

УДК 535.361

В. С. Горелик (МГТУ им. Н.Э. Баумана), А. Л. Карузский, П. П. Свербиль (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН), А. В. Червяков (МГУ им. М.В. Ломоносова)

ОБЪЕМНОЕ ВТОРИЧНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В КОНДЕНСИРОВАННЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СРЕДАХ, ВОЗБУЖДАЕМОЕ ЛАЗЕРАМИ¹

Обнаружено, что при возбуждении вторичного излучения в широкозонных полупроводниках, находящихся при температуре кипения жидкого гелия, непрерывным гелий-неоновым лазером, длина волны генерации которого соответствует области прозрачности исследуемых материалов, наблюдается антистоксова фотолюминесценция образцов. При возбуждении вторичного излучения аргоновым лазером и лазером на парах меди фотолюминесценция образца обнаружена не только в широкозонных полупроводниках, но и в ряде конденсированных диэлектриков как при низких температурах, так и при комнатной температуре образца.

Если энергия квантов возбуждающего излучения E_0 больше энергии запрещенной зоны полупроводника или диэлектрика, то вторичное излучение возникает лишь в тонком приповерхностном слое (несколько микрон) исследуемого материала. Соответственно, анализ спектров фотолюминесценции и комбинационного рассеяния (КР) в этом случае позволяет получить информацию об электронном и колебательном спектрах лишь тонкого приповерхностного слоя полупроводника. Наблюдаемое при этом вторичное излучение может находиться как в стоксовой ($\omega' < \omega_0$), так и в антистоксовой ($\omega' > \omega_0$) областях; здесь ω' и ω_0 — частоты вторичного и возбуждающего (первичного) излучений соответственно. Интенсивность I_a антистоксова излучения, как правило, оказывается меньше интенсивности I_s вторичного излучения, обусловленного стоксовыми процессами (правило Стокса). В частности, для КР при сравнительно небольших значениях Ω , согласно соотношениям Эйнштейна для спонтанного излучения и поглощения, справедливо выражение

$$\frac{I_a}{I_s} \simeq \frac{n}{n+1} = e^{-\frac{\hbar\Omega}{kT}}, \quad (1)$$

¹Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 02-02-16221).

где $n = \left(\exp\left(\frac{\hbar\Omega}{kT}\right) - 1 \right)^{-1}$ — среднее число фононов на одну моду при температуре T ; k — постоянная Больцмана; \hbar — постоянная Планка; $\Omega = |\omega' - \omega_0|$ — частота соответствующего колебания. Как следует из выражения (1), при уменьшении температуры образца интенсивность антистоксовых процессов КР должна резко уменьшаться. Аналогичная ситуация в равновесных условиях должна иметь место и для фотолюминесценции.

Если энергия квантов возбуждающего излучения E_0 меньше энергии запрещенной зоны полупроводника, то вторичное излучение возникает внутри объема образца. В частности, это имеет место для процессов КР. Если в материале присутствуют примесные центры, то объемное излучение может возникать также для процессов фотолюминесценции, обусловленной примесными хромофорными группами. Объемная антистоксова фотолюминесценция может быть обусловлена ступенчатым фотовозбуждением энергетических уровней с участием примесных центров.

В настоящее время известны антистоксовы люминофоры, для которых интенсивность антистоксовой люминесценции аномально велика. Особый класс антистоксовых люминофоров — это монокристаллы или стекла с примесными центрами — редкоземельными элементами (иттербием, тулнием, гольмием и др.). Первичное (возбуждающее) излучение в таких люминофорах возбуждает “долгоживущие” электронные состояния редкоземельных элементов. На втором этапе может происходить дальнейшее возбуждение этих центров с последующим высвечиванием антистоксовой фотолюминесценции.

Известно также проявление антистоксова вторичного излучения в конденсированных средах при возбуждении импульсными источниками света. В этом случае причиной появления антистоксова излучения могут быть следующие процессы: 1) двухфотонно-возбуждаемая люминесценция, 2) гиперкомбинационное и гиперрэлеевское рассеяние света, 3) генерация второй и смешанной оптических гармоник, 4) многофотонные процессы.

В настоящей работе исследованы характеристики объемного вторичного излучения в широкозонных полупроводниках и диэлектриках, возбуждаемых лазерными источниками, энергия квантов которых не превышала энергии запрещенной зоны E_g исследуемого материала, и фотовозбуждение носителей происходило в объеме образца.

Методика исследований объемного вторичного излучения в полупроводниках и диэлектриках, возбуждаемого непрерывным лазерным излучением. Схема применявшейся экспериментальной установки приведена в работе [1]. В качестве источников непрерывного

возбуждающего излучения применяли гелий-неоновый лазер с длиной волны 632,8 нм и мощностью 5 мВт и аргоновый лазер с длинами волн генерации 476,5, 488 и 514,5 нм и мощностью в диапазоне 5 . . . 100 мВт. Исследуемые образцы представляли собой ориентированные кристаллы, порошки и жидкости.

Регистрация спектров вторичного излучения проводилась на автоматизированном спектрометре ДФС-24 с минимальной спектральной шириной аппаратной функции около $0,7 \text{ см}^{-1}$. Сканирование по спектру осуществлялось путем поворота дифракционных решеток спектрометра, управляемого с помощью компьютера.

Образцы исследовались при комнатной температуре ($T = 300 \text{ К}$) и при температуре кипения жидкого гелия ($T = 4,2 \text{ К}$). В процессе измерений при низких температурах образец находился в жидком гелии в оптическом гелиевом криостате, сконструированном в Криогенном отделе ФИАН.

Результаты исследований спектров вторичного излучения в монокристаллах фосфида галлия. *Комбинационное рассеяние в фосфиде галлия.* Были получены спектры КР и фотолюминесценции для двух типов монокристаллических образцов фосфида галлия с ориентацией поверхности (100) и (111). Исследуемые образцы были выращены без специального введения примесей.

Спектры КР регистрировались для двух геометрий рассеяния: “вперед” и “назад”. При этом угловая апертура составляла 10° , что обеспечило возможность наблюдения поляритонного рассеяния света.

На рис. 1 представлены полученные стоксовы спектры КР в фосфиде галлия, возбуждаемые гелий-неоновым лазером, для геометрий рассеяния “вперед” и “назад” с ориентацией поверхности (111) образца при температурах 300 и 4,2 К. Как видно из рис. 1, *а*, в спектре КР проявляются три максимума. Наиболее высокочастотный максимум соответствует возбуждению в стоксовом процессе КР продольного оптического фонона (ЛО); два других максимума с более низкими частотами соответствуют поперечному оптическому фону (ТО) и поляритону (Р) нижней поляритонной ветви. Поляритоны в инфракрасной области спектра соответствуют гибридным фонон-фотонным возбуждениям. При $T = 4,2 \text{ К}$ фононный и поляритонный максимумы в спектре КР разделяются наиболее отчетливо (см. рис. 1, *а*).

При геометрии рассеяния “назад” (см. рис. 1, *б*) также обнаруживаются резкие пики, соответствующие ЛО- и ТО-фононам; в области частоты поперечного оптического колебания (ТО) поляритонный максимум не проявляется в соответствии с известными условиями рассеяния света на поляритонах с учетом закона сохранения квазиимпульса в элементарном процессе КР.

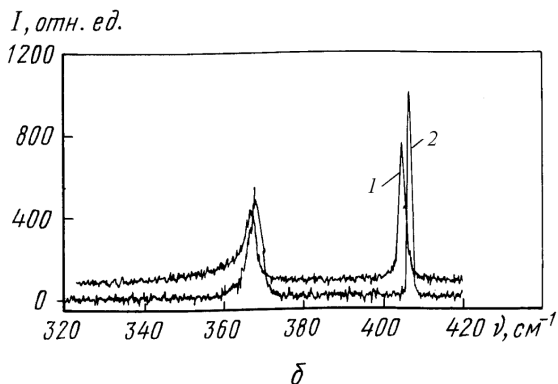
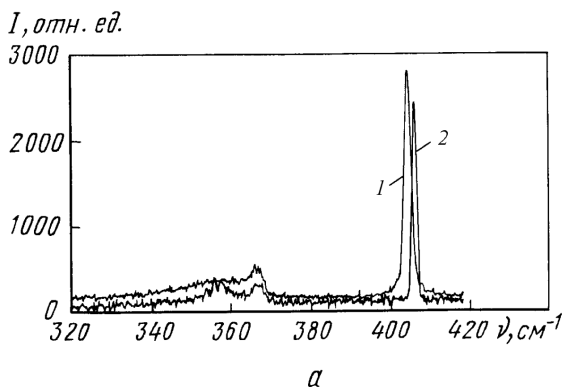


Рис. 1. Спектры КР в фосфиде галлия с ориентацией поверхности (111) при температурах 300 (1) и 4,2 (2) К:

а — для геометрии рассеяния “вперед” (спектр 1 зарегистрирован при большей чувствительности системы), *б* — для геометрии рассеяния “назад” (спектры 1 и 2 зарегистрированы при одинаковой чувствительности системы)

При исследовании спектра образца с ориентацией поверхности (100) в наблюдаемом спектре при геометрии рассеяния “вперед” и “назад” обнаруживается лишь максимум, обусловленный продольным оптическим фононом (ЛО). Это хорошо согласуется с правилами отбора КР для ЛО- и ТО-фононов с учетом вида тензора КР фосфида галлия при рассматриваемой геометрии рассеяния и закона сохранения квазиимпульса в элементарном процессе КР.

Анализ антистоксовой области спектра в диапазоне $0 \dots 500 \text{ см}^{-1}$ показал полное отсутствие КР в пределах чувствительности установки при $T = 4,2 \text{ К}$, что согласуется с соотношением (1) с учетом значений частот ТО- и ЛО-фононов и указывает на отсутствие заметного перегрева образца возбуждающим лазерным излучением.

Наблюдаемая полуширина линии КР на ТО-фононе составила около 5 см^{-1} при комнатной температуре и около 2 см^{-1} при температуре кипения жидкого гелия. Соответственно, ширина линии КР на ЛО-фононе составила около 2 см^{-1} при комнатной температуре, а

при температуре кипения жидкого гелия — около $0,7 \text{ см}^{-1}$ для геометрии рассеяния “вперед” и около $0,9 \text{ см}^{-1}$ для геометрии рассеяния “назад” при спектральной ширине аппаратной функции спектрометра $0,7 \text{ см}^{-1}$. Абсолютная интенсивность рассеяния в максимуме линий увеличивается приблизительно в 1,5 раза при уменьшении температуры от 300 до 4,2 К (см. рис. 1, б). При этом спектральное положение максимумов фононных линий КР сдвигается в направлении больших волновых чисел от $404,7$ до $406,7 \text{ см}^{-1}$ для ЛО-фонона и от $367,1$ до $368,1 \text{ см}^{-1}$ для ТО-фонона (см. рис. 1, б). Уменьшение ширины ТО-линии КР при температуре кипения жидкого гелия сопровождается уменьшением асимметрии ее формы. Вытянутое низкочастотное крыло ТО-линии при температуре 300 К обусловлено сильной частотной зависимостью затухания ТО-фонона вследствие близости комбинационной полосы рассеяния на ТА+ЛА-фононах в точке X зоны Бриллюэна, расположенной в области 360 см^{-1} . Уменьшение асимметрии низкочастотного крыла при 4,2 К указывает на уменьшение интенсивности комбинационной ТА+ЛА-линии при понижении температуры, что согласуется с данными, полученными при более высоких температурах (110 ... 300 К).

Сравнение спектров КР для геометрии рассеяния “вперед” и “назад” (см. рис. 1) демонстрирует наличие небольшого ($\sim 0,5 \text{ см}^{-1}$) сдвига фононных пиков для геометрии “назад” в направлении больших волновых чисел. Так, ЛО-пик КР при $T = 4,2 \text{ К}$ наблюдается для геометрии рассеяния “назад” в области $406,7 \text{ см}^{-1}$, а для геометрии рассеяния “вперед” в области $406,1 \text{ см}^{-1}$.

Антистоксова фотолюминесценция в кристаллах фосфида галлия. Наряду со спектрами КР были исследованы спектры фотолюминесценции в стоксовой и антистоксовой областях. Впервые при возбуждении спектров вторичного излучения непрерывным гелий-неоновым лазером относительно малой мощности обнаружено, что при температуре жидкого гелия наблюдается антистоксова фотолюминесценция (АФЛ), интенсивность которой существенно превышает интенсивность стоксова вторичного излучения (рис. 2, кривая 1). При переходе от температуры жидкого гелия к температуре жидкого азота АФЛ практически исчезает. В спектре АФЛ доминирует широкая полоса с максимумом около 2,2 эВ. Кроме нее наблюдается небольшой широкий пик межзонной АФЛ с максимумом в области энергии запрещенной зоны $E_g = 2,338 \text{ эВ}$ [2]. В доминирующей широкой полосе АФЛ при температуре жидкого гелия присутствует несколько фононных повторений со сдвигом 50 мэВ, близким к энергии ЛО-фонона в точке Г зоны Бриллюэна. Аналогичная широкая полоса, модулированная фононными повторениями, при возбуждении фосфида галлия пучком электронов и последующей рекомбинации донорно-акцепторных пар была рассмотрена в работе [3].

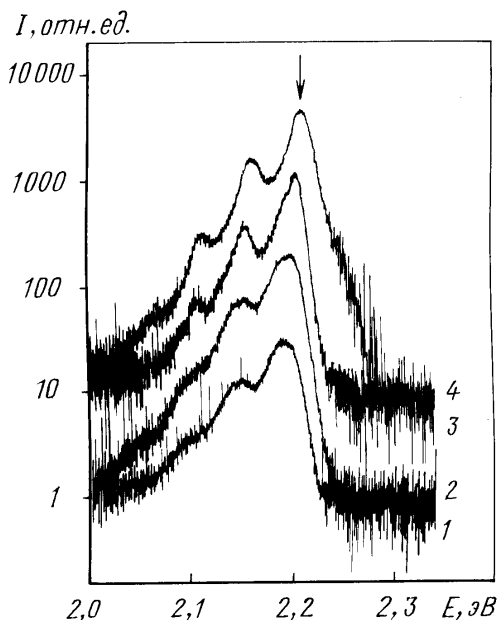


Рис. 2. Спектры АФЛ и фотолюминесценции в фосфиде галлия при $T = 4,2 \text{ К}$:

1 — $E_0 = 1,96 \text{ эВ}$ (мощность 0,6 мВт); 2 — $E_0 = 1,96 \text{ эВ}$ (5 мВт); 3 — $E_0 = 2,54 \text{ эВ}$ (5 мВт); 4 — $E_0 = 2,6 \text{ эВ}$ (5 мВт); стрелкой показан основной максимум

Из рис. 2 видно также изменение спектров АФЛ с увеличением интенсивности возбуждения гелий-неоновым лазером (кривые 1, 2), а также аналогичных спектров фотолюминесценции с увеличением энергии E_0 возбуждающего кванта до значений, превышающих значение $E_g = 2,338 \text{ эВ}$ (кривые 3, 4). Как видно из этого рисунка, при увеличении энергии возбуждающего кванта наблюдается систематический сдвиг основного максимума в направлении больших значений энергии.

Кроме того, на наиболее интенсивном спектре фотолюминесценции (см. рис. 2, кривая 4) появляются серии узких пиков фотолюминесценции в диапазоне 2,24...2,32 эВ, которые в соответствии с данными работы [2] обусловлены примесными центрами типа близкорасположенных донорно-акцепторных пар S-C. В этом спектре наблюдается также слабая бесфонная линия экситона, локализованного на доноре S (2,31 эВ). Кроме того, в спектре отражения присутствует пик поглощения 2,318 эВ, обусловленный бесфонным переходом экситона, локализованного на нейтральном изоэлектронном центре — примеси азота [4].

На рис. 3 представлены спектрально-временные характеристики изменения интенсивности АФЛ, полученные при периодическом прерывании возбуждающего светового пучка (освещение в течение 1 с, затемнение в течение 2 с). При этом решетки спектрометра осуществляли сканирование по спектру с постоянной скоростью. Таким образом, верхняя огибающая спектра на рис. 3 аналогична кривой 2 на рис. 2, а нижняя огибающая соответствует распределению интенсивности по-

$I, \text{отн. ед.}$

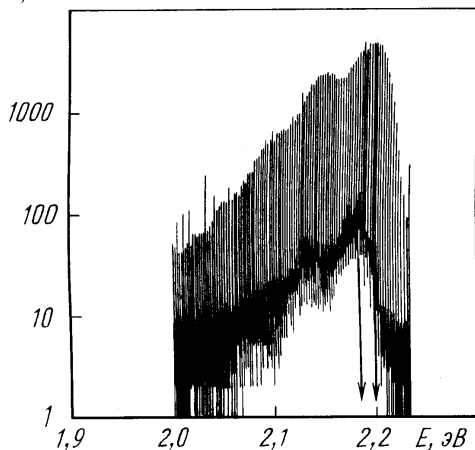


Рис. 3. Изменение интенсивности АФЛ в фосфиде галлия при $T = 4,2$ К при одновременном сканировании по спектру и циклическом возбуждении гелий-неоновым лазером (освещение в течение 1 с, затемнение в течение 2 с); стрелками показаны максимумы линий

слесвечения АФЛ при времени задержки 2 с после выключения возбуждения. При увеличении времени задержки наблюдается сдвиг спектрального положения максимума линии в направлении меньших значений энергии. Отметим, что видимое глазом послесвечение в фосфиде галлия при температуре кипения жидкого гелия длится более минуты.

Обсуждение результатов, полученных для фосфида галлия

1. Низкотемпературные изменения диэлектрических свойств фосфида галлия. Спектральные сдвиги LO- и TO-линий КР при понижении температуры (см. рис. 1) позволяют оценить изменения диэлектрических свойств фосфида галлия при охлаждении от 300 до 4,2 К. Согласно динамической теории кристаллических решеток, разность между частотами LO- и TO-фононов (ω_{LO} и ω_{TO}) дипольно активных колебаний решетки в двухатомных кубических кристаллах полярных полупроводников определяется наличием дальнедействующих дипольных сил (внутреннего поля) и выражается через высокочастотную (электронную) диэлектрическую проницаемость ϵ_{∞} и макроскопический заряд Борна Z_B :

$$\omega_{\text{LO}}^2 - \omega_{\text{TO}}^2 = \frac{Z_B^2}{\epsilon_{\infty}} \delta^2; \quad (2)$$

здесь ϵ_{∞} — высокочастотная диэлектрическая проницаемость,

$$\delta^2 = \frac{4\pi e^2}{\mu V_0}, \quad (3)$$

где e — заряд электрона, V_0 — объем примитивной ячейки, μ — приведенная масса колеблющихся ионов. Относительным изменением параметра кристаллической решетки $a = 0,545$ нм фосфида галлия в интервале температур от 300 до 1,6 К, не превышающим 0,1 % [5], и со-

ответствующим изменением параметра δ^2 можно пренебречь по сравнению с относительным температурным изменением диэлектрической проницаемости ε_∞ в формуле (2). Полагая макроскопический заряд Z_B неизменным при охлаждении и используя значение $\varepsilon_\infty = 9,09$ [2] при 300 К, а также измеренные значения волновых чисел ν_{LO} и ν_{TO} (404,7 и 367,1 см^{-1} при 300 К; 406,7 и 368,1 см^{-1} при 4,2 К соответственно, $\nu = \omega/2\pi c$), получим из формулы (2) оценку электронной диэлектрической проницаемости $\varepsilon_\infty = 8,82$ при 4,2 К.

Из соотношения Лиддейна–Сакса–Теллера

$$\varepsilon_\infty = \frac{\omega_{LO}^2}{\omega_{TO}^2} \varepsilon_\infty, \quad (4)$$

при использовании измеренных значений ω_{LO} и ω_{TO} и значения $\varepsilon_\infty = 8,82$, полученного по формуле (2) из экспериментальных данных, находим низкочастотную диэлектрическую проницаемость: $\varepsilon_0 = 11,05$ при 300 К и $\varepsilon_0 = 10,76$ при 4,2 К, что хорошо согласуется с известными [2, 5] результатами: $\varepsilon_0 = 11,1$ при 300 К и 10,75 при 4,2 К.

Полученное согласие экспериментальных оценок статической диэлектрической проницаемости ε_0 подтверждает предположение о неизменности макроскопического заряда Z_B при понижении температуры. Согласно динамической теории кристаллических решеток заряд Борна и электронная диэлектрическая проницаемость связаны соотношением

$$Z_B = \frac{\varepsilon_\infty + 2}{3} Z, \quad (5)$$

где Z — эффективный ионный заряд Сигети [6]. Оценим изменение величины заряда Сигети в фосфиде галлия при охлаждении от 300 до 4,2 К. С учетом известных величин заряда электрона, равного $e = 4,8029 \times 10^{-10}$ единиц СГСЭ заряда, объема примитивной ячейки $V_0 = a^3/4 = 4,05 \times 10^{-23} \text{ см}^3$ и приведенной массы колеблющихся ионов $\mu = 3,56 \times 10^{-23}$ г фосфида галлия, получаем по формуле (3) значение $\delta = 4,486 \times 10^{13} \text{ с}^{-1}$ и затем из выражения (2) определяем величину макроскопического заряда Борна $Z_B = 2,158$. Из соотношения (5) с помощью полученной экспериментальной оценки низкотемпературной высокочастотной диэлектрической проницаемости $\varepsilon_\infty = 8,82$ находим значения эффективного ионного заряда: $Z=0,584$ при 300 К и 0,598 при 4,2 К. Значение Z для комнатной температуры хорошо совпадает с величиной $Z = 0,58$, полученной в работе [7].

Наблюдающийся на рис. 1 небольшой ($\sim 0,5 \text{ см}^{-1}$) сдвиг фононных пиков в направлении больших волновых чисел для геометрии рассеяния “назад” (см. рис. 1, б), по сравнению с геометрией рассеяния “впе-

ред” (см. рис. 1, *a*), указывает, по-видимому, на проявление пространственной дисперсии.

2. Анализ примесей в объеме кристалла по спектрам антистоксовой фотолюминесценции в фосфиде галлия. Спектральное положение и кинетика спектра, представленные на рис. 2, 3, указывают на то, что доминирующая полоса АФЛ из объема кристалла фосфида галлия обусловлена донорно-акцепторной рекомбинацией [2, 3, 5]. Из рис. 3 следует, что через 2 с после перекрытия пучка гелий-неонового лазера (нижняя огибающая кривая) максимум спектра (показан стрелками) сдвигается в направлении меньших значений энергий. Это можно объяснить тем, что с увеличением времени задержки рекомбинируют более “долгоживущие” далекие электронно-дырочные пары, кулоновская энергия связи которых соответственно уменьшается, и энергия кванта бесфоновной излучательной рекомбинации может быть представлена выражением [2, 3, 5]

$$E(r) = E_g - (E_A + E_D) + \frac{e^2}{\epsilon r}, \quad (6)$$

где E_g — ширина запрещенной зоны; E_A и E_D — энергии ионизации не взаимодействующих донора и акцептора соответственно; e — заряд электрона; ϵ — относительная диэлектрическая проницаемость кристалла; r — расстояние между донором и акцептором.

Сдвиг максимума полосы донорно-акцепторной рекомбинации с увеличением интенсивности возбуждения АФЛ и с увеличением энергии E_0 возбуждающего кванта до значений, превышающих значение энергии запрещенной зоны (см. рис. 2), соответствует рекомбинации менее удаленных электронов и дырок. При возбуждении квантами с энергией 2,54...2,6 эВ свет поглощается в субмикронном приповерхностном слое, что приводит к высокой концентрации носителей и малому среднему расстоянию между ними. В отличие от приповерхностного возбуждения, при энергии возбуждения $E_0 = 1,96$ эВ рекомбинация осуществляется для всего освещенного объема полупроводника. При уменьшении интенсивности гелий-неонового лазера максимум интенсивности АФЛ смещается в направлении меньших значений энергии (см. кривые 1, 2 на рис. 2) из-за уменьшения концентрации возбужденных носителей.

Спектральное положение широкой полосы донорно-акцепторной АФЛ и характерных узких пиков от близко расположенных донорно-акцепторных пар (см. рис. 2) указывает на то, что основной донорной примесью в объеме исследованных образцов является сера, а основным акцептором служит углерод [2]. Это подтверждается также тем, что в спектре фотолюминесценции на рис. 2 наблюдается экситон, ло-

кализованный на сере. Наблюдаемый спектр по своей форме близок к спектру люминесценции, рассмотренному в работе [2] и соответствующему концентрации серы не менее 10^{17} см^{-3} . Из спектра отражения следует, что образцы содержат также заметную концентрацию (не менее 10^{17} см^{-3}) изоэлектронной примеси азота.

3. О механизме возбуждения антистоксовой фотолюминесценции в фосфиде галлия. Наблюдавшаяся ранее АФЛ в фосфиде галлия при температурах жидкого гелия [4] возбуждалась мощными (не менее $10 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$) импульсами лазерного источника и имела характерную для двухфотонного возбуждения квадратичную зависимость интенсивности АФЛ от мощности возбуждения. Как показали измерения, спектральная интенсивность АФЛ в стационарных условиях линейно возрастает с увеличением интенсивности возбуждения от 0,05 до 5 мВт (см. рис. 2). Линейная зависимость свидетельствует о том, что процесс возбуждения АФЛ при относительно малой мощности возбуждающего гелий-неонового лазера — ступенчатый, а не двухфотонный. По-видимому, на первом этапе при освещении кристалла в области прозрачности возбуждаются примесные центры, характеризующиеся “глубокими” уровнями энергии в запрещенной зоне, большой продолжительностью существования и принципиальной возможностью существования в нескольких зарядовых состояниях. Примером таких центров в фосфиде галлия могут служить донорно-акцепторные пары или комплексы кислорода или меди и, возможно, изоэлектронная примесь азота. Процесс возбуждения можно рассматривать как поглощение кванта света таким центром в кристалле с последующим формированием локализованного поляритона верхней поляритонной ветви вблизи центра зоны Бриллюэна, характеризующегося аномально низкой групповой скоростью $k \rightarrow 0$ и, соответственно, сравнительно большой продолжительностью существования в образце, по сравнению с временем пролета через кристалл фотонов с другой энергией. В этом случае поляритоны соответствуют гибридным состояниям примесных экситонов и фотонов, резонансно взаимодействующих друг с другом. Классическая интерпретация такого рода состояний заключается в описании волн, имеющих частично механическую и частично электромагнитную природу возмущения и распространяющихся в среде с групповой скоростью, существенно меньшей скорости света в вакууме. При нагревании кристалла происходит быстрая релаксация механо-электромагнитного состояния с превращением его в теплоту, т.е. экситонные поляритоны быстро распадаются на фононы. В рассмотренном случае температур кипения жидкого гелия такой поляритон оказывается “долгоживущим”. Под действием возбуждающего

излучения может происходить дальнейшее возбуждение примесного центра, сопровождающееся образованием свободных носителей и последующей электронно-дырочной рекомбинацией.

На рис. 2 видна полоса излучения, соответствующая межзонному переходу ($E = E_g$). При этом экситонного излучения практически не наблюдается. Это можно объяснить следующим образом. В случае обычного приповерхностного возбуждения фотолюминесценции квантами с энергией, превышающей энергию запрещенной зоны, сильное поглощение возбуждающего излучения приводит к высокой концентрации электронно-дырочных пар, достаточной для нейтрализации заряженных примесей и образования экситонов. Напротив, при фотовозбуждении излучением в области прозрачности образца в условиях температур жидкого гелия поглощение света и концентрация неравновесных носителей малы, что приводит к достаточно высокой концентрации заряженных состояний типа донорных и акцепторных ионов. Концентрация “замороженной” плазмы таких заряженных состояний оказывается достаточной, чтобы препятствовать образованию экситонов, характеризуемых относительно большим боровским радиусом [8, 9]. В результате не локализованные на донорах и акцепторах неравновесные носители находятся в состоянии плазмы свободных носителей и обуславливают линию межзонной АФЛ на рис. 2.

Таким образом, в настоящей работе установлено, что при облучении кристалла фосфида галлия при $T = 4,2$ К гелий-неоновым лазером в области прозрачности данного материала в объеме образца происходит электронное возбуждение “долгоживущих” локализованных примесных центров и образование дырок в валентной зоне. На следующем этапе под действием света электроны из примесных центров переходят в зону проводимости. В дальнейшем происходит электронно-дырочная рекомбинация.

Наблюдаемые при этом спектры объемной АФЛ позволяют получить информацию о примесных центрах, присутствующих в объеме полупроводникового материала. Таким образом, выполнен анализ примесей в объеме исследованных кристаллов фосфида галлия. Такой результат может быть использован в дальнейшем для мониторинга примесных состояний в реальных полупроводниковых кристаллах, а также для совершенствования технологии получения сверхчистых полупроводниковых материалов. Кроме того, ступенчатое возбуждение свободных носителей в области лазерного луча в кристалле открывает возможности для создания фотостимулированной проводимости в объеме полупроводника в условиях, когда длина волны возбуждающего излучения больше длины волны “красной границы” фотопроводимости.

Проведены оценки низкотемпературных изменений диэлектрических свойств фосфида галлия. Получены значения высокочастотной диэлектрической проницаемости и эффективного ионного заряда при температуре 4,2 К.

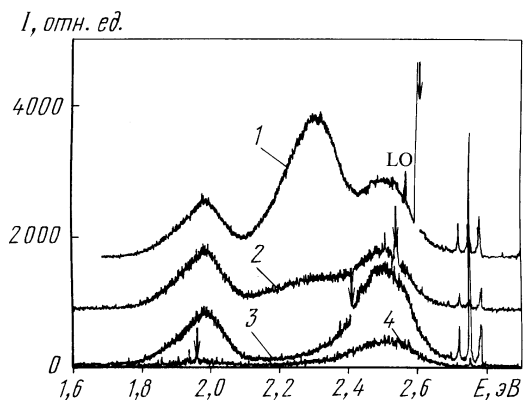
Результаты исследований объемного вторичного излучения в монокристаллах ZnSe. Структурные данные по селениду цинка. Селенид цинка характеризуется пространственной группой симметрии T_d^2 и является прямозонным полупроводником, энергия запрещенной зоны которого составляет 2,67 эВ при комнатной температуре и 2,818 эВ при температуре 4,2 К [10].

В монокристаллах селенида цинка, как и в ряде других соединений типа $A^{II}B^{VI}$, ранее наблюдалась фотолюминесценция в антистоксовой области при температуре кипения жидкого гелия [11]. Такой эффект изучался для кристаллов ZnSe при возбуждении непрерывным немонахроматическим источником света с использованием интерференционных фильтров. В этом случае разрешающая способность при регистрации спектров была невысокой (около 10 нм). В работе [12] исследована антистоксова люминесценция монокристалла ZnSe, легированного хромом, при возбуждении аргоновым лазером с длиной волны 514,5 нм в области прозрачности этого кристалла. При этом остались неизученными особенности антистоксовой люминесценции в образцах селенида цинка без специально вводимых примесей. В настоящей работе была поставлена задача получения более детальных спектров люминесценции селенида цинка в стоксовой и антистоксовой областях при непрерывном лазерном возбуждении на различных длинах волн в области прозрачности кристалла.

Результаты исследований селенида цинка, полученные в настоящей работе. Исследовались монокристаллы ZnSe без специально вводимых примесей со структурой типа сфалерита и ориентацией [100], полученные методом выращивания монокристаллов из паровой фазы [13].

Схема используемой экспериментальной установки аналогична применявшейся в работе [14]. В процессе измерений образец находился в жидком гелии в оптическом гелиевом криостате при температуре 4,2 К. Вторичное излучение возбуждалось гелий-неоновым лазером с длиной волны 632,8 нм и мощностью 5 мВ или аргоновым лазером с длинами волн генерации 514,5, 488 и 476,5 нм и мощностью около 5,2 и 5 мВт соответственно. Энергии квантов возбуждающего излучения при этом равны 1,96, 2,41, 2,54 и 2,6 эВ. Регистрация спектров вторичного излучения осуществлялась фотоумножителем ФЭУ-79 методом счета фотонов. Спектральная ширина аппаратной функции используемого при этом спектрометра составляла $2 \dots 4 \text{ см}^{-1}$ в исследуемом спектральном диапазоне.

Рис. 4. Спектры стоксова и антистоксова вторичного излучения в ZnSe при температуре 4,2 К и различных энергиях (показаны стрелками) квантов возбуждающего излучения: 1 — 2,6 эВ; 2 — 2,54 эВ; 3 — 2,41 эВ; 4 — 1,96 эВ (спектры 1 и 2 сдвинуты по вертикали для удобства восприятия)



На рис. 4 приведены полученные спектры вторичного излучения кристалла ZnSe при температуре 4,2 К для четырех различных энергий квантов возбуждающего излучения в геометрии рассеяния “назад”. Из этого рисунка видно, что в спектрах вторичного излучения присутствуют как стоксовы, так и антистоксовы составляющие. В частности, наблюдались краевое экситонное излучение (пики в диапазоне 2,68 . . . 2,8 эВ), а также три широкие полосы люминесценции, обусловленные примесной рекомбинацией, с максимумами вблизи 2, 2,3 и 2,5 эВ. Из сравнения спектров, приведенных на рис. 4, видно, что при увеличении энергии возбуждающих квантов происходит перераспределение относительных интенсивностей полос люминесценции. Особенно заметно возрастает интенсивность полосы с максимумом при 2,3 эВ: она начинает увеличиваться при $E_{\text{возб}} = 2,54$ эВ, а при $E_{\text{возб}} = 2,6$ эВ она становится максимальной в спектре. Полосы с максимумами при 2 и 2,3 эВ наблюдались ранее при аналогичных условиях [11] и могут быть обусловлены остаточной примесью меди [15]. Полоса с максимумом при 2,5 эВ может быть связана с собственными дефектами [16].

Отметим, что зависимость интенсивности примесной фотолюминесценции от энергии (см. рис. 4) не претерпевает разрыва в точке, соответствующей энергии возбуждающего излучения (вблизи стрелок, отмечающих положения возбуждающих линий), т.е. при переходе от стоксовой к антистоксовой люминесценции. Отношение максимумов интенсивностей 2,5 и 2 эВ — наибольшее (около 5) при самом низкоэнергетическом возбуждении (квантами с энергией 1,96 эВ) и наименьшее (около 1) при возбуждении квантами с энергией 2,54 эВ. Отношение интенсивности краевого излучения (2,7 . . . 2,8 эВ) к интенсивности полосы 2 эВ также становится минимальным при возбуждении квантами с энергией 2,54 эВ. Уменьшение интенсивности вторичного излучения при понижении энергии возбуждающих квантов от 2,6 до 1,96 эВ в

значительной степени может быть обусловлено уменьшением коэффициента поглощения образца.

Исходя из вида спектров можно предположить, что возбуждение краевого излучения (2,7...2,8 эВ) и полосы люминесценции с максимумом интенсивности излучения вблизи 2,5 эВ в селениде цинка квантами с энергией 1,96...2,6 эВ происходит в основном посредством двухступенчатых процессов с участием промежуточных уровней в запрещенной зоне, расположенных в интервале 0,9...2 эВ выше края валентной зоны. Такое предположение согласуется с выводами, сделанными в работах [11, 12]. В возбуждение полос с максимумами вблизи 2 и 2,3 эВ вносят вклад как двухступенчатые, так и одноступенчатые процессы.

Единственная разрешенная для ориентации [100] кристалла ЛО-компонента комбинационного рассеяния проявляется в спектрах в виде небольшого резкого пика, смещенного на 31,6 мэВ в направлении меньших значений энергий от возбуждающей линии (см. рис. 4).

В спектре вторичного излучения в диапазоне 2,68...2,82 эВ, возбуждаемого аргоновым лазером с длиной волны 488 нм (см. кривую 2 на рис. 4), присутствуют четыре резких эквидистантных по энергии максимума. Максимум, соответствующий наибольшей энергии (2,783 эВ), согласно данным работы [17] относится к так называемой линии I_1^{deep} экситона, локализованного на глубоком акцепторе. По-видимому [17], линия I_1^{deep} обусловлена комплексами, содержащими вакансии Zn. Эквидистантные резкие пики с меньшей энергией на рис. 4 являются фоновыми повторениями линии I_1^{deep} с энергией ЛО-фонона, равной 31,6 мэВ, причем первый ЛО-пик имеет наибольшую интенсивность в спектре. Ширина линии I_1^{deep} (а также ее первого ЛО-пика) на полувысоте составила 1 мэВ (при спектральной ширине аппаратной функции спектрометра 0,5 мэВ). Вблизи линии I_1^{deep} наблюдалась менее интенсивная линия с максимумом при 2,781 эВ и полушириной около 3 мэВ, возможно, обусловленная экситоном, локализованным на остаточной примеси меди [17].

Другой причиной, обуславливающей появление дублета экситонных линий 2,783 и 2,781 эВ, может являться наличие расщепления экситонного состояния I_1^{deep} на оптически запрещенное (2,781 эВ) и оптически разрешенное (2,783 эВ). На это указывает существенно более высокое отношение интенсивности бесфононного запрещенного компонента дублета к интенсивности бесфононного разрешенного компонента (1:2), чем такое же отношение для соответствующих ЛО-пику 2,749 и 2,751 эВ, которое составляет приблизительно 1:10. Это различие может быть объяснено более сильным влиянием эффектов перепоглоще-

ния люминесценции из объема кристалла для разрешенных переходов экситона I_1^{deep} .

Таким образом, получены детальные спектры стоксовой и антистоксовой фотолюминесценции монокристаллов ZnSe без специально вводимых примесей при возбуждении гелий-неоновым и аргоновым лазерами, длины волн генерации которых находятся в области прозрачности селенида цинка, при температуре 4,2 К. Наблюдаемая в образце антистоксова фотолюминесценция обусловлена двухступенчатыми процессами возбуждения носителей в полупроводнике с участием промежуточных уровней. Существование этих уровней может быть связано с наличием остаточных примесей или дефектов в полупроводнике. Разработанная методика регистрации спектров объемного вторичного излучения при возбуждении излучением в области прозрачности образца при низких температурах может быть использована в дальнейшем для проведения качественного и количественного анализа примесей и дефектов, присутствующих внутри объема полупроводника, и совершенствования технологии получения сверхчистых полупроводниковых материалов. Двухступенчатый процесс фотовозбуждения носителей открывает возможности для создания неравновесной концентрации носителей в полупроводнике и соответствующего увеличения электронной температуры и проводимости полупроводникового образца.

Методика исследования объемного вторичного излучения в углеводородах и нефти при непрерывном и импульсно-периодическом лазерных возбуждениях. Наряду с методикой непрерывного возбуждения объемного вторичного излучения в диэлектриках может быть использована методика возбуждения, основанная на применении импульсно-периодического лазера. Для этого авторами был использован разработанный в последние годы лазер на парах меди, характеризующийся сравнительно высоким КПД [18–20].

Общий вид установки, предназначенной для исследования объемного вторичного излучения в конденсированных средах при импульсно-периодическом лазерном возбуждении, представлен на рис. 5.

Принципиальная схема экспериментальной установки приведена на рис. 6. Лазер на парах меди L генерирует излучение в видимой области спектра с длинами волн $\lambda = 510,6$ и $578,2$ нм. Лазерная генерация осуществляется в виде коротких импульсов (20 нс), следующих с частотой повторения 16 кГц. Суммарная средняя мощность генерации составляет 1 В. Исследуемое вещество в количестве около 1 см^3 помещается в световодную кювету Z , имеющую входное окно из кварцевого стекла КУ. Вторичное излучение, возникающее в кювете, пред-

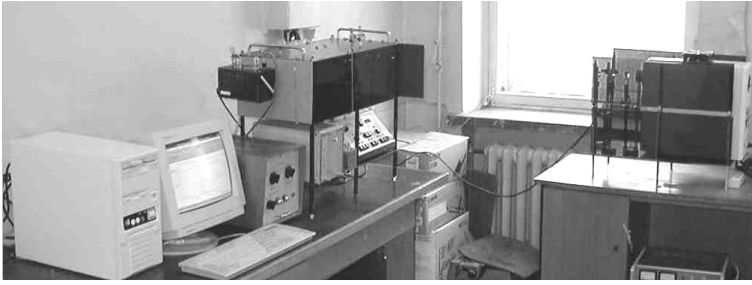


Рис. 5. Общий вид установки, предназначенной для исследования объемного вторичного излучения в конденсированных средах при импульсно-периодическом лазерном возбуждении

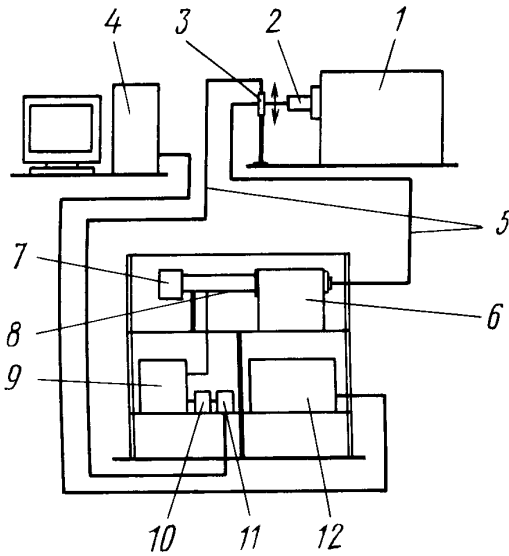


Рис. 6. Схема установки для исследования объемного вторичного излучения в конденсированных средах при импульсно-периодическом лазерном возбуждении:

1 — лазер, 2 — осветитель, 3 — кювета с анализируемым образцом, 4 — компьютер, 5 — световоды, 6 — монохроматор, 7 — блок питания фотоумножителя, 8 — фотоумножитель, 9 — усилитель, 10 — линия задержки, 11 — строб-формирователь, 12 — блок управления монохроматором

ставляет собой флюоресценцию ароматических и других хромофоров, а также КР, возникающее за счет неупругих процессов. С помощью световодов 5 вторичное излучение из кюветы 3 и опорный сигнал от возбуждающего излучения поступают в спектральный блок. При этом вторичное излучение из кюветы подается на входную щель монохроматора 6 МСД-2. После выходной щели монохроматора устанавливается фотоумножитель 8 ФЭУ-106. Блок питания 7 фотоумножителя обеспечивает стабилизированное напряжение $U = 2$ кВ, необходимое для

усиления электрических импульсов, возникающих в фотоумножителе в результате попадания на фотокатод световых квантов, обусловленных комбинационным рассеянием и флюоресценцией в исследуемом образце. После фотоумножителя электронный сигнал усиливается с помощью усилителя 9. Для управления усилителем используется система стробирования, состоящая из строб-формирователя 11 и линии задержки 10. Опорный импульс светового излучения с помощью оптического волокна подводится к строб-формирователю 11, в котором формируется калибровочный импульс длительностью 20 нс. Линия задержки 10 позволяет подавать строб-импульс для включения усилителя в диапазоне 0...100 нс. Блок управления 12 осуществляет дискретное сканирование по спектру с заданным шагом сканирования и временем накопления в каждой точке. Компьютер 4 накапливает цифровую информацию о спектре вторичного излучения и управляет шаговым двигателем прибора МСД-2, осуществляющим дискретный поворот дифракционной решетки этого прибора.

Разработанная система регистрации со стробированием позволяет с высокой чувствительностью (до 10^{-15} Вт) регистрировать сигналы вторичного излучения; при этом использование линии задержки позволяет разделить и проанализировать “быстрые” и “медленные” процессы, обусловленные комбинационным рассеянием света и флюоресценцией в среде.

Результаты применения методики стробирования представлены на рис.7. Из сравнения кривых 1 и 2 видно, что при применении стробирования практически полностью подавляются “паразитные” линии разряда и можно отчетливо выявлять линии КР в спектре вторичного излучения стильбена. Это обусловлено тем, что при стробировании выделяется узкий временной интервал (около 30 нс) и “паразитные” линии разряда в лазерном излучении с большой продолжительностью свечения в значительной степени подавляются. В то же время интенсивность линий КР, происходящего без заметной задержки, практически одинакова для кривых 1 и 2.

Аналогичные результаты были получены для спектров вторичного излучения в сере, возбуждаемого медным лазером ($\lambda = 510,6$ нм). При этом применение стробирования практически полностью подавляет “паразитные” линии разряда и позволяет отчетливо выявлять максимумы интенсивности КР в спектре вторичного излучения серы.

Результаты исследований спектров объемного вторичного излучения в углеводородах и нефти. На рис. 8 приведены сравнительные спектры КР в различных бензинах. Как видно из этого рисунка, спек-

тры КР бензинов содержат ряд линий КР, характерных для предельных углеводородов. Наряду с этими резкими линиями наблюдаются полосы

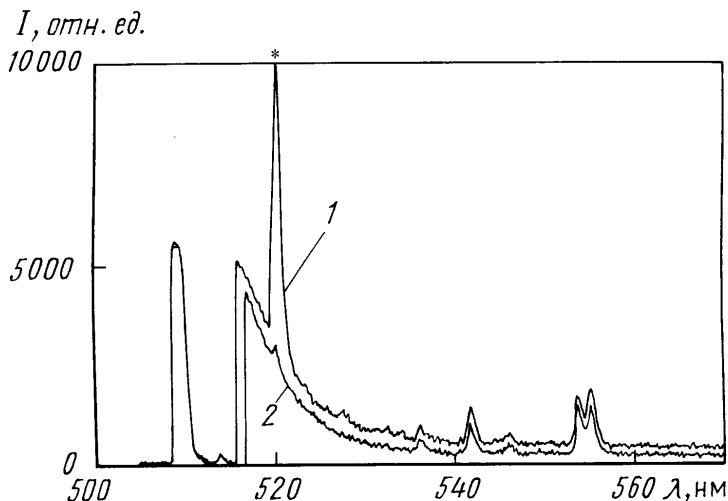


Рис. 7. Спектр вторичного излучения в стильбене ($T = 300$ К) при возбуждении импульсно-периодическим медным лазером ($\lambda = 510,6$ нм): 1 — при регистрации без стробирования, 2 — со стробированием при нулевой задержке; * — “паразитные” линии разряда

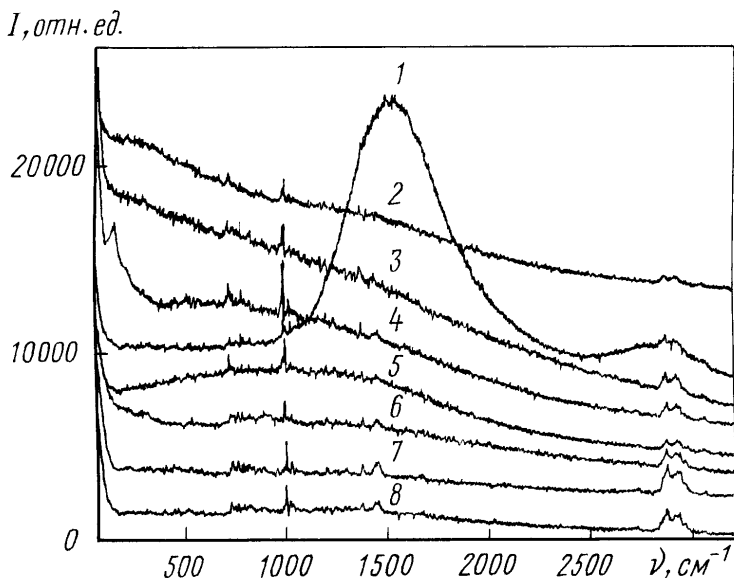


Рис. 8. Спектры вторичного излучения в бензинах ($T = 300$ К) при возбуждении аргоновым лазером с длиной волны 514,5 нм : 1 — АИ-92ЭЖ, 2 — АИ-95, 3 — АИ-92, 4 — АИ-95 (другая проба), 5 — АИ-98, 6 — АИ-92 (другая проба), 7 — АИ-80, 8 — А-76

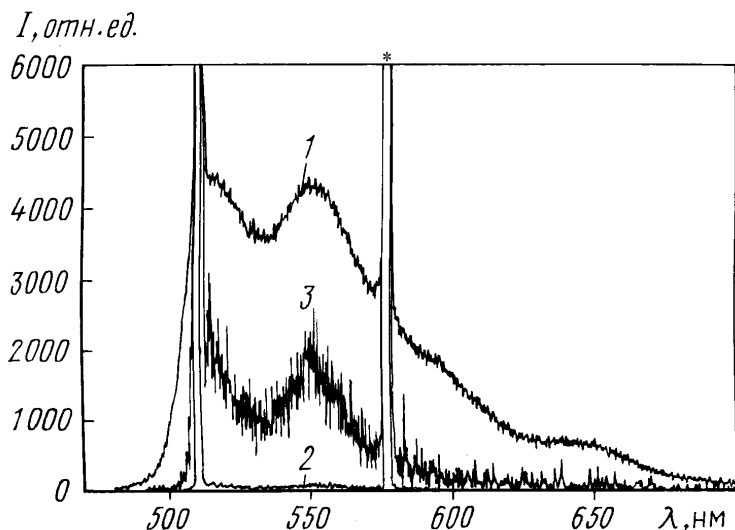


Рис. 9. Спектры вторичного излучения в модифицированном бензине АИ-92 ($T = 300$ К) при возбуждении импульсно-периодическим медным лазером ($\lambda = 510,6$ нм): 1 — время задержки равно нулю, 2 — время задержки равно 25 нс, 3 — кривая 2 с увеличением интенсивности в 30 раз; * — линия генерации $\lambda = 578,2$ нм, ослабленная фильтром

люминесценции, характерные для каждого типа бензина. Эти полосы могут быть обусловлены наличием неорганических примесей.

На рис. 9 приведены спектры вторичного излучения в модифицированном бензине АИ-92 с различной продолжительностью задержки. Из этого рисунка видно, что в спектре для модифицированного бензина АИ-92 имеется хорошо выраженная полоса люминесценции с максимумом при 550 нм; затухание люминесценции происходит очень быстро: за 25 нс интенсивность люминесценции уменьшается приблизительно в 60 раз.

Из рис. 10 видно, что на кривых 2, 3 выявляются полосы люминесценции с максимумами при 525, 560 и 645 нм. Из сравнения кривых 2 и 3 можно оценить время спада люминесценции: около 10 нс. При изменении условий возбуждения (в случае аргонового лазера с длиной волны 488 нм) вид спектра люминесценции радикально изменяется: видны две перекрывающиеся полосы с максимумами при 525 и 500 нм примерно равной интенсивности. На рис. 9, 10 кроме стоксова крыла люминесценции обнаруживаются также антистоксовы составляющие.

Заключение. В настоящей работе исследовано объемное вторичное излучение (фотолюминесценция и комбинационное рассеяние света) в широкозонных полупроводниках (GaP, ZnSe) и конденсированных диэлектриках при различных температурах. Оценены низкотемпературные изменения диэлектрических констант. Установлено, что при возбу-

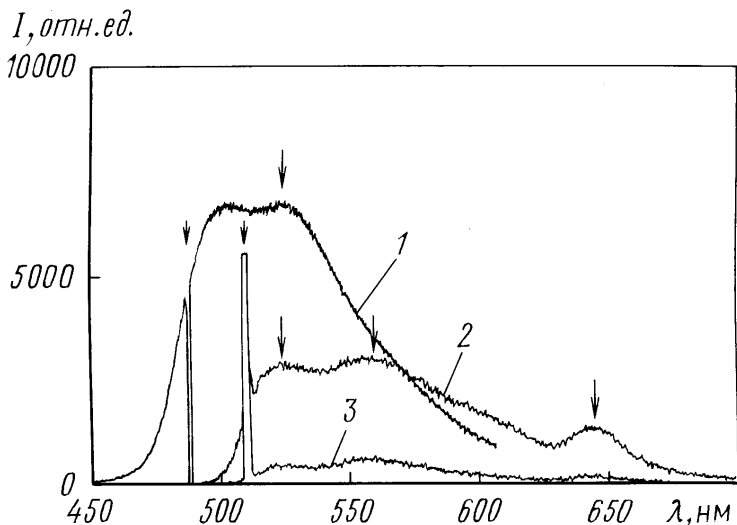


Рис. 10. Спектры вторичного излучения в нефти ($T = 300$ К) при возбуждении различными лазерными источниками: 1 — непрерывным аргоновым лазером (возбуждающая линия 488 нм); 2 — импульсно- периодическим медным лазером (возбуждающая линия 510,6 нм, время задержки равно нулю); 3 — импульсно-периодическим медным лазером (возбуждающая линия 510,6 нм, время задержки равно 25 нс); короткими стрелками отмечены положения возбуждающих линий, длинными — полосы люминесценции

ждении спектров вторичного излучения гелий-неоновым лазером, линия генерации которого находится в области прозрачности фосфида галлия, при гелиевых температурах наблюдается антистоксова фотолюминесценция из объема образца, обусловленная межзонной и примесной рекомбинацией. Аналогичный эффект при низких температурах наблюдается в селениде цинка при возбуждении спектров вторичного излучения аргоновым лазером. Установлено, что фотолюминесценция из объема образца обнаруживается также в ряде конденсированных диэлектриков (в углеводородах и нефти) при комнатной температуре.

Разработанная система регистрации со стробированием позволяет с высокой чувствительностью (до 10^{-15} Вт) регистрировать сигналы объемного вторичного излучения при импульсно-периодическом лазерном возбуждении. При этом использование линии задержки позволяет разделить и проанализировать “быстрые” и “медленные” процессы, обусловленные комбинационным рассеянием света и флюоресценцией в среде. В частности, оказывается возможным установить время задержки фотона в конденсированной среде, обусловленной формированием “долгоживущих” поляритонных состояний в области примесных экситонов, а также локализацией фотонов в сильно рассеивающей среде за счет многократного отражения от микрочастиц вещества.

Разработанная методика регистрации спектров объемного вторичного излучения при возбуждении излучением в области прозрачности образца при низких температурах может быть использована в дальнейшем для проведения качественного и количественного анализа примесей и дефектов, присутствующих внутри объема полупроводника, и совершенствования технологии получения сверхчистых полупроводниковых материалов. Анализ спектров объемного вторичного излучения в углеводородах и бензинах представляет интерес для мониторинга качества топлива и установления присутствия в них различного рода добавок и примесей. Аналогичная методика может быть использована для диагностики состояния биологических объектов, фармацевтических препаратов и пищевых продуктов.

Формирование “долгоживущих” поляритонных состояний внутри объема образца, соответствующих центру зоны Бриллюэна (при $k = 0$), в результате лазерного облучения обеспечивает реализацию неравновесного состояния конденсированного диэлектрика с повышением температуры электронно-колебательных степеней свободы. Отметим, что дополнительные возможности в создании неравновесных состояний при лазерном возбуждении открываются при использовании кристаллических порошков. В этом случае лазерное излучение может быть введено внутрь объема микropорошка с помощью волоконного световода. При этом имеет место “пленение” излучения в небольшом объеме образца (локализация фотонов) с последующим сильным локальным разогревом электронно-колебательных степеней свободы. Такой эффект может быть использован для осуществления ряда технологических процессов: выращивания кристаллов, светоиндуцированных фазовых превращений (например, “диэлектрик–металл”, “графит–алмаз”), увеличения скорости химических реакций и др.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Карузский А. Л., Квит А. В., Мурзин В. Н., Митягин Ю. А., Пересторонин А. В., Алещенко Ю. А., Мельник Н. Н. Влияние туннелирования неравновесных носителей заряда на спектры фотолюминесценции полупроводниковых структур из асимметричных квантовых ям // Микроэлектроника. – 1996. – Т. 25. – № 1. – С. 13–19.
2. Юнович А. Э. Излучательная рекомбинация в полупроводниках / Под ред. Я.Е. Покровского. – М.: Наука, 1972. – 273 с.
3. Thomas D. C., Hopfield J. J., Augustyniak W. M. Kinetics of Radiative Recombination at Randomly Distributed Donors and Acceptors // Phys. Rev. – 1965. – V. 140. – № 1A. – P. A202–220.
4. Ашкинадзе Б. М., Крещу И. П., Пышкин С. Л., Рывкин С. М., Ярошецкий И. Д. Влияние электрического поля и температуры на интенсивность электронного излучения GaP // Физика твердого тела. – 1968. – Т. 10. – № 12. – С. 3681–3682.

5. Patrick L., Dean P.J. Dielectric Constant of GaP at 1.6 K // *Phys. Rev.* – 1969. – V. 188. – № 3. – P. 1254–1256.
6. Szigetі B. Polarizability and dielectric constant of ionic crystals // *Trans. Faraday Soc.* – 1949. – V. 45. – P. 155–160.
7. Kleinman D. A., Spitzer W. G. Infrared Lattice Absorption of GaP // *Phys. Rev.* – 1960. – V. 118. – № 1. – P. 110–117.
8. Журкин Б. Г., Карузский А. Л., Фрадков В. А. Электронно-дырочные капли, связанные экситоны и ДН-плазма в умеренно легированном GaP при температурах 0,5–4,2 К // *Оптически возбужденные полупроводники при низких и сверхнизких температурах: Труды Физического института им. П.Н. Лебедева АН СССР. Т. 188 / Под ред. Н.Г. Басова.* – М.: Наука, 1988. – С. 178.
9. Chiba M., Fradkov V. A., Karuzskii A. L., Perestoronin A. V., Zhurkin B. G. Photoluminescence discovery of the impurity-band non-equilibrium current carries condensation in Ge:Sb // *Physica B: Condensed Matter.* – 2001. – V. 302-303. – P. 408–418.
10. Физика соединений $A^{II}B^{VI}$ / Под ред. А.Н. Георгобиани и М.К. Шейнкмана. – М.: Наука, 1986. – 320 с.
11. Broser I., Broser-Warminsky R. Anti-Stokes luminescence of zinc sulfide type phosphorus // *Luminescence of organic and inorganic materials / Ed. by H.P. Kallmann and G.M. Spruch.* – N.Y.: John Wiley & Sons, 1962. – P. 402–417.
12. Ivanov V. Yu., Semenov Yu. G., Surma M., Godlewski M. On the nature of the anti-Stokes luminescence in chromium-doped ZnSe crystals // *J. Lumin.* – 1997. – V. 72-74. – P. 101–102.
13. Korostelin Yu. V., Kozlovsky V. I., Nasibov A. S., Shapkin P. V. Vapour growth and characterization of bulk ZnSe single crystals // *J. Crystal Growth.* – 1996. – V. 161. – P. 51–59.
14. Горелик В. С., Карузский А. Л., Пересторонин А. В., Свербиль П. П. Исследование спектров комбинационного рассеяния в кристаллах α -серы при гелиевых температурах // *Кр. сообщ. по физ.* – 1999. – №4. – С. 1–10.
15. Физика и химия соединений $A^{II}B^{VI}$ / Под ред. С.А. Медведева – М.: Мир, 1970. – 624 с.
16. Гавриленко В. И., Грехов А. М., Корбутяк Д. В., Литовченко В. Г. Оптические свойства полупроводников. – Киев: Наук. думка, 1987. – 608 с.
17. Tournié E., Morhain C., Neu G., Faurie J.-P., Triboulet R., Ndar J. O. Photoluminescence study of ZnSe single crystals grown by solid-phase recrystallization // *Appl. Phys. Lett.* – 1996. – V. 68. – P. 1356–1358.
18. Исаев А. А., Казарян М. А., Петраш Г. Г. Эффективный импульсный лазер на парах меди с высокой средней мощностью генерации // *Письма в ЖЭТФ.* – Т. 16. – №1 – 1972. – С. 40–42.
19. Агальцов А. М., Горелик В. С., Мельник Н. Н. Применение лазера на парах меди для исследования комбинационного рассеяния света // *Комбинационное рассеяние – 70 лет исследований / Под ред. В.С. Горелика.* – М.: Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 1998. – С. 440–445.
20. Агальцов А. М., Горелик В. С., Моро Р. А. Фотолюминесценция следов ароматических соединений в водных растворах при импульсно-периодическом лазерном возбуждении // *Оптика и спектроскопия.* – 2000. – Т. 88. – № 6. – С. 959–962.

Статья поступила в редакцию 19.09.2002

Владимир Семенович Горелик родился в 1940 г., окончил в 1965 г. Московский физико-технический институт. Д-р физ.-мат. наук, заведующий лабораторией “Комбинационное рассеяние” Физического института им. П.Н. Лебедева РАН, профессор кафедры “Физика” МГТУ им. Н.Э.Баумана. Автор более 400 научных работ в области оптики и лазерной спектроскопии.



V.S. Gorelik (b. 1940) graduated from the Moscow Physical and Technical Institute in 1965. D. Sc. (Phys.-Math.), head of “Raman Spectroscopy” laboratory of the Physical Institute n.a. P.N. Lebedev of the Russian Academy of Sciences, professor of “Physics” department of the Bauman Moscow State Technical University. Author of over 400 publications in the field of optics and laser spectroscopy.

Александр Львович Карузский родился в 1949 г., окончил в 1972 г. МГУ им. М.В. Ломоносова. Канд. физ.-мат. наук, старший научный сотрудник Физического института им. П.Н. Лебедева РАН. Автор более 300 научных работ в области физики твердого тела.



A.L. Karuzsky (b. 1949) graduated from the Moscow State University n.a. Lomonosov in 1972. Ph. D. (Phys.-Math.), senior researcher of the Physical Institute n.a. P.N. Lebedev of the Russian Academy of Sciences. Author of over 300 publications in the field of physics of solid body.

Павел Петрович Свербиль родился в 1952 г., окончил в 1975 г. Московский физико-технический институт. Научный сотрудник лаборатории “Комбинационное рассеяние” Физического института им. П.Н. Лебедева РАН. Автор более 30 научных работ в области оптики и спектроскопии.

P.P. Sverbil (b. 1952) graduated from the Moscow Physical and Technical Institute in 1975. Researcher of “Raman Spectroscopy” laboratory of the Physical Institute n.a. P.N. Lebedev of the Russian Academy of Sciences. Author of over 30 publications in the field of optics and spectroscopy.

Анатолий Васильевич Червяков родился в 1949 г., окончил в 1979 г. МГУ им. М.В. Ломоносова. Канд. физ.-мат. наук, старший научный сотрудник кафедры “Общая физика” МГУ им. М.В. Ломоносова. Автор более 100 научных работ в области оптики и спектроскопии.



A.V. Chervyakov (b. 1949) graduated from the Moscow State University n.a. Lomonosov in 1979. Ph. D. (Phys.-Math.), senior researcher of “General Physics” of the Moscow State University n.a. Lomonosov. Author of over 100 publications in the field of optics and spectroscopy.