

ВОЗДЕЙСТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ 10.6 МКМ НА КРАЕВУЮ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЮ ЭПИТАКСИАЛЬНОГО n -GaAs

Акимов А. В., Шофман В. Г.

Исследована краевая люминесценция эпитаксиального нелегированного n -GaAs, возбуждаемая светом 10.6 мкм после действия импульса межзонного ($\lambda = 0.53$ мкм) возбуждения. Возгорание краевой люминесценции обусловлено высвобождением носителей с примесных уровней под действием света 10.6 мкм. Измерения кинетики люминесценции позволили оценить сечение фотоионизации мелких акцепторов в GaAs. Показано существенное отличие наблюдаемых эффектов от случая воздействия света $\lambda < 4$ мкм.

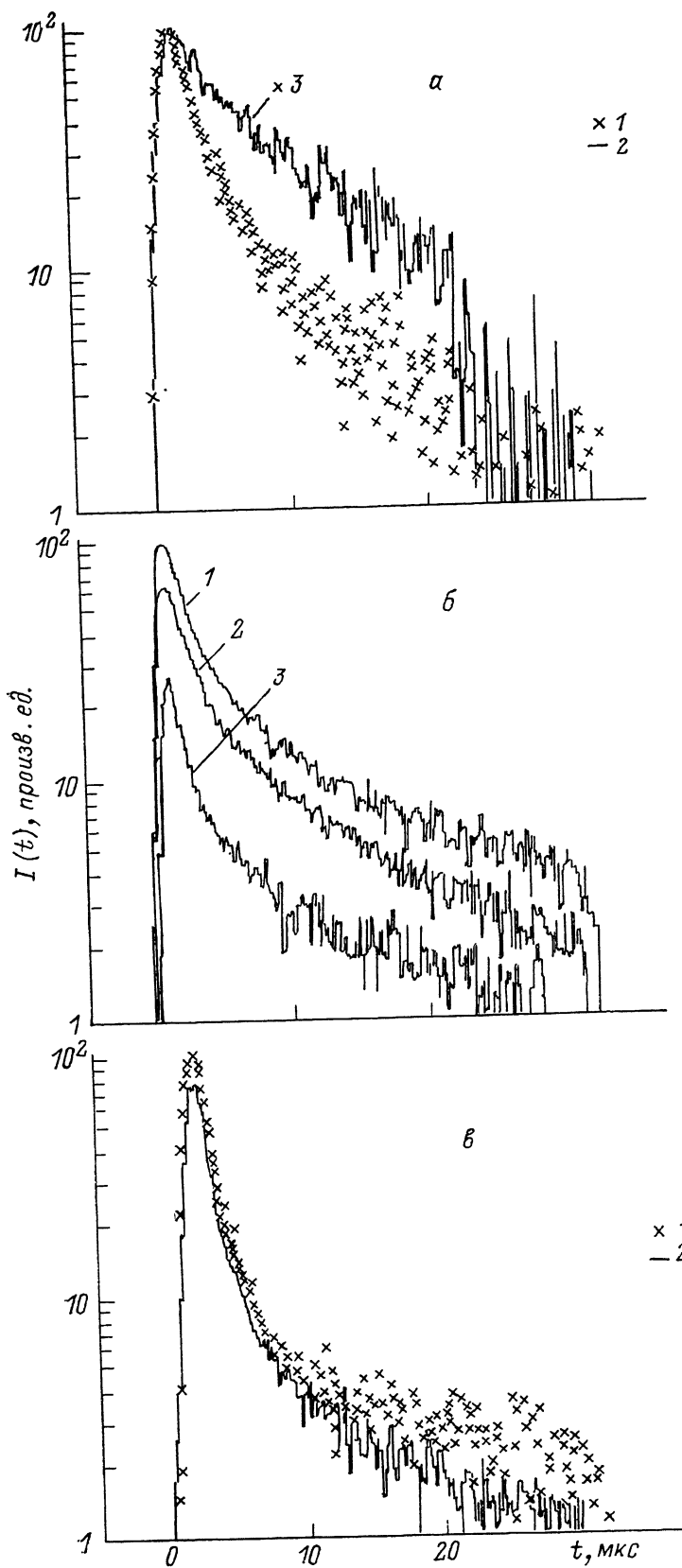
Исследование эффектов, связанных с воздействием инфракрасного излучения на электрические и оптические свойства эпитаксиальных слоев GaAs, представляет интерес в связи с широким использованием данного материала в микро- и оптоэлектронике. В недавних экспериментах [1] исследовалось влияние инфракрасного излучения $\lambda < 4$ мкм на краевую люминесценцию в намеренно не легированных слоях n -GaAs, выращенных методом газотранспортной и жидкостной эпитаксии. В этих опытах показана существенная роль глубоких центров в кинетике неосновных носителей (дырок). В настоящей работе исследуется эффект воздействия инфракрасного излучения 10.6 мкм на краевую люминесценцию намеренно не легированного n -GaAs. Показано существенное отличие от случая воздействия на люминесценцию света с $\lambda < 4$ мкм. Измерено сечение фотоионизации мелких акцепторов.

1. Методика и экспериментальные результаты

Эксперименты проводились на эпитаксиальных слоях (толщина ~ 10 мкм) слабо компенсированного ($N_D \gg N_A$) n -GaAs, выращенных методом газотранспортной эпитаксии на полуизолирующих или p^+ -подложках GaAs. Исследовалось 20 образцов с концентрацией остаточных примесей $N_D - N_A < 10^{16}$ см $^{-3}$. В наиболее чистых слоях концентрация примесей составляла $N_D \ll 10^{-14}$ см $^{-3}$. Образцы помещались в криостат и находились в жидком откачиваемом гелии при $T = 1.7$ К.

В экспериментах использовалась методика [1], в которой эпитаксиальный слой n -GaAs поочередно возбуждался импульсами двух источников света. Площадь возбуждаемого оптически участка эпитаксиального слоя составляла ≈ 0.25 мм 2 .

1. Импульсы межзонной накачки $h\nu_0 > E_g$ (E_g — ширина запрещенной зоны) создают свободные носители — электроны (e) и дырки (h). В качестве источника межзонной накачки использовалась вторая гармоника ИАГ лазера с модуляцией добротности ($\lambda_0 = 0.53$ мкм, длительность импульса 0.2 мкс, импульсная мощность 100 Вт). Важно, что в результате возбуждения происходит заселение дырочных ловушек. После выключения света концентрация свободных носителей уменьшается за их время жизни ($\tau_0 < 10^{-8}$ с [2]), что проявляется в быстром гашении краевой люминесценции, связанной с рекомбинацией свободных электронов и дырок.



2. Импульсы подзонной подзонной накачки $h\nu_1 < E_g$ воздействуют на ту же область кристалла через некоторое время Δt после выключения импульса света $h\nu_1 > E_g$. В качестве источника подзонного света использовался CO_2 -лазер ($\lambda_1 = 10.6$ мкм, длительность импульса 5—40 мкс, максимальная мощность $P_1 = 0.3$ Вт, длительность переднего фронта импульса 2 мкс). При этом происходит высвобождение носителей с энергией связи $E_0 < 120$ мэВ, локализованных на примесях и сохранившихся на них за время Δt . Появление свободных e и h приводит к возгоранию линий краевой люминесценции, обусловленных рекомбинацией свободных носителей.

На опыте измерялись импульсы $I(t)$ краевой люминесценции в различных спектральных линиях во время действия света 10.6 мкм. Спектр краевой люминесценции n -GaAs хорошо изучен [3]. Наиболее интенсивными являются линии в области $E = 1.513$ — 1.516 эВ. Наряду с линиями люминесценции свободных экситонов (поляритонов) и экситонов, связанных на нейтральных донорах (D^0, X), в спектре присутствует линия (D^0, h) ($E = 1.5133$ эВ), отвечающая переходу свободная дырка h —нейтральный донор D^0 . Люминесценция (D^0, h) служит индикатором появления свободных h в валентной зоне (VB). Появление свободных e в зоне проводимости (CB) можно в принципе выявить по возгоранию в спектре люминесценции линии (e, A^0) ($E = 1.475$ — 1.495 эВ в зависимости

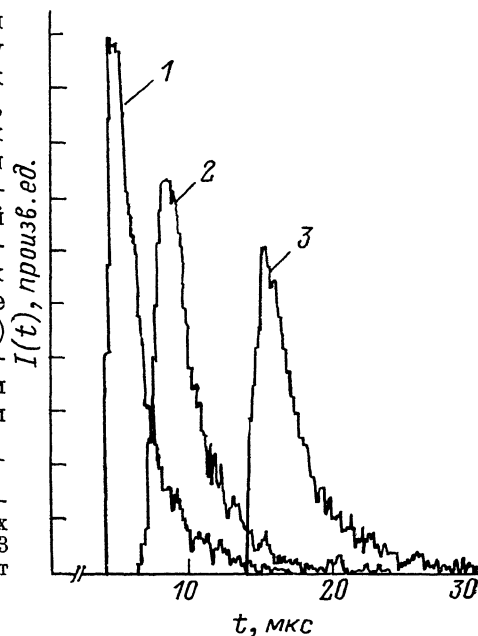


Рис. 2. Кривые $I(t)$ после вычитания фона люминесценции (e, A^0) ($E = 1.491$ эВ) для различных задержек Δt (мкс) между импульсами света 0.53 и 10.6 мкм (за нуль времени принят момент окончания импульса света 0.53 мкм).

1 — 4, 2 — 7, 3 — 14.

от типа A^0 [4]), отвечающей рекомбинации свободного электрона и дырки на мелком акцепторе (A^0). В спектре краевой люминесценции присутствуют также линии, отвечающие рекомбинации донорно-акцепторных пар ($E = 1.47$ — 1.49 эВ [4]), интенсивность которых отражает концентрацию электронов и дырок, локализованных на мелких донорах и акцепторах соответственно.

На рис. 1 приведены кривые кинетики $I(t)$ в линии люминесценции (D^0, h) в момент действия света 10.6 мкм. Длительность переднего фронта $I(t)$ составляет 2 мкс и определяется временем нарастания импульса CO_2 -лазера. Далее наблюдается спад $I(t)$, длительность которого зависит от интенсивности P_1 подзонного излучения 10.6 мкм. Так, (рис. 1, а) при увеличении мощности в 3 раза длительность спада уменьшается втрое. Изменение формы $I(t)$ (D^0, h) при изменении P_1 сопровождается также изменением амплитуды: при увеличении P_1 амплитуда $I(t)$ пропорционально возрастает. На рис. 1, б представлены кривые $I(t)$ при различных мощностях P_0 возбуждения межзонным светом $h\nu_0$. Видно, что с уменьшением P_0 амплитуда $I(t)$ уменьшается. Следует отметить нелинейный характер зависимости амплитуды $I(t)$ от P_0 . Из данных рис. 1, б видно, что при изменении P_0 в 50 раз амплитуда $I(t)$ изменяется только в 5 раз. На рис. 1, в представлены кривые $I(t)$ для различных задержек Δt между им-

Рис. 1. Кривые $I(t)$ люминесценции (D^0, h) для различных мощностей (Вт) P_1 возбуждения светом 10.6 мкм (а), мощностей P_0 возбуждения светом 0.53 мкм (б), задержек Δt (мкс) между импульсами света 0.53 и 10.6 мкм.

1 — 0.3, 2 — 0.1 (а); 1 — $1.4 \cdot 10^{-1}$, 2 — $2.25 \cdot 10^{-2}$, 3 — $2.75 \cdot 10^{-3}$ (б); 1 — 3, 2 — 80 (в).

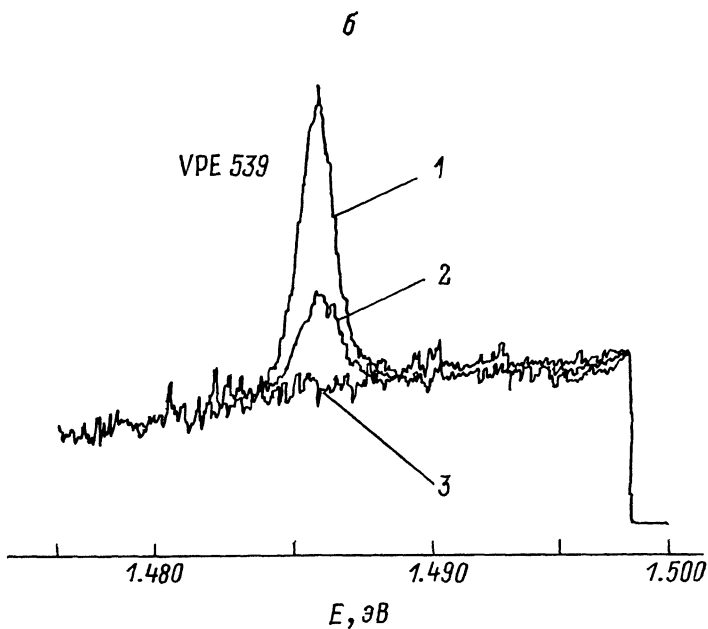
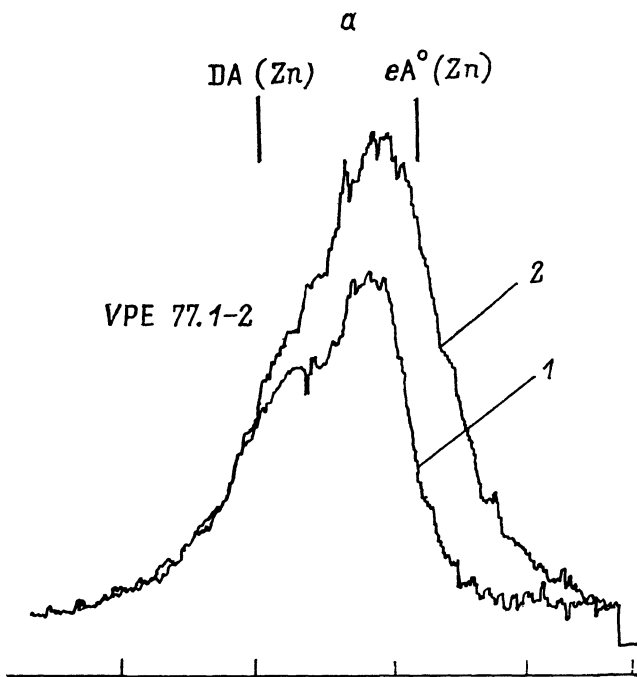


Рис. 3. Спектры люминесценции в спектральной области (D, A) и (e, A^0) двух образцов $n\text{-GaAs}$, измеренные во временном окне длительностью 5 мкс, отстоящем от импульса света 0.53 мкм на 8 мкс: в отсутствие излучения 10.6 мкм (1), когда начало импульса света 10.6 мкм совпадает с началом временного окна (2), и при непрерывном действии света 10.6 мкм (3).

Пояснения см. в тексте; то же для рис. 4.

пульсами межзонного $h\nu_0$ и подзонного $h\nu_1$ возбуждения. С увеличением Δt от 8 до 80 мкс амплитуда $I(t)$ заметно уменьшается. Важно отметить слабое изменение формы затухания $I(t)$ (D^0, h) при изменении мощности P_0 (рис. 1, б) и задержки Δt (рис. 1, б).

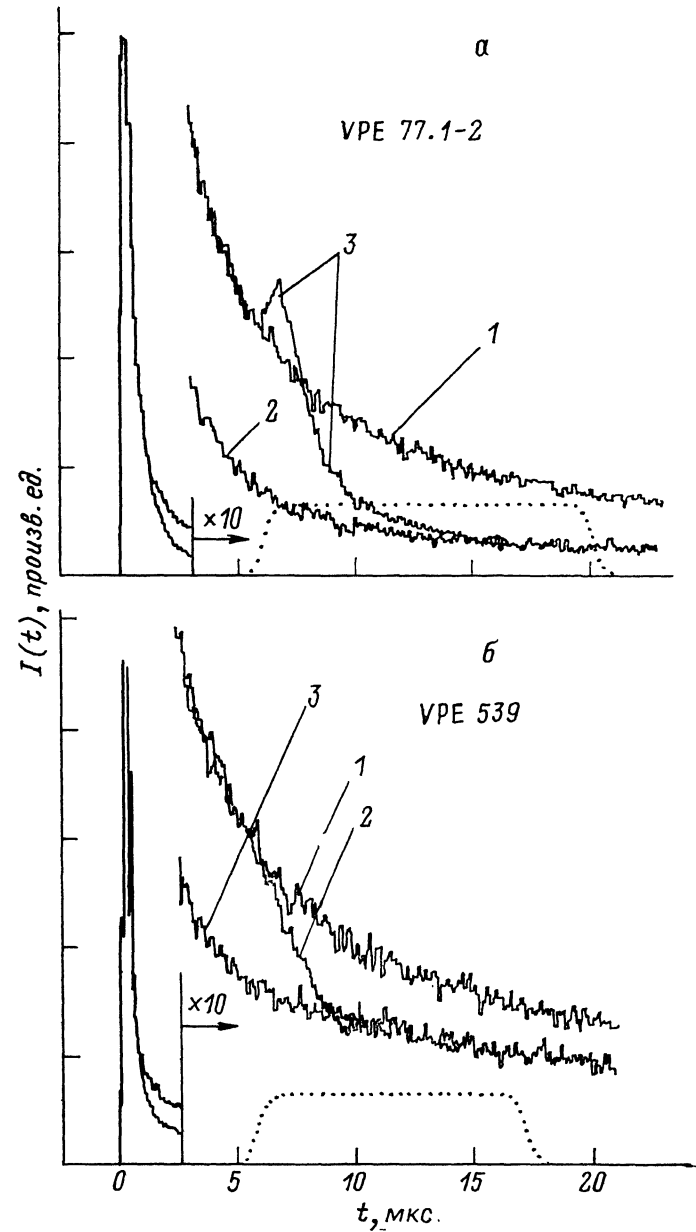


Рис. 4. Кривые послесвечения (D, A) люминесценции ($E=1.485$ эВ) для двух образцов n -GaAs в отсутствие света 10.6 мкм (I), при непрерывном (2) и импульсном (3) действии света 10.6 мкм ($P_1=0.25$ Вт).

Импульс света 10.6 мкм показан штрихами.

В ряде образцов n -GaAs воздействие света 10.6 мкм вызывает заметное возгорание люминесценции на длине волны перехода (e, A^0) ($E=1.49$ эВ). На рис. 2 представлены зависимости $I(t)$ (e, A^0) во время действия света 10.6 мкм. Аналогично поведению $I(t)$ (D^0, h) (рис. 1) в ходе $I(t)$ (e, A^0) (рис. 2) наблюдаются резкое нарастание $I(t)$ и дальнейший микросекундный спад во времени. Важно отметить, что в большинстве исследованных образцов n -GaAs амплитуда $I(t)$

(e , A^0) при увеличении задержки Δt спадает быстрее (рис. 2), чем амплитуда $I(t)$ в линии (D^0 , h) (рис. 1, e). Появление люминесценции (e , A^0) прослеживается в опытах по измерению спектра в области $E=1.48-1.50$ эВ. На рис. 3, a представлены спектры послесвечения люминесценции, измеренные во временном окне длительностью 5 мкс в отсутствие (кривая 1) и присутствии (кривая 2) излучения 10.6 мкм. Видно, что воздействие света 10.6 мкм приводит к значительному увеличению интенсивности люминесценции с коротковолновой стороны от донорно-акцепторной полосы (DA). Такое возгорание следует относить к появлению в спектре полосы, отвечающей переходу (e , A^0) [4].

Нами исследовались эффекты воздействия света 10.6 мкм на послесвечение $I(t)$ в линии (DA), отвечающей донорно-акцепторной рекомбинации. Микросекундное послесвечение (DA) люминесценции после действия межзонного возбуждения $h\nu_0$ обусловлено медленными туннелированием электронов и дырок локализованных на водородоподобных донорах и акцепторах соответственно [2]. На рис. 4 приведены зависимости $I(t)$ послесвечения (DA) люминесценции, когда возбуждение 10.6 мкм отсутствует (кривая 1) и действует непрерывно (кривая 2). Кривая 3 на рис. 4 измерена, когда импульс света 10.6 мкм включается через время $\Delta t=6$ мкм после окончания возбуждения $h\nu_0$. Она показывает переходной процесс тушения линии (DA) в момент включения света 10.6 мкм. Важно отметить, что после выключения света 10.6 мкм в ходе $I(t)$ не наблюдается заметного роста интенсивности (DA) — кривая 3 на рис. 4 совпадает с кривой 2. Измерения спектров во временном окне (рис. 3, b , кривая 3) показывают, что воздействие света 10.6 мкм полностью гасит люминесценцию (DA). Следовательно, кривая 2 на рис. 4 (непрерывное воздействие 10.6 мкм) послесвечения соответствует фоновой интенсивности в области $E=1.47-1.50$ эВ и не имеет спектральной особенности в области люминесценции (DA) (рис. 3, a , кривая 3).

2. Обсуждение

При анализе экспериментальных результатов будем учитывать два фактора воздействия света 10.6 мкм на краевую люминесценцию n -GaAs. Первый связан с ионизацией примесных центров «акцепторного» типа A с энергией связи $E_0^A < h\nu_1$ (E_0^A отсчитывается от потолка VB). В результате в VB рождаются неосновные свободные носители — дырки (h). Второй фактор связан с появлением в СВ в результате фотоионизации центров «донорного» типа с $E_0^D < h\nu_1$ (E_0^D отсчитывается от дна СВ) основных носителей — электронов (e).

Появление h в VB регистрируется на опыте по возгоранию линии (D^0 , h) в спектре краевой люминесценции n -GaAs. Вклад в наблюдаемый сигнал $I(t)$ (рис. 1) могут давать h , освобожденные как с мелких водородоподобных акцепторов A^0 (Si, Ge, Zn и др.) [4], так и других примесных центров и дефектов с $E_0^A < 0.12$ эВ [5, 6]. В слабо компенсированных образцах n -GaAs, когда концентрацию мелких нейтральных доноров можно считать постоянной, форма $I(t)$ (D^0 , h) во время действия света 10.6 мкм должна прямо отражать кинетику h в VB. Спад во времени сигнала $I(t)$ (D^0 , h) обусловлен в основном опустошением светом 10.6 мкм акцепторных ловушек, захвативших дырки h во время действия межзонного излучения h . Уменьшение времени спада и увеличение амплитуды $I(t)$ (рис. 1, a) при увеличении мощности P_1 света 10.6 мкм свидетельствуют о более быстром высвобождении h с центров A с ростом P_1 .

Решение кинетических уравнений, связывающих концентрации h на A и в VB [1], и сравнение с экспериментальными зависимостями $I(t)$ в линии (D^0 , h) позволяют получить информацию о процессах захвата и высвобождения дырок в конкретном образце n -GaAs. Сигналы $I(t)$ в линии (D^0 , h) под действием света 10.6 мкм сильно отличаются от $I(t)$, измеренных при воздействии на люминесценцию более коротковолнового света $\lambda < 4$ мкм [1].

1. Сигналы $I(t)$ для $\lambda=10.6$ мкм значительно меньше по амплитуде и короче по длительности по сравнению с сигналами, полученными для $\lambda < 4$ мкм для тех же значений потока квантов света $h\nu_1$. Это свидетельствует о том, что большая часть захваченных h локализованы на центрах с глубиной залегания $E_0^A > 0.12$ эВ. Это согласуется с выводами [1] об определяющей роли глубоких

($E_0^A > 0.12$ эВ) центров в захвате основных носителей в нелегированном n -GaAs.

2. В отличие от случая $\lambda < 4$ мкм [1] спад $I(t)$ (рис. 1) удовлетворительно описывается экспонентой при изменении $I(t)$ в 10 раз. Наблюдаемая неэкспоненциальность при изменении $I(t)$ более чем в 10 раз может быть вызвана наличием нескольких типов центров, имеющих различные сечения σ_{ph} фотоионизации A и, следовательно, разные времена высвобождения τ при фиксированной мощности P_1 . Другой причиной неэкспоненциальности может, в принципе, являться обратный перезахват выброшенных h на A . Эффекты перезахвата, наблюдаемые при $\lambda < 4$ мкм, сопровождаются сильной зависимостью формы $I(t)$ от интенсивности P_0 межзонного возбуждения [1]. В настоящих опытах слабая зависимость формы $I(t)$ (рис. 1, б) от мощности P_0 света $h\nu_0$ и задержки Δt свидетельствует о незначительной роли перезахвата h на A . Этот вывод свидетельствует о слабой конкуренции процессов захвата h на A при примеси с $E_0^A < 0.12$ эВ с процессами излучательной рекомбинации в чистых слоях n -GaAs.

3. Время жизни h на A с $E_0^A < 0.12$ эВ существенно меньше, чем на более глубоких центрах [1]. Этот вывод следует из сравнения $I(t)$ рис. 1, в, измеренных для различных задержек Δt . Видно, что время τ_A жизни h на A $\tau_A \sim 10^{-4}$ с (сравнить с $\tau_{DL} \gg 10^{-2}$ с [1]). Объяснение такого различия может быть связано с другим зарядовым состоянием A с $E_0^A < 0.12$ эВ по сравнению с более глубокими центрами. Меньшее значение τ_A по сравнению с τ_{DL} [1] может быть также вызвано большим сечением σ_r рекомбинации электронов с h на A в силу большего боровского радиуса и (или) отсутствия барьеров в конфигурационном пространстве, обусловленных электрон-фононным взаимодействием [7].

Возгорание в спектре люминесценции линии перехода (e, A^0) (рис. 2, спектр на рис. 3) под действием света 10.6 мкм в ряде образцов n -GaAs свидетельствует о высвобождении электронов с примесных центров донорного типа. Мы объясняем зависимость амплитуды $I(t)$ от задержки Δt в линии (e, A^0) (рис. 2) изменением концентрации мелких акцепторов A^0 со временем. Поэтому уменьшение амплитуды $I(t)$ (e, A^0) с увеличением Δt характеризует время $\tau_A \sim 10^{-3}$ с жизни h на мелком A^0 . При этом интересно отметить существование большего времени $\tau_A \sim 10^{-4}$ с жизни h на A , высвобождающихся под действием света 10.6 мкм и проявляющихся в возгорании линии (D^0, h) (рис. 1, в). По-видимому, такое отличие обусловлено большим вкладом в $I(t)$ (D^0, h) дырок, высвобождающихся с A , отличающихся по своей природе от мелких (водородоподобных) акцепторов A^0 . Такие центры A с $E_0^A < 0.12$ эВ могут быть связаны с существованием в n -GaAs структурных дефектов [6].

Фотоионизация примесных центров с $E_0 < 0.12$ эВ, очевидно, приводит к уменьшению концентрации дырок и электронов, локализованных соответственно на примесных центрах акцепторного и донорного типа. Это проявляется на опыте в уменьшении под действием света 10.6 мкм интенсивности послесвечения линии перехода (DA) (рис. 4). Тушение люминесценции (DA), в принципе может быть обусловлено как уменьшением концентрации e на мелких водородоподобных донорах ($E_0^D = 5.8$ мэВ), так и уменьшением концентрации h на мелких акцепторах A^0 ($E_0^A = 25-40$ мэВ в зависимости от типа акцептора [4]). Опыт показывает, что во всех исследованных образцах тушение послесвечения (DA) под действием света 10.6 мкм связано в основном с уменьшением концентрации h на A . В противном случае (уменьшение концентрации e на D) интенсивность линии (DA) возрастала бы при возвращении выброшенных светом 10.6 мкм основных носителей e на D по окончании действия подзонного света. На опыте такого восстановления интенсивности не наблюдается. Напротив, имеет место (рис. 4, ср. кривые 2 и 3) полное тушение линии (DA) без роста ее интенсивности после окончания действия света 10.6 мкм.

Уменьшение концентрации h на A под действием света 10.6 мкм может быть обусловлено как непосредственной ионизацией мелких A^0 , так и рекомбинацией h на A^0 со свободными электронами, появившимися в СВ в результате фотоионизации доноров. В последнем случае должна существенно возгорать линия перехода (e, A^0), что действительно наблюдается на некоторых образцах n -GaAs (см. спектр на рис. 3, а). С другой стороны, в ряде образцов n -GaAs одновременно с полным тушением послесвечения (DA) увеличения интенсивности (e, A^0)

не наблюдается. Так, на рис. 3, б показано, что в спектре послесвечения в области $E=1.49$ эВ, измеренного во временном окне, совпадающем с импульсом света 10.6 мкм, не происходит возгорания линии (e, A^0). В этом случае уменьшение интенсивности послесвечения под действием света 10.6 мкм однозначно обусловлено непосредственной ионизацией A^0 с рождением h в VB. Тогда форма спада $I(t)$ люминесценции (DA) (рис. 4, б, кривая 3) в момент действия света 10.6 мкм отражает кинетику высвобождения h с A^0 . Вероятность фотоионизации, измеренная из эксперимента (рис. 4, б), дает величину $\tau^{-1} \simeq 10^6$ с. Экспериментальное значение τ дает возможность оценить сечение σ_{ph} фотоионизации A^0 под действием света 10.6 мкм:

$$\sigma_{ph} = \tau^{-1} h\nu_1 S / P_1,$$

где P_1 — мощность света $\lambda=10.6$ мкм, $S=0.25$ мм² — площадь возбужденного участка, $h\nu_1$ — энергия кванта света 10.6 мкм. Вычисление дает значение $\sigma_{ph} = 1.5 \cdot 10^{-16}$ см².

Следует отметить, что время затухания $I(t)$ в линии (D^0, h) (рис. 1) несколько больше, чем для $I(t)$ в линии (DA) (рис. 4, кривая 3). Если аналогично случаю с водородоподобными A^0 считать, что время спада τ кинетики $I(t)$ (D^0, h) прямо отражает фотоионизацию A , то вычисленное сечение $\tau'_{ph} = 7 \cdot 10^{-17}$ см². Полученное сечение σ'_{ph} вдвое меньше, чем σ_{ph} для водородоподобного A^0 , но заметно больше, чем сечение σ_{ph} для глубоких центров DL с энергией $E_0 > 0.15$ эВ: $\sigma_{ph} \sim 10^{-17}$ см² [1]. Такое отличие, по-видимому, связано с более сильной локализацией h на A по мере увеличения энергии связи E_0 .

Авторы выражают благодарность А. А. Каплянскому за проявленный интерес к работе и В. В. Криволапчуку за предоставление образцов n -GaAs.

Список литературы

- [1] Акимов А. В., Жилиев Ю. В., Криволапчук В. В., Шофман В. Г. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 1. С. 82—92.
- [2] Bimberg D., Munzel H., Steckenborn A., Christen J. // Phys. Rev. B. 1985. V. 31. N 12. P. 7788—7799.
- [3] Williams E. W., Bebb H. B. // Semiconduct. a. Semimet. V. 8 / Ed by R. K. Willardson, A. S. Beer. Orlando, 1972. P. 324—392.
- [4] Ashen D. J., Dean P. J., Hurle T. D. J., Mullin T. J., White A. M. // J. Phys. Chem. Sol. 1975. V. 36. N 10. P. 1044—1053.
- [5] Hubik P., Smid V., Sobolev N. A., Zhilyaev Yu. W., Kuznetsov N. I. // Crystal Properties and Preparation. 1987. V. 12. P. 167—172.
- [6] Yu. P. W., Mitchell W. C., Mier M. G., Li S. S., Wang W. L. // Appl. Phys. Lett. 1982. V. 41. N 6. P. 532—534.
- [7] Henry C. H., Lang D. V. // Phys. Rev. B. 1977. V. 15. N 2. P. 989—1016.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Санкт-Петербург

Получена 26.04.1991
Принята к печати 29.04.1991