

06;07;12

Влияние длительной работы и температуры на спектры карбид-кремниевых светодиодов, работающих в режиме электрического пробоя

© А.М. Генкин, В.К. Генкина, Л.П. Гермаш

Национальный технический университет Украины "Киевский политехнический институт"
252056 Киев, Украина

(Поступило в Редакцию 13 апреля 1998 г.)

Исследовано влияние длительной работы и температуры на спектральное распределение квантового выхода карбид-кремниевых светодиодов, работающих в режиме электрического пробоя. Обнаружен закономерный характер изменения спектра светодиодов в процессе их длительной работы. Выявлено значительное влияние самопоглощения и температурного сдвига полос на спектральное распределение температурного коэффициента излучения. Определены условия получения максимально стабильных светодиодов, которые возможно использовать в качестве образцовых излучателей для видимой области спектра.

Светодиоды на основе карбида кремния, работающие в режиме электрического пробоя (пробойные светодиоды), в максимальной степени соответствуют требованиям к образцовым источникам оптического излучения, предназначенным для градуировки по чувствительности спектральной аппаратуры. Их отличает широкий пологий спектр, подобный спектру абсолютно черного тела при температуре 6000–8000 К, высокая температурная и временная стабильность интегральной мощности излучения, стойкость к токовым перегрузкам и агрессивным воздействиям [1].

Одними из основных параметров, значения которых определяют возможность использования пробойных светодиодов в качестве образцовых источников, являются температурная и временная нестабильность спектрального распределения квантового выхода излучения в пределах всего рабочего диапазона длин волн (250–800 нм). Однако предшествующие исследования нестабильности квантового выхода пробойных светодиодов [2,3] относятся в основном к его интегральным величинам (по широкой спектральной области). Причем излучение выводилось через базовый кристалл карбида кремния, поскольку на характеристики приборов существенное влияние оказывало самопоглощение.

В настоящей работе исследовано влияние длительной работы и температуры на спектральное распределение квантового выхода карбид-кремниевых светодиодов, работающих в режиме электрического пробоя, при выводе излучения через тонкую *p*-область.

p-n-структуры изготавливались путем сплавления силуминовых дисков с промышленными кристаллами SiC-6H, выращенными по методу Лели. Диаметр структур составлял 150–300 мкм. Вплавление производилось в грани кристаллов, перпендикулярные кристаллографической оси С. Концентрация нескомпенсированных доноров в исходных кристаллах составляла величину порядка 10^{18} см^{-3} .

Пробой в исследуемых структурах локализовался в микроплазмах, расположение и характеристики кото-

рых зависели от степени легирования, способа обработки поверхности исходных кристаллов, термовременного режима сплавления, массы силуминовых дисков и других факторов. Выбирались структуры, в которых микроплазмы однородно заполняют всю площадь или локализуются внутри кольца, занимающего значительную часть площади *p-n*-перехода. Такие образцы получались путем тщательной отработки технологических режимов при условии искусственного внесения дефектов в приповерхностный слой исходных пластин карбида кремния. В оптимальном варианте напряжения включения микроплазм мало различались. На вольт-амперной характеристике появлению микроплазм соответствовал перегиб, предшествующий участку резкого возрастания тока. Высокая стабильность мощности излучения при постоянном токе в процессе длительной работы обеспечивалась для таких образцов на участке "резкого" пробоя, достаточно удаленном вверх по току от перегиба [2]. Некоторые характеристики пробойных светодиодов, содержащих аналогичные структуры, приведены в [1].

При величине обратного импульсного тока через исследуемые структуры, достигающей нескольких ампер, включалось максимальное количество микроплазм, яркости которых выравнивались и в их расположении проявлялась система: микроплазмы локализовались преимущественно по замкнутым отрезкам кривых линий, окружающих области, в которых наблюдалась максимальная яркость инжекционной электролюминесценции, возникающей при питании образца импульсами прямого тока с амплитудой, превышающей 0.5–1 А. Поэтому можно предположить, что появление микроплазм связано с регулярными неоднородностями фронта легирования. Густота расположения микроплазм увеличивалась при увеличении степени легирования исходных кристаллов.

Некоторые из исследуемых *p-n*-структур располагались по несколько штук на одном кристалле на расстоянии приблизительно 0.5 мм друг от друга. Такие структуры обладали минимальным разбросом характеристик, что позволяет связать неконтролируемые тех-

нологические факторы, оказывающие заметное влияние на их характеристики, со свойствами исходных пластин SiC-6H и термовременным режимом сплавления.

С целью использования фотонов, энергия которых превышает ширину запрещенной зоны SiC, излучение светодиодов выводилось через тонкую p -область. При выводе излучения через толщину SiC такие фотоны полностью поглощаются. Как показано в данной работе, температурная зависимость оптического поглощения в этом случае может значительно повлиять на стабильность приборов.

Наличие капли эмиттерного сплава позволяло осуществить путем термокомпрессионной сварки алюминиевой проволоки надежный, стабильный контакт к p -области, способный в течение более 1000 h пропускать импульсные токи амплитудой, превышающей 10 А, без заметных проявлений деградации. Сопротивление такого контакта не превышало единиц Ω . При выводе излучения со стороны p -области контакт "заслонял" не более 20–30% излучающей площади p - n -перехода с однородным полем микроплазм и практически не препятствовал выводу излучения образцов с кольцевой топографией излучения. Простая возможность получения "прозрачного" стабильного контакта к p -области представляется значительным преимуществом сплавной технологии изготовления p - n -перехода.

Измеряемые структуры размещались в теплоотводящих корпусах. Базовый контакт осуществлялся путем вакуумного напыления Ti + Ni.

Метод определения временной нестабильности квантового выхода η состоял в измерении сигнала фотоэлектронного умножителя I при воздействии на него излучения измеряемого светодиода перед и после заданных периодов наработки при неизменном их взаимном расположении и сравнении этого сигнала с сигналом I_e от эталонного излучателя. При этом определялась пропорциональная квантовому выходу величина относительной интенсивности излучения Φ измеряемого светодиода $\Phi = I/I_e$. Величина относительного изменения квантового выхода за период t работы светодиода определялась по формуле $\delta\eta = [\Phi(0) - \Phi(t)]/\Phi(0)$.

В качестве эталонных излучателей использовался набор пробойных светодиодов одного типа с измеряемыми, прошедших предварительное остаривание, подвергаемых взаимной проверке в течение всего периода проведения испытаний [4]. Эталонные светодиоды размещались вместе с измеряемыми на общей съемной кассете перед узлом фотоэлектронного умножителя на расстоянии около 30 см от фотокатода в массивном корпусе. В период испытаний не изменялось расположение светодиодов на кассете. Ее конструкция позволяла осуществлять одновременную наработку всех измеряемых светодиодов, а также контроль их характеристик. Для этого кассета представлялась с одного измерительного стенда на другой. Излучение в узком спектральном интервале выделялось с помощью интерференционных светофильтров, располагаемых перед фотокатодом фотоэлектронного умножителя. Эталонные светодиоды использовались в тех же

условиях, что и измеряемые. Их интенсивность излучения была такая же. Для их включения применялись те же системы питания и коммутации.

Измерения в спектральном диапазоне 687–361 nm осуществлялись в режиме счета фотонов с помощью фотоэлектронного умножителя ФЭУ-84. В ультрафиолетовой области использовался нечувствительный к видимому излучению ФЭУ-142. Фотоэлектронные умножители тщательно отбирались из большого количества экземпляров различных партий по критериям максимально стабильной регистрации слабых потоков излучения (интенсивностью порядка 10^5 – 10^7 фотонов в секунду) в одноэлектронном режиме. Следует отметить, что ФЭУ-142 имел недостаточно высокое усиление умножительной системы для эффективного использования его в одноэлектронном режиме. Однако удалось обнаружить экземпляр, значительно отличающийся от остальных, имеющий великолепные характеристики. Сигнал ФЭУ-142 регистрировался в интегральном свете (без светофильтров).

Как правило, в температурном интервале 300–400 К зависимости спектральной плотности квантового выхода от температуры были линейными, что позволяет характеризовать их величиной относительного температурного коэффициента $\gamma_{h\nu}$, выражаемого в %/К.

Для получения спектральной зависимости $\gamma_{h\nu}(h\nu)$ последовательно измерялись спектр образца при комнатной температуре T_1 и при температуре T_2 , превышающей комнатную на 100 К. При этом контролировалось постоянство фоточувствительности регистрирующей системы. Величина $\gamma_{h\nu}$ определялась для каждой энергии фотона с шагом $\Delta(h\nu) = 0.05$ eV по формуле

$$\gamma_{h\nu} = 100\%[I(T_2) - I(T_1)]/[I(T_1)(T_2 - T_1)].$$

Для совместного анализа привлекались спектр образца $N_{h\nu}(h\nu)$, выраженный в единицах количества излучаемых фотонов в единичном интервале энергий фотона, а также спектральное распределение величины относительной крутизны спектра $\xi(h\nu) = (1/N_{h\nu}) \cdot \Delta N_{h\nu}/\Delta(h\nu)$.

Измерение спектров излучения осуществлялось в диапазоне энергий фотона 1.8–3.8 eV с шагом 0.05 eV с помощью монохроматора ЗМР-3. В качестве фотоприемника использовался счетчик фотонов на основе ФЭУ-79, тщательно отобранного для обеспечения максимально стабильной регистрации излучения. Измеряемые образцы размещались в специальном держателе непосредственно перед входной щелью монохроматора. Держатель обеспечивал возможность регулирования и стабилизации температуры образца в пределах от комнатной до 400 К. Величины сигнала от измеряемого образца в пределах всего спектрального диапазона в течение времени измерения двух спектров, соответствующих комнатной и высокой температуре образца (около 2 h), воспроизводились с погрешностью, не превышающей 0.1%.

Для измерений временной нестабильности отобрано 14 типичных p - n -структур, некоторые из которых (содержащие в обозначении одинаковую начальную цифру)

располагались на одном кристалле. Из таких структур были изготовлены многоканальные светодиоды, содержащие в одном корпусе несколько излучающих $p-n$ -переходов с независимым питанием. Светодиоды располагались на двух кассетах. На каждой кассете присутствовали по два эталонных излучателя, один из которых принимался основным (по отношению к нему производилось нормирование сигналов остальных образцов), другой служил контрольным.

Наработка светодиодов производилась круглосуточно при токе 50 мА. Температура кассеты составляла около 350 К. Такой "облегченный" по сравнению с [3] режим питания представляется оптимальным для эксплуатации приборов по соображениям умеренной величины рассеиваемой мощности.

Измерение относительной интенсивности излучения производилось в узких спектральных интервалах при величине тока через светодиод, составляющей 50 мА, а также в интегральном свете при токах 3, 10, 50 мА с использованием ФЭУ-84 (имеющего область спектральной чувствительности 300–740 нм) и 50 мА с ФЭУ-142 (имеющим область спектральной чувствительности 112–365 нм при относительной спектральной чувствительности фотокатода на длине волны 365 нм, составляющей, согласно заводскому паспорту на данный экземпляр, 0,4%).

Для всех образцов напряжение, соответствующее перегибу на вольт-амперной характеристике, предшествующему участку резкого возрастания тока, составляло от 17 до 21 В. Величина тока, соответствующая перегибу, не превышала 1 мА.

В табл. 1 представлены данные, характеризующие форму вольт-амперной характеристики измеряемых образцов на участке 3–50 мА, а также величина максимального относительного изменения квантового выхода $(\delta\eta)_{\max}$ за весь период наработки (5779 h для образцов, расположенных на кассете 1, и 5965 h на кассете 2).

Как видно из таблицы, участок токов 3–50 мА соответствовал "резкому" пробою. Учитывая также его отдаленность от перегиба на вольт-амперной характеристике, можно было ожидать, как следует из предыдущих исследований [3], высокой временной стабильности интегрального квантового выхода светодиодов на этом участке.

Образцы 26-3 и 18-3 наработку не проходили, а являлись контрольными. По соответствующей им величине $(\delta\eta)_{\max}$ представляется возможным судить о погрешности измерений. Как видно из табл. 1, величина $(\delta\eta)_{\max}$ для образца 18-3 не превышала 1%, что позволяет оценить погрешность определения $\delta\eta$ для образцов, расположенных на кассете 2, в 1%. Значения $(\delta\eta)_{\max}$ для контрольного образца 26-3 оказались более высокими (величина $(\delta\eta)_{\max}$ достигает в одном из случаев 4%), что свидетельствует о неудачном выборе эталонных светодиодов для кассеты 1. По-видимому, один из них (или оба) проявлял нестабильность в период проведения испытаний, несмотря на отсутствие наработки. Поэтому погрешность определения величины $\delta\eta$

для кассеты 1 оцениваем в 4%. Интересно отметить случайный характер величины $(\delta\eta)_{\max}$, соответствующей контрольному образцу 26-2, полученной для различных спектральных интервалов. (по-видимому, проявлялись "пульсации" квантового выхода во времени). Существенное изменение вольт-амперной характеристики основного и контрольного эталонных светодиодов в период испытаний не выявлено, что не позволяет, к сожалению, отдать предпочтение по стабильности какому-либо из них.

Как видно из табл. 1, в результате наработки квантовый выход, как правило, возрастает. Максимальная величина $(\delta\eta)_{\max}$, достигающая для одного из образцов 37%, наблюдается в ультрафиолетовой области спектра (интегральный свет с ФЭУ-142). В спектральном интервале 361–687 нм получены значительно более низкие значения $(\delta\eta)_{\max}$, которые не препятствуют использованию приборов в качестве образцовых излучателей. Интегральный квантовый выход, соответствующий токам 3 и 10 мА, также был достаточно стабильным. Повышенные отрицательные значения $(\delta\eta)_{\max}$ при токе 3 мА для образцов 19-2 и 19-4 согласуются с характером изменения их вольт-амперной характеристики, аналогичным ранее описанному в [3]. Эти образцы отличаются более низкими значениями рабочего напряжения и соответственно более близким соседством перегиба на вольт-амперной характеристике.

Усредненная по всем образцам спектральная зависимость величины $(\delta\eta)_{\max}$ представлена на рис. 1. Кружочками обозначены средние, черточками максимальные и минимальные значения $(\delta\eta)_{\max}$. В график внесены также данные о величине $(\delta\eta)_{\max}$ в ультрафиолетовой области (интегральный свет с ФЭУ-142). Поскольку (учитывая форму спектра излучения светодиодов и спектра фоточувствительности ФЭУ-142) основной вклад в величину сигнала вносят фотоны с длинами волн из небольшой области вблизи 300 нм, то соответствующей величине $(\delta\eta)_{\max}$ условно присвоена длина волны 300 нм.

Как видно из рисунка, изменение спектра светодиодов в результате их наработки носит закономерный характер. Следует отметить, что для спектральных кривых образцов, расположенных на кассетах 1 и 2, проявляется не только явное сходство характера кривых, но и близость значений $(\delta\eta)_{\max}$. Существенное отличие наблюдается только в точке 300 нм. По-видимому, оно носит случайный характер и обусловлено более сильным влиянием неконтролируемых технологических факторов на характеристики образцов в ультрафиолетовой области спектра по сравнению с видимой областью. Похожий характер изменения формы спектра излучения пробойных светодиодов (сравнивались спектры до и после наработки, в обоих случаях нормированные к 1 при одной и той же длине волны), проходивших наработку с максимально возможной токовой нагрузкой при выводе излучения через базовый кристалл карбида кремния, отмечался в [3].

Зависимость усредненной по всем образцам величины Φ от времени наработки t представлена на рис. 2.

Таблица 1.

Образец	U, V			$(\delta\eta)_{\max}, \%$									
				Интегральный свет				Интерференционные светофильтры					
	ФЭУ-84		ФЭУ-142										
	Ток, mA							Длина волны, nm					
3	10	50	3	10	50	50	361	410	474	560	618	687	
Кассета 1													
31-1	20.6	21.2	22.8	7	10	10	15	8	6	7	11	12	11
31-2	20.4	21.0	22.4	10	10	8	21	7	6	6	9	11	9
21-1	18.5	19.0	20.3	4	6	6	9	8	7	2	5	6	4
21-2	18.5	18.9	20.0	2	5	6	8	9	6	5	4	5	3
19-1	18.4	18.8	19.5	1	5	7	9	12	11	9	5	5	3
19-2	18.2	18.6	19.7	-10	2	5	8		9	7	3	3	1
19-3	18.4	18.9	19.9	2	7	9	13	15	12	10	6	6	4
19-4	18.1	18.6	20.0	-14	0	0	6	8	7	6	3	3	1
21-3	18.6	19.0	19.8	-1	7	10	20		13	12	8	9	4
26-3	17.3	20.5	21.6	-2	1	2	2	1	3	4	2	2	0
Кассета 2													
11	18.0	18.5	19.4	-4	-5	9	37	16	9	5	3	2	1
14	20.4	20.7	21.5	6	4	4	17	12	10	8	5	4	3
28-1	22.5	23.4	25.7	8	10	9	25	10	6	5	6	9	5
28-2	22.3	23.1	25.2	8	7	6	17	4	2	3	5	7	2
18-5	21.4	22.4	23.3	15	16	14	19	18	14	12	11	12	12
18-3	21.1	21.6	22.8	1	0	-1	0	-1	-1	-1	-1	-1	-1

Как видно, изменение квантового выхода в течение времени наработки носит в большинстве случаев характер монотонного роста. Для кассеты 1 наблюдается менее четкая зависимость, возможно, из-за более высокой нестабильности эталонных светодиодов.

В процессе испытаний параллельно с измерением интенсивности излучения регистрировались величины напряжения на образце. Установлено, что для всех образцов напряжение при постоянном токе 3, 10 и 50 mA в процессе наработки сохранялось неизменным с точностью до 3 значащих цифр.

Перед началом и после окончания испытаний измерялась вольт-амперная характеристика образцов. Обнаружено, что в процессе длительной работы ее изменение было незначительным и затрагивало начальные участки, расположенные ниже перегиба. Четкая связь изменений вольт-амперной характеристики и квантового выхода не выявлена.

Обнаруженный в данной работе рост квантового выхода пробойных светодиодов в процессе длительной работы противоположен поведению инжекционных светодиодов [5], у которых квантовый выход падает из-за появления безызлучательных каналов рекомбинации.

Представляется, что под влиянием сильного электрического поля $p-n$ -перехода может происходить диффузия заряженных примесей, приводящая к расширению области объемного заряда и, следовательно, повышению пробивного напряжения, а также соответствующему изменению распределения по энергиям высокоэнергетических

носителей (смещению его в область высоких энергий за счет увеличения пути дрейфа свободных носителей в области сильного поля), что может привести к повышению квантового выхода пробойной электролюминесценции и доли высокоэнергетических фотонов в спектре. В области 2.6 eV, а также в красной области спектра в сплавных карбид-кремниевых $p-n$ -переходах наблюдаются полосы инжекционной электролюминесценции, связанные с излучательной рекомбинацией неосновных носителей. Аналогичные полосы присутствуют в спектрах пробойной электролюминесценции и объясняются [6] излучательной рекомбинацией неосновных носителей, возникающих в нейтральных областях структуры за счет ударной ионизации, производимой высокоэнергетическими основными носителями, покинувшими область сильного поля. В процессе наработки прибора может происходить гашение указанных полос за счет появления каналов безызлучательной рекомбинации, которое возможно в условиях сильного электрического поля и локального разогрева в микроплазмах. Это гашение может частично скомпенсировать рост основной компоненты излучения, обусловленной переходами высокоэнергетических носителей, происходящими без участия примесей и дефектов. Указанные соображения могут качественно объяснить характер кривой на рис. 1.

При выборе образцов для исследования температурной нестабильности спектрального распределения квантового выхода перекрыт практически весь диапазон рабочих напряжений, приемлемых для практического

Таблица 2.

Образец	Ток, mA	U, V	$\gamma_U \cdot 10^3, \%/K$	$\gamma_{max}, \%/K$	$\gamma_{min}, \%/K$	$\gamma_{int}, \%/K$	$\eta_{int} \cdot 10^6,$ фотон на электрон
164	50	12.61	-23	-0.06	-0.15	-0.08	.682
	100	13.33	-15	-0.02	-0.08	-0.04	
120	10	16.60	-3.0	-0.02	-0.1	-0.03	2.85
	50	17.24	0	+0.01	-0.05	-0.01	
	100	17.63	0.57	+0.02	-0.04	0	
11	10	18.50	-1.1	0	-0.05	-0.02	2.12
	50	19.45	-1.0	+0.04	-0.02	+0.01	
	100	20.05	-1.0	+0.06	0	+0.03	
19-1	10	18.78	-3.2	0	-0.03	-0.02	2.71
	50	19.47	-5.1	0	-0.03	-0.01	
	100	20.01	-6.0	0	-0.03	-0.02	
90-1	50	20.28	-3.4	+0.01	-0.04	-0.02	2.29
*	50	20.28	-3.4	+0.03	-0.7	-0.03	
14	10	20.78	1.9	0	-0.04	-0.02	2.29
	50	21.50	0.93	+0.01	-0.03	-0.01	
	100	21.51	0.93	+0.01	-0.03	-0.01	
18-1	10	21.45	-1.9	0	-0.05	-0.03	3.45
	50	22.50	-3.6	+0.01	-0.03	-0.02	
	100	23.23	-2.6	+0.01	-0.03	-0.01	
28-2	10	23.13	-3.5	0	-0.05	-0.02	3.48
	50	25.09	-17	0	-0.05	-0.02	
	80	26.05	-20	0	-0.05	-0.02	

использования светодиодов. Некоторые характеристики образцов и результаты измерений представлены в табл. 2.

Там, где это возможно было осуществить с приемлемой точностью, зависимость $\gamma_{hv}(h\nu)$ измерялась на границах и в середине рабочего диапазона токов в стационарном режиме питания образца. В табл. 2 приведены максимальная γ_{max} и минимальная γ_{min} величины γ_{hv} в диапазоне энергий фотона 1.8–3.4 eV, а также интегральная величина γ_{int} по отношению к неселективному фотоприемнику, рассчитанная для той же спектральной области. Для некоторых образцов представлена интегральная величина внутреннего квантового выхода пробойной электролюминесценции η_{int} в диапазоне энергий фотона 1.8–3.4 eV, оценка которой произведена с погрешностью, не превышающей 100%.

Для совместного анализа в таблице представлены также значения напряжения на образце U (определяемого в основном концентрацией нескомпенсированных доноров в исходных кристаллах) при комнатной температуре, а также величина относительного температурного коэффициента напряжения γ_U .

С целью установления влияния самопоглощения на форму и температурную зависимость спектрального распределения квантового выхода пробойных светодиодов производилось измерение одного и того же типичного образца при выводе излучения со стороны p -области, а

также через базовый кристалл (в таблице соответствующий случай обозначен звездочкой).

Как видно из табл. 2, значения η_{int} у различных образцов отличались незначительно, заметно возрастают при повышении U . Исключение составляет низковольтный образец 164, рабочий режим которого соответствует, по-видимому, области туннельного пробоя, предшествующей вышеупомянутому перегибу на вольт-амперной характеристике. Для таких образцов характерны небольшие величины η_{int} и более резкая зависимость $\eta_{int}(U)$.

При выводе излучения через тонкую p -область наблюдаются уникально низкие значения γ_{hv} во всем исследованном спектральном диапазоне, не выходящие, как правило, за пределы $(-0.05) - (+0.05)\%/K$. Наблюдается слабая зависимость величин γ_{hv} от U . Исключение составляет низковольтный образец 164. Такие образцы имеют повышенные отрицательные величины γ_{hv} , возрастающие в сторону положительных значений при увеличении U . Выделяется также образец 11, имеющий повышенные положительные значения γ_{hv} .

При повышении тока через образец величины γ_{hv} , как правило, смещаются в сторону положительных значений. Эта тенденция проявилась в максимальной степени для низковольтных образцов, а также для образца 11. Для излучателей с рабочими напряжениями, превышающими 20 V, влияние тока в диапазоне 10–100 mA на температурную зависимость квантового выхода проявляется не-

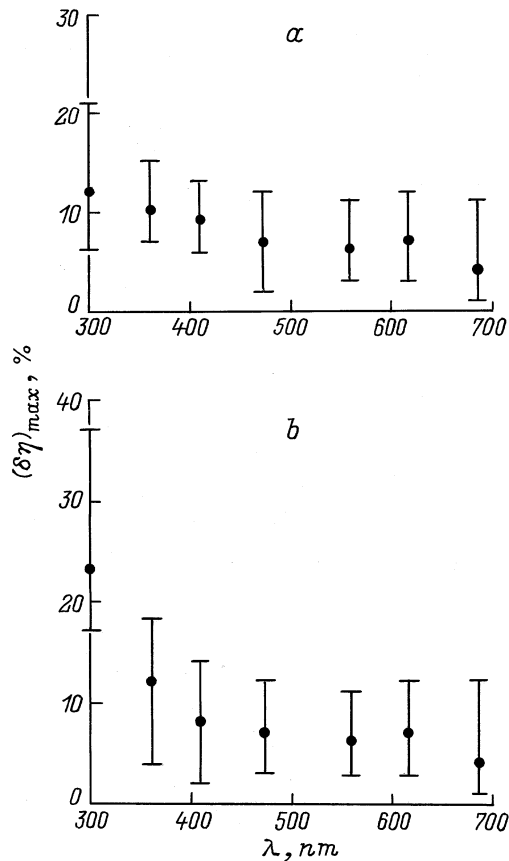


Рис. 1. Спектральная зависимость максимального относительного изменения квантового выхода пробойных светодиодов за весь период наработки: *a* — кассета 1, *b* — кассета 2.

значительно. Установлено, что значительное увеличение по модулю отрицательных значений γ_{hv} начинается при уменьшении тока до значений, близких к перегибу на вольт-амперной характеристике.

Как видно из таблицы, для большинства образцов характерна малая отрицательная или положительная величина γ_U . Исключение составляет низковольтный образец 164. Такие образцы имеют значительно более резкую зависимость $U(T)$, крутизна которой понижается по мере приближения рабочего режима к перегибу на вольт-амперной характеристике и перехода на участок резкого пробоя. Выделяется также высоковольтный образец 28-2, у которого наблюдаются повышенные отрицательные значения γ_U , возрастающие по модулю при увеличении тока. По-видимому, для этого образца существенным является влияние последовательного сопротивления, зависящего от температуры сильнее, чем сопротивление области пространственного заряда. С этим предположением согласуется повышенная величина дифференциального сопротивления образца 28-2 на рабочем участке токов.

Положительные значения температурного коэффициента напряжения у ряда сплавных $p-n$ -переходов на карбиде кремния, изготовленных на гранях кристаллов, перпендикулярных кристаллографической оси C ,

наблюдаемые нами в данной, а также предшествующих работах (например, [1]), не согласуются с данными об "аномальной" температурной зависимости электронного коэффициента ударной ионизации в α -SiC при ориентации электрического поля $E \parallel C$ [7]. Причина такого несоответствия не находит пока объяснения в рамках существующих моделей [8].

Характер распределений $\gamma_{hv}(h\nu)$, а также $\xi(h\nu)$ хорошо воспроизводится для всех образцов. На рис. 3 представлены спектры типичного образца 90-1 при выводе излучения через тонкую p -область (кривые 1), а также через базовый кристалл (кривые 2).

Как видно из рисунка, характер кривых $\gamma_{hv}(h\nu)$ и $\xi(h\nu)$ во многом аналогичен. Это позволяет предположить, что одним из факторов, определяющих величину температурного коэффициента и его спектральную зависимость, является температурный сдвиг основных компонент излучения. При этом квантовый выход излучения повышается на приближающемся склоне спектральной полосы и понижается на удаляющемся, причем относительное изменение квантового выхода (т.е. величина γ_{hv}) при отсутствии влияния других факторов должно быть пропорциональным относительной крутизне спектра в данной спектральной области. Как видно из рисунка, при выводе излучения через базовый кристалл SiC температурная зависимость оптического поглощения является основным фактором, определяющим величину и спектральный ход температурного коэффициента в области, соответствующей краю поглощения (при энергиях фотона, превышающих 2.6 eV). Существенную роль

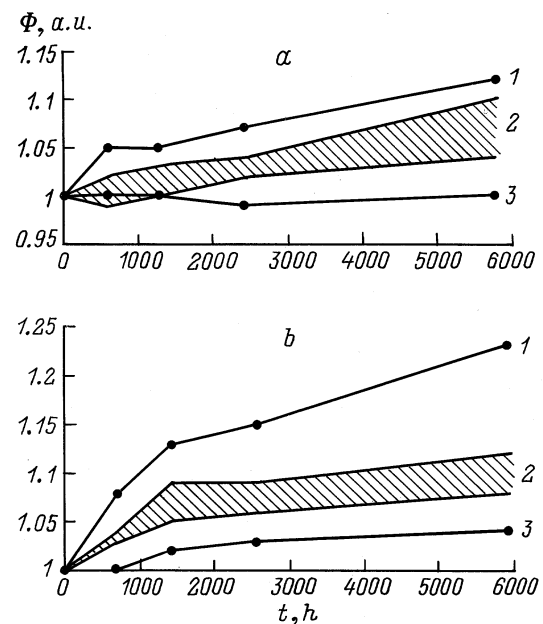


Рис. 2. Зависимость относительной интенсивности излучения пробойных светодиодов от времени наработки: *a* — кассета 1, *b* — кассета 2; ток через образец, мА: 1 — 50, 2 — 10, 3 — 3; спектральная область — интегральный свет с ФЭУ-142 (1); с ФЭУ-84 (2, 3); интерференционные светофильтры на длины волн 361, 410, 474, 560, 608, 687 nm (2).

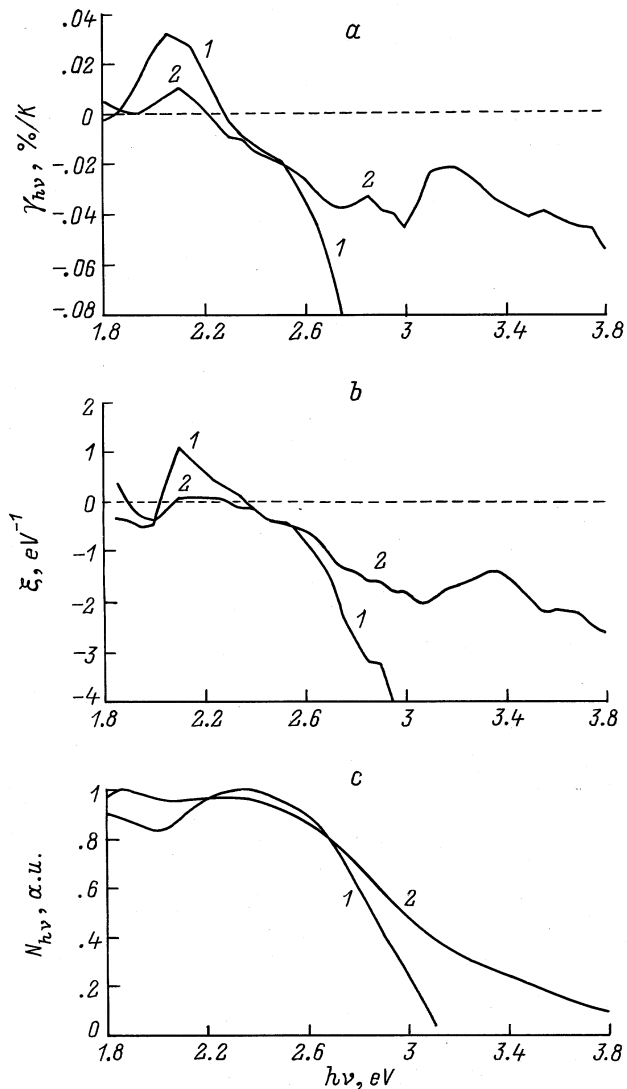


Рис. 3. Спектральные зависимости для типичного пробойного светодиода: *a* — распределение относительного температурно-коэффициента спектральной плотности квантового выхода; *b* — распределение относительной крутизны спектра; *c* — распределение фотонов по энергии.

она играет также в области примесного поглощения в месте расположения известной полосы с максимумом в районе 1.9 eV. Как видно из табл. 2, интегральная величина γ_{int} улучшается для данного образца в 1.5 раз при выводе излучения со стороны *p*-области в основном за счет устранения влияния температурного сдвига края оптического поглощения.

Особый практический интерес представляет интегральная величина температурного коэффициента квантового выхода пробойных светодиодов γ по отношению к различным типам фотоэлектронных умножителей. Расчет для наиболее распространенных типов фотокатодов, произведенный для образца 90-1 при выводе излучения через *p*-область, дает для величины γ значения

0.108–0.025%/K. Для всех типов фотокатодов осуществляется выигрыш по сравнению со случаем вывода излучения через базовый кристалл более чем в два раза (несмотря на то что на область края оптического поглощения приходится небольшая доля излучения светодиодов, в этой области расположен максимум чувствительности фотокатодов).

Как видно из рис. 3, влияние температурной зависимости оптического поглощения проявляется также и при выводе излучения со стороны *p*-области в виде провала в области 3 eV на кривой $\gamma_{hv}(h\nu)$. Самопоглощению в этом случае подвержена небольшая доля излучения, отраженного от граней кристалла в направлении регистрирующей системы.

Установлено, что величина γ для ультрафиолетовой компоненты излучения (по отношению к ФЭУ-142), по данным для 40 излучателей, при токе 100 mA находится в сравнительно небольшом интервале от -0.15 до $-0.06\%/K$. Повышенные значения γ в ультрафиолетовой области по сравнению с видимой коррелируют с более высокой крутизной спектра излучения, что позволяет объяснить указанное различие влиянием температурного сдвига.

Таким образом, определены условия, при которых на основе сплавной технологии получения *p-n*-переходов на промышленных кристаллах карбида кремния поли-типа 6H получают светодиоды, работающие в режиме электрического пробоя, обладающие максимальной стабильностью спектрального состава излучения. Такие приборы можно использовать в качестве образцовых источников излучения для видимой области спектра. Получены предварительные данные о параметрах светодиодов в ультрафиолетовой области спектра, которые указывают на возможность создания образцовых излучателей для этой области. Представляется, что необходимы более детальные исследования спектральных и других характеристик ультрафиолетовых излучателей.

Показано, что достаточно высокая температурная стабильность, являющаяся одним из важнейших требований, предъявляемых к образцовым источникам излучения, может быть достигнута в случае пробойных светодиодов не путем термостатирования прибора, как при использовании всех традиционных типов излучателей, а за счет особенностей механизма пробойной электролюминесценции. Это определяет возможность создания малогабаритных приборов, управляемых питающим током, с практически мгновенной готовностью к работе, которые можно эффективно использовать в импульсном режиме.

Предложенный в настоящей работе метод определения временной нестабильности источников слабого излучения в широкой области спектра отличается высокой производительностью, что позволяет использовать его для метрологического обеспечения эталонных излучателей в условиях серийного производства.

Список литературы

- [1] *Алтайский Ю.М., Генкин А.М.* // ЖТФ. 1982. Т. 52. Вып. 3. С. 543–545.
- [2] *Алтайский Ю.М., Генкин А.М., Генкина В.К.* и др. // Электронная техника. Сер. 2. 1987. № 4(190). С. 76–78.
- [3] *Белоус М.В., Генкин А.М., Генкина В.К.* и др. // ЖТФ. 1997. Т. 67. Вып. 1. С. 130–132.
- [4] *Генкин А.М., Генкина В.К., Огнева Л.Г.* // Диэлектрики и полупроводники. 1987. Вып. 32. С. 81–84.
- [5] *Птащенко А.А.* // Журн. прикл. спектр. 1980. Т. 33. Вып. 5. С. 781–803.
- [6] *Косяченко Л.А., Пивовар А.В., Склярчук В.М.* // Журн. прикл. спектр. 1982. Т. 36. Вып. 2. С. 236–242.
- [7] *Константинов А.О.* // ФТП. 1983. Т. 17. Вып. 12. С. 2124–2128.
- [8] *Аникин М.М., Левинштейн М.Е., Попов И.В.* и др. // ФТП. 1988. Т. 22. Вып. 9. С. 1574–1579.