

Лазерное излучение мишеней газового диода из соединений CdS_xSe_{1-x}

А.С.Насибов, К.В.Бережной, М.Б.Бочкарев, А.Г.Садыкова, П.В.Шапкин, С.А.Шунайлов

Исследовано лазерное излучение полупроводниковых мишеней (ПМ) из твердых растворов CdS_xSe_{1-x} , возбуждаемых электронным пучком (ЭП) в газовом диоде (ГД) при постоянном и изменяющемся давлении газа. В первом случае генерация возбуждалась ЭП с энергией 170 кэВ и длительностью 100 пс в ПМ с различным значением x . Максимальная мощность 125 и 96 кВт достигалась соответственно при $x \approx 0.2$ ($\lambda \approx 677$ нм) и $x \approx 1$ ($\lambda \approx 522$ нм). Наименьшая мощность (26 кВт) наблюдалась в желто-зеленой области спектра. Максимальная дифференциальная эффективность в этих экспериментах достигала 9%. Во-втором случае исследована зависимость мощности излучения ПМ из CdS ($x = 1$) при изменении давления воздуха в ГД от 0.1 до 2.5 Тор. Экспериментальные данные хорошо согласуются с результатами расчетов. Продемонстрирована возможность улучшения расходимости излучения путем применения оптического волокна с увеличивающимся диаметром. На пороге генерации ПМ при возбуждении ЭП или стримерным разрядом возникали нитевидные каналы, причиной образования которых, возможно, является анизотропия коэффициента ударной ионизации.

Ключевые слова: полупроводниковая лазерная мишень, газовый диод, электронный пучок.

1. Введение

При возбуждении полупроводниковых лазеров электронным пучком или электрическим полем могут формироваться мощные (10^4 – 10^6 Вт) импульсы лазерного излучения в видимой и УФ областях спектра. Особый интерес представляет исследование возможностей формирования пикосекундных импульсов, используемых в медицине и при исследовании быстротекущих процессов в биологических тканях и регистрирующих приборах. Появление методов формирования УКИ высокого напряжения [1] создало предпосылки для дальнейшего развития таких лазеров [2–6]. В отличие от ранних работ [7, 8], в наших экспериментах лазерная полупроводниковая мишень (ПМ) устанавливается между электродами в заполненной газом металлической камере, согласованной с генератором наносекундных импульсов. Коаксиальная конструкция камеры обеспечивает высокую скорость нарастания напряжения ($dU/dt > 10^{13}$ В/с). Камеру такого типа называют газовым диодом (ГД) и обычно применяют для исследования высоковольтных наносекундных газовых разрядов. Нами исследуется возможность применения ГД для формирования импульсов лазерного излучения в пикосекундном диапазоне при возбуждении ПМ электрическим разрядом и электронным пучком (ЭП).

Из результатов, полученных за последнее время, следует отметить генерацию лазерного излучения на несколь-

ких спектральных линиях при использовании в качестве активной среды твердых полупроводниковых растворов $Cd_xZn_{1-x}S$ и CdS_xSe_{1-x} [9, 10]. В ГД на первой стадии развития наносекундного разряда даже при атмосферном давлении газа наблюдаются ускоренные электроны, которые получили название убегающих [11]. В работе [12] показано, что, изменяя давление газа (воздух) от 0.1 до 2 Тор в ГД с ПМ из сульфида кадмия, можно варьировать длительность лазерного излучения от 125 до 20 пс.

Для измерения спектральных и динамических характеристик ПМ в настоящей работе, в отличие от [6], где использовалась установка с высоковольтной линией поддержки, применена волоконно-оптическая система синхронизации и регистрации. Основной целью экспериментов являлось получение мощных пикосекундных импульсов лазерного излучения в красно-зеленом диапазоне спектра при использовании в качестве мишеней полупроводниковых твердых растворов CdS_xSe_{1-x} с различным значением x . Исследования проводились при постоянном давлении газа и при его изменении от 0.1 до 2.5 Тор.

2. Техника и результаты экспериментов

Схема экспериментальной установки с волоконно-оптической системой регистрации излучения представлена на рис.1. Система позволяет проводить пикосекундную диагностику излучательных процессов в реальном масштабе времени. Работа генератора пикосекундных импульсов высокого напряжения (ГИН) основана на принципе обострения фронта и уменьшении длительности импульса, сформированного генератором РАДАН-303 1, путем последовательного включения разрядников высокого давления (~ 10 ат) и срезающего кольцевого слайсера 2. Для измерения параметров импульса напряжения в передающую линию ГИНа встроен емкостный делитель напряжения 3. Дополнительный разрядник 4 служит для

А.С.Насибов, К.В.Бережной, П.В. Шапкин. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: nas2121@mail.ru

М.Б.Бочкарев, А.Г.Садыкова, С.А.Шунайлов. Институт электрофизики УрО РАН, Россия, 620016 Екатеринбург, ул. Амундсена, 106

Поступила в редакцию 25 ноября 2013 г., после доработки – 2 декабря 2013 г.

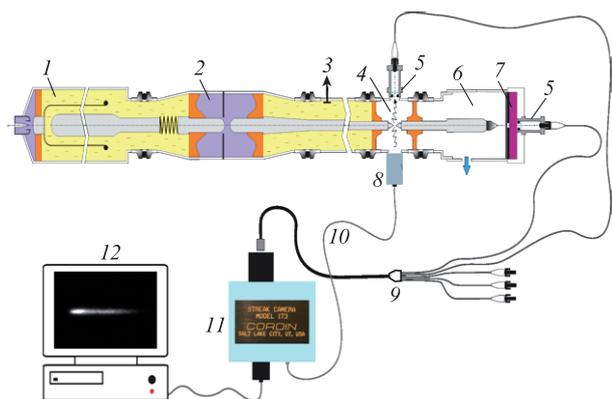


Рис.1. Схема экспериментальной установки с волоконно-оптической системой синхронизации и регистрации:

1 – импульсный генератор РАДАН-303; 2 – срезающий разрядник (слайсер); 3 – делитель напряжения; 4 – дополнительный разрядник; 5 – фокусирующая насадка; 6 – газовая камера; 7 – полупроводниковая мишень; 8 – ФЭК; 9 – пятиканальная волоконно-оптическая система; 10 – коаксиальный кабель для запуска стрик-камеры; 11 – стрик-камера; 12 – персональный компьютер.

синхронизации ГИНа с регистрирующей аппаратурой. Для регистрации спектров и динамики излучения в камере ГД установлены волоконно-оптические кабели (ВОК) с коннекторами 5, в которых находятся микролинзы, фокусирующие излучение на входные концы кабеля. После пробоя разрядного промежутка 4 импульс высокого напряжения (до 200 кВ) отрицательной полярности поступает на катодный электрод 6, работающий в режиме взрывной эмиссии. Диаметр ЭП на мишени 7 ограничен диафрагмой ($\varnothing 1$ мм). Подробное описание ГИНа приведено в работе [5].

ПМ изготовлены из монокристаллических пленок $\text{CdS}_x\text{Se}_{1-x}$ толщиной 20–30 мкм, закрепленных на сапфировых дисках 7. На обе поверхности пленок нанесены отражающие покрытия ($R_1R_2 \approx 0.88$), образующие оптический резонатор. Для наблюдения динамики и формы светового импульса применялась стрик-камера 11 (модель 173, CORDIN). Синхронизация стрик-камеры с ГИНа осуществлялась с помощью приемника ФЭК-22М 8. Время задержки регулировалось длиной оптического кабеля пятиканальной системы 9. Форма импульсов регистрировалась также широкополосным приемником ФП-70С с волоконным кабелем с коннектором 5 (длительность переходной характеристики ФП-70С составляла ~ 100 пс). Ток электронного пучка измерялся широкополосным цилиндром Фарадея, который устанавливался за отверстием в диафрагме напротив катода 6. Для измерения энергии лазерных импульсов применялись пироэлектрический детектор J3S10 и ослабляющие фильтры НС. Пиковая мощность излучения оценивалась с учетом формы импульса. Для регистрации импульсов напряжения, тока и излучения использовался осциллограф Tektronix TDS-6154С с полосой 15 ГГц. Длительность и энергия ЭП предварительно задавались слайсером и затем могли регулироваться путем изменения давления воздуха в камере ГД. Спектр излучения регистрировался малогабаритным спектрометром ФСД-8.

Большинство экспериментов проводилось при давлении воздуха в ГД 0.5–1 Тор. В этом диапазоне давлений амплитуда тока ЭП была наиболее стабильна. При длительности импульса напряжения $t_p > 500$ пс на вершине импульса тока наблюдались два пика, амплитуды кото-

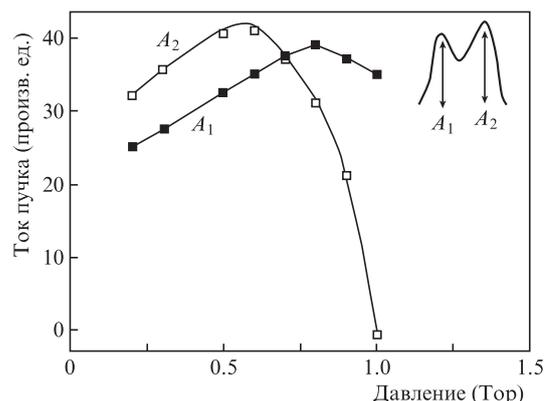
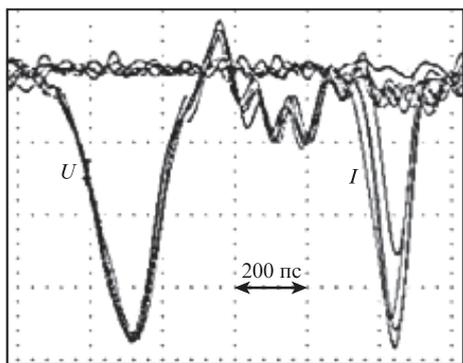


Рис.2. Зависимость амплитуды пиков A_1 и A_2 импульса тока от давления воздуха в ГД.

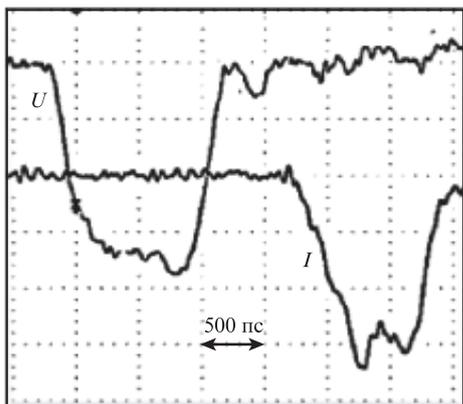
рых A_1 и A_2 изменялись в зависимости от давления в ГД (рис.2). Осциллограммы импульсов напряжения и тока ЭП при различных длительностях t_p и давлениях воздуха в камере ГД приведены на рис.3.

Зависимость длины волны лазерного излучения от параметра x для ПМ из монокристаллов $\text{CdS}_x\text{Se}_{1-x}$, выращенных методом пересублимации из газовой фазы [13], показана на рис.4. Прямая соединяет точки, соответствующие длинам волн бинарных соединений CdSe ($x = 0$) и CdS ($x = 1$). Полученные экспериментальные результаты согласуются с данным справочника по полупроводниковым твердым растворам [14]. Всего было исследовано 12 образцов ПМ с различным значением x , на которых была получена генерация лазерного излучения в диапазоне 522–677 нм, что соответствует изменению x от 1 до 0.2. Зависимость мощности излучения от длины волны приведена на рис.5. Мощность излучения при вариации состава изменялась немонотонно и заметно снижалась при $x = 0.7$ –0.8 в желто-зеленой области спектра. Наибольшие мощности (96 и 125 кВт) при лазерной эффективности по вложенной мощности 4.8% и 6% были получены при $x = 1$ ($\lambda = 522$ нм) и $x \approx 0.2$ ($\lambda = 677$ нм), когда ПМ по составу был близок к бинарным соединениям CdS и CdSe . В желто-зеленой области спектра эффективность излучения уменьшалась до 1.3%. Эта серия экспериментов проводилась при напряжении –170 кВ и токе ЭП 12 А. Пороговая плотность мощности тока ЭП p_{th} при длительности импульса $t_e = 135$ пс равнялась 8.5×10^7 Вт/см², что примерно на порядок больше значения 10^7 Вт/см², полученного в работе [15] при длительности $t_e = 4$ нс в условиях, близких к условиям наших экспериментов.

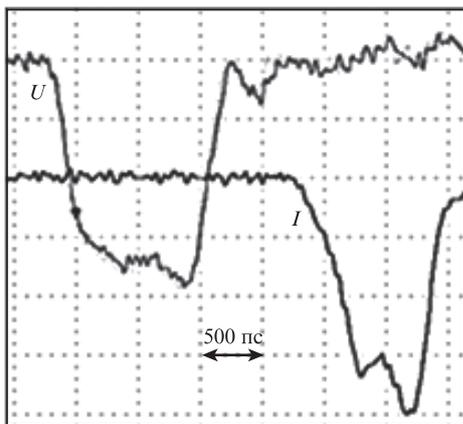
Типичные спектры генерации ПМ при $x = 1$ и 0.2 приведены на рис.6. На рис.7 показана зависимость мощности излучения ПМ ($x \approx 1$, $\lambda = 522$ нм) от давления воздуха в ГД. Видно, что при изменении давления от 0.1 до 1 Тор мощность излучения практический не меняется, а затем с ростом давления монотонно снижается до уровня $0.6P_{max}$. Такое ее изменение объясняется нелинейной зависимостью амплитуды и длительности импульса тока от давления газа в ГД [16]. Учет этих факторов приводит к хорошему совпадению экспериментальных и расчетных данных (рис.7). Для возбуждения генерации в этих экспериментах устанавливалось исходное напряжение –150 кВ. Мощность излучения достигала 30 и 15 кВт при длительности импульса тока ЭП на полувысоте 125 и 80 пс, а эффективность составляла $\sim 5\%$. На рис.8 показаны типичные импульсы лазерного излучения, зарегистрированные



a



b



c

Рис.3. Осциллограммы импульсов напряжения U и тока I ЭП при $U = -150$ кВ и следующих параметрах: $I_{max} = 4$ А, $p = 0.6$ Тор (a), 3.5 А, 0.76 Тор (б) и 4 А, 0.58 Тор (c).

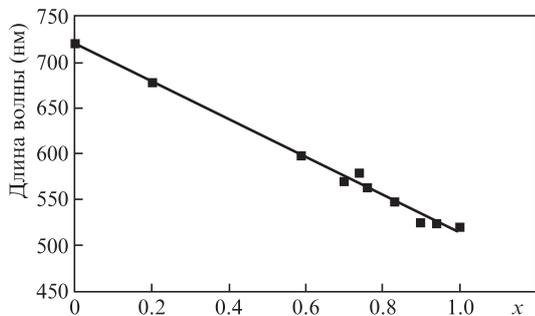


Рис.4. Зависимость длины волны от параметра x для ПМ из монокристаллов CdS_xSe_{1-x} толщиной 30 мкм.

в процессе проведения данных экспериментов широкополосным фотоприемником ФП-70С и стрик-камерой при различных давлениях газа в ГД.

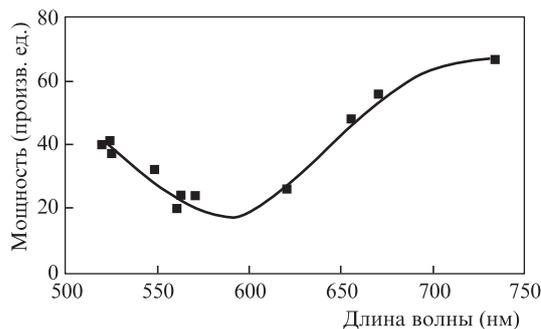


Рис.5. Зависимость мощности излучения от длины волны для ПМ из CdS_xSe_{1-x} .

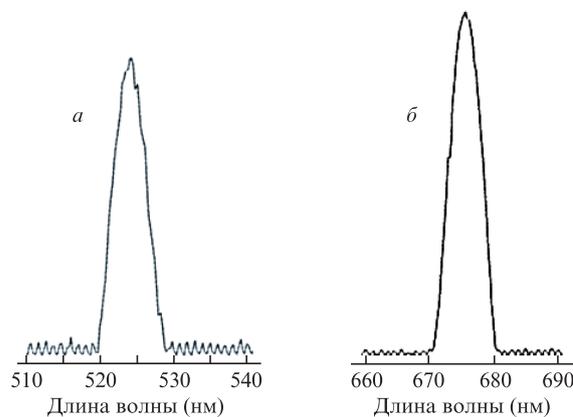


Рис.6. Спектры генерации ПМ из CdS_xSe_{1-x} при $x = 1$ (a) и 0.2 (б).

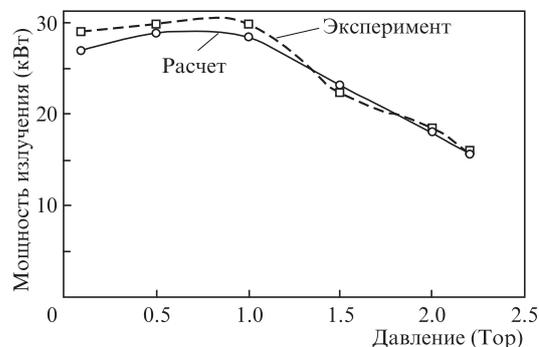


Рис.7. Зависимости мощности излучения ПМ из CdS от давления газа при $U = -150$ кВ, $t_e = 125-80$ пс, $\tau_0 = 1.5$ нс.

Расходимость излучения ПМ не превышала 15° . Обычно для уменьшения расходимости применяют внешний резонатор [17]. Эффективность лазера в этом случае уменьшается с длиной резонатора как $1/L^2$ [15]. Для уменьшения расходимости мы использовали оптическое волокно с увеличивающимся диаметром (фокус) длиной 5 см и с отношением входного и выходного диаметров 0.5. Входная плоскость фокуса (с меньшим диаметром) устанавливалась на сапфировой подложке ПМ. Изображение ближней зоны на выходной плоскости фокуса увеличивалось в диаметре в два раза, а угол расходимости уменьшался до $6-7^\circ$, при этом эффективность лазера практически не изменялась.

На рис.9 приведены снимки ближней зоны излучения ПМ из CdS_xSe_{1-x} ($x = 0.2$, $\lambda = 677$ нм) в режиме возбуждения пучком электронов (рис.9, a-в), а также излучения ПМ из CdS_xSe_{1-x} ($x = 0.7$, $\lambda = 572$ нм) при возбуждении

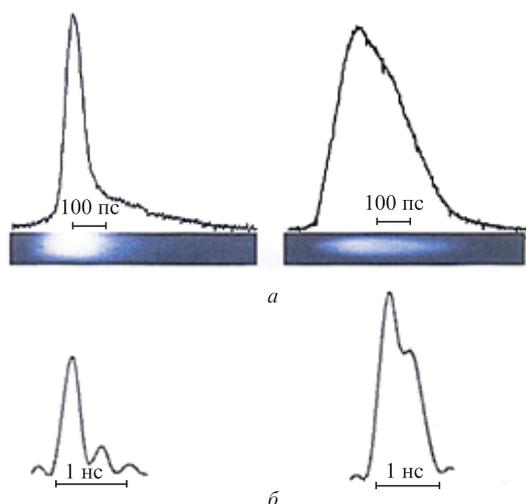


Рис.8. Импульсы лазерного излучения, зарегистрированные стрик-камерой (а) и фотоприемником ФП-70С (б) при различных давлениях газа в ГД.

стримерным разрядом (рис.9,з). Снимок на рис.9,а выполнен на пороге генерации, снимки на рис.9,б,в – при превышении порога, а снимок на рис.9,г – при возбуждении стримерной генерации в плоскопараллельной пластине толщиной 1 мм импульсом напряжения с амплитудой 100 кВ. Интересно, что во всех случаях генерация развивается в отдельных точках, число и диаметр которых увеличиваются по мере роста мощности возбуждающего импульса.

3. Обсуждение результатов

Для объяснения наблюдаемых явлений рассмотрим основные формулы зависимости мощности P_{las} лазерного излучения от параметров оптического резонатора и электронного пучка [7, 18, 19]:

$$P_{las} = k\beta_{in}fP_p \left(1 - \frac{I_{th}}{I_p}\right), \tag{1}$$

$$f = \left[1 + \frac{2\alpha_{ex}z_{ex}}{\ln|R_1R_2|} + \frac{2\alpha_{pas}(h - z_{ex})}{\ln|R_1R_2|}\right]^{-1}, \tag{2}$$

$$I_{th} = I_{th0} \left[1 - \exp\left(-\frac{t_e}{\tau_0}\right)\right]^{-1}, \tag{3}$$

где $k \approx 0.1-0.2$ – коэффициент, характеризующий потери энергии на ионизацию и обратное рассеяние при возбуждении электронным пучком; β_{in} – внутренняя квантовая эффективность; f – функция выхода излучения; P_p – импульсная мощность ЭП; I_p – ток ЭП; I_{th} – пороговый ток ЭП; I_{th0} – пороговый ток при $\tau_0 \gg t_e$; τ_0 – время жизни неравновесных носителей заряда; $\alpha_{ex} \approx 2-3 \text{ см}^{-1}$ – коэффициент поглощения излучения в возбужденной области ПМ; $\alpha_{pas} \approx 30 \text{ см}^{-1}$ – коэффициент поглощения излучения в пассивной области; $z_{ex} \approx \mu_1 E_c$ – длина возбужденной области; h – толщина полупроводниковой пластины; R_1 и R_2 – коэффициенты отражения зеркал; E_c – энергия ЭП. В случае CdS ($x = 1$) $\mu_1 = 0.16 \text{ мкм/кэВ}$. Как уже отмечалось, в нашем случае при длительности импульса ЭП на полувысоте $t_e = 125 \text{ нс}$ пороговая плотность мощности ЭП $p_{th} \approx 10^8 \text{ Вт/см}^2$. Время жизни τ_0 для CdS и CdSSe при $T = 300 \text{ К}$ составляет $1-3 \text{ нс}$ [19]. Подставив в (3) $t_e = 1.25 \times 10^{-10} \text{ с}$ и $\tau_0 = 1.5 \times 10^{-9} \text{ с}$, получим $I_{th}/I_0 \approx 12$, т. е. при длительности импульса в сотни пикосекунд порог генерации может увеличиться более чем на порядок, что хорошо соответствует данным работы [15] ($p_{th0} = 10^7 \text{ Вт/см}^2$ при $t_e = 4 \text{ нс}$).

Рассмотрим теперь зависимость мощности излучения от длины волны (см. рис.5). Для $\lambda = 677 \text{ нм}$ ($\text{CdS}_x\text{Se}_{1-x}$, $x \approx 0.2$) и $\lambda = 522 \text{ нм}$ (CdS , $x \approx 1$) отношение $P_{las0.2}/P_{las1} \approx 1.3$, а $\lambda_{0.2}/\lambda_1 = 1.29$; таким образом, при приближении материала ПМ к бинарным соединениям CdS и CdSe, идентичных параметрах лазера ($h = 30 \text{ мкм}$, $R_1R_2 = 0.88$) и возбуждении генерации одним и тем же ЭП излучаемая мощность растет с увеличением длины волны (с уменьшением ширины энергетической зоны). Такая зависимость следует из рассмотрения уравнений (1) и (2).

Оценим мощность излучения, используя формулы (1)–(3) и следующие значения входящих в них параметров: $k \approx 0.12$, $\beta_{in} = 1$, $h = 30 \text{ мкм}$, $R_1R_2 = 0.88$, $f = 0.8$, $\alpha_{ex} \approx 2.5 \text{ см}^{-1}$, $\alpha_{pas} \approx 30 \text{ см}^{-1}$, $z_{ex} = 27 \text{ мкм}$, $U = -170 \text{ кВ}$, $P_p = 2 \times 10^6 \text{ Вт}$, $I_{th0.2} = 4 \text{ А}$, $I_p = 12 \text{ А}$. Подставляя эти данные в (1), получаем $P_{las} \approx 129 \text{ кВт}$, что хорошо соответствует экспериментальному результату 125 кВт и говорит о высоком качестве соединений, близких к бинарным (последнее подтверждается и тем, что $P_{las0.2}/P_{las1} \approx \lambda_{0.2}/\lambda_1$). Дифференциальная эффективность для рассмотренного случая составляет $\sim 9\%$. Увеличение порога генерации в желто-зеленой области спектра наблюдалось также в работе [20], авторами которой было высказано предположение, что одной из причин этого является склонность твердых растворов, полученных при высокой температуре, в процессе охлаждения расслаиваться на фазы, близкие по составу к бинарным соединениям. Это предположение косвенно под-

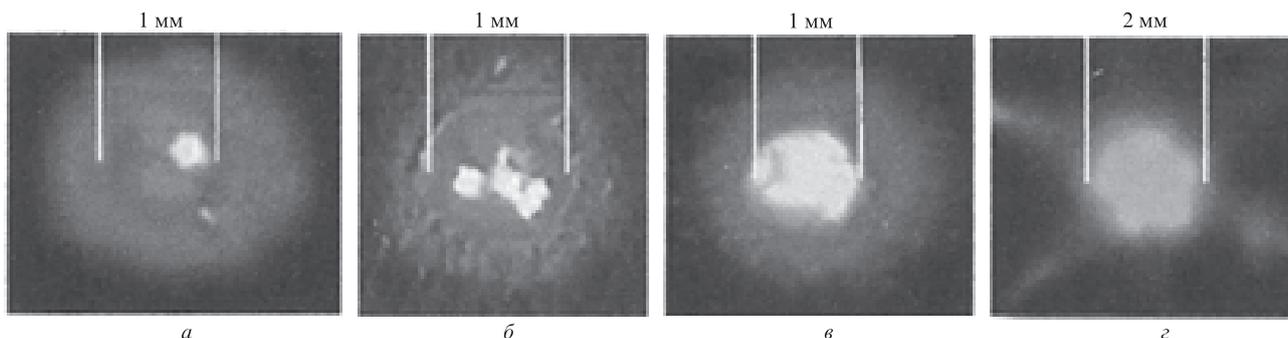


Рис.9. Картины ближней зоны генерации ПМ из $\text{CdS}_x\text{Se}_{1-x}$ ($x \approx 0.2$, $\lambda = 677 \text{ нм}$) при последовательном увеличении тока ЭП (а–в) и возбуждении стримерным разрядом ($x \approx 0.7$, $\lambda = 572 \text{ нм}$) (г). Генерирующие области состоят из отдельных точек диаметром в десятки микрометров, плохо разрешимых на фотографиях.

тверждается нашими экспериментами с возбуждением разрядом, когда при движении стримерного разряда в монокристаллах твердых растворов наряду с основной линией спектра наблюдаются и линии, близкие к длинам волн для бинарных соединений [9, 10]. В этом случае одним из путей увеличения эффективности генерации ПМ, по-видимому, является уменьшение толщины пленки до 10–15 мкм. Однако изготовление таких мишеней связано с рядом технологических трудностей.

Рассмотрим теперь результаты исследования зависимости мощности и длительности лазерного излучения ПМ от давления в камере ГД. С увеличением давления воздуха в ГД от 0.1 до ~ 1 Тор амплитуды импульсов тока и напряжения изменяются незначительно, хотя их длительности сокращаются со стороны среза; также незначительно изменяется мощность лазерного излучения (см. рис.7). Этот процесс связан с увеличением проводимости ГД и уменьшением времени пробоя промежутка катод–мишень. С увеличением давления газа пробой промежутка происходит на фронте импульса напряжения и соответственно уменьшаются амплитуды и длительности импульсов напряжения и тока (в нашем случае длительность импульса тока на полувысоте изменялась от 125 до 80 пс). Уменьшение тока и длительности возбуждающего ЭП при изменении давления от 1 до 2.5 Тор приводит к уменьшению длительности и мощности излучения (с 30 до 15 кВт). Расчеты зависимости мощности излучения от давления воздуха в ГД (рис.7) с учетом изменения мощности возбуждающего ЭП и зависимости порога генерации от длительности импульса (4) хорошо совпадают с экспериментальными данными.

Представляют интерес картины ближней зоны генерации $CdSSe$ при возбуждении ЭП и стримерным разрядом (рис.9). Возникновение каналов генерации в виде ярко светящихся точек диаметром в единицы-десятки микрометров, в которых возникают благоприятные условия для начала генерации, было замечено давно [21], однако до сих пор не нашло убедительного объяснения. Сходство картин при возбуждении ЭП или разрядом позволяет предположить, что причиной образования точек является анизотропия коэффициентов ударной ионизации, которая приводит к образованию каналов и распространению стримера в определенном кристаллографическом направлении [22, 23].

Таким образом, нами продемонстрирована возможность получения на полупроводниковых мишенях газового диода при изменении давления от 0.1 до 2.5 Тор генерации лазерного излучения в видимой области спектра (500–700 нм) длительностью от 1 нс до 100 пс и мощностью в десятки-сотни киловатт. Падение эффективности

генерации в желто-зеленой части спектра связано, по-видимому, с неоднородностью твердых растворов и может быть компенсировано путем оптимизации параметров резонатора и улучшения качества кристаллов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 12-08-00263-а).

1. Месяц Г.А., Яландин М.И. УФН, **175** (3), 225 (2005).
2. Месяц Г.А., Насибов А.С., Шпак В.Г., Шунайлов С.А., Яландин М.И. ЖЭТФ, **133** (6), 1162 (2008).
3. Месяц Г.А., Насибов А.С., Шпак В.Г., Шунайлов С.А., Яландин М.И. Квантовая электроника, **38** (3), 213 (2008).
4. Бережной К.А., Насибов А.С., Шапкин П.В., Шпак В.Г., Шунайлов С.А., Яландин М.И. Квантовая электроника, **38** (9), 829 (2008).
5. Насибов А.С., Бережной К.В., Шапкин П.В. Реутова А.Г., Шунайлов С.А., Яландин М.И. ПТЭ, № 1, 75 (2009).
6. Бережной К.В., Бочкарев М.Б., Насибов А.С., Реутова А.Г., Шунайлов С.А., Яландин М.И. ПТЭ, № 2, 124 (2010).
7. Богданкевич О.В., Дарзбек С.А., Елисеев П.Г. Полупроводниковые лазеры (М.: Наука, 1976).
8. Крюкова И.В. Физические процессы в полупроводниковых импульсных лазерах с накачкой электронными пучками (М.: изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2009).
9. Насибов А.С., Даниелян Г.Д., Баграмов В.Г., Бережной К.В. Кр. сообщ. физ. ФИАН, № 4, 17 (2011).
10. Насибов А.С., Баграмов В.Г., Бережной К.В., Шапкин П.В. Кр. сообщ. физ. ФИАН, № 4, 25 (2013).
11. Тарасенко В.Ф., Шпак В.Г., Шунайлов С.А., Яландин М.И., Орловский В.М., Алексеев С.В. Письма в ЖТФ, **29** (21), 1 (2003).
12. Бережной К.В., Бочкарев М.Б., Даниелян Г.Л., Насибов А.С., Реутова А.Г., Шунайлов С.А., Яландин М.И. Квантовая электроника, **42** (1), 34 (2012).
13. Korostelin Yu.V., Kozlovsky V.I., Nasibov A.S., Shapkin P.V. J. Cryst. Growth, **161**, 51 (1996).
14. Берченко Н.И., Кревс В.Е., Средин В.Г. Полупроводниковые твердые растворы и их применение (М.: Воениздат, 1982).
15. Daneu V., DeGloria D.P., Sanchez A., Osgood R.M. Appl. Phys. Lett., **49** (10), 8 (1986).
16. Насибов А.С., Бережной К.В., Бочкарев М.Б., Даниелян Г.Л., Реутова А.Г., Шунайлов С.А. Докл. 20-й Межд. конф. «Лазеры, измерения, информация» (СПб.: изд-во ГПУ, 2010, т. 1, с. 5).
17. Басов Н.Г., Богданкевич О.В., Печенов А.Н., Насибов А.С., Федосеев К.П. ЖЭТФ, **55**, 1710 (1969).
18. Богданкевич О.В., Зверев М.М., Красавина Е.М. и др. Квантовая электроника, **14** (3), 218 (1987).
19. Козловский В.И., Попов Ю.М. Квантовая электроника, **33** (1), 48 (2003).
20. Ахекян А.М., Козловский В.И., Коростелин Ю.В., Резников П.В., Тихонов В.Г., Шапкин П.В. Труды ФИАН, **202**, 128 (1991).
21. Козловский В.И., Насибов А.С., Печенов А.Н. Квантовая электроника, **4** (2), 351 (1977).
22. Басов Н.Г., Молчанов А.Г., Насибов А.С., Обидин А.З., Печенов А.Н., Попов Ю.М. ЖЭТФ, **70** (5), 1751 (1976).
23. Обидин А.З., Печенов А.Н., Попов Ю.М., Фролов В.А., Насибов А.С. Квантовая электроника, **9** (8), 1530 (1982).