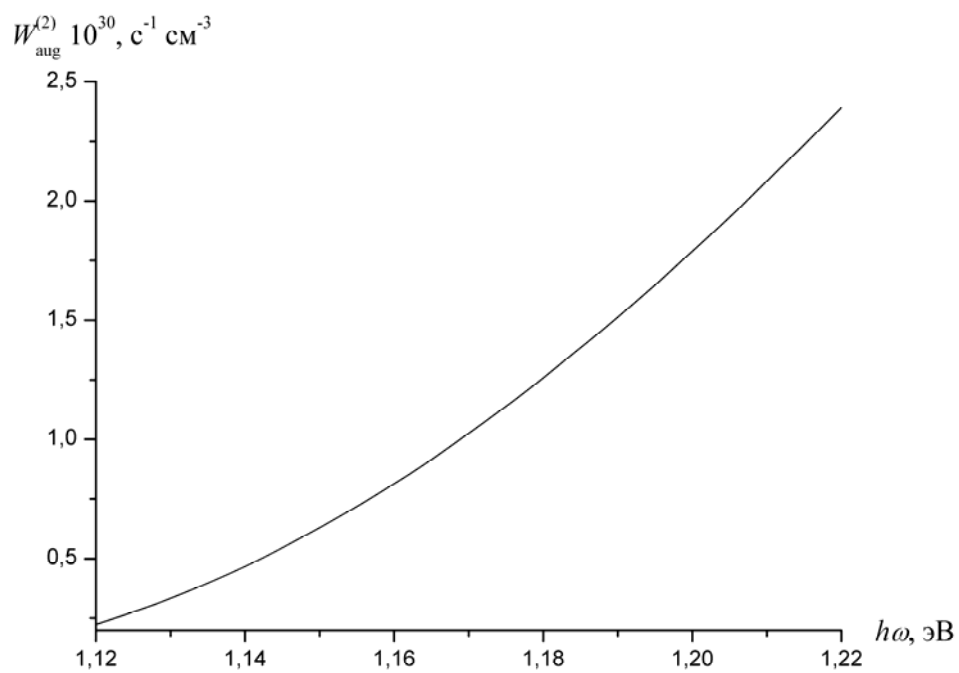
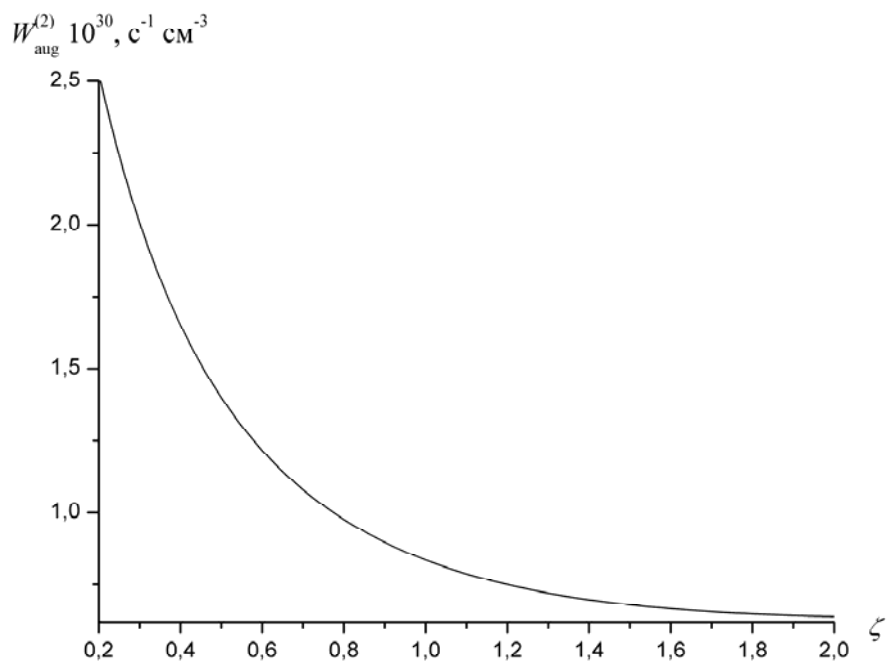


Рис.5.5. Зависимости вероятности двухфотонного процесса оже-типа от параметра $\zeta = m_c / m_v$ и частоты света (модель А)

§ 5.4. Уравнения баланса для заселённостей зон

Уравнения баланса для концентраций электронов n_c , n_{c_1} в двух зонах проводимости имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \dot{n}_{c_1} &= -W_{c_1c} n_{c_1} + \sigma_{cc_1}^{(l)} j^l f_{cc_1} - \gamma^{(l)} j^{n-l} n_{c_1} - \\ &\quad - d_{c_1} [(p_0 + n_c - n_0 + n_{c_1}) n_{c_1} - n_0 p_0], \\ \dot{n}_c &= W_{c_1c} n_{c_1} - \sigma_{cc_1}^{(l)} j^l f_{cc_1} + 2\gamma^{(l)} j^{n-l} n_{c_1} + \\ &\quad + \sigma_{vc}^{(n)} j^n (1 - f_c)(1 - f_p) - d_c [(p_0 + n_c - n_0 + n_{c_1}) n_c - n_0 p_0], \end{aligned} \quad (5.26)$$

с начальными условиями $n_{c_1} = 0$, $n_c = n_0$ при $t = 0$. В формулах (5.26) W_{c_1c} – скорость релаксационных переходов электронов из верхней зоны проводимости в нижнюю, n_0 и p_0 – равновесные концентрации электронов в нижней зоне проводимости и дырок в валентной зоне соответственно. Скорости l -фотонных переходов $w_{cc_1}^{(l)} \equiv \sigma_{cc_1}^{(l)} j^l$ между зонами проводимости c и c_1 описываются формулами, которые легко получить с помощью стандартной теории возмущений. Для случаев $l = 3$ и $l = 2$ получим:

$$\begin{aligned} w_{cc_1}^{(3)} &= \sigma_{cc_1}^{(3)} j^3 = \frac{4\pi^2 e^6 \sqrt{2m_{cr} \Delta_{c_1c}^{(3)}} |p_{cc_1}|^6 m_{cr}}{\pi m^6 \hbar^8 \omega^{10} c^3 \varepsilon_T^{3/2}(\omega)}, \\ w_{cc_1}^{(2)} &= \sigma_{cc_1}^{(2)} j^2 = \frac{64\pi e^4 |p_{cc_1}|^2 [-2m_{cr} \Delta_{c_1c}^{(2)}]^{3/2}}{m^2 m_{cr} c^2 \varepsilon_T(\omega) (\hbar\omega)^6} j^2, \\ \Delta_{c_1c}^{(l)} &= l\hbar\omega - \Delta_{c_1c}, \quad m_{cr}^{-1} = m_c^{-1} - m_{c_1}^{-1}. \end{aligned} \quad (5.27)$$

Слагаемые, пропорциональные d_{c_1} или d_c , в правых частях (5.26) описывают обычную бимолекулярную рекомбинацию электронов в зонах проводимости с дырками в валентной зоне. Концентрация дырок определяется соотношением

$$p = n_c - n_0 + n_{c_1} + p_0, \quad (5.28)$$

причем $p = p_0$ при $t = 0$.

При высоких интенсивностях света состояния вблизи дна зон проводимости c и c_1 оказываются заполненными, а состояния вблизи потолка валентной зоны v опустошаются (т.е. возникает высокая концентрация дырок p). Это влияет на скорости прямых межзонных многофотонных переходов и непрямых многофотонных переходов оже-типа. Данные эффекты не являются критическими для рассматриваемой задачи. Тем не менее, их желательно учесть хотя бы в самом грубом приближении. С этой целью реальные распределения неравновесных электронов и дырок аппроксимируются

фермиевскими функциями распределения, соответствующими мгновенным концентрациям $n_c(t)$, $n_{c_1}(t)$ и $p(t)$ электронов и дырок. Так в формулах (5.26) фигурирует функция распределения f_{cc_1} электронов в зоне c , соответствующая энергии $\varepsilon_c(\mathbf{k}_{cc_1}^{(l)})$ в точке l -фотонного резонанса $\mathbf{k}_{cc_1}^{(l)}$ между зонами c и c_1 :

$$f_{cc_1} = \left\{ \exp \left[\left(\varepsilon_c(\mathbf{k}_{cc_1}^{(l)}) - \mu_c(n_c) \right) / k_B T \right] + 1 \right\}^{-1}. \quad (5.29)$$

Аналогичным образом вводятся функции распределения f_c и f_p электронов в зоне c и дырок в зоне v , соответствующие энергиям $\varepsilon_c(\mathbf{k}_{vc}^{(n)})$ и $\varepsilon_v(\mathbf{k}_{vc}^{(n)})$ в точке n -фотонного резонанса $\mathbf{k}_{vc}^{(n)}$ между зонами v и c . В случае относительно больших квантов возбуждающего света ($\hbar\omega \gtrsim 1$ эВ) и не очень малых продолжительностей световых импульсов ($\tau_l \gtrsim 1$ пс) такое приближение оказывается не очень плохим с учетом малых сечений внутризонного поглощения света и коротких времен внутризонной релаксации электронов и дырок. Разумеется, в области больших длин волн ($\hbar\omega \lesssim 0.1$ эВ) пользоваться этим приближением нельзя (см. [67]).

Для вычисления химических потенциалов μ_c и μ_p ($\mu_p > 0$) для электронов и дырок, фигурирующих в формулах для функций распределения, воспользуемся трансцендентными уравнениями:

$$\frac{n_c(t)}{N_c(T)} - \Phi_{1/2}(\mu_c^*) = 0, \quad \frac{p(t)}{N_p(T)} - \Phi_{1/2}(\mu_p^*) = 0, \quad (5.30)$$

где, $\mu_{c,p}^* = \mu_{c,p} / k_B T$, N_c и N_p обозначают эффективные плотности состояний в зоне проводимости и валентной зоне:

$$N_c = 2 \left[\frac{2\pi m_c k_B T}{(2\pi\hbar)^2} \right]^{3/2}, \quad N_p = 2 \left[\frac{2\pi m_v k_B T}{(2\pi\hbar)^2} \right]^{3/2}, \quad (5.31)$$

$\Phi_{1/2}(x)$ – интеграл Ферми-Дирака:

$$\Phi_{1/2}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} \frac{z^{1/2} dz}{1 + \exp(z - x)}. \quad (5.32)$$

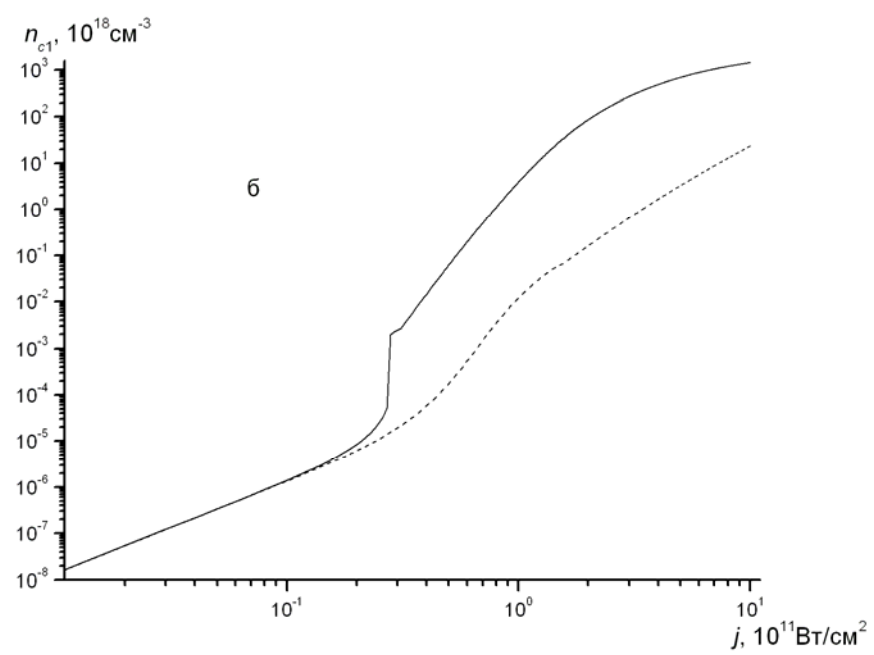
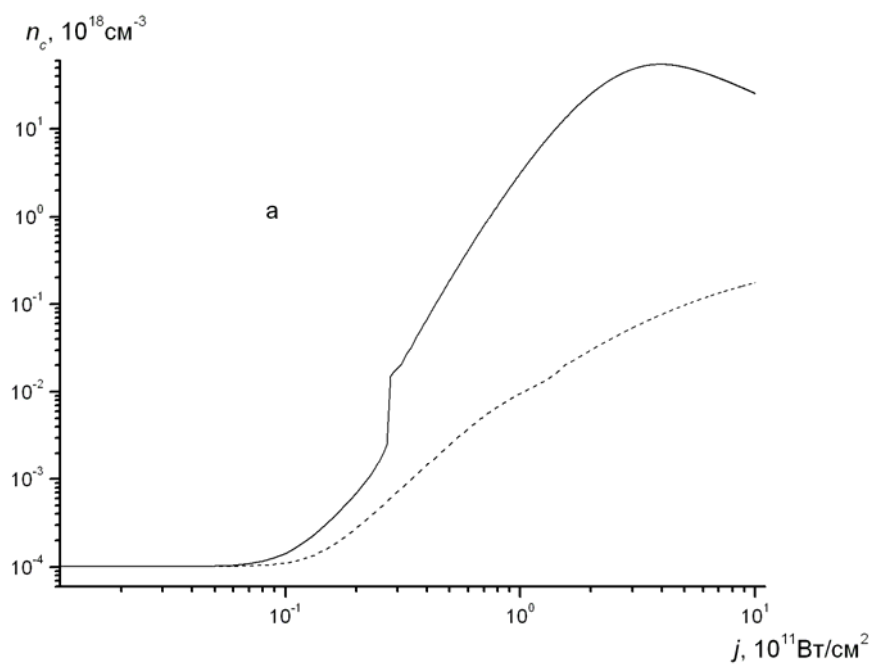
Таким образом, требуется получить самосогласованное решение системы нелинейных дифференциальных уравнений (5.26) и трансцендентных уравнений (5.30). Сложность этой задачи делает невозможным качественный анализ динамики системы типа того, что был проведён в § 2.4, и получение простых формул для пороговых интенсивностей света и времен установления квазиравновесных населенностей в электронной системе. Поэтому будем использовать результаты численных расчётов, которые приводятся в следующем параграфе.

§ 5.5. Результаты численного решения уравнений баланса

На рис. 5.6-5.7 приведены результаты численного решения уравнений (5.26-5.30) для случая $l = 2$. На рис. 5.6 (*a*, *б*, *в*) сплошными линиями даются зависимости квазиравновесных концентраций электронов в обеих зонах проводимости (n_c , n_{c_1}) и дырок в валентной зоне (p) от интенсивности света. На этих рисунках штриховыми линиями показаны те же зависимости, рассчитанные с теми же параметрами, но без учета трехфотонных процессов оже-типа. На рис. 5.6 (*г*) дается зависимость времени установления квазиравновесных населенностей τ_{eq} от интенсивностей. Отметим следующие качественные особенности этих зависимостей. Имеется четко выраженное скачкообразное увеличение концентраций неравновесных носителей с ростом j вблизи порогового значения (при выбранных значениях параметров $j_{th} \approx 2.7 \cdot 10^{10}$ Вт/см²). При этом значении интенсивности происходит резкое возрастание времени τ_{eq} . Указанные особенности являются типичными для эффекта фотонной лавины, причем в рассматриваемом случае реализуется многофотонная лавина. Видно также, что концентрации неравновесных носителей при $j > j_{th}$ оказываются на 1-2 порядка выше, чем при обычных многофотонных межзонных переходах с вероятностями, рассчитанными при тех же значениях параметров.

На рис. 5.6 (*г*) видно, что при $j \sim 10^{12}$ Вт/см² время $\tau_{eq} \sim 1$ пс. При уменьшении интенсивности j времена τ_{eq} быстро возрастают и для $j \sim 10^{11}$ Вт/см² оказываются уже в наносекундном диапазоне, тогда как максимальный практический интерес представляет взаимодействие с твердыми телами более коротких импульсов. Поэтому следует также рассмотреть генерацию неравновесных электрон-дырочных пар при продолжительностях лазерных импульсов τ_p , малых по сравнению с τ_{eq} .

На рис. 5.7 (*a*, *б*, *в*) показаны зависимости от интенсивности концентраций n_c , n_{c_1} и p , возникших в результате действия импульсов с продолжительностями 1, 5, 10 и 50 пс. Приведенные зависимости построены для импульсов, имеющих гауссову форму. Видно, что и здесь имеется область чрезвычайно резкого роста концентраций с увеличением интенсивности (при росте j на 30-40% концентрации возрастают на 4-5 порядков). При этом возможна ситуация, когда совсем небольшого увеличения интенсивности света оказывается достаточным для перехода от обратимого предпробойного возбуждения материала к его деструкции, возникающей при концентрациях неравновесных носителей, превышающей 10^{19} см⁻³. Если обозначить через j'_{th} интенсивность, вблизи которой скорость изменения, например, $p(j)$ максимальна, то имеем следующую приближенную зависимость: $j'_{th} \propto \tau_p^{-1/3}$.



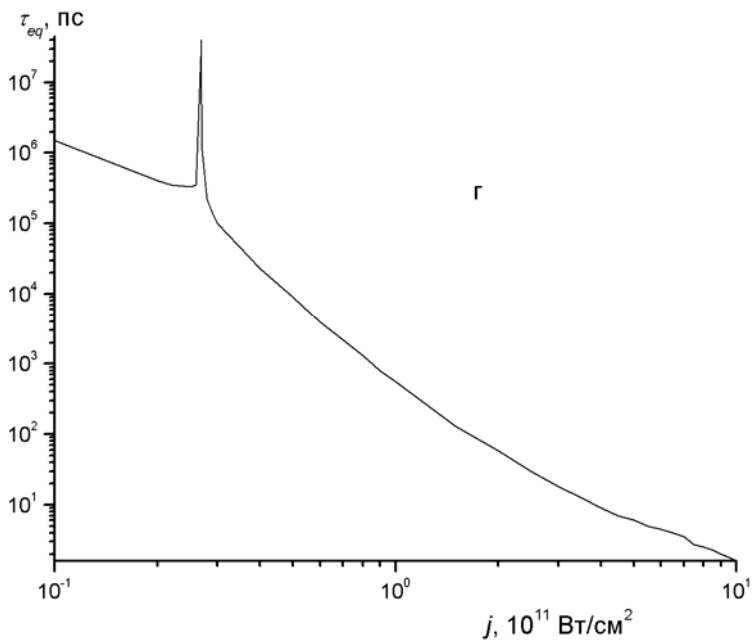
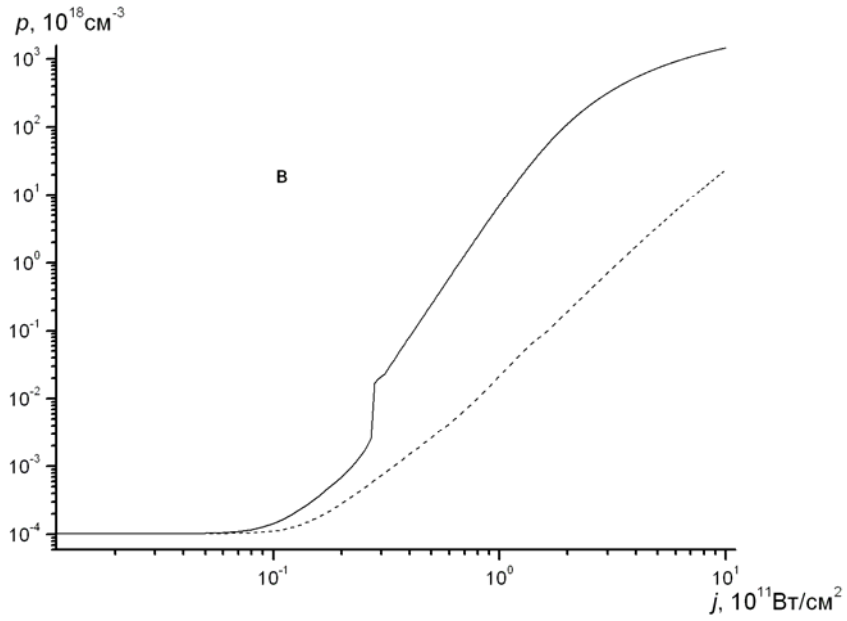
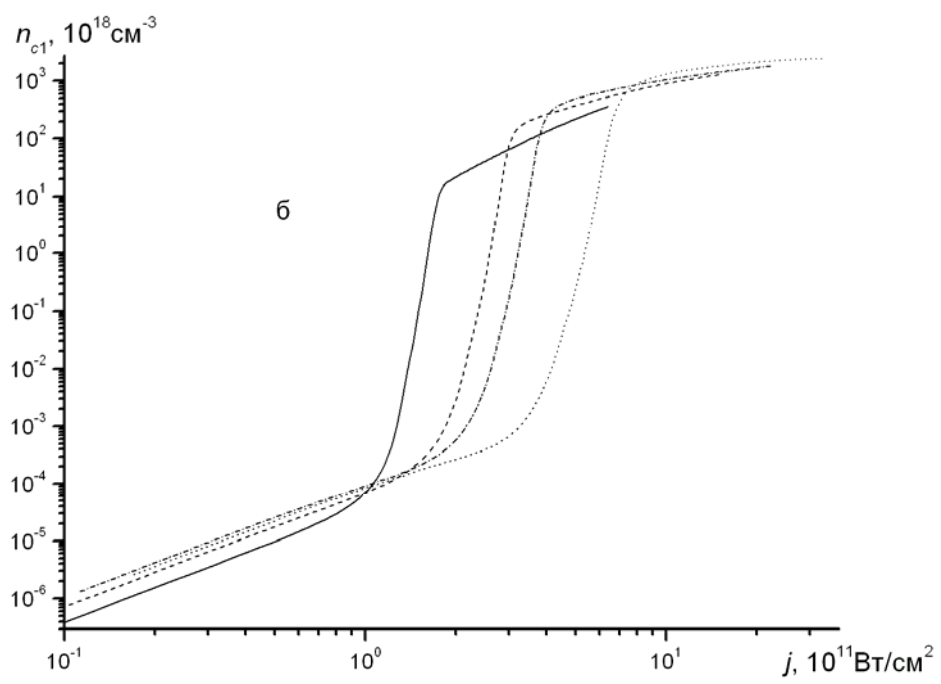
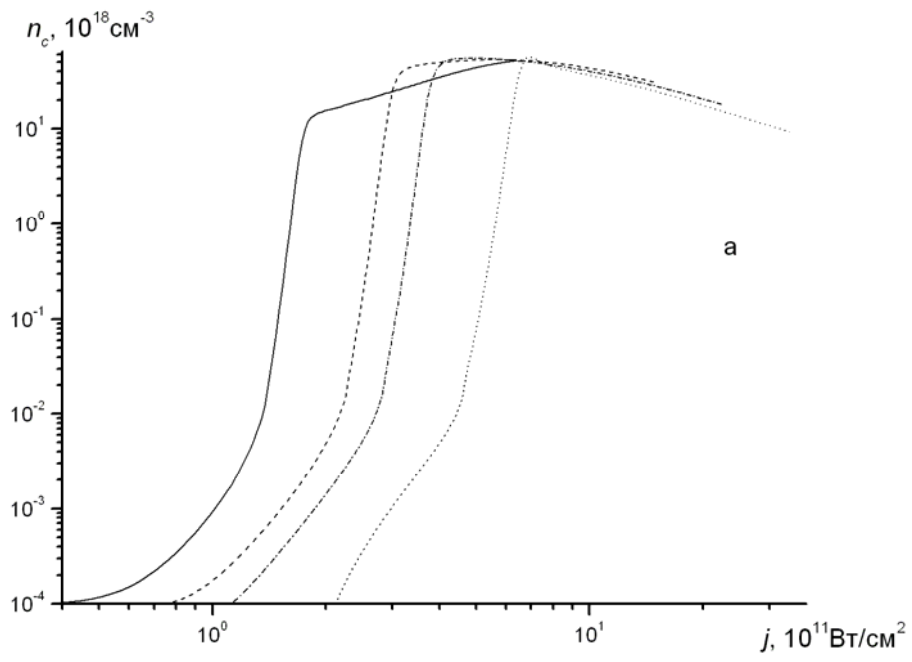


Рис. 5.6. Зависимости квазиравновесных концентраций электронов в зонах c (а), c_1 (б), дырок в зоне v (в) и времени установления квазиравновесных концентраций (г) от интенсивности света для случая $l = 2$; штриховая линия (а, б, в) – те же зависимости, рассчитанные без учета процесса $c_1 + 3\hbar\omega \rightarrow ccv$; в расчетах использовались следующие значения параметров: $E_g = 5.5$ эВ, $E'_g = 2.28$ эВ, $\hbar\omega = 1.17$ эВ, $m_c = 0.9 m$, $m_{c_1} = 0.03m$, $m_v = 0.9 m$, $d_{c_1} = 3 \times 10^{-4}$ см³/пс, $d_c = 0.01$ см³/пс, $W_{c,c} = 1.0$ пс⁻¹, $T = 10^3$ К, $\epsilon_\infty = 4.5$, $\epsilon_0 = 12.4$, $p_0 = 10^{14}$ см⁻³, $n_0 = 10^{14}$ см⁻³



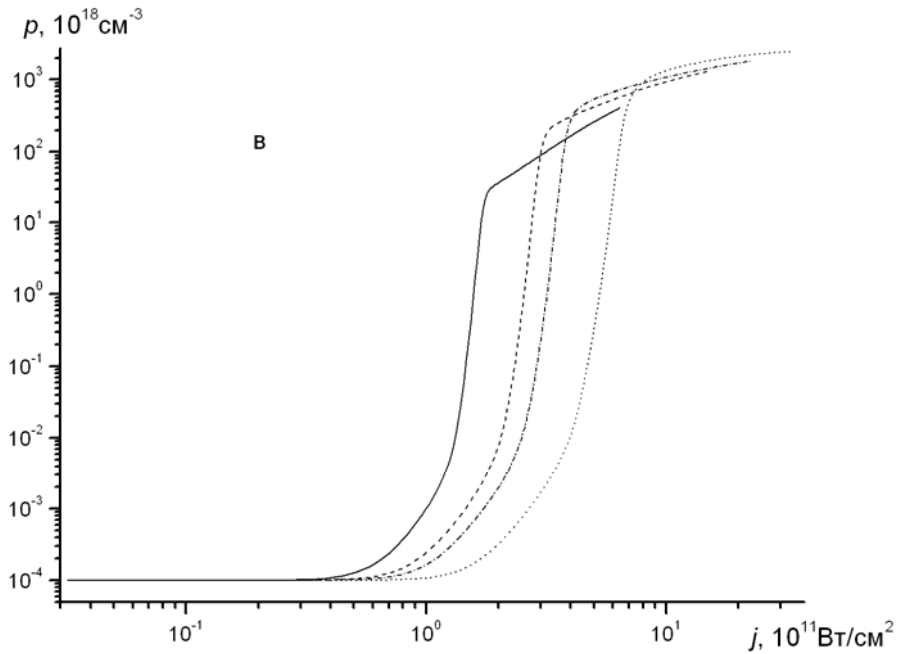
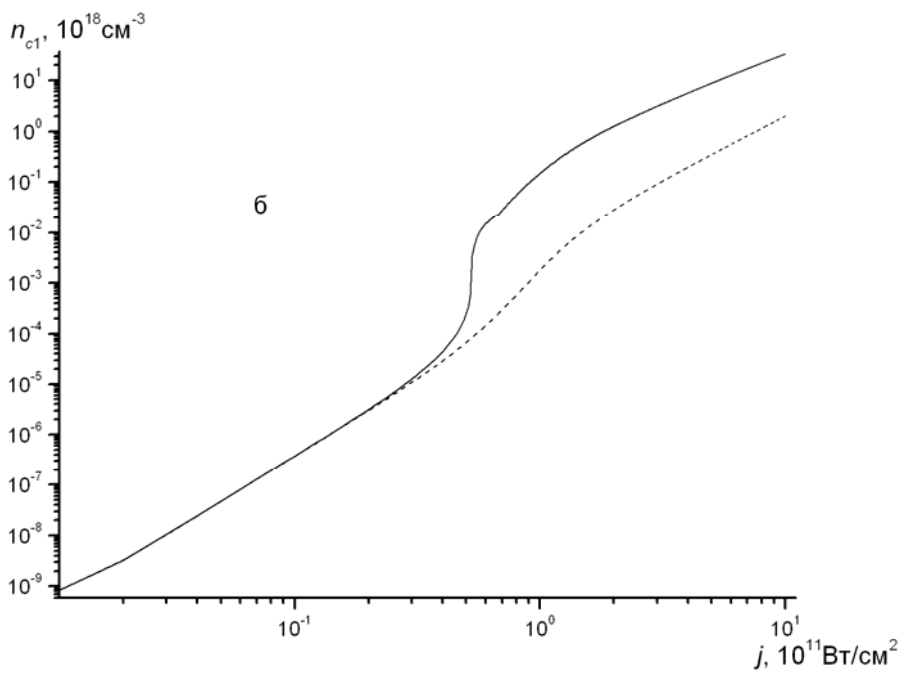
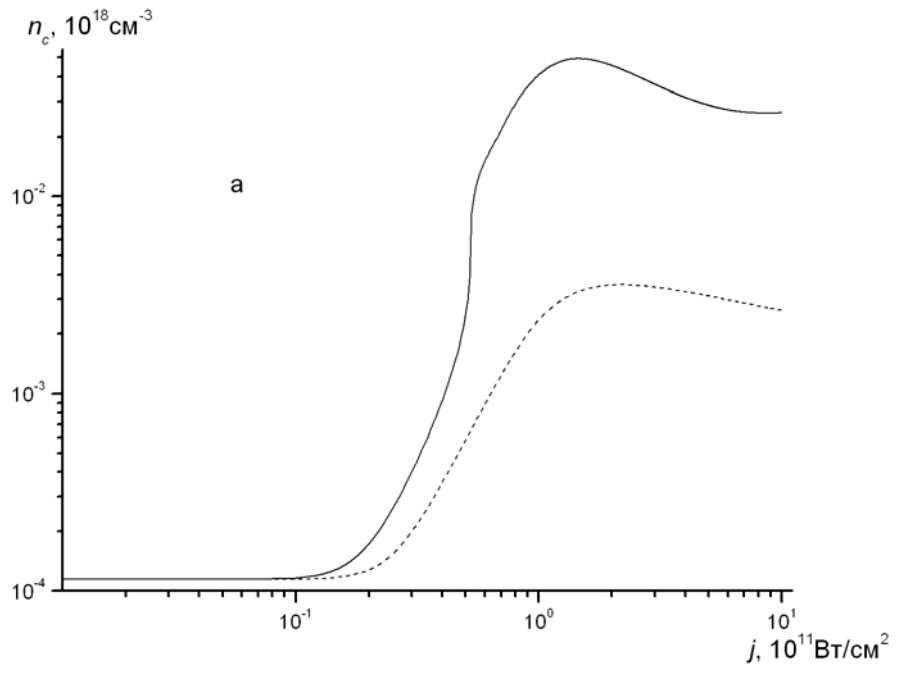


Рис. 5.7. Зависимости концентраций электронов в зонах s (а), s_1 (б) и дырок в зоне (в), возникших в результате действия импульсов с продолжительностями 1 пс (сплошная линия), 5 пс (штриховая линия), 10 пс (штрих-пунктирная линия) и 50 пс (пунктирная линия), от интенсивности света j

Для случая $l = 3$ эффект многофотонной лавины отчетливо проявляется лишь при достаточно продолжительных импульсах лазерного излучения ($\tau_p \geq 100$ пс). На рис. 5.8 (а, б, в) сплошными линиями даются зависимости квазиравновесных концентраций электронов и дырок от интенсивности света. На этих же рисунках штриховыми линиями показаны те же зависимости без учета двухфотонных процессов оже-типа. На рис.5.8 (г) дается зависимость времени установления квазиравновесных населенностей τ_{eq} от интенсивностей. Видно, что увеличение концентрации неравновесных носителей за счет эффекта многофотонной лавины в этом случае более слабое, чем при $l = 2$.



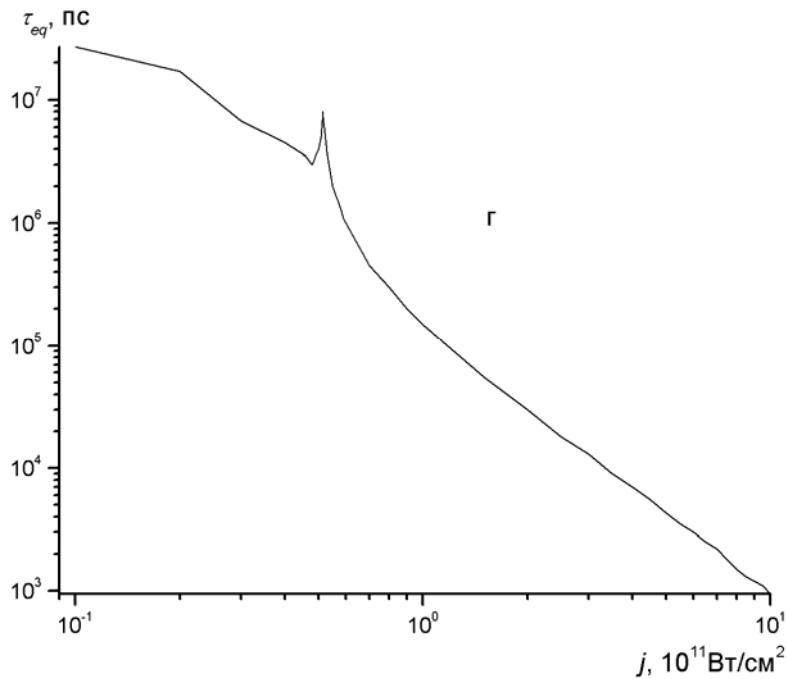
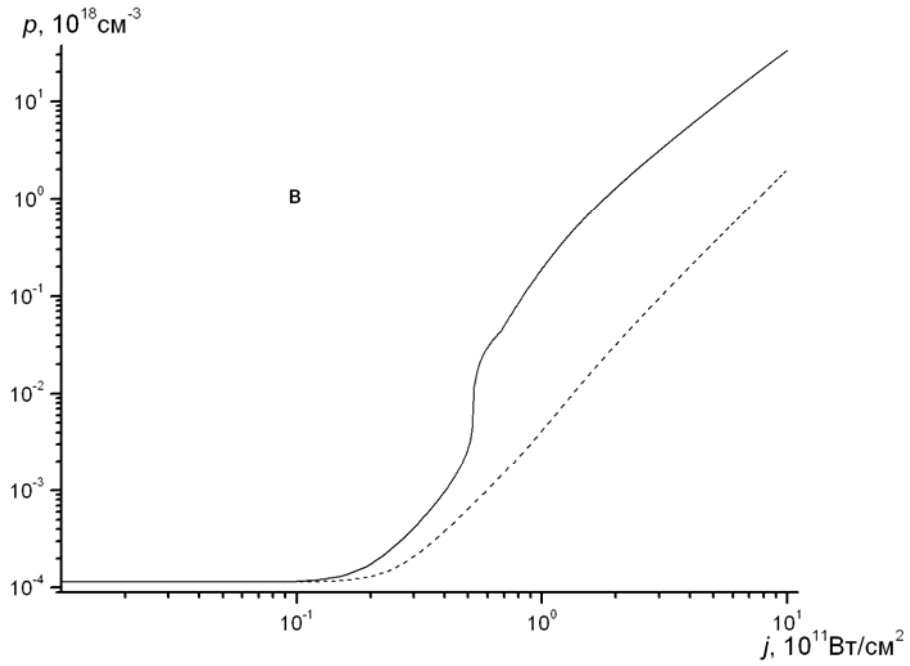


Рис. 5.8. Сплошные линии – зависимости квазиравновесных концентраций электронов в зонах c (а), c_1 (б), дырок в зоне v (в) и времени установления квазиравновесных концентраций (г) от интенсивности света для случая $l = 3$; штриховые линии (а, б, в) – те же зависимости, рассчитанные без учета процесса $c_1 + 2h\omega \rightarrow cscv$; в расчетах использовались следующие значения параметров: $E'_g = 3.45$ эВ, $W_{c,c} = 0.01$ пс $^{-1}$, $d_c = 1.0 \cdot 10^{-3}$ (значения остальных параметров см. в подписи к рис. 5.6)

§ 5.6. Обсуждение результатов по эффекту многофотонной лавины

Исключительная сложность задачи о многофотонной лавине потребовала весьма упрощенного подхода к ее решению. Отметим некоторые из факторов, которые могут в большей или меньшей степени повлиять на результаты проведенного анализа.

1. Хотя почти во всех материалах с широкой запрещенной зоной имеются зоны проводимости (или валентные зоны), зазоры между которыми и нижней зоной проводимости (верхней валентной зоной) малы по сравнению с E_g , рассматриваемая в работе трехзонная модель энергетического спектра является явно идеализированной. При рассмотрении реальных зонных структур тех или иных конкретных материалов, вероятно, потребуется включение в модель дополнительных фотопереходов, в частности, междолинных внутризонных переходов и непрямых многофотонных межзонных переходов.

2. Несмотря на то, что свет с $\hbar\omega \sim 1$ эВ испытывает относительно слабое внутризонное поглощение, а времена внутризонной релаксации носителей малы (см. § 5.1), требуется, вообще говоря, одновременное рассмотрение внутри- и межзонной динамики носителей в поле интенсивного излучения. В этом случае, строго говоря, система уравнений баланса для концентраций носителей в зонах не является вполне адекватной. В то же время представляется мало обозримым строгое рассмотрение динамики носителей с учетом всех переходов, существенных для задачи о многофотонной лавине.

3. В принципе, важную роль для проблемы пробоя может играть перестройка энергетического зонного спектра кристалла в поле сильной световой волны при наличии многофотонных резонансов в различных точках \mathbf{k} -пространства (см., например, [69, 70, 104-110]). Здесь могут быть эффекты двух типов. Во-первых, зонный спектр может измениться таким образом, что там, где в случае слабых полей были возможны, скажем, четырехфотонные межзонные переходы, в сильном поле могут пойти трехфотонные переходы, вероятности которых обычно существенно выше. Во-вторых, как показано в [107-110], в поле сильной электромагнитной волны могут появиться новые критические точки (сингулярности Ван-Хова) в плотности электронных состояний. Поскольку положения этих дополнительных критических точек зависят от интенсивности света j , при определенных условиях могут появиться области интенсивностей, где скорость генерации электрон-дырочных пар резко возрастает при небольшом увеличении j , что может привести к скачкообразному росту концентрации свободных носителей и пробоем материала. Однако, несмотря на несомненную важность эффектов перестройки зонного спектра, рассмотрение их одновременно с процессами многофотонной лавины представляется пока преждевременным в силу сложности соответствующих расчетов и недостаточной прозрачности результатов. Пока мы ограничились рассмотрением много-

фотонной лавины в предположении, что эффекты перестройки спектра не существенны.

4. При интенсивностях света $j \sim 10^{10}$ - 10^{12} Вт/см² на вероятности переходов могут заметно влиять процессы переизлучения фотонов. Эффекты переизлучения могут быть сравнительно просто учтены в вероятностях прямых многофотонных межзонных переходов (см. [62-67]), однако при вычислении сечений многофотонных процессов оже-типа учесть их скольконибудь обоснованным образом и получить при этом обозримый результат не представляется возможным. Тем не менее, нет оснований считать, что процессы переизлучения могут критическим образом повлиять на эффект многофотонной лавины.

5. Следует иметь в виду, что проведенный в работе анализ относится к случаю импульсов с длительностями, превышающими характерные времена релаксации импульса неравновесных носителей. Для описания генерации неравновесных электрон-дырочных пар импульсами света с длительностями $\tau_p \lesssim 100$ фс требуется принципиально иной подход (см., например, [70]), который не может быть основан на уравнениях баланса типа (5.26).

С учетом сказанного выше картина предпробойной генерации неравновесных электрон-дырочных пар может быть уточнена и дополнена. Тем не менее, полученные в работе результаты показывают, что при высоких интенсивностях света механизм многофотонной лавины может оказаться значительно эффективнее «обычного» межзонного многофотонного поглощения. Можно заключить, что в настоящей главе предложен новый механизм предпробойной генерации неравновесных электрон-дырочных пар в широкозонных диэлектриках и полупроводниках мощным светом диапазона 1 мкм. Этот механизм основан на эффекте многофотонной лавины. В рамках трехзонной модели электронного энергетического спектра кристалла были вычислены вероятности прямых межзонных многофотонных переходов и многофотонных межзонных переходов с участием свободных носителей. Была составлена система нелинейных уравнения баланса населенностей носителей в зонах. Проведенное численное решение данной системы показало, что зависимости населенностей от интенсивности света носят пороговый характер. Для различных материалов и длительностей импульсов накачки пороговые интенсивности могут принимать значения в диапазоне $10^{10} - 10^{12}$ Вт/см². Времена установления квазиравновесных заселённости зон резко увеличиваются при интенсивностях накачки, близких к пороговым. При интенсивностях, превышающих пороговые значения, предложенный механизм позволяет получать большее количество электрон-дырочных пар, чем «обычное» многофотонное поглощение. При воздействии на материал мощных пикосекундных световых импульсов механизм фотонной лавины может обеспечить концентрацию неравновесных электронов и дырок, достаточную для пробоя материала.

ГЛАВА 6. МНОГОФОТОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ ОЖЕ-ТИПА В НАНОКРИСТАЛЛАХ AgBr

§ 6.1. Теория многофотонных межзонных переходов с участием свободных носителей в непрямозонном кристалле

В ходе исследования фотографических процессов в широкозонных полупроводниковых соединениях I-VII групп, используемых в ультрадисперсных голографических серебро-галоидных эмульсиях, с диаметром кристаллов от 20 до 40 нм был обнаружен ряд нелинейных эффектов [111, 112]. Результаты, полученные в [112], указывали на превалирующую роль двухфотонных непрямых межзонных переходов с участием свободных носителей. Теория многофотонных межзонных переходов с участием свободных носителей для прямозонных полупроводников была развита в работе [21, 22, 25]. Особенности зонной структуры кристаллов типа AgBr и AgI делают невозможным прямое использование её результатов в случае непрямозонных материалов.

Рассмотрим двухзонную модель полупроводника с непрямой запрещенной зоной E_g , облучаемого интенсивным светом с энергией кванта $\hbar\omega$ (рис. 6.1). Предположим, что выполняется условие $2\hbar\omega < E_g < 3\hbar\omega$. Считаем, что в зоне проводимости вблизи верхней точки экстремума на границе зоны Бриллюэна находится некоторое количество свободных электронов с кинетической энергией $E_k \gtrsim \hbar\omega$. Предполагается, что электроны попадают в указанную область зоны проводимости из валентной зоны в результате двухступенчатого процесса. Сначала под действием дополнительного (т.н. актиничного) излучения с величиной кванта $\hbar\omega_a > \hbar\omega$ электрон попадает в область дна зоны проводимости (в центре зоны Бриллюэна), а затем, испытав внутризонное двухфотонное поглощение света $\hbar\omega$, оказывается в области состояний с большими кинетическими энергиями.

Будем рассматривать процесс оже-типа, в результате которого электрон в зоне проводимости с волновым вектором \mathbf{k}_0 переходит в состояние с волновым вектором \mathbf{k}_1 , рождая пару, состоящую из дырки в валентной зоне с волновым вектором $-\mathbf{k}_3$ и электрона в зоне проводимости с волновым вектором \mathbf{k}_2 , причем в том же элементарном акте происходит поглощение двух фотонов $\hbar\omega$. Согласно закону сохранения квазиимпульса для рассматриваемого процесса в пренебрежении малым импульсом фотона имеем:

$$\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_3 = \mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_1 \equiv \mathbf{q}. \quad (6.1)$$

Рождение электрон-дырочной пары в условиях, когда передаваемая в результате взаимодействия частиц энергия невелика $\Delta < \hbar\omega$, а передаваемый квазиимпульс $q \sim \pi/a_0$ (a_0 – постоянная решетки), возможно, если ки-

нетическая энергия частицы в зоне проводимости превышает пороговое значение:

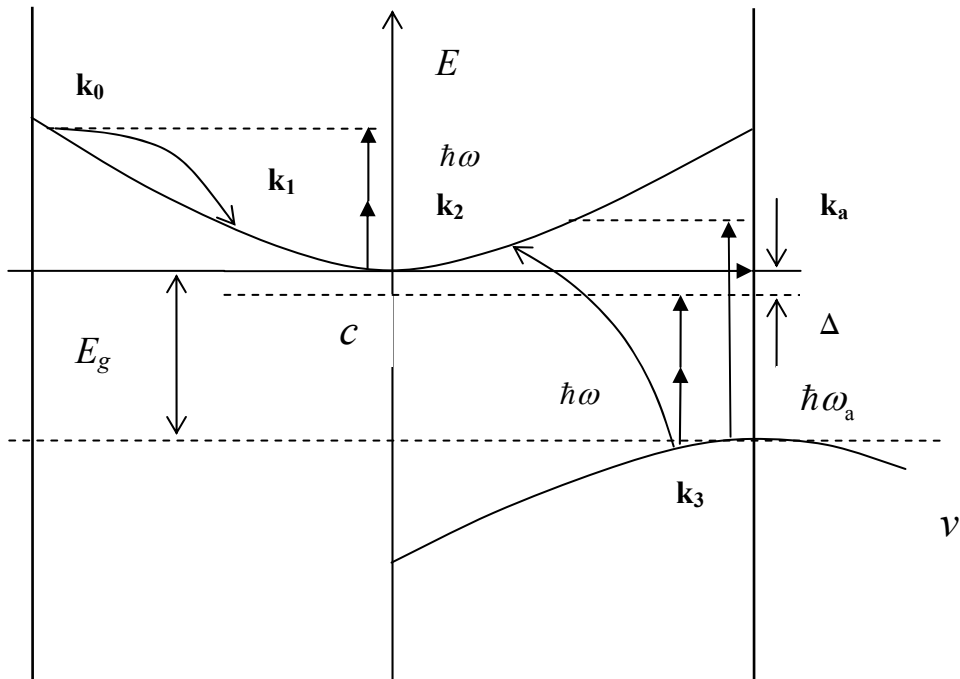


Рис. 6.1. Схема двухфотонного перехода с участием свободных носителей в непрямоугольном кристалле

$$E_{th} = \zeta \Delta + 2\zeta(\zeta - 1)E_a \left(1 + \sqrt{(\zeta - 1 + \Delta/E_a)/\zeta - 1/\zeta}\right), \quad (6.2)$$

$$\zeta = \frac{m_v + 2m_c}{m_v + m_c}, \quad E_a = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_c a_0^2}, \quad (6.3)$$

где m_v и m_c – эффективные массы дырок в валентной зоне и электронов в зоне проводимости соответственно. Указанные выше выражения для порогового значения энергии получены в приближении, когда реальный зонный спектр заменяется изотропными параболическими зонами. Ясно, что такое упрощение задачи не вполне соответствует реальной ситуации. Однако, поскольку, с одной стороны, нет оснований предполагать, что более точный учет особенностей зонной структуры приведет к качественному изменению результатов, а с другой стороны, расчет вероятности рассматриваемого процесса третьего порядка оказывается весьма сложным даже в такой упрощенной модели, мы ограничимся ее рассмотрением.

Представим гамильтониан электрон-фотонной системы в виде

$$\hat{H} = \hat{H}_e^{(0)} + \hat{H}_{\text{phot}}^{(0)} + \hat{H}'_{e\text{-phot}} + H''_{e\text{-phot}} + \hat{H}'_{e-e}, \quad (6.4)$$

где

$$\hat{H}_e^{(0)} = \sum_{i,\mathbf{k}} \varepsilon_i(\mathbf{k}) \xi_{ik}^+ \xi_{ik}, \quad \hat{H}_{\text{phot}}^{(0)} = \sum_{\mathbf{k},\lambda} \hbar \omega_{\mathbf{k}} c_{\mathbf{k}\lambda}^+ c_{\mathbf{k}\lambda} \quad (6.5)$$

– гамильтонианы невзаимодействующих подсистем свободных электронов и фотонов,

$$\hat{H}'_{\text{e-phot}} = \sum_{ki,k'j} (V_{ki,k'j}^{\mathbf{k}\lambda} c_{\mathbf{k}\lambda} + V_{k'j,ki}^{*\mathbf{k}\lambda} c_{\mathbf{k}\lambda}^+) \xi_{ik}^+ \xi_{j'k'}, \quad (6.6)$$

$$V_{ki,k'j}^{\mathbf{k}\lambda} = -\frac{ie\hbar}{m} \left(\frac{2\pi\hbar}{L^3} \right)^{1/2} \frac{\langle \mathbf{k}i | \mathbf{e}_{\mathbf{k}\lambda} \cdot \nabla | \mathbf{k}'j \rangle}{[\omega_{\mathbf{k}} \varepsilon_T(\omega_{\mathbf{k}}, \mathbf{k})]^{1/2}}, \quad (6.7)$$

– линейная по полю часть электрон-фотонного взаимодействия, $H''_{\text{e-phot}}$ – квадратичная по полю часть электрон-фотонного взаимодействия, отличная от нуля лишь при учете малого волнового вектора фотона \mathbf{k} ,

$$H'_{\text{e-e}} = \sum_{\substack{\mathbf{k}_0 i, \mathbf{k}_3 j \\ \mathbf{k}_3 j, \mathbf{k}_2 j'}} \langle \mathbf{k}_0 i, \mathbf{k}_3 j | \hat{V}_{\text{e-e}} | \mathbf{k}_1 i', \mathbf{k}_2 j' \rangle \xi_{\mathbf{k}_0 i}^+ \xi_{\mathbf{k}_3 j}^+ \xi_{\mathbf{k}_1 i'} \xi_{\mathbf{k}_2 j'}, \quad (6.8)$$

$$\langle \mathbf{k}_0 i, \mathbf{k}_3 j | \hat{V}_{\text{e-e}} | \mathbf{k}_1 i', \mathbf{k}_2 j' \rangle = \frac{4\pi e^2 \delta_{\mathbf{k}_0 + \mathbf{k}_3, \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2}}{\varepsilon_L(\tilde{\Omega}, \mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_1) |\mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_1|^2 L^3} \beta_{\mathbf{k}_0 \mathbf{k}_1}^{ii'} \beta_{\mathbf{k}_3 \mathbf{k}_2}^{jj'}, \quad (6.9)$$

$$\beta_{\mathbf{k}, \mathbf{k}-\mathbf{q}}^{ii'} = \frac{1}{V_0} \int u_{i\mathbf{k}}^*(\mathbf{r}) u_{i' \mathbf{k}-\mathbf{q}}(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \approx \begin{cases} 1, & i = i', \\ \beta_{\mathbf{q}}^{ii'}, & i \neq i', \end{cases} \quad (6.10)$$

где величины $\beta_{\mathbf{q}}^{ii'} \sim \sqrt{\hbar^2 q^2 / (2m\Delta_E)} \ll 1$, Δ_E обозначает характерный зазор между зонами. В формулах (6.4-6.10) использованы следующие обозначения: m – масса свободного электрона; V_0 – объем элементарной ячейки; $\varepsilon_i(\mathbf{k})$ – блоховская энергия электрона в i -ой зоне; ξ_{ik}^+ , ξ_{ik} – операторы рождения и уничтожения для состояний с волновым вектором \mathbf{k} в i -й зоне, которые заменяются на электронные операторы a_{ik}^+ , a_{ik} или дырочные операторы b_{ik} , b_{ik}^+ , когда индекс i пробегает значения, соответствующие зонам проводимости либо валентным зонам; \mathbf{k} , $\omega_{\mathbf{k}}$, λ и \mathbf{e}_{λ} – волновой вектор, частота, индекс поляризации и единичный вектор поляризации фотонов; $c_{\mathbf{k}\lambda}^+$, $c_{\mathbf{k}\lambda}$ – операторы рождения и уничтожения фотонов; $\varepsilon_L(\omega, \mathbf{q})$ и $\varepsilon_T(\omega, \mathbf{q})$ – продольная и поперечная диэлектрические проницаемости, зависящие от частоты и волнового вектора, переданная при межэлектронных столкновениях частота $\tilde{\Omega}$ дается выражением $\tilde{\Omega} = \hbar^{-1} [\varepsilon_i(\mathbf{k}_0) - \varepsilon_{i'}(\mathbf{k}_1)]$.

Для нахождения вероятности описанного выше процесса воспользуемся стандартной теорией возмущений и запишем составной матричный элемент третьего порядка малости: два порядка по полю и третий по межэлектронному взаимодействию. Критерии применимости теории возмущений по $\hat{H}'_{\text{el-ph}}$ и $\hat{H}'_{\text{el-el}}$ имеют вид:

$$\frac{e A_0 p_{cv}}{c m \hbar \omega} \ll 1, \quad \frac{e^2 \sqrt{m_c}}{\hbar \varepsilon_L \sqrt{2 E_{th}}} \ll 1, \quad (6.11)$$

где p_{cv} – межзонный матричный элемент оператора импульса, A_0 – амплитуда вектор-потенциала поля световой волны, c – скорость света, E_{th} – дается формулой (6.2). В условиях рассматриваемой задачи оба критерия (6.11) хорошо выполняются. Поскольку межзонные матричные элементы квадратичного по полю оператора электрон-фотонного взаимодействия \hat{H}_{el-ph}'' отличны от нуля лишь при учете малого волнового вектора фотона \mathbf{k} , эта часть оператора взаимодействия далее не учитывается.

Для определения тех диаграмм Фейнмана, которые вносят наибольший вклад в рассматриваемый процесс, была проведена оценка матричных элементов взаимодействия с использованием $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -теории возмущений. Существенно, что практический интерес представляет ситуация, когда частица с волновым вектором \mathbf{k}_0 находится вблизи границы зоны Бриллюэна, а остальные частицы – вблизи центра зоны Бриллюэна. Сравнение матричных элементов электрон-фотонного взаимодействия показывает, что отношения внутризонных матричных элементов операторов \hat{H}'_{el-ph} и \hat{H}'_{el-el} к межзонным матричным элементам этих операторов, в данном случае не малы. Отсутствие указанных малых параметров заметно усложняет отбор диаграмм, вносящих главный вклад в амплитуду процесса. На основе сравнения энергетических знаменателей в выражениях для вклада той или иной диаграммы в матричный элемент процесса из всех членов ряда теории возмущений были выбраны 10 диаграмм (рис. 6.2), описывающих прямой вклад в процесс. Оказалось, что основной вклад дают диаграммы, содержащие лишь внутризонные матричные элементы оператора \hat{H}'_{el-ph} . Учет диаграмм, содержащих межзонные матричные элементы оператора электрон-фотонного взаимодействия, приводит к поправкам $\sim \hbar \omega / \Delta_{ij}^k$ на каждый такой матричный элемент (Δ_{ij}^k – энергетический зазор между зонами i и j в точке \mathbf{k}). В результате весьма громоздких вычислений получим следующее выражение для составного матричного элемента перехода:

$$M_{dir}^{(2)} + M_{exc}^{(2)} = \frac{2\pi e^2 C_{cc} C_{cv}}{\varepsilon_L V} \frac{e^2 A_0^2}{c^2 \omega^2 m_c^2} \left(\frac{1}{q^2} + \frac{1}{q'^2} \right) \times \\ \times [\mathbf{e}_\lambda \cdot (\mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 + \gamma(\mathbf{k}_3 - \mathbf{k}_a))]^2, \quad (6.12)$$

$$C_{mn} = V_0^{-1} \int d\mathbf{r} u_{n,0}^*(\mathbf{r}) u_{m,k_a}(\mathbf{r}), \quad \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_3 = \mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_2 \equiv \mathbf{q}', \quad (6.13)$$

где введены обозначения: $k_a = \pi/a_0$, $\gamma = m_c/m_v$, а $u_{i,k_a}(\mathbf{r})$ – периодическая часть блоховской функции для i -ой зоны в точке экстремума \mathbf{k}_a .

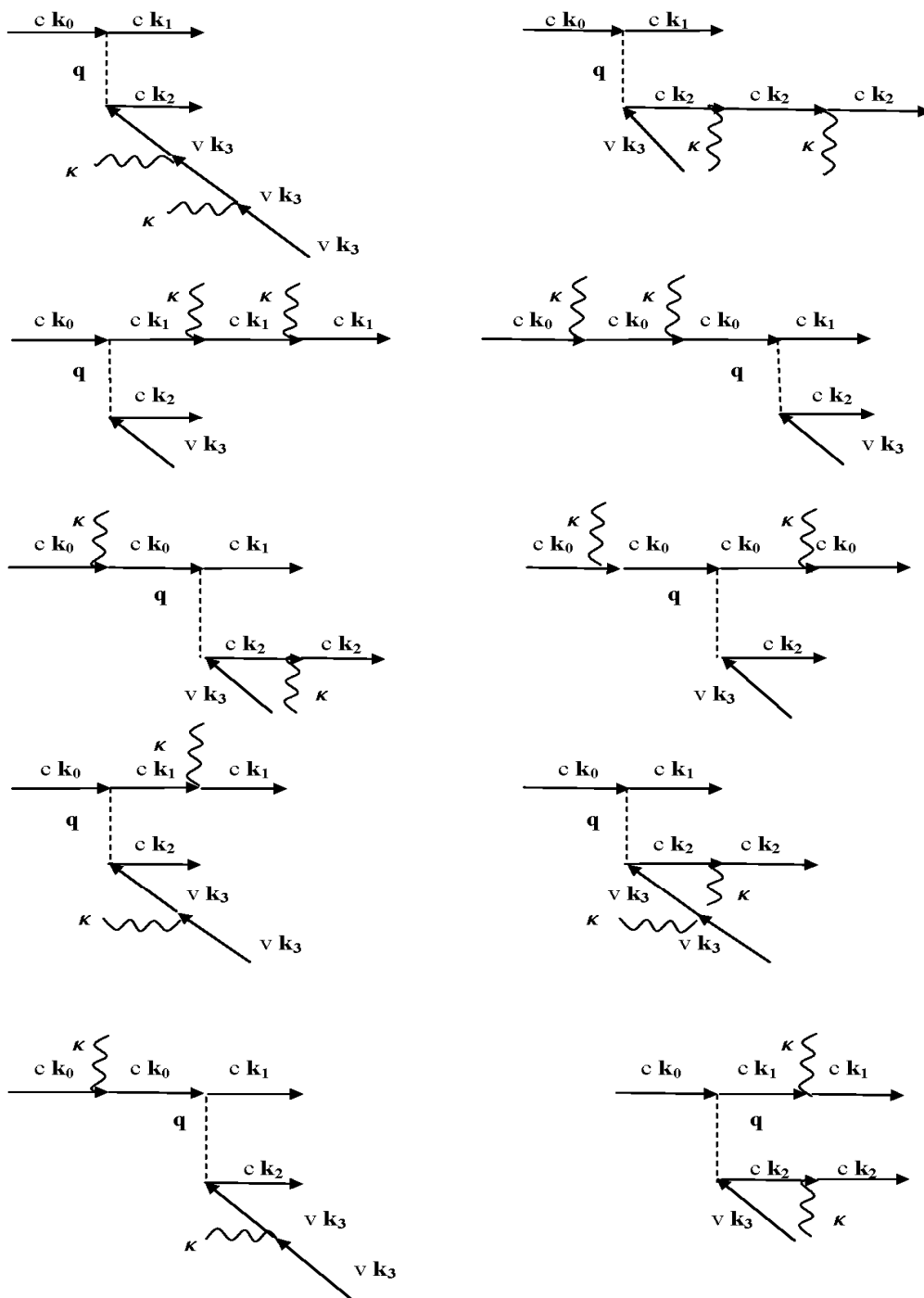


Рис. 6.2. Диаграммы, представляющие прямой вклад в матричный элемент двухфотонного межзонного перехода с участием свободных носителей: сплошные линии со стрелками вправо (влево) – электроны (дырки), волнистые – фотоны, пунктирные – кулоновское взаимодействие

Выражение для вероятности процесса $c \mathbf{k}_0 + 2 \hbar \omega \rightarrow v(-\mathbf{k}_3) + c \mathbf{k}_1 + c \mathbf{k}_2$ запишем в виде:

$$W_{\text{aug}}^{(2)} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\mathbf{k}_0, \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{k}_3} f_c(\mathbf{k}_0) \left\langle \left\langle \left| M_{\text{dir}}^{(2)} + M_{\text{exc}}^{(2)} \right|^2 \right\rangle \right\rangle_{\text{phot}} \times \quad (6.14)$$

$$\times \delta[\varepsilon_c(\mathbf{k}_0) + \varepsilon_v(\mathbf{k}_3) - \varepsilon_c(\mathbf{k}_1) - \varepsilon_c(\mathbf{k}_2) + 2\hbar\omega]$$

где $f_i(\mathbf{k})$ – функция распределения электронов в i -ой зоне, $M_{\text{dir}}^{(2)}$ и $M_{\text{exc}}^{(2)}$ – прямой и обменный вклады в составной матричный элемент, $\langle \langle \rangle \rangle_{\text{phot}}$ обозначает усреднение по состояниям фотонной подсистемы. При выводе выражения (6.14) считалось, что опустошение потолка валентной зоны для данного процесса не существенно, равно как и заполнение конечных состояний $s\mathbf{k}_1$ и $s\mathbf{k}_2$ двух электронов в зоне проводимости, так как эти состояния находятся достаточно далеко от дна зоны. Заметная концентрация начальных электронов вблизи границы зоны Бриллюэна с энергией $\varepsilon_c(\mathbf{k}_0)$ создается благодаря двухфотонному внутрizonному поглощению электронами, находящимися вблизи дна зоны проводимости. Функцию распределения начальных электронов можно записать в виде [68, 21, 22]:

$$g(\varepsilon_{\mathbf{k}_0}) f_c(\varepsilon_{\mathbf{k}_0}) = \frac{W_{cc}^{(2)}}{2\alpha_F \hbar \omega_L^2} \frac{\zeta}{\text{arch} \zeta}; \zeta = \sqrt{\frac{\varepsilon_{\mathbf{k}_0}}{\hbar \omega_L}}, \quad (6.15)$$

где $g(\varepsilon)$ – плотность состояний, $W_{cc}^{(2)}$ – полное число внутрizonных двухфотонных переходов в 1 см^3 за 1 с ; α_F – фрёлиховская константа связи электронов с продольными оптическими фононами:

$$\alpha_F = \frac{e^2}{2\hbar} \sqrt{\frac{2m_c}{\hbar \omega_L}} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{\varepsilon_0} \right), \quad (6.16)$$

ε_0 – статическая диэлектрическая проницаемость, n – показатель преломления в области прозрачности материала, ω_L – частота оптического фонона. Выражение (6.16) получено с учетом того, что основным каналом потерь энергии в зоне является испускание оптических фононов благодаря поляризационному механизму взаимодействия.

Перейдем в (6.14) от суммирования к интегрированию и выполним усреднение по состояниям фотонной подсистемы с использованием диагонального представления Глаубера [102, 103]. После громоздких вычислений получим из (6.14, 6.15) следующее выражение для вероятности перехода:

$$\frac{W_{\text{aug}}^{(2)}}{L^3} = \frac{N_0 j^2 W_{cc}^{(2)}(\omega, j)}{(\hbar\omega)^8} \int_{z_0}^1 \frac{dz}{\text{arch}(\sqrt{zE_a/\hbar\omega_L})} \int_{y_1}^{y_2} \frac{dy}{y^5} \int_{x_0}^{x_1} dx \frac{\gamma^3 (x-1)x^2 (\sqrt{(x-x_1)(x-x_2)})^3}{(1+\gamma)(y^2+2x-1)} \times \quad (6.17)$$

$$\left\{ \gamma^4 B_1(x, y, z) + \frac{2}{3} \gamma^2 (1-\gamma)^2 y^2 [3B_2(x, y, z) + 5] + \frac{1}{2} (1-\gamma)^4 y^4 \right\},$$

где использованы следующие обозначения:

$$y_{1,2} = \frac{\sqrt{z} + 1 - \zeta}{\zeta} \mp \sqrt{\frac{(\sqrt{z} + 1 - \zeta)^2}{\zeta^2} - 1 + \frac{1}{\zeta} - \frac{\Delta}{E_a}},$$

$$N_0 = \beta \frac{2^6 e_0^6 \pi \hbar^{10} k_a^7 C_{cc}^2 C_{cv}^2}{c^2 m_c^5 (\hbar \omega_L)^2 \varepsilon_1 (\varepsilon_1 - \varepsilon_t)},$$

$$B_1(x, y, z) = \frac{1}{2} \left((x - x_1)(x - x_2) + x^2 \right)^2 - \frac{2}{7} (x - x_1)^2 (x - x_2)^2 + 4B_2(x), \quad (6.18)$$

$$B_2(x, y, z) = \frac{3}{5} (x - x_1)(x - x_2) + x^2 + \frac{1}{3},$$

$$z_0 = \zeta \frac{\Delta}{E_a} + \zeta(\zeta - 1) \left(2 \sqrt{\frac{1}{\zeta} (\zeta - 1 + \frac{\Delta}{E_a}) - \frac{1 - 2\zeta}{\zeta}} \right), \zeta = \frac{1 + 2\gamma}{1 + \gamma}, x_0 = \frac{1}{2} \frac{D_1}{\zeta - 1},$$

$$x_{1,2} = \frac{1}{\zeta - 1} \left(1 \mp \sqrt{1 - D_1} \right), D_1 = \frac{1}{\zeta - 1} \left(\frac{2\sqrt{z}y}{\gamma} - (\zeta - 1)y^2 + 1 - \frac{\Delta}{\gamma E_a} \right),$$

β – коэффициент порядка единицы, приближенно учитывающий интерференцию прямого и обменного вкладов в составной матричный элемент, j – интенсивность излучения, остальные величины, фигурирующие в формулах (6.17)-(6.18), определены выше. Интегрирование в (6.17) проводится по

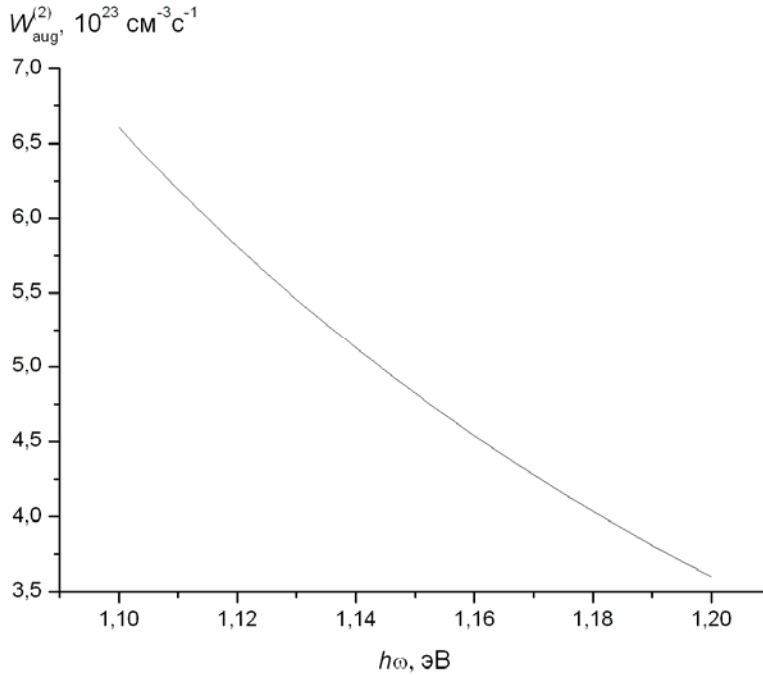


Рис. 6.3. Зависимость вероятности двухфотонного процесса оже-типа при $j = 5 \text{ ГВт/см}^2$, $\gamma = 0.3$ от величины кванта света

безразмерным величинам, которые представляют собой модули волновых векторов, выраженные в единицах k_a . Величина $W_{cc}^{(2)}$ оценивалась на основе теории, развитой в [114]. Очевидно, что величина $W_{cc}^{(2)}$ пропорциональна n_c – начальной концентрации электронов в зоне проводимости.

На рис. 6.3 и 6.4 представлены зависимости $W_{aug}^{(2)}$ от величины кванта и от безразмерной величины γ , полученные по формулам (6.17)-(6.18) методом численного интегрирования при следующих параметрах системы: $m_c = 0.2 m_0$; $m_v = 0.9 m_0$; $a_0 = 5.77 \cdot 10^{-8}$ см; $\varepsilon_L = 12.4$; $\varepsilon_T = 4.6$; $E_g = 2.35$ эВ; $\hbar\omega_L = 10^{-2}$ эВ; $\hbar\omega = 1.17$ эВ; $j = 10$ ГВт/см²; $n_c = 10^{16}$ см⁻³; $\beta = 2$. Оценка, выполненная в рамках **к·p**-теории возмущений, дает $C_{cc} \approx C_{cv} \approx \sqrt{2}/2$. Видно, что вероятность перехода является плавной функцией частоты света и, в частности, не претерпевает резких изменений при приближении энергии двух фотонов к ширине непрямой запрещенной зоны. Видно также, что величина $W_{aug}^{(2)}$ быстро возрастает с уменьшением отношения γ эффективных масс электрона и дырки.

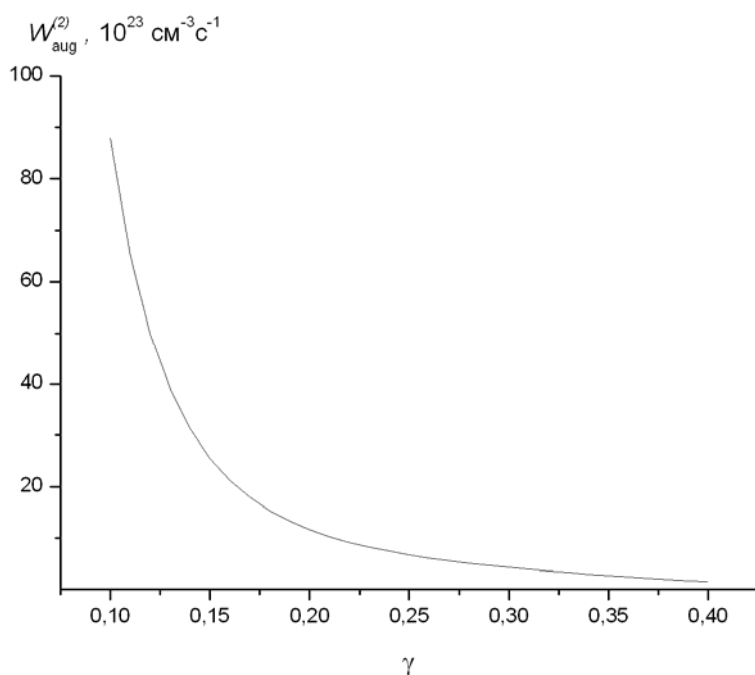


Рис. 6.4. Зависимость вероятности двухфотонного процесса оже-типа при $j = 5$ ГВт/см², $\hbar\omega = 1.17$ эВ от параметра $\gamma = m_c / m_v$

Представляет интерес сравнение рассчитанной выше скорости генерации электрон-дырочных пар за счет двухфотонных межзонных переходов с участием свободных носителей со скоростями генерации пар за счет других механизмов нелинейного поглощения света. В частности, в рассматриваемой системе возможны прямые пятифотонные переходы между

валентной зоной и зоной проводимости. Вероятность таких переходов можно рассчитать по формуле [86, 87]:

$$W_{\text{dir}}^{(5)} = \frac{\sqrt{2}}{\pi \hbar^4} \left(\frac{5}{48(\hbar\omega)^2} \right)^4 \left(\frac{8\pi e^2 p_{cv}^2 j}{m^2 \omega^2 c \sqrt{\epsilon_T}} \right)^5 \left(\frac{m_c}{1+\gamma} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\sqrt{\frac{5\hbar\omega - \Delta_{cv}^{k_0}}{1+\gamma}} \right). \quad (6.19)$$

На рис. 6.5 представлены графики зависимости $W_{\text{aug}}^{(2)}$ и $W_{\text{dir}}^{(5)}$ от интенсивности излучения ($p_{cv} = 10^{-19} \text{ Г} \cdot \text{см/с}$, $\Delta_{cv}^{k_0} = 5.85 \text{ эВ}$). Видно, что при выбранной концентрации свободных носителей в актуальном диапазоне интенсивностей света вероятности переходов с участием свободных носителей на три-четыре порядка выше вероятности прямых пятифотонных переходов.

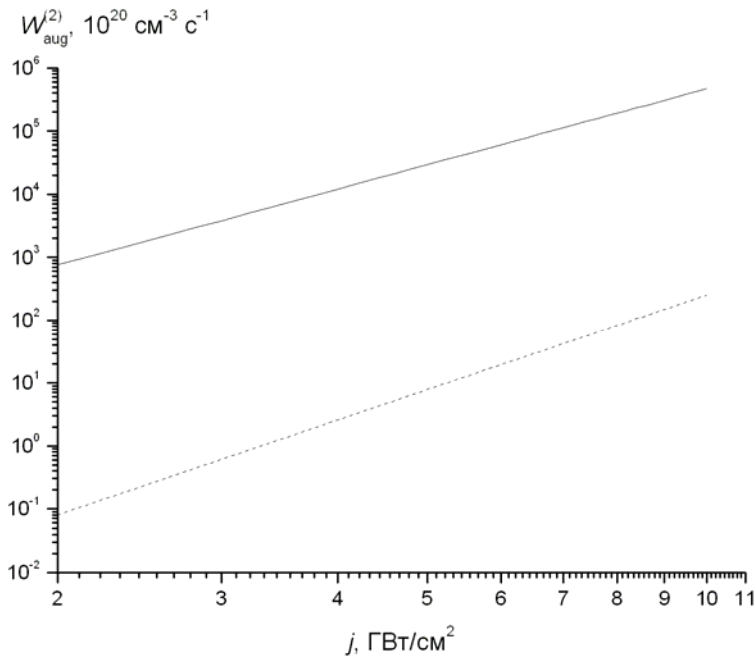


Рис. 6.5. Зависимости вероятностей двухфотонного перехода оже-типа $W_{\text{aug}}^{(2)}$ (сплошная линия) и пятифотонного перехода $W_{\text{dir}}^{(5)}$ (пунктирная линия) от интенсивности излучения при $\gamma = 0.15$ и $\hbar\omega = 1.15 \text{ эВ}$

Имеется еще один механизм генерации электронно-дырочных пар мощным светом с энергией кванта, меньшей половины ширины непрямой запрещенной зоны. Это не прямые трехфотонные межзонные переходы с участием фононов. Поскольку это процессы четвертого порядка, включая три порядка по полю, а вероятность $W_{\text{aug}}^{(2)}$ фактически является величиной четвертого порядка по полю, при умеренных интенсивностях должны преобладать трехфотонные переходы с участием фононов. Однако в актуальной области интенсивностей $j \sim 1 \div 10 \text{ ГВт/см}^2$, когда появляется замет-

ное количество неравновесных электрон-дырочных пар, переходы с участием свободных носителей доминируют, по крайней мере, при концентрациях свободных электронов $n_c \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

§ 6.2. Нелинейное поглощение в нанокристаллах AgBr

При комбинированном воздействии на фотоматериал двух импульсов длительностью 3–7 пс, одного – т.н. актиничного излучения с энергией фотонов $\hbar\omega_a = 3.51 \text{ эВ}$, превосходящей ширину непрямой запрещенной зоны AgBr, и второго – т.н. неактиничного излучения с существенно меньшей энергией фотона ($\hbar\omega_{na} = 1.17 \text{ эВ}$), согласно [115, 116] наблюдался заметный рост эффективности фотолиза. Существенно, что этот процесс происходил не только при одновременном воздействии импульсов, но и при временной задержке второго импульса относительно первого до 400–500 пс, что свидетельствует о его связи с образованием и захватом свободных носителей зарядов.

Качественная интерпретация данного процесса в [113] как результата освобождения электронов, захваченных центрами рекомбинации, противоречит данным более поздней работы [116], в которой было показано, что для захвата свободных носителей требуются времена порядка 100 пс, значительно превосходящие длительности использованных в [113, 116] импульсов. Тот факт, что максимальная величина эффекта наблюдалась при одновременном действии импульсов, является аргументом в пользу того, что решающую роль в нем играли именно свободные носители. Однако оставалось неясным, каким образом взаимодействие длинноволнового излучения со свободными носителями могло привести к наблюдаемому в эксперименте столь значительному (до 10 раз) увеличению эффективности фотолиза. Действительно, оценки максимального нагрева фотослоя с учетом измеренных в [116] при аналогичных условиях возбуждения значений наведенного длинноволнового поглощения (около 1% на длине волны 1000 нм), а также теплоемкости фотослоя (около 2 Дж/см³град) показывают, что величина нагрева в исследованном диапазоне плотностей энергии длинноволнового излучения (0.2–1 Дж/см²) не превосходит 15 К, что совершенно недостаточно для объяснения наблюдаемого эффекта. Кроме того, эффект заметно (до 3 раз) снижался при уменьшении энергии кванта инфракрасного излучения до 0.8 эВ [117], что также противоречит предположению о термическом механизме эффекта, поскольку согласно классической теории поглощение на свободных носителях должно квадратично возрастать с увеличением длины волны излучения.

На рис. 6.6 представлены экспериментальные результаты, которые были получены в [116] в виде зависимостей плотности почернения проявленных фотопластинок ВРП от плотности мощности длинноволнового неактиничного излучения при различных временных сдвигах последнего относительно импульсов возбуждающего излучения. Использовались им-

пульсы длительностью 5–7 пс с энергией фотонов 3.51 эВ для актиничного излучения и 1.17 эВ для неактиничного излучения (длины волн 355 и 1060 нм соответственно). Плотность падающей энергии актиничного излучения ($\lambda = 355$ нм) составляла 10^{-3} Дж/см², что соответствовало плотности поглощенных фотонов и максимального числа генерируемых электронно-дырочных пар $8 \cdot 10^{18}$ см⁻³. В отсутствие коротковолнового возбуждения (кривая, обозначенная символом \blacktriangledown) почернение проявленного фотослоя характеризовалось резким подъемом, начиная с плотности мощности вблизи 150 ГВт/см². В случае использования коротковолнового возбуждения с указанной плотностью мощности и точном совмещении импульсов начало подъема этой зависимости сдвигалось до 40 ГВт/см², что соответствовало увеличению почернения проявленного фотослоя в 4 раза по сравнению с достигнутым в отсутствие действия неактиничного излучения. Значительно снижалась и крутизна упомянутой зависимости.

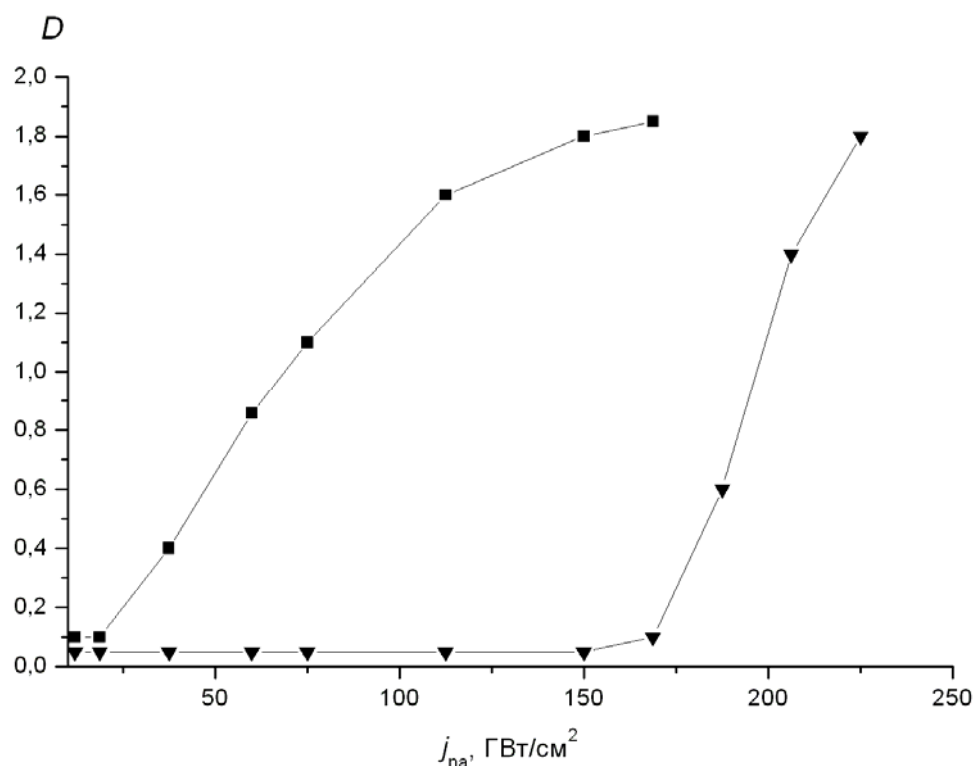


Рис. 6.6. Зависимость плотности почернения проявленного фотослоя D от плотности мощности импульсов неактиничного излучения j при одновременном действии с импульсами возбуждающего актиничного излучения для длительности импульсов 5 пс — \blacksquare и в отсутствие возбуждающих импульсов актиничного излучения — \blacktriangledown

Увеличение времени задержки импульсов неактиничного излучения относительно возбуждающих импульсов актиничного излучения приводило к монотонному снижению эффекта и увеличению требуемой плотности

мощности по сравнению с одновременным воздействием импульсов в 1.5–3 раза при задержках от 100 до 500 пс.

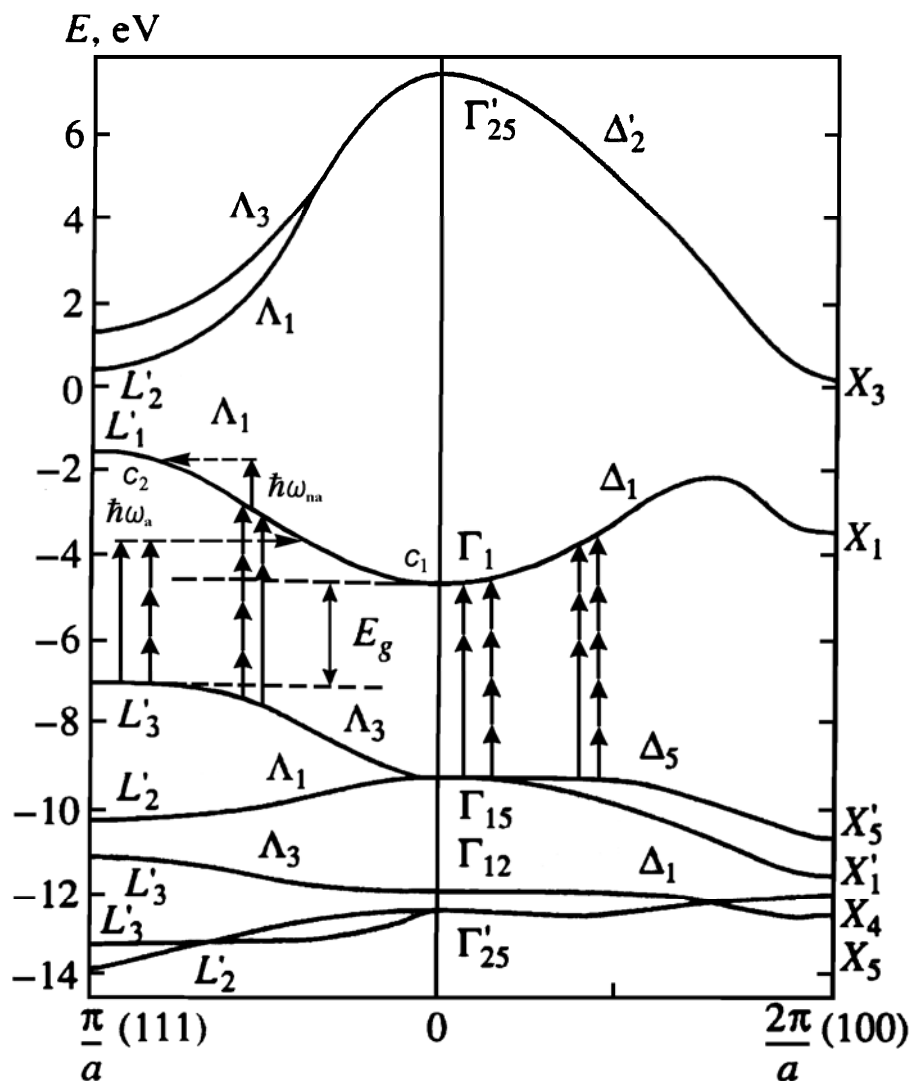


Рис. 6.7. Модель энергетической структуры с непрямой запрещенной зоной (AgBr): валентная зона v и две области зоны проводимости c_1 и c_2 : прямые линии со стрелками обозначают фотоны с энергией $\hbar\omega_{na}$ для неактиничного излучения и $\hbar\omega_a$ для актиничного излучения

Для теоретического описания наблюдаемого нелинейного поглощения в кристаллах AgBr воспользуемся двухзонной моделью энергетической структуры, состоящей из валентной зоны v и зоны проводимости c , где выделим две области: c_1 вблизи минимума в точке Γ_1 в центре зоны Бриллюэна и c_2 вблизи максимума в точке L'_1 вблизи границы зоны Бриллюэна. Ширина каждой из областей предполагается малой по сравнению с $\hbar\omega_{na}$ (рис. 6.7). Рассмотрим основные переходы, существенные для наблюдаемых процессов. Под действием импульсов мощного длинноволнового неактиничного излучения идут «обычные» многофотонные межзонные переходы. К их числу относятся (см. рис. 6.7):

- а) не прямые межзонные трехфотонные переходы с участием фонона;
- б) прямые четырехфотонные переходы вблизи центра зоны;
- в) прямые четырехфотонные переходы между верхней ветвью Λ_3 валентной зоны и нижней ветвью Λ_1 зоны проводимости;
- г) прямые пятифотонные переходы между ветвью Δ_5 валентной зоны v и ветвью Δ_1 зоны проводимости c .

Отметим, что четырехфотонные переходы типа б) являются запрещенными, что существенно уменьшает их вероятность.

Во время совместного действия актиничного и неактиничного излучений в рассматриваемой системе становятся возможными межзонные переходы с поглощением одновременно одного фотона актиничного излучения и одного или двух фотонов неактиничного излучения (см. рис. 6.7), которые идут в тех же областях зоны Бриллюэна, что и четырехфотонные и пятифотонные переходы б), в), г) ($\hbar\omega_a = 3\hbar\omega_{na}$). Под действием актиничного излучения идут не прямые однофотонные переходы между потолком валентной зоны вблизи точки L'_3 на границе зоны Бриллюэна и областью c_1 зоны проводимости аналогичные трехфотонным переходам а) для неактиничного излучения.

Кроме перечисленных выше процессов к рождению неравновесных электрон-дырочных пар приводят также межзонные переходы с участием свободных носителей (для определенности рассматриваем электроны). Именно процессы такого рода (мы называем их процессами оже-типа) играют ключевую роль при интенсивностях $j_{na} \geq 10^{11}$ Вт/см².

В условиях проведенных экспериментов актуальны три процесса оже-типа (рис. 6.8):

- д) «обычная» ударная ионизации – электрон-дырочная пара рождается за счет кинетической энергии свободного электрона;
- е) электрон-дырочная пара рождается за счет кинетической энергии свободного электрона и энергии поглощаемого фотона;
- ж) электрон-дырочная пара рождается за счет кинетической энергии свободного электрона и энергии двух поглощаемых фотонов.

При учете условий сохранения энергии и импульса, необходимых для того, чтобы могли происходить процессы д), е), ж), выясняется, что участвующие в этих процессах свободные электроны должны находиться в области c_2 .

На первый взгляд, может показаться, что бесфотонный процесс заведомо имеет гораздо большую вероятность, чем процессы с участием фотонов. Очевидно, однако, что число стимулирующих такой процесс электро-

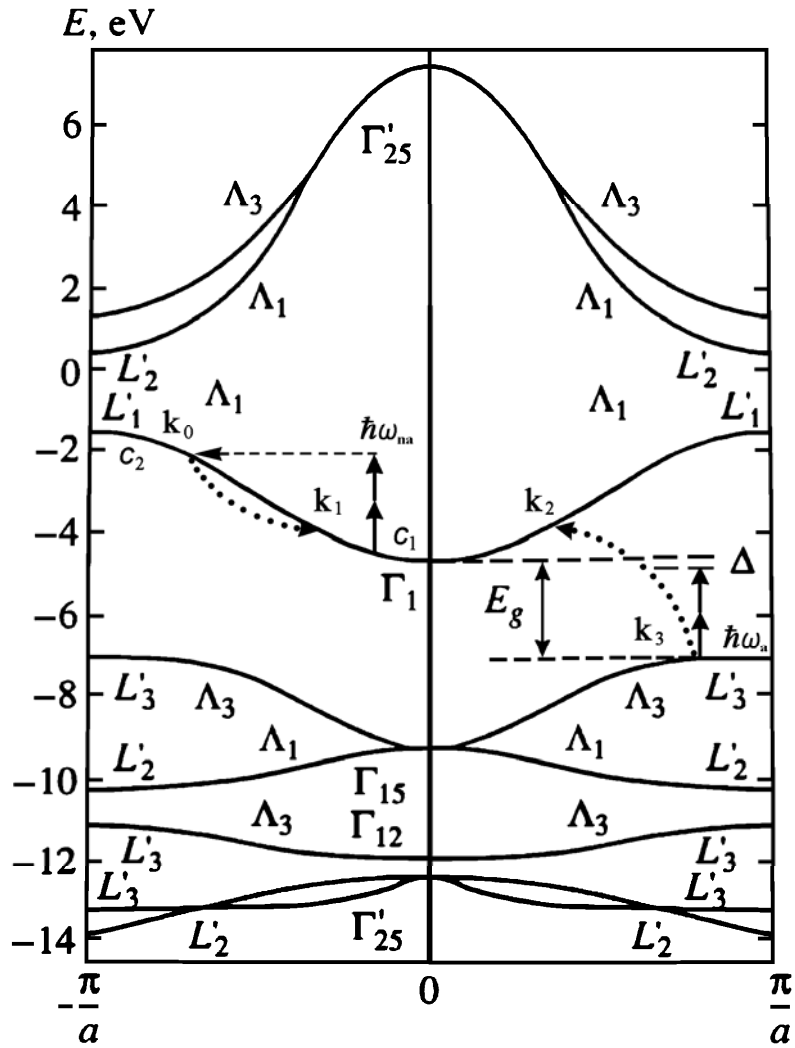


Рис. 6.8. Многофотонные переходы с участием свободных носителей в модели энергетической структуры с непрямой запрещенной зоной (AgBr), изогнутые пунктирные линии – оже-переходы $c_2 \rightarrow c_1 c_1 v$; Δ – дефицит энергии для не прямых двухфотонных переходов

нов (их кинетическая энергия должна превышать E_g , а $E_g > 2\hbar\omega_{na}$) невелико. Анализ вкладов переходов оже-типа с участием n -фотонов ($n = 0, 1, 2$) показывает, что эти вклады сопоставимы по величине в области интенсивностей света $j_{na} \sim 100 \text{ ГВт/см}^2$. Вероятности процессов такого типа вычисляются в $n + 1$ порядке теории возмущений – один порядок по межэлектронному кулоновскому взаимодействию и n порядков по взаимодействию электронной системы с полем излучения. В рассматриваемой ситуации в процесс ударной ионизации без участия фотонов вносят вклад очень узкие области начальных и конечных электронных состояний в зоны Бриллюэна, что следует из законов сохранения энергии и импульса для данного процесса. Этот фактор существенно уменьшает эффективность бесфотонного процесса. Если в переходе участвуют один, а лучше два фотона, то область зоны, активная в переходе, существенно расширяется. При столь высоких

интенсивностях света это с избытком компенсирует увеличение порядка процесса.

Попасть в область c_2 электроны могут за счет следующих процессов:

- з) двухфотонные внутризонные переходы (в т.ч., с участием фононов) под действием неактиничного излучения между областями c_1 и c_2 ;
- и) каскад из двух однофотонных внутризонных переходов (в т.ч., с участием фононов), в результате которых электроны попадают из области c_1 в c_2 ;
- к) однофотонные внутризонные переходы из области зоны Бриллюэна, куда электроны попадают в результате четырехфотонных переходов типа ν), в область c_2 .

Очевидно, в область c_2 попадет лишь часть электронов, попавших в зону проводимости за счет переходов ν), тогда как остальные электроны в результате внутризонной релаксации окажутся вблизи дна зоны в области c_1 .

Кинетику фотопереходов будем описывать с помощью системы балансных уравнений для заселенностей p дырок в валентной зоне и электронов n_1 и n_2 соответственно в областях c_1 и c_2 . Для составления уравнений баланса необходимо помимо указанных выше переходов учесть процессы внутризонной релаксации, благодаря которой фотовозбужденные электроны возвращаются из области c_2 в c_1 . В результате система уравнений баланса принимает вид:

$$\begin{aligned}
 \dot{n}_1 &= W_{21}n_2 - \sigma_{12}^{(2)}j_{na}^2n_1 + 2(\gamma_0 + \gamma_1j_{na} + \gamma_2j_{na}^2)n_2 + \sigma_{v1}^{(3)}j_{na}^3 + \\
 &+ \sigma_{v1}^{(4)}j_{na}^4 + \sigma_{v1}^{(5)}j_{na}^5 + \sigma_{v1}^{(a)}j_a + \sigma_{v1}^{(a+1)}j_a j_{na} + \sigma_{v1}^{(a+2)}j_a j_{na}^2, \\
 \dot{n}_2 &= \sigma_{12}^{(2)}j_{na}^2n_1 + \sigma_{v2}^{(4+1)}j_{na}^5 + \sigma_{v2}^{(a+2)}j_a j_{na}^2 - W_{21}n_2 - (\gamma_0 + \gamma_1j_{na} + \gamma_2j_{na}^2)n_2, \\
 \dot{p} &= \sigma_{v1}^{(3)}j_{na}^3 + \sigma_{v1}^{(4)}j_{na}^4 + (\sigma_{v1}^{(5)} + \sigma_{v2}^{(4+1)})j_{na}^5 + \sigma_{v1}^{(a)}j_a + \sigma_{v1}^{(a+1)}j_a j_{na} + \\
 &+ (\sigma_{v1}^{(a+2)} + \sigma_{v2}^{(a+2)})j_a j_{na}^2 + (\gamma_0 + \gamma_1j_{na} + \gamma_2j_{na}^2)n_2
 \end{aligned} \tag{6.20}$$

с начальными условиями $n_1(0) = n_{10}$, $n_2(0) = 0$. В формулах (6.20) $\sigma_{ij}^{(n)}$ – сечения n -фотонных оптических переходов между зонами i и j , $\sigma_{v1}^{(3)}$ – сечение трехфотонного перехода с участием длинноволнового оптического фонона, $\sigma_{v1}^{(a+n)}$ – сечение $(n+1)$ -фотонного перехода, где n фотонов неактиничного излучения и один фотон актиничного излучения, $\sigma_{v1}^{(a)}$ – сечение однофотонного перехода под действием актиничного излучения, $\sigma_{v2}^{(4+1)}$ – сечение каскадного процесса, включающего межзонный четырехфотонный переход между верхней ветвью Λ_3 валентной зоны и нижней ветвью Λ_1 зоны проводимости и внутризонный однофотонный переходы, а $\sigma_{v2}^{(a+2)}$ – сечение аналогичного каскадного процесса с участием актиничного фотона, W_{21} – скорость внутризонной релаксации для зоны проводимости, $\gamma_n j^n n_2$ –

скорость перехода оже-типа, в результате которого поглощается n фотонов и рождается электрон-дырочная пара с дыркой вблизи потолка зоны v и электроном в области c_1 , а инициирующий процесс электрон переходит из области c_2 в c_1 . В сечение $\sigma_{12}^{(2)}$ вносят вклад как двухфотонные внутризонные переходы, так и каскад из двух однофотонных переходов, в результате которых электроны попадают из области c_1 в c_2 .

Поскольку длительности использованных световых импульсов малы по сравнению с характерными временами рекомбинации, в системе (6.20) опущены члены, учитывающие рекомбинацию электронов и дырок и захват носителей ловушками. Кинетика электронов с учетом этих процессов исследовалась в работе [109], где было показано, что плотность почернения D , пропорциональная числу захваченных электронов (после установления квазиравновесного распределения), пропорциональна, в свою очередь, числу свободных носителей, созданных импульсами активничного и неактивничного излучений. При составлении системы (6.20) предполагалось, кроме того, что конечные состояния для всех типов переходов не заняты. Это предположение оправдывается тем, что электроны, переходя в область c_1 зоны проводимости за счет поглощения активничного и неактивничного излучений попадают в состояния достаточно далекие от дна зоны проводимости. Кроме того, в силу законов сохранения энергии и импульса, состояния двух электронов в области c_1 , куда они попадают в результате переходов оже-типа, также далеки от ее дна. В этих приближениях система балансных уравнений линейна, что позволяет легко получить ее аналитическое решение. Однако такое приближение для описания кинетики фотопереходов в зоне проводимости является весьма грубым. Более строгое рассмотрение требует учета неравновесного распределения электронных состояний в зоне проводимости, а также учета опустошения потолка валентной зоны, что существенно для больших значений интенсивностей излучения, используемых в эксперименте. Тем не менее, как будет видно из полученных результатов, такая упрощенная модель качественно согласуется с приведенными выше экспериментальными данными.

Аналитическое решение системы балансных уравнений для концентраций частиц в зонах имеет вид:

$$n_1 = \frac{ac}{bg} \left\{ e^{-\frac{1}{2}st} \left[\left(1 + \frac{bg}{ac} n_{10} \right) \operatorname{ch} \left(\frac{rt}{2} \right) + \frac{s(ac - bgn_{10}) + 2bg(c + an_{10})}{acr} \operatorname{sh} \left(\frac{rt}{2} \right) \right] - 1 \right\}, \quad (6.21)$$

$$n_2 = \frac{c}{g} \left\{ e^{-\frac{1}{2}st} \left[\operatorname{ch} \left(\frac{rt}{2} \right) + \frac{cs + 2bgn_{10}}{cr} \operatorname{sh} \left(\frac{rt}{2} \right) \right] - 1 \right\},$$

где введены обозначения:

$$s = a + b, \quad r = \sqrt{(a + b)^2 + 4bg}, \quad p = \frac{av + d}{b}, \quad v = \frac{c + d}{g},$$

$$a = W_{21} + g, \quad g = \gamma_0 + \gamma_1 j_{na} + \gamma_2 j_{na}^2, \quad b = \sigma_{12}^{(2)} j_{na}^2, \quad (6.22)$$

$$d = \sigma_{v2}^{(4+1)} j_{na}^5 + \sigma_{v2}^{(a+2)} j_a j_{na}^2,$$

$$c = \sigma_{v1}^{(a)} j_a + \sigma_{v1}^{(a+1)} j_a j_{na} + \sigma_{v1}^{(a+2)} j_a j_{na}^2 + \sigma_{v1}^{(3)} j_{na}^3 + \sigma_{v1}^{(4)} j_{na}^4 + \sigma_{v1}^{(5)} j_{na}^5.$$

На рис. 6.9 представлены графики зависимости концентраций электронов в зоне проводимости в виде суммы $n = n_1 + n_2$ от интенсивности неактиничного излучения j_{na} для следующих значений параметров системы:

$$W_{21} = 50 \text{ пс}^{-1}, \quad \gamma_0 = 3,8 \text{ пс}^{-1}, \quad \gamma_1 = 6.7 \cdot 10^{-1} \text{ см}^2/(\text{ГВт} \cdot \text{пс}),$$

$$\gamma_2 = 6.6 \cdot 10^{-2} \text{ см}^4/(\text{ГВт}^2 \cdot \text{пс}), \quad \sigma_{v2}^{(4+1)} = 9.7 \cdot 10^4 \text{ см}^7/\text{ГВт}^5 \cdot \text{пс},$$

$$\sigma_{v1}^{(3)} = 7.3 \cdot 10^7 \text{ см}^3/(\text{ГВт}^3 \cdot \text{пс}), \quad \sigma_{v1}^{(a)} = 1.0 \cdot 10^{15} \text{ 1}/(\text{ГВт} \cdot \text{пс} \cdot \text{см}),$$

$$\sigma_{v1}^{(a+1)} = 1.3 \cdot 10^{15} \text{ см}/(\text{ГВт}^2 \cdot \text{пс}), \quad \sigma_{v1}^{(a+2)} = 3.9 \cdot 10^{13} \text{ см}^3/(\text{ГВт}^3 \cdot \text{пс}),$$

$$\sigma_{v2}^{(a+2)} = 2.0 \cdot 10^{12} \text{ см}^3/(\text{ГВт}^3 \cdot \text{пс}), \quad \sigma_{12}^{(2)} = 3.0 \cdot 10^{-5} \text{ см}^4/(\text{ГВт}^2 \cdot \text{пс}),$$

$$j_a = 1 \text{ ГВт}/\text{см}^2, \quad n_{10} = 10^{15} \text{ см}^{-3} \text{ и длительности импульса } \tau_i = 5 \text{ пс}.$$

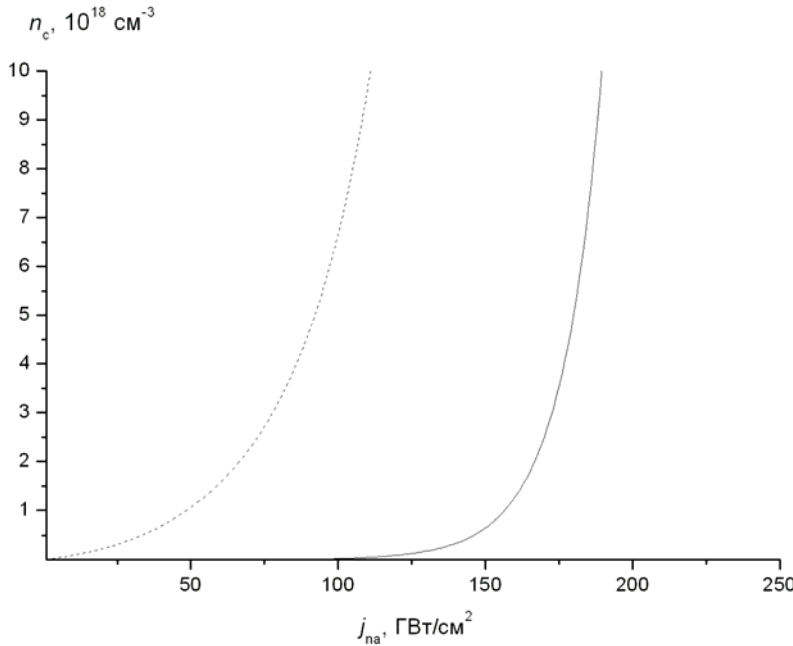


Рис. 6.9. Зависимость концентрации электронов в зоне проводимости от интенсивности излучения в двухзонной модели в случае взаимодействия системы с неактиничным излучением (сплошная линия) и в случае совместного действия излучений на систему (пунктирная линия)

Оценка сечений прямых четырехфотонных и пятифотонных межзонных переходов, выполненная на основе результатов работы [87], дает $\sigma_{v1}^{(4)} \approx 8.8 \cdot 10^5 \text{ см}^6/(\text{ГВт}^4 \cdot \text{пс})$ и $\sigma_{v1}^{(5)} \approx 8.9 \cdot 10^3 \text{ см}^7/(\text{ГВт}^5 \cdot \text{пс})$.

Следует отметить, что результаты расчета весьма заметно зависят от значения параметра $\sigma_{12}^{(2)}$. Так, например, уменьшение этой величины на два порядка привело бы к смещению пороговой интенсивности в случае взаимодействия материала только с неактиничного излучения в область значений $\sim 10^3$ ГВт/см².

График зависимости концентрации электронов от интенсивности неактиничного излучения для случая, когда актиничное излучение отсутствует, приведен на рис 6.9 (сплошная линия). Видно, что зависимость носит пороговый характер. При относительно небольшом изменении $j_{\text{на}}$ в области значений ~ 100 - 200 ГВт/см² концентрация электронов в зоне проводимости резко увеличивается от исходного значения до величины $n \sim 10^{19}$ см⁻³.

В случае одновременного действия излучений роль актиничного излучения в основном состоит в том, чтобы быстро создать дополнительную концентрацию неравновесных носителей, позволяющую запустить нелинейные по концентрации свободных носителей процессы генерации электрон-дырочных пар при меньших интенсивностях неактиничного излучения. Это обеспечивается тем, что увеличиваются значения сечений оптических переходов, ответственных за генерацию пар, т.к. сечения смешенных двухфотонных и трехфотонных переходов больше сечений четырехфотонных и пятифотонных переходов, происходящих только под действием неактиничного излучения. Расчетная зависимость концентрации электронов в зоне проводимости от интенсивности неактиничного излучения при одновременном действии излучений дана на рис. 6.9 (пунктирная линия). Видно, что в этом случае зависимость концентрации от интенсивности неактиничного излучения становится менее резкой, а значение концентрации электронов $n \sim 10^{18}$ см⁻³ достигается при интенсивности излучения в десятки ГВт/см². Этот результат качественно согласуется с экспериментальными кривыми, представленными на рис. 6.6 (кривые, обозначенные символами \blacktriangledown и \blacksquare соответственно). Исключение составляет область концентраций электронов $n \gtrsim 10^{19}$ см⁻³, когда уже могут быть существенными эффекты заполнения для всех типов актуальных оптических переходов и переходов оже-типа. Очевидно, что при этом увеличение концентрации с ростом интенсивности неактиничного излучения должно замедлиться, как это и видно на рис. 6.6 (кривая, обозначенная символом \blacksquare).

Таким образом, рассмотренный новый механизм многофотонных межзонных переходов в материалах с непрямой запрещенной зоной, как показывают результаты расчетов, является весьма эффективным при интенсивностях лазерного излучения $j \gtrsim 10^{10}$ Вт/см² в пикосекундном временном масштабе. В исследованной системе с широкой и непрямой запрещенной зоной при начальной концентрации носителей в зоне проводимости $\sim 10^{16}$ см⁻³ вероятность двухфотонных переходов с участием свободных носителей на несколько порядков больше вероятностей других про-

цессов генерации электрон-дырочных пар: междузонного пятифотонного и непрямого трехфотонного с участием фонона.

Таким образом, в данной главе проанализированы процессы возбуждения нанокристаллов AgBr актиничным излучением с энергией кванта $\hbar\omega_a = 3.51$ эВ, превосходящей ширину не прямой запрещенной зоны ($E_g = 2.6$ эВ), и неактиничным излучением с $\hbar\omega_{na} = 1.17$ эВ. Показано, что наблюдаемые нетривиальные зависимости плотности почернения материала D от интенсивности неактиничного излучения j_{na} , в частности, исключительно резкий рост D при $j_{na} \approx 1.5 \times 10^{11}$ Вт/см² в отсутствие актиничного излучения, происходят за счет межзонных фотопереходов с участием одного либо двух фотонов и свободных электронов, внутризонное возбуждение которых обусловлено однофотонным и двухфотонным поглощением неактиничного излучения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В этом разделе мы резюмируем представленные результаты. Общей идеей работы, объединяющей ее отдельные части, является использование для анализа новых моделей оптического возбуждения объемных кристаллов и наноструктур. В этих моделях ключевую роль играют процессы оже-типа, в том числе, с участием в элементарном акте одного или нескольких фотонов. Именно процессы оже-типа ответственны за лавинное увеличение числа электронов или дырок в возбужденных состояниях системы. При рассмотрении эффекта фотонной лавины в наноструктурах установлено, что наименьшей пороговой интенсивностью и самыми короткими временами переключения характеризуются материалы с глубокими легированными квантовыми ямами. Наиболее высокая степень апконверсии достигается в гетероструктурах типов I или II, где за счет эффекта фотонной лавины можно возбудить неравновесные электрон-дырочные пары с энергией, почти в 5 раз превосходящей квант возбуждающего света.

Несколько меньшей по сравнению с механизмом фотонной лавины эффективностью характеризуется механизм оптического трамплина. Тем не менее, и этот механизм может обеспечить более высокую вероятность возбуждения системы низкочастотным светом, чем «обычное» каскадное или многофотонное поглощение.

Как было показано выше, при определенных условиях механизм многофотонной лавины может играть превалирующую роль в предпробойном возбуждении электронной системы широкозонных диэлектриков или полупроводников мощным низкочастотным светом. Эффект многофотонной лавины, как и «обычный» эффект фотонной лавины, но в отличие от эффекта оптического трамплина, характеризуется наличием четко выраженной пороговой интенсивности возбуждающего света. В то же время, эффект многофотонной лавины, как и эффект оптического трамплина, но в отличие от «обычного» эффекта фотонной лавины, основан на процессе передачи возбуждения с участием фотонов в элементарном акте.

Изложенные выше теоретические результаты имеют отчетливую практическую направленность. Решение рассмотренных задач представляется весьма перспективным для технических и технологических приложений, в частности, для силовой оптики и бурно развивающейся в настоящее время оптики наноструктур. К наиболее важным результатам, представленным в монографии, можно отнести вывод о возможности наблюдения эффекта фотонной лавины в гетероструктурах с глубокими квантовыми ямами. Исследованные низкоэнергетические пороговые процессы типа фотонной лавины предоставляют широкий круг возможностей для управления светом с помощью света, разработки оптических логических элементов и других устройств для вычислительных и коммуникационных систем. Кроме того, полученные результаты позволяют расширить существующие представления о чрезвычайно важной как в научном, так и в прикладном

отношении, проблеме предпробойного оптического возбуждения твердых тел.

Развитая авторами теория многофотонных переходов с участием свободных носителей заряда была применена для интерпретации экспериментальных данных по нелинейному поглощению в нанокристаллах AgBr. В частности, было показано, что наблюдаемые зависимости плотности почернения от интенсивности длинноволнового излучения при одновременном воздействии на фотоэмульсию с нанокристаллами AgBr пикосекундных импульсов света с энергиями кванта 3.51 эВ и 1.17 эВ обусловлены фотогенерацией неравновесных электрон-дырочных пар за счет межзонных переходов с участием одного либо двух фотонов и свободных электронов, внутризонное возбуждение которых обусловлено однофотонным и двухфотонным поглощением длинноволнового излучения.

Авторы благодарны доктору физико-математических наук, профессору Д.И. Стаселько за интересную и продуктивную совместную работу, а также докторам физико-математических наук А.В. Федорову и А.В. Баранову за полезные дискуссии по рассмотренным в монографии вопросам.

ЛИТЕРАТУРА

1. Chivian, J.S. The photon avalanche: a new phenomenon in Pr^{3+} -based infrared quantum counters / J.S. Chivian, W.E. Case, D.D. Eden // *Appl. Phys. Lett.* - 1979. - V. 35, No. 2. - P. 124-127.
2. Kueny, A.W. Nonlinear-optical absorption through photon avalanche / A.W. Kueny, W.E. Case, M.E. Koch // *JOSA B.* - 1989. - V. 6, No. 5. - P. 639-643.
3. Case, W.E. Photon avalanche in rare-earth crystals / W.E. Case, M.E. Koch, A.W. Kueny // *J. Luminescence.* - 1990. - V. 45. - P. 351-354.
4. Ni, H. Avalanche upconversion in $\text{Tm}:\text{YAlO}_3$ / H. Ni, S.C. Rand // *Opt. Lett.* - 1991. - V. 16, No. 10. - P. 14241-14243.
5. Kueny, A.W. Infrared-to-ultraviolet photon-avalanche pumped upconversion in $\text{Tm}:\text{LiYF}_4$ / A.W. Kueny, W.E. Case, M.E. Koch // *JOSA B.* - 1993. - V. 10, No. 10. - P. 1834-1838.
6. Guy, S. Photon avalanche in the mean field approximation. / S. Guy, M.F. Joubert, B. Jacquier // *Phys. Rev. B.* - 1997. - V. 55, No. 13. - P. 8240-8249.
7. Joubert, M.-F. Photon avalanche upconversion in rare earth laser materials / M.-F. Joubert // *Opt. materials.* - 1999. - V. 11. - P. 181-203.
8. Gatch, D.B. Photon avalanche effect in $\text{LaCl}_3:\text{Pr}^{3+}$ / D.B. Gatch, W.M. Dennis, W.M. Yen // *Phys. Rev. B.* - 2000. - V. 62, No. 16. - P. 10790-10796.
9. Nehlen, M.P. Nonradiative dynamics of avalanche upconversion in $\text{Tm}:\text{LiYF}_4$ / M.P. Nehlen, A. Kudicher, A.L. Lenef [et al] // *Phys. Rev. B.* - 2000. - V. 61, No. 2. - P. 1116-1124.
10. Перлин, Е.Ю. Каскадно-лавинная up-конверсия в кристаллах $\text{YLF}:\text{Tm}^{3+}$ / Е.Ю. Перлин, А.М. Ткачук, М.-Ф. Joubert [et al] // *Опт. и спектр.* - 2001. - Т. 90, В. 5. - С. 772-781.
11. Берг, А. Светодиоды. / А. Берг, П. Дин - М.: Мир, 1979. - 686 с.
12. Рывкин, С.М. Эффект модуляции поглощения фотонов с дефицитом энергии за счет разогрева носителей тока / С.М. Рывкин // *ФТТ.* - 1965. - Т. 7, В. 4. - С. 1276-1280.
13. Рывкин, С.М. Непрямые переходы в полупроводниках при взаимодействии с носителями тока / С.М. Рывкин, А.А. Гринберг, Н.И. Крамер // *ФТТ.* - 1965. - Т. 7, В. 7. - С. 2195-2205.
14. Крамер, Н.И. Поглощение света в полупроводниках с «запрещенными» оптическими переходами, связанное с взаимодействием с носителями тока / Н.И. Крамер // *ФТТ.* - 1965. - Т. 7, В. 12. - С. 3562-3565.
15. Гринберг, А.А. Оптические явления в полупроводниках / А.А. Гринберг // *Материалы 6-й зимней школы по теории ядра и физике высоких энергий. ФТИ АН СССР.* - Л.: 1971. Ч. 3. - С. 29-54.

16. Рогачев, А.А. Длинноволновое рекомбинационное излучение германия, связанное с взаимодействием носителей тока / А.А. Рогачев, С.М. Рывкин // ФТТ. - 1965. - Т. 7, В. 7. - С. 2206-2208.
17. Гринберг, А.А. О возможности отрицательного поглощения при не-
прямых переходах с участием носителей тока / А.А. Гринберг, А.А. Рогачев, С.М. Рывкин // ФТТ. - 1965. - Т. 7, В. 7. - С. 2206-2208.
18. Власов, Г.К. Теория непрямых магнитооптических переходов с уча-
стием свободных носителей / Г.К. Власов, В.С. Машкевич // ФТП. -
1969. - Т. 3, В. 10. - С. 1478-1484.
19. Кастальский, А.А. Излучение при взаимодействии носителей в кван-
тующем магнитном поле / А.А. Кастальский, С.М. Рывкин, Е.С. Фила-
това // ФТП. - 1970. - Т. 4, В. 12. - С. 2993-2996.
20. Betzler, K. Two-electron band-to-band transitions in solids / K. Betzler,
T. Weller, R. Conradt // Phys. Rev. B. - 1972. - V. 6, No. 4. - P. 1394-1399.
21. Данишевский, А.М. Многофотонный оже-процесс и его роль в про-
блеме оптической плотности кристаллов / А.М. Данишевский,
С.Ф. Кочегаров, Е.Ю. Перлин [и др.] // Препринт № 908 ФТИ АН
СССР. 1984. 44 с.
22. Данишевский, А.М. Многофотонное поглощение с участием свобод-
ных носителей и фононов / А.М. Данишевский, Е.Ю. Перлин,
А.В. Федоров // ЖЭТФ. - 1987. - Т. 93, В. 4. - С. 1319-1328.
23. Schmid, A. Optical breakdown in alkali halides / A. Schmid, P. Kelly,
P. Bräunlich // Phys. Rev. B. - 1977. - V. 16, No. 10. - P. 4569-4582.
24. Anderson, C.L. Threshold energies for electron-hole pair production by
impact ionization in semiconductors / C.L. Anderson, C.R. Crowell // Phys.
Rev. B. - 1972. - V. 5, No. 6. - P. 2267-2270.
25. Перлин, Е.Ю. Многофотонное поглощение с участием свободных но-
сителей в кристаллах / Е.Ю. Перлин, А.В. Федоров, М.Б. Кашевник //
ЖЭТФ. - 1983. - Т. 85, В. 4(10). - С. 1357-1365.
26. Билак, В.И. Передача энергии возбуждения между трехвалентными
ионами, стимулированная полем излучения / В.И. Билак, Г.М. Зверев,
Г.О. Карапетян [и др.] // Письма в ЖЭТФ. - 1971. - Т. 14, В. 3. - С. 301-
305.
27. Altaelli, M. Simultaneous energy transfer and optical absorption in con-
densed matter / M. Altaelli, D.L. Dexter // Phys. Rev. B - 1973. - V. 7,
No. 12. - P. 5335-5343.
28. Перлин, Е.Ю. Передача возбуждения между примесными молекулами,
стимулированная интенсивным светом / Е.Ю. Перлин // Физика моле-
кул. - 1977. - В. 5. - С. 25-31.
29. Перлин, Е.Ю. Фотонная лавина в легированной квантовой яме /
Е.Ю. Перлин // Опт. и спектр. - 2001. - Т. 5, В. 5. - С. 777-783.
30. Perlin, E.Yu. Photon Avalanche Effect in Doped Quantum Wells /
E.Yu. Perlin // J. Luminescence. - 2001. - V. 94-95. - P. 249-253.

31. Перлин, Е.Ю. Каскадно-лавинная генерация электрон-дырочных пар в квантовых ямах типа II / Е.Ю. Перлин, А.В. Иванов, Р.С. Левицкий // ЖЭТФ. - 2003. - Т. 123, В. 3. - С. 612-624.
32. Перлин, Е.Ю. Новый механизм предпробойной генерации электрон-дырочных пар в кристаллах: эффект многофотонной лавины / Е.Ю. Перлин, А.В. Иванов, Р.С. Левицкий // Известия РАН. Сер. физ. - 2005. -Т. 69, В. 8. - С. 1129-1131.
33. Перлин, Е.Ю. Предпробойная генерация неравновесных электрон-дырочных пар: эффект многофотонной лавины / Е.Ю. Перлин, А.В. Иванов, Р.С. Левицкий // ЖЭТФ. - 2005. - Т. 128, В. 2 (8). - С. 411-421.
34. Перлин, Е.Ю. Оптическое переключение и up-конверсия в материалах с квантовыми ямами: эффект фотонной лавины / Е.Ю. Перлин, А.В. Иванов, Р.С. Левицкий // Научно-технич. вестник СПб ГУ ИТМО. - 2005. - В. 23. - С.42-56.
35. Иванов, А.В. Многофотонные межзонные переходы с участием фото-возбужденных свободных носителей. / А.В. Иванов, Е.Ю. Перлин // Опт. и спектр. - 2006. - Т. 100, В. 1. - С. 69-74.
36. Перлин, Е.Ю. Фотонная лавина в легированных квантовых ямах: up-конверсия и эффект переключения / Е.Ю. Перлин, Р.С. Левицкий // Опт. журн. - 2006. - Т. 73, В. 1. - С. 3-11.
37. Перлин, Е.Ю. Каскадно-лавинная ап-конверсия и генерация неравновесных электрон-дырочных пар в гетероструктурах типа II с глубокими квантовыми ямами / Е.Ю. Перлин, А.В. Иванов, Р.С. Левицкий // Опт. журн. - 2006. - Т. 73, В. 1. - С. 12-21.
38. Левицкий, Р.С. Эффект фотонной лавины в гетероструктурах типа I с глубокими квантовыми ямами / Р.С. Левицкий, А.В. Иванов, Е.Ю. Перлин // Опт. журн. - 2006. - Т. 73, В. 2. - С. 3-8.
39. Иванов, А.В. Многофотонная генерация электрон-дырочных пар с участием свободных носителей в непрямозонном кристалле / А.В. Иванов, Е.Ю. Перлин // Опт. и спектр. - 2007. - Т. 102, В. 1. - С. 266-272.
40. Перлин, Е.Ю. Ионизация глубоких квантовых ям: эффект оптического трамплина / Е.Ю. Перлин, Р.С. Левицкий // Опт. и спектр. - 2007. - Т. 102, В. 2. - С. 303-308.
41. Иванов, А.В. Межзонные фотопереходы с участием свободных носителей в нанокристаллах AgBr / А.В. Иванов, Р.С. Левицкий, Е.Ю. Перлин [и др.] // Опт. и спектр. - 2007. - Т. 103, В. 5. - С. 803-809.
42. Huang, K. Long-wavelength optic vibrations in a superlattice. / K. Huang, B. Zhu // Phys. Rev. B. - 1989. - V. 38, No. 3. - P. 2183-2186.
43. Degani, M.H. Electron-phonon interaction effects in a quasi-two-dimensional electron gas in the GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs heterostructure / M.H. Degani, O. Hipolito // Phys. Rev. B. - 1987. - V. 35, No. 14. - P. 7717-7722.

44. Lassnig, R. Polar optical interface phonons and Fröhlich interaction in double heterostructures / R. Lassnig // *Phys. Rev. B.* - 1984. - V. 30, No. 12. -P. 7132-7137.
45. Ridley, B.K. Electron scattering by confined LO polar phonons in a quantum well / B.K. Ridley // *Phys. Rev. B.* - 1989. - V. 39, No. 8. - P. 5282-5286.
46. Ridley, B.K. Electron-hybrid interaction in a quantum well / B.K. Ridley // *Phys. Rev. B.* - 1993. - V. 47, No. 8. - P. 4592-4594.
47. Rucker, H. Electron-phonon interaction in quasi-two-dimensional systems / H. Rucker, E. Molinari, P. Lugli // *Phys. Rev. B.* - 1991. - V. 44, No. 7. - P. 3463-3466.
48. Nash, K.J. Electron-phonon interactions and lattice dynamics of optic phonons in semiconductor heterostructures / K.J. Nash // *Phys. Rev. B.* - 1992. - V. 46, No. 12. - P. 7723-7729.
49. Tsuchia, T. Electron-phonon interaction in GaAs/AlAs superlattices / T. Tsuchia, T. Ando // *Phys. Rev. B.* - 1993. - V. 47, No. 12. - P. 7240-7252.
50. Trallero-Giner, C. Electron-LO-phonon interaction in semiconductor double heterostructures / C. Trallero-Giner, F. Comas // *Phys. Rev. B.* - 1988. - V. 37, No. 9. - P. 4583-4588.
51. Trallero-Giner, C. Polar optical modes and electron-phonon interaction in semiconductor nanostructures / C. Trallero-Giner, F. Comas, F. Garcia-Moliner // *Phys. Rev. B.* - 1994. - V. 50, No. 3. - P. 1755-1759.
52. Gondar, J.L. Scattering rates in a semiconductor heterostructure: the effects of intersubband transitions / J.L. Gondar, F. Comas, F. Castro // *Physica B.* - 2000. - V. 292. - P. 354-358.
53. Levine, B.-F. Quantum-well infrared photodetectors / B.-F. Levine // *J. Appl. Phys.* - 1993. - V. 74, No. 8. - P. R1.
54. Ando, T. Electronic properties of two-dimensional systems / T. Ando, A.B. Fowler, F. Stern // *Rev. Mod. Phys.* - 1982. - V. 54, No. 2. - P. 437-672.
55. Manafresh, M.O. Origin of the blueshift in the intersubband infrared absorption in GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As multiple quantum wells / M.O. Manafresh, F. Szmulowicz, T. Vaughan [et al] // *Phys. Rev. B.* - 1991. - V. 43, No. 12. - P. 9996-9999.
56. Engelmann, R. Quantum-well activated phosphors: A new concept for electroluminescent displays / R. Engelmann, J. Ferguson, R. Solanki // *Appl. Phys. Lett.* - 1997. - V. 70, No. 4. - P. 411-413.
57. Neogi, A. Intersubband Transitions at 1.3 and 1.55 μm in a Novel Coupled InGaAs–AlAsSb Double-Quantum-Well Structure / A. Neogi, T. Mozume, H. Yoshida [et al] // *IEEE Photon. Technol. Lett.* - 1999. - V. 11, No. 6. - P. 634-636.

58. Neogi, A. Absorption saturation of near-infrared intersubband transition in lattice-matched InGaAs/AlAsSb quantum wells / A. Neogi, H. Yoshida, T. Mozume [et al] // *Physica E*. - 2000. - V. 7. - P. 183-187.
59. Garcia, C.P. 1.26 μm intersubband transitions in $\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}/\text{AlAs}$ quantum wells / C.P. Garcia, A. De Nardis, V. Pellegrini [et al] // *Appl. Phys. Lett.* - 2000. - V. 77, No. 23. - P. 3767-3769.
60. Горшков, Б.Г. Лазерное возбуждение неравновесных носителей в широкозонных диэлектриках / Б.Г. Горшков, А.С. Епифанов, А.А. Маненков [и др.] // *Лазерные исследования дефектов в полупроводниках и диэлектриках (Труды ИОФАН. Т. 4)*. - М.: Наука, 1986. - С. 99-151.
61. Перлин, Е.Ю. Многофотонная генерация электрон-дырочных пар в квантовой яме / Е.Ю. Перлин // *Опт. и спектр.* - 1997. - Т. 82, В. 2. - С. 259-265.
62. Ганичев, С.Д. Многофотонное поглощение в р-Ge в субмиллиметровом диапазоне / С.Д. Ганичев, С.А. Емельянов, Е.Л. Ивченко [и др.] // *Письма в ЖЭТФ*. - 1983. - Т. 37, В. 10. - С. 479-481.
63. Перлин, Е.Ю. Многофотонное поглощение в полупроводниках в субмиллиметровом диапазоне / Е.Ю. Перлин, А.В. Федоров // *Оптические и кинетические эффекты в неравновесных электронных и электронно-колебательных системах*. Кишинев: Штиинца, - 1986. - С. 92-104.
64. Ганичев, С.Д. Многофотонное поглощение в полупроводниках в субмиллиметровом диапазоне / С.Д. Ганичев, С.А. Емельянов, Е.Л. Ивченко [и др.] // *ЖЭТФ*. - 1986. - Т. 91, В. 4. - С. 1233-1248.
65. Minasian, H. Multiphoton absorption of intense electromagnetic laser radiation in narrow gap semiconductors / H. Minasian, S. Avetisyan // *Phys. Rev. B*. - 1986. - V. 34, No. 2. - P. 963-966.
66. Перлин, Е.Ю. Многофотонное поглощение длинноволнового излучения в квантовой яме / Е.Ю. Перлин, А.В. Иванов // *Опт. и спектр.* - 1997. - Т. 83, В. 6. - С. 923-926.
67. Перлин, Е.Ю. Нелинейное поглощение субмиллиметрового излучения в квантовых ямах / Е.Ю. Перлин, А.В. Иванов // *Опт. и спектр.* - 1999. - Т. 87, В. 1. - С. 42-47.
68. Левинсон, И.Б. Температура горячих фотовозбужденных электронов / И.Б. Левинсон, Б.Н. Левинский // *ЖЭТФ*. - 1976. - Т. 71, В. 1. - С. 300-309.
69. Schmitt-Rink, S. Linear and nonlinear optical properties of semiconductor quantum wells / S. Schmitt-Rink, D.S. Shemla, D.A.V. Miller // *Advances in Phys.* - 1989. - V. 38, No. 2. - P. 89-188.
70. Перлин, Е.Ю. Оптический штарк-эффект при переходном двойном резонансе в полупроводниках / Е.Ю. Перлин // *ЖЭТФ*. - 1994. - Т. 105, В. 1. - С. 186-197.

71. Ашкинадзе, Б.М. Разрушение прозрачных диэлектриков под действием мощного лазерного излучения / Б.М. Ашкинадзе, В.И. Владимиров, В.А. Лихачев [и др.] // ЖЭТФ. - 1966. - Т. 50, - С. 1187-1201.
72. Лихачев, В.А. Усталость при оптическом разрушении прозрачных диэлектриков / В.А. Лихачев, С.М. Рывкин, В.М. Салманов [и др.] // ФТТ. - 1966. - Т. 8, В. 11. - С. 3432-3434.
73. Sharma, B.S. Laser-induced photoconductivity in silicate glasses by multiphoton excitation, a precursor of dielectric breakdown and mechanical damage / B.S. Sharma, K.E. Riekhof // Canadian J. Phys. - 1967. - V. 45. - P. 3781-3791.
74. Sharma, B.S. Laser-induced dielectric breakdown and mechanical damage in silicate glasses / B.S. Sharma, K.E. Riekhof // Canadian J. Phys. - 1970. - V. 48. - P. 1178-1191.
75. Молчанов, А.Г. Развитие лавинной ионизации в прозрачных диэлектриках под действием импульса света / А.Г. Молчанов // ФТТ. - 1970. - Т. 12. - С. 954-956.
76. Yablonovitch, E. Avalanche Ionization and the Limiting Diameter of Filaments Induced by Light Pulses in Transparent Media / E. Yablonovitch, N. Bloembergen // Phys. Rev. Lett. - 1972. - V. 29. - P. 907-910.
77. Fradin, D.W. Confirmation of an electron avalanche causing laser-induced bulk damage at 1.06 micrometer / D.W. Fradin, E. Yablonovitch, M. Bass // Appl. Optics. - 1973. - V. 12, No. 4. - P. 700-702.
78. Fradin, D.W. Electron avalanche breakdown induced by ruby laser light / D.W. Fradin, M. Bass // Appl. Phys. Lett. - 1973. - V. 22. - P. 206-208.
79. Епифанов, А.С. Процесс развития лавинной ионизации в твердых прозрачных диэлектриках под действием импульсов мощного лазерного излучения / А.С. Епифанов // ЖЭТФ. - 1974. - Т. 67, В. 5. - С. 2167-2176.
80. Епифанов, А.С. Частотная и температурная зависимости лавинной ионизации в твердых телах под действием электромагнитного поля / А.С. Епифанов, А.А. Маненков, А.М. Прохоров // Письма в ЖЭТФ. - 1976. - Т. 70, В. 2. - С. 728-737.
81. Holway, L.H. Electron avalanche breakdown by laser radiation in insulating crystals / L.H. Holway, D.W. Fradin // J. Appl. Phys. - 1975. - V. 46. - P. 279-291.
82. Епифанов, А.С. Теория лавинной ионизации в прозрачных диэлектриках под действием электромагнитного поля / А.С. Епифанов, А.А. Маненков, А.М. Прохоров // ЖЭТФ. - 1976. - Т. 70, - С. 728-737.
83. Епифанов, А.С. Теория лавинной ионизации в твердых телах под действием электромагнитного поля / А.С. Епифанов, А.А. Маненков, А.М. Прохоров // Труды ФИАН. - 1977. - Т. 101. - С. 87-129.
84. Келдыш, Л.В. Ионизация в поле сильной электромагнитной волны / Л.В. Келдыш // ЖЭТФ. - 1964. - Т. 47, В. 5. - С. 1945-1957.

85. Бычков, Ю.А. Пробой полупроводников в переменном электрическом поле / Ю.А. Бычков, А.М. Дыхне // ЖЭТФ. - 1970. - Т. 58, В. 5. - С. 1734-1743.
86. Коварский, В.А. Многофотонные межзонные переходы в кристаллах / В.А. Коварский, Е.Ю. Перлин // ФТТ - 1970. - Т. 13, В. 5. - С. 1217-1219.
87. Kovarskii, V.A. Multiphoton interband optical transitions in crystals / V.A. Kovarskii, E.Yu. Perlin // Phys. Stat. Sol. (b) - 1971.- V. 45, No. 1. - P. 47-58.
88. Pokatilov, E.P. Multiphoton Absorption by Free Charge Carriers in Semiconductors / E.P. Pokatilov, V.M. Fomin // Phys. Stat. Sol. B. - 1976. - V. 73. - P. 553-564.
89. Shen, X.A. Four-photon absorption cross section in potassium bromide at 532 nm / X.A. Shen, S.C. Jones, P.F. Braunlich [et al] // Phys. Rev. B. - 1987. - V. 36. - P. 2831-2843.
90. Jones, S.C. Mechanism of prebreakdown nonlinear energy deposition from intense photon field at 532 nm in NaCl / S.C. Jones, X.A. Shen, P.F. Braunlich [et al] // Phys. Rev. B. - 1987. - V. 35. - P. 894-897.
91. Kelly, P.J. Recent progress on laser-induced modifications and intrinsic bulk damage of wide-gap optical materials / P.J. Kelly, S.C. Jones, P.F. Braunlich [et al] // Opt. Eng. - 1989. - V. 28, No. 10. - P. 1039-1046.
92. Cartier, E. Dielectric breakdown in wide-band gap insulators at DC and optical frequencies / E. Cartier, D. Arnold, D.J. Dimaria [et al] // Rev. Solid State Sci. - 1991. - V. 5. - P. 531-550.
93. Du, D. Laser-induced breakdown by impact ionization in SiO₂ with pulse widths from 7 ns to 150 fs / D. Du, X. Liu, G. Korn [et al] // Appl. Phys. Lett. - 1994. - V. 64. - P. 3071-3073.
94. Stuart, B.C. Nanosecond-to-femtosecond laser-induced breakdown in dielectrics / B.C. Stuart, D. Feit, S. Herman [et al] // Phys. Rev. B. - 1996. - V. 53. - P. 1749-1761.
95. Varel, H. Laser-induced damage in SiO₂ and CaF₂ with picosecond and femtosecond laser pulses / H. Varel, D. Ashkenasi, A. Rosenfeld [et al] // Appl. Phys. A. - 1996. - V. 62, No. 3. - P. 293-294.
96. Lenzner, M. Femtosecond optical breakdown in dielectric / M. Lenzner, J. Kruger, S. Sartania [et al] // Phys. Rev. Lett. - 1998. - V. 80. - P. 4076-4079.
97. Tien, A.C. Short-Pulse Laser Damage in Transparent Materials as a Function of Pulse Duration / A.C. Tien, S. Backus, H. Kapteyn [et al] // Phys. Rev. Lett. - 1999. - V. 82. - P. 3883-3886.
98. Li, M. Ultrafast Electron Dynamics in Femtosecond Optical Breakdown of Dielectrics / M. Li, S. Menon, J.P. Nibarger [et al] // Phys. Rev. Lett. - 1999. - V. 82. - P. 2394-2397.

99. Petite, G. Comment on "Ultrafast Electron Dynamics in Femtosecond Optical Breakdown of Dielectrics" / G. Petite, S. Guizard, Ph. Martin [et al] // Phys. Rev. Lett. - 1992. - V. 83. - P. 5182-5182.
100. Kaiser, A. Microscopic processes in dielectrics under irradiation by subpicosecond laser pulses / A. Kaiser, B. Rethfeld, M. Vicanek [et al] // Phys. Rev. B. - 2000. - V. 61. - P. 11437-11450.
101. Apostolova, T. Modeling of laser-induced breakdown in dielectrics with subpicosecond pulses / T. Apostolova, Y. Hahn // J. Appl. Phys. - 2000. - V. 88. - P. 1024-1034.
102. Глаубер, Р. Оптическая когерентность и статистика фотонов / Р. Глаубер // Квантовая оптика и квантовая радиофизика - М.: Мир, 1966. - С. 91-280.
103. Клаудер, Дж. Основы квантовой оптики / Дж. Клаудер, Э. Сударшан. - М.: Мир, 1970. - Гл. 7, 8.
104. Балкарей, Ю.И. Квазиэнергетический спектр электрона в кристаллической решетке / Ю.И. Балкарей, Э.М. Эпштейн // ФТТ. - 1973. - Т. 15, В. 3. - С. 925-927.
105. Балкарей, Ю.И. О квазиэнергетическом спектре полупроводника в поле сильной электромагнитной волны / Ю.И. Балкарей, Э.М. Эпштейн // ФТТ. - 1975. - Т. 17, В. 8. - С. 2313-2314.
106. Tzoar, N. Theory of electronic band structure in intense laser fields / N. Tzoar, J.I. Gersten // Phys. Rev. B - 1975. - V. 12, No. 4. - P. 1132-1139.
107. Перлин, Е.Ю. Критические точки электронного зонного спектра в поле сильной электромагнитной волны / Е.Ю. Перлин, А.В. Федоров // ФТТ. - 1995. - Т. 37, В. 5. - С. 1463-1472.
108. Перлин, Е.Ю. Двухфотонное поглощение, контролируемое резонансным оптическим штарк-эффектом в кристаллах и квантовых наноструктурах / Е.Ю. Перлин, А.В. Федоров // Опт. и спектр. - 1995. - Т. 78, В. 3. - С. 445-456.
109. Перлин, Е.Ю. Нелинейное возбуждение нанокристаллов AgBr в поле коротких световых импульсов / Е.Ю. Перлин, Д.И. Стаселько // Опт. и спектр. - 2000. - Т. 88, В. 1. - С. 57-61.
110. Перлин, Е.Ю. Многофотонные переходы и резонансный оптический эффект Штарка в нанокристаллах AgBr / Е.Ю. Перлин, Д.И. Стаселько // Опт. и спектр. - 2005. - Т. 98, В. 6. - С. 944-950.
111. Михайлов, В.М. Освобождение и захват носителей зарядов при возбуждении микрокристаллов галоидносеребряных эмульсий импульсами актиничного и неактиничного излучений / Михайлов В.М., Стаселько Д.И. // Опт. и спектр. - 1993. - Т. 75, В. 5. - С. 1001-1008.
112. Perlin, E.Yu. Nonlinear Absorption in AgBr Nanocrystals: Multiphoton Absorption Assisted by Free Electrons / E.Yu. Perlin, D.I. Stasel'ko, A.V. Ivanov // International Quantum Electronics Conference (IQEC/LAT 2002). - Moscow: Technical Digest. - 2002. - P. 385 (QWE2).

113. Старобогатов, И.О. Пикосекундная кинетика первичных электронных процессов формирования скрытого изображения в микрокристаллах галоидного серебра / И.О. Старобогатов, А.Г. Беляев, С.В. Виноградов [и др.] // Письма в ЖЭТФ. - 1987. - Т. 46, В. 4. - С.153-154.
114. Буймистров, В.М. Двухквантовое поглощение света электронами в полупроводнике / В.М. Буймистров, В.П. Олейник // Нелинейная оптика. - Новосибирск: Наука, 1968. - С. 107-112.
115. Старобогатов, И.О. Световая сенсibilизация галографических галогенсеребряных эмульсий к воздействию ультракоротких импульсов ик-излучения / И.О. Старобогатов, С.Д. Николаев, Д.И. Стаселько [и др.] // Успехи научной фотографии. - 1990. - Т. 26, В. 4. - С. 8-12.
116. Бугаев, А.А. Оптическое детектирование пикосекундных процессов образования свободных носителей и первичных продуктов фотолиза в нанокристаллах AgBr(J) / А.А. Бугаев, В.Н. Михайлов, Д.И. Стаселько [и др.] // Опт. и спектр. - 2005. - Т. 98, В 2. - С. 280-286.
117. Старобогатов, И.О. Пикосекундная световая сенсibilизация мелкозернистой фотоэмульсии к воздействию излучения 1.53 мкм / И.О. Старобогатов, С.Д. Николаев, Д.И. Стаселько [и др.] // Опт. и спектр. - 1992. - Т. 72, В 3. - С. 639-641.

В 2007 году СПбГУ ИТМО стал победителем конкурса инновационных образовательных программ вузов России на 2007–2008 годы. Реализация инновационной образовательной программы «Инновационная система подготовки специалистов нового поколения в области информационных и оптических технологий» позволит выйти на качественно новый уровень подготовки выпускников и удовлетворить возрастающий спрос на специалистов в информационной, оптической и других высокотехнологичных отраслях экономики.

ЦЕНТР «ИНФОРМАЦИОННЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ТЕХНОЛОГИИ»

Центр «Информационные оптические технологии» (ЦИОТ) СПбГУ ИТМО основан в 2006 году на основе научных подразделений Государственного оптического института им. С.И. Вавилова. В составе Центра – научные сотрудники и технические специалисты, работающие в области оптической физики, взаимодействия мощного оптического излучения с веществом, спектроскопии примесных центров и наноструктур, физики сверхкоротких световых импульсов, оптических методов записи и обработки информации, искусственного интеллекта, оптического материаловедения. Директором Центра назначен доктор физико-математических наук А.В. Федоров. Сотрудники Центра участвуют в работах по грантам Федерального агентства по образованию и науки РФ, Российского фонда фундаментальных исследований, ИНТАС, Международного научно-технического центра и других работах.

Подразделениями Центра руководят доктора физико-математических наук А.В. Баранов, В.Г. Беспалов, Т.А. Вартамян, Г.Н. Герасимов, Е.Ю. Перлин, А.И. Рыскин. Среди сотрудников центра – доктора физико-математических наук С.А. Казанский, Ю.Т. Мазуренко, В.Г. Маслов, Т.К. Разумова, В.Н. Смирнов, Д.И. Стаселько, В.В. Хромов, кандидаты наук Л.П. Амосова, А.Е. Ангервакс, А.В. Вениаминов, Г.Н. Виноградова, Ю.М. Воронин, Г.Г. Ворыпаев, Г.Н. Зверева, А.В. Иванов, С.Э. Иванова, Е.Н. Калитеевская, В.Л. Комолов, В.П. Крутякова, Б.Н. Крылов, А.К. Купчиков, Е.А. Коншина, Н.Б. Леонов, М.Н. Малешин, В.Н. Михайлов, С.Г. Пржибельский, И.Д. Рухленко, А.М. Ткачук, А.В. Павлов, С.Э. Путилин, А.А. Щеулин и др.

Авторы данной монографии пособия – доктор физ. мат. наук Перлин Евгений Юрьевич, известный специалист в области физики взаимодействия интенсивного лазерного излучения с твердыми телами, физики твердого тела, и наноструктур, и выполнившие под его руководством кандидатские диссертации молодые сотрудники ЦИОТ Иванов Андрей Витальевич и Левицкий Руслан Сергеевич.

Евгений Юрьевич Перлин
Андрей Витальевич Иванов
Руслан Сергеевич Левицкий

Эффект фотонной лавины в кристаллах и наноструктурах

В авторской редакции
Компьютерная верстка А.Л.Дубовиков
Заведующая РИО Н.Ф.Гусарова

Редакционно-издательский отдел СПбГУ ИТМО
Лицензия ИД №00408 от 05.11.99. Отпечатано на ризографе. Тираж 100 экз. За-
каз 1097.

Подписано в печать 26.11.07

Редакционно-издательский отдел
Санкт-Петербургского государственного
университета информационных техноло-
гий, механики и оптики
197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49

