

# ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ И ГЕНЕРАЦИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В МОНОКРИСТАЛЛАХ СЕЛЕНИДА ЦИНКА И СУЛЬФИДА КАДМИЯ ПОД ДЕЙСТВИЕМ СУБНАНОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ ВЫСОКОГО НАПРЯЖЕНИЯ

Г. А. Месяц<sup>а</sup>, А. С. Насибов<sup>а\*</sup>, В. Г. Шпак<sup>б</sup>, С. А. Шунайлов<sup>б</sup>, М. И. Яландин<sup>б</sup>

<sup>а</sup> Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук  
119991, Москва, Россия

<sup>б</sup> Институт электрофизики Уральского отделения Российской академии наук  
620016, Екатеринбург, Россия

Поступила в редакцию 17 апреля 2007 г.

Исследовано воздействие субнаносекундных импульсов высокого напряжения на полупроводниковые соединения  $A^{II}B^{VI}$ . Импульс отрицательной полярности длительностью до 500 пс подавался на электроды специальной формы. Амплитуда импульса напряжения могла меняться от 20 до 250 кВ. Между электродами помещались плоскопараллельные пластины толщиной 1–2 мм, изготовленные из объемных монокристаллов селенида цинка или сульфида кадмия. Эксперименты проводились в воздухе без погружения монокристаллических пластин в жидкую диэлектрическую среду. При подаче импульса напряжения от острых кромок отрицательного электрода по направлению силовых линий электрического поля распространялись расходящиеся разряды. При увеличении напряжения в объеме полупроводника возникала генерация лазерного излучения со всеми характерными признаками — резкое увеличение мощности, сужение спектра и появление направленности излучения. В случае селенида цинка при комнатной температуре получены следующие характеристики: длина волны излучения 480 нм, расходимость излучения примерно  $3^\circ$ , максимальная импульсная мощность 600 Вт.

PACS: 42.50.-p, 78.45.+h

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Развитие пикосекундной электроники больших мощностей определило новые возможности создания источников электромагнитного излучения [1, 2]. В нашей работе исследуется воздействие субнаносекундных импульсов высокого напряжения на полупроводниковые соединения с целью получения генерации электромагнитного излучения в оптическом диапазоне. Известно, что при приложении импульсов высокого напряжения к монокристаллическим пластинам полупроводниковых соединений, помещенных в диэлектрическую среду, в них наблюдается распространение светящихся нитевидных разрядов (стримеров), ориентированных в определенных кристаллографических направлениях [3, 4].

Диаметр стримера не превышает нескольких микрометров. «Головка» стримера перемещается со скоростью  $10^8$ – $10^9$  см/с. За головкой стримера возникают условия для усиления и генерации лазерного излучения. Концентрация неравновесных носителей в головке достигает  $10^{19}$ – $10^{20}$  см<sup>-3</sup>, а плотность мощности лазерного излучения —  $10^9$  Вт/см<sup>2</sup>. Столь высокую концентрацию неравновесных носителей обеспечивает ударная ионизация или туннельный эффект в сильном электрическом поле [4].

Исследованию особенностей стримерных разрядов в различных полупроводниковых материалах посвящены работы [3–8]. К достоинствам стримерных лазеров относятся простота устройства, высокая интенсивность излучения, возможности формирования регулируемых по длительности пикосекундных импульсов и получения генерации лазерного излучения в широком оптическом диапазоне — от

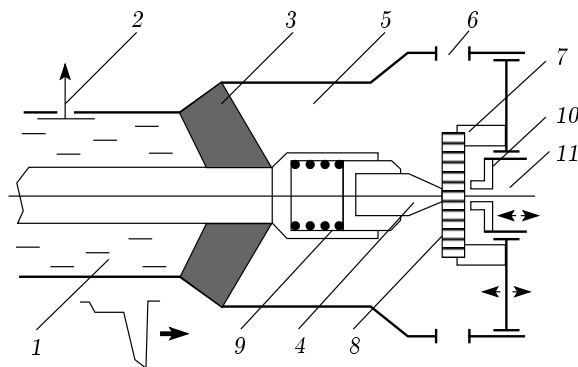
\*E-mail: nasibov@sci.lebedev.ru

УФ- до ИК-области спектра [5]. Несмотря на перечисленные достоинства, стримерные лазеры до настоящего времени не нашли широкого применения. К существенным недостаткам стримерных лазеров относятся необходимость применения диэлектрической жидкости или вакуума, в которые помещают полупроводниковые кристаллы; развитие разряда в виде нитей, что определяет значительную расходимость излучения (примерно  $30^\circ$ ) и трудности получения объемной генерации. Данные недостатки можно объяснить тем, что высокая напряженность электрического поля  $10^6$ – $10^7$  В/см концентрируется вокруг игольчатого электрода и определяется приложенным напряжением и радиусом закругления электрода. После проникновения стримеров в кристалл направления их распространения определяются в основном внутренними полями кристалла, так как второй электрод отсутствует или расположен на большом расстоянии.

Применение субнаносекундных импульсов значительно увеличивает пробивную прочность различных сред [1], что позволяет работать на воздухе, приблизить положительный электрод и обеспечить условия, в которых разряд распространяется по направлению силовых линий электрического поля. При этом нет необходимости помещать кристалл и электрод в диэлектрическую среду, что, в свою очередь, определяет дополнительные возможности ионизации полупроводника излучением плазмы и электронным пучком, возникающими в разрядном промежутке при приложении высоковольтных субнаносекундных импульсов [2].

## 2. УСТАНОВКА И ЭКСПЕРИМЕНТ

Для проведения экспериментов использовались высоковольтный пикосекундный генератор импульсов напряжения с перестраиваемыми параметрами, разработанный в Институте электрофизики УрО РАН [1, 2] и коаксиальная приставка (рис. 1), специально изготовленная для этой цели. Базовым элементом установки являлся генератор наносекундных импульсов РАДАН-303Б [9] с дополнительным пикосекундным блоком компрессии энергии, оснащенным устройством обострения фронта импульса и укорочения его длительности с помощью газовых разрядников высокого давления [10]. Пикосекундный генератор (рис. 1) позволял регулировать в пределах от 20 до 250 кВ амплитуду  $U_0$  волны напряжения, бегущей по коаксиальной линии 1 в направлении катодного электрода 4. Длительность  $t_p$  импуль-

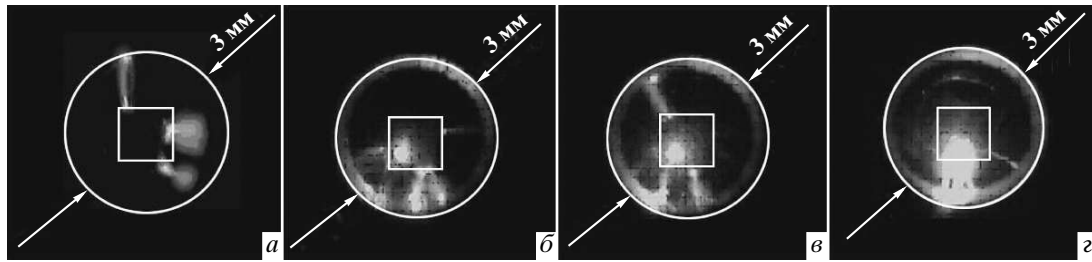


**Рис. 1.** Схема экспериментальной установки: 1 — передающая коаксиальная линия пикосекундного генератора; 2 — емкостной делитель напряжения; 3 — проходной изолятор «масло-воздух»; 4 — отрицательный электрод (катод); 5 — коаксиальная камера; 6 — боковые окна для подсветки и наблюдения; 7 — изоляционная шайба; 8 — полупроводниковая пластина; 9 — пружинный узел; 10 — подвижной кольцевой электрод (анод); 11 — отверстие для наблюдения и фотографирования

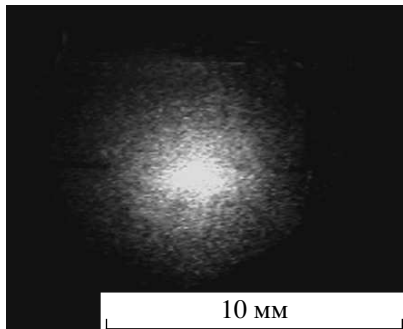
сов напряжения при этом могла меняться в диапазоне от 100 пс до 4 нс.

Методика эксперимента состояла в следующем. Изготовленная из монокристалла селенида цинка или сульфида кадмия плоскопараллельная пластина 8 устанавливалась в коаксиальной камере 5 напротив катода 4, который плотно прижимался к полупроводниковой пластине 8 с помощью пружинного узла 9. Применялось несколько типов катодного электрода — усеченный пирамидальный с вершиной площадью  $1 \times 1$  мм<sup>2</sup> и шестигранники с отверстием диаметром 1.3 мм. Кольцевой анодный электрод 10 с внешним и внутренним диаметрами соответственно 6 мм и 3 мм устанавливался на расстоянии  $z = 0$ –1.5 мм от плоскости полупроводниковой пластины. Наблюдение (фотографирование) и измерение оптических характеристик (спектра, мощности, расходимости) проводились через приосевое отверстие 11 в аноде.

Полупроводниковые пластины прямоугольной формы размером  $6 \times 5$  мм, толщиной 1 и 2 мм были изготовлены из монокристаллов селенида цинка, выращенных методом пересублимации из газовой фазы [11]. Плоскости пластин полировались химико-механическим способом. Пластина из сульфида кадмия представляла собой диск толщиной 2 мм, диаметром 50 мм. Плоскости этой пластины были отполированы механическим способом. Для измерения импульсной мощности излучения применялся коаксиальный фотоэлемент ФЭК-22.



**Рис. 2.** Последовательные стадии развития разряда и свечения полупроводниковой пластины из селенида цинка толщиной 1 мм: *а* — предпороговое слабое синее свечение в точках у кромки катода и кистевые разряды по направлению к кольцевому аноду ( $U_0 = 25$  кВ,  $t_p = 120$  пс, излучаемая мощность  $P_L$  на уровне шумов); *б* — возникновение яркого синего свечения в пятне в прикатодной области и по периметру анода в случае превышения порога генерации ( $U_0 = 50$  кВ,  $P_L = 35$  Вт); *в* — дальнейшее возрастание площади светящейся области при увеличении амплитуды импульса до  $U_0 = 75$  кВ,  $P_L = 170$  Вт; *г* —  $U_0 = 100$  кВ,  $P_L = 350$  Вт, площадь излучающей области в сравнении со случаем *б* увеличилась более чем в девять раз. Снимки выполнены через отверстие 11 в аноде со стороны фланца, зазор между полупроводниковой пластиной и анодом  $z = 1.5$  мм. Светлыми линиями обозначены кольцевой анодный (диаметр 3 мм) и катодный электроды



**Рис. 3.** Фотография дальней зоны излучения пластины из селенида цинка. Расстояние до пластины 40 мм;  $U_0 = 100$  кВ;  $P_L = 350$  Вт;  $\alpha \approx 3^\circ$ ;  $L = 1$  мм;  $z = 1.5$  мм

Спектр излучения фиксировался мини-спектрометром МС-120 с оптическим зондом, который вставлялся в отверстие 11. Разрешающая способность спектрометра примерно 0.5 нм. Импульсное напряжение  $U_0$  измерялось емкостным делителем 2. Для регистрации импульсов напряжения и излучения применялся широкополосный осциллограф марки Tektronix TDS 6604 (6 ГГц). Различные стадии развития свечения фиксировались цифровой фотокамерой. После установки зазора  $z$  между анодным электродом 10 и пластиной 8 из селенида цинка на электрод 4 подавался импульс напряжения отрицательной полярности.

На рис. 2 показаны последовательные стадии развития разряда и свечения полупроводниковой пла-

стины из селенида цинка толщиной  $L = 1$  мм при изменении амплитуды импульса  $U_0$  от 25 до 100 кВ. Снимки выполнены через отверстие 11 в анодном электроде со стороны фланца, зазор между полупроводниковой пластиной и анодом составлял  $z = 1.5$  мм. На рис. 3 представлена фотография дальней зоны излучения пластины селенида цинка толщиной 1 мм. Полупрозрачный экран расположен на расстоянии  $l = 40$  мм от поверхности пластины. Угол расходимости излучения  $\alpha \approx 3^\circ$ . На рис. 4 приведены фотографии пластин из селенида цинка, генерирующих лазерное излучение, при использовании катодов различной формы. Во всех приведенных случаях синее свечение возникало в местах наибольшей напряженности поля у кромки катода и затем на фронте разряда, движущегося к аноду по силовым линиям электрического поля. Диаметр излучающих областей не превышал 500 мкм. Средняя скорость распространения разрядов, рассчитанная по длине трека и времени воздействия напряжения, равнялась  $v_p = 5 \cdot 10^8$  см/с. Минимальный порог генерации по напряжению, полученный при  $z = 0.5$  мм на пластине селенида цинка толщиной 1 мм, был равен  $U_0^{thr} \approx 20$  кВ. При изменении  $z$  от 0.5 до 2 мм порог генерации по напряжению увеличивался в три-четыре раза. Полуширина спектра лазерного излучения пластины селенида цинка при комнатной температуре увеличивалась с ростом амплитуды импульса напряжения от 3 нм ( $U_0 = 50$  кВ) до 10 нм ( $U_0 = 100$  кВ), а максимум генерации сдвигался в длинноволновую область спектра с 477 нм до 480 нм. Спектр лазерного излучения пластины

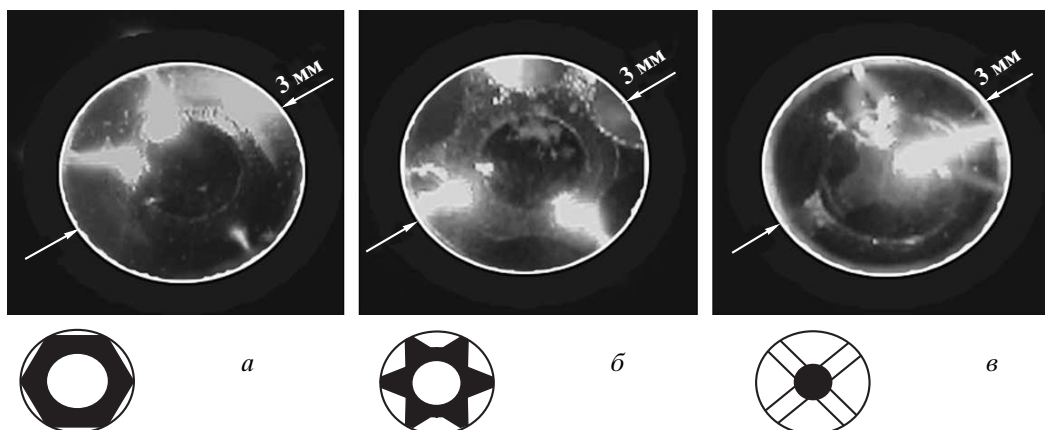


Рис. 4. Фотографии ближней зоны излучения пластины из селенида цинка при различной геометрии катода ( $U_0 = 50$  кВ,  $t_p = 150$  пс,  $z = 1.5$  мм): *a, б* — диаметр отверстия около 1.3 мм; *в* — площадь катода в точке контакта с пластиной примерно  $1 \times 1$  мм<sup>2</sup>

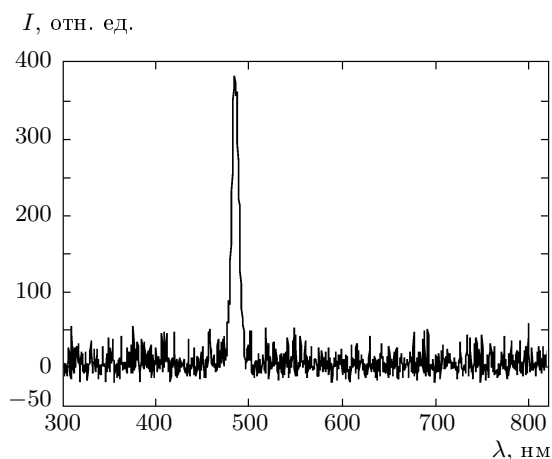


Рис. 5. Спектр излучения пластины селенида цинка при  $T = 300$  К ( $U_0 = 100$  кВ,  $\lambda_{max} = 480$  нм, полуширина линии  $\Delta\lambda = 10$  нм,  $L = 1$  мм,  $z = 1.5$  мм)

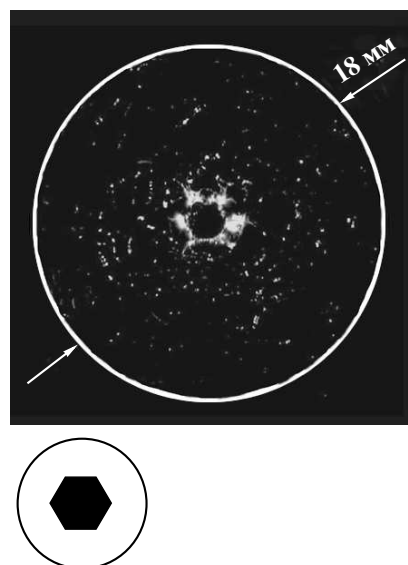


Рис. 6. Фотография свечения пластины сульфида кадмия ( $U_0 = 170$  кВ,  $L = 2$  мм,  $z = 1.5$  мм)

селенида цинка толщиной  $L = 1$  мм представлен на рис. 5. Максимальная импульсная мощность излучения пластины селенида цинка при  $L = 2$  мм,  $z = 1.5$  мм и  $U_0 = 150$  кВ, измеренная ФЭК-22, достигала 600 Вт, а интенсивность излучения порядка  $10^6$  Вт/см<sup>2</sup>.

Фотография свечения пластины сульфида кадмия диаметром 50 мм представлена на рис. 6. С увеличением напряжения до  $U_0 = 100$  кВ явно выраженной генерации лазерного излучения не наблюдалось, но по внешнему периметру катода и по направлению к анодному кольцевому электроду (диа-

метром 18 мм) возникли цепочки из светящихся точек диаметром в несколько микрометров. Точки по периметру катодных электродов светились желто-оранжевым цветом, а в остальном объеме — зеленым. Яркость свечения увеличивалась по направлению к кольцевому электроду. В отдельных группах точек возникал блеск, характерный для индуцированного излучения. Спектр излучения пластины из сульфида кадмия, полученный при  $U_0 = 170$  кВ, приведен на рис. 7.

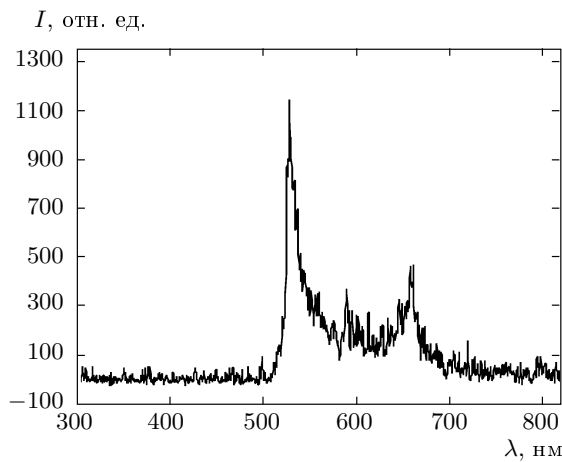


Рис. 7. Спектр излучения пластины сульфида кадмия при  $T = 300$  К ( $U_0 = 170$  кВ,  $\lambda_{max} = 530$  нм,  $\Delta\lambda = 13$  нм,  $L = 2$  мм,  $z = 1.5$  мм)

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Наблюдаемые люминесценция и генерация лазерного излучения в целом находятся в рамках теории ударной ионизации и туннельного эффекта при воздействии сильного электрического поля на полупроводники и возникновении в них стримерных разрядов [4]. В нашем случае скорость перемещения фронта разряда ( $v_p \approx 5 \cdot 10^8$  см/с), длительность импульса напряжения ( $t_p = 10^{-10}$ – $10^{-9}$  с) и напряженность электрического поля ( $10^6$ – $10^7$  В/см) удовлетворяют условиям этой теории. В соответствии с работой [4] в широкозонных полупроводниках (CdS, ZnSe) при напряженности электрического поля  $10^6$ – $10^7$  В/см концентрация электронно-дырочных пар может достигать  $10^{19}$ – $10^{20}$  см $^{-3}$  за счет ударной ионизации и туннелирования электронов из валентной зоны. При такой концентрации электронно-дырочных пар возможно усиление излучения, а при наличии оптического резонатора — генерация лазерного излучения.

В нашем случае оптический резонатор образован параллельными плоскостями (зеркалами) полупроводниковых образцов. Оценка всевозможных потерь показала, что наиболее существенный вклад вносят потери на зеркалах. В случае селенида цинка коэффициент потерь, приведенный к толщине возбужденной области (порядка  $10^{-3}$  см), равен примерно  $1500$  см $^{-1}$ . Как уже отмечалось, ширина спектра в зависимости от величины  $U_0$  менялась от 3 до 10 нм, а максимум генерации сдвигался в длинноволновую область и достигал 480 нм (см. рис. 5). Сдвиг макси-

мум генерации в длинноволновую сторону и увеличение ширины спектра генерации типичны для стримерных и полупроводниковых лазеров с накачкой электронным пучком [4, 12, 13]. Сдвиг линии генерации, начиная с концентраций  $10^{19}$  см $^{-3}$  электронно-дырочных пар ( $T = 300$  К), обычно вызывают с межчастичным взаимодействием неравновесных носителей [14]. Отсутствие на спектре (рис. 5) модовой структуры объясняется сравнительно низким разрешением спектрографа МС-120 (около 0.5 нм). Действительно, с учетом длины резонатора  $L = 1$  мм расстояние между модами составляет  $\lambda^2/2Ln \approx 0.04$  Å ( $n \approx 3$  — коэффициент преломления селенида цинка), что значительно меньше разрешающей способности спектрографа МС-120.

Существенным отличием от стримерных лазеров [4] является отсутствие длинных нитевидных (диаметром в несколько микрометров) стримерных разрядов, распространяющихся в объеме полупроводника по кристаллографическим направлениям. Предполагаемая основная причина — изменение распределения напряженности электрического поля между электродами. Действительно, сокращение расстояния между катодным и анодным электродами (0.5–1.5 мм), применение кольцевого электрода и отсутствие жидкого диэлектрика привели к значительному (более чем на порядок) увеличению напряженности электрического поля в разрядном промежутке и улучшению условий развития разряда в направлении от катодного электрода к анодному. Возможно, сказывается и влияние импульсной подсветки излучением разряда в воздухе [8]. Для экспериментальной проверки влияния напряженности электрического поля на формирование разряда был удален анодный электрод, а на катодный подавался импульс напряжения  $U_0 = 50$  кВ, при котором ранее наблюдалась генерация в пятне около катода (см. рис. 2б). Резкое уменьшение напряженности электрического поля после удаления анода привело к исчезновению генерации и появлению слабосветящихся стримерных разрядов, симметрично расположенных вокруг катода.

В соответствии с полученными экспериментальными данными можно представить следующую последовательность процесса возникновения люминесценции и генерации лазерного излучения (см. рис. 2). С увеличением напряжения  $U_0$  до 25 кВ у кромки катода возникают слабосветящиеся области (точки), от которых в направлении кольцевого анода распространяются разряды, возбуждающие в объеме полупроводника люминесценцию (см. рис. 2а). Регистрация спектра и мощности излуче-

ния в этом случае осложняется малой величиной сигнала, который находится на уровне шумов регистрирующей аппаратуры. При дальнейшем увеличении  $U_0$  до 50 кВ (см. рис. 2б) мощность излучения резко возрастает до 35 Вт, возникает направленность излучения с угловой расходимостью около  $3^\circ$  (см. рис. 3) и характерным для лазерного излучения блеском.

Спектральные характеристики излучения — длина волны, полуширина спектра, направленность излучения и наличие порога — соответствуют лазерным характеристикам излучения стримерных лазеров и лазеров с накачкой электронным пучком, изготовленных из полупроводниковых соединений  $A^{II}B^{VI}$  [4, 12, 13]. Люминесценция и генерация, возникают в местах наибольшей напряженности электрического поля по кромкам электродов и на переднем фронте распространяющегося разряда (см. рис. 2). Напряженность поля на фронте разряда растет по мере приближения к анодному кольцевому электроду. С увеличением амплитуды импульса напряжения (см. рис. 2) наблюдаются увеличение диаметра генерирующей области и уменьшение расстояния, на котором возникает генерация на фронте разряда. Ширина распространяющихся в направлении анодного электрода разрядов и размер возбужденной области около катодного электрода достигают нескольких сот микрометров. Аналогичный процесс возникает и у кольцевого электрода. Максимальная мощность 600 Вт, полученная при комнатной температуре, значительно превосходит мощность стримерного лазера (70 Вт), полученную при комнатной температуре при помещении полупроводников в диэлектрическую среду (трансформаторное масло), и 300 Вт в жидком азоте [3]. Угол расходимости  $\alpha = 3^\circ$ , соответствующий яркой части дальней зоны излучения селенида цинка (см. рис. 3), превышает дифракционную расходимость. Это объясняется тем, что наряду с продольными возбуждаются и поперечные типы колебаний. Частичная селекция поперечных мод происходит за счет длины резонатора (1–2 мм). В работе [15] показано, что с учетом возбужденных поперечных мод зависимость угла расходимости излучения от длины резонатора  $L$  должна иметь вид  $\alpha \propto \sqrt{1/L}$ , что хорошо согласуется с полученной угловой расходимостью  $\alpha \approx 3^\circ$ .

В случае сульфида кадмия приэлектродное желто-оранжевое свечение и свечение точек, расположенных в виде концентрических окружностей вокруг электродов (см. рис. 6), видимо, связано с длинноволновой составляющей свечения плазмы при разряде в воздухе и с полевом эффектом свечения от-

дельных точек. Заметим, что при механическом воздействии на поверхность сульфида кадмия (полировка) возможно образование точечных дефектов, которые могут располагаться в виде концентрических окружностей. Свечение отдельных точек под действием поля в кристаллах соединений  $A^{II}B^{VI}$  наблюдалось и ранее. В работах [16, 17] сделано предположение, что это свечение связано с наличием дислокаций. Выше на рис. 5 приведен интегральный спектр излучения пластины из сульфида кадмия. Видна длинноволновая компонента, связанная со свечением приэлектродной плазмы, а также зеленая линия, длина волны которой (530 нм) соответствует индуцированному излучению сульфида кадмия при комнатной температуре [6].

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные эксперименты определили новые возможности улучшения излучательных характеристик монокристаллов селенида цинка и сульфида кадмия под воздействием субнаносекундных импульсов высокого напряжения. Связаны они прежде всего с резким увеличением электрической прочности кристаллов в пикосекундном диапазоне, что позволяет сблизить электроды и обеспечить среднюю напряженность электрического поля в разрядном промежутке до  $10^6$  В/см и скорость нарастания поля до  $10^{16}$  В/см · с. Существенно, что в этом случае можно создать условия, при которых незавершенный разряд распространяется вдоль поверхности, сильно ионизуя приповерхностный слой. Образец подвергается одновременному действию светового излучения и электронного пучка, возникающих при развитии разряда в газе под воздействием субнаносекундного импульса высокого напряжения. Совокупность воздействия перечисленных факторов на образец до сих пор детально не исследовалась и безусловно представляет научный и прикладной интерес.

Авторы выражают благодарность сотрудникам института электрофизики УрО РАН А. В. Расулевой и В. И. Соломонову за помощь в проведении спектральных измерений и сотруднику Физического института им. П. Н. Лебедева РАН П. В. Шапкину за подготовку образцов селенида цинка. Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 07-02-12026-офи).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Г. А. Месяц, М. И. Яландин, УФН **175**, 225 (2005).
2. Г. А. Месяц, С. Д. Коровин, К. А. Шарыпов и др., Письма в ЖТФ **32**, 1 (2006).
3. Н. Г. Басов, А. Г. Молчанов, А. С. Насибов и др., Письма в ЖЭТФ **19**, 650 (1974).
4. Н. Г. Басов, А. Г. Молчанов, А. С. Насибов и др., ЖЭТФ **70**, 1751 (1976).
5. А. С. Насибов, А. З. Обидин, А. Н. Печенов и др., Письма в ЖТФ **5**, 22 (1979).
6. В. В. Зубрицкий, Г. П. Яблонский, В. П. Грибковский, ФТП **17**, 402 (1983).
7. А. А. Гладышук, А. Л. Гурский, В. В. Паращук, Ж. прикл. спектр. **42**, 890 (1985).
8. А. А. Гладышук, А. Л. Гурский, В. В. Паращук, Г. П. Яблонский, Ж. прикл. спектр. **44**, 978 (1986).
9. G. A. Mesyats, S. D. Korovin, V. V. Rostov et al., Proc. IEEE **92**, 1166 (2004).
10. М. И. Яландин, В. Г. Шпак, ПТЭ № 3, 5 (2001).
11. Y. V. Korostelin, V. I. Kozlovsky, A. S. Nasibov, and P. V. Shapkin, J. Crystal Growth **159**, 181 (1996).
12. Р. А. Балтрамеюнас, В. П. Грибковский, В. А. Иванов и др., ФТП **12**, 497 (1978).
13. В. И. Козловский, А. С. Насибов, В. И. Решетов, КЭ **5**, 2624 (1978).
14. W. F. Brinleman and P. A. Lee, Phys. Rev. Lett. **31**, 237 (1975).
15. Ю. А. Ананьев, А. А. Мак, Б. М. Седов, ЖЭТФ **52**, 12 (1967).
16. J. L. Gillson and F. J. Darnell, Phys. Rev. **125**, 149 (1962).
17. В. Л. Работкин, Опт. и спектр. **13**, 601 (1962).