

ISSN 2542-0569

ИЗЛУЧЕНИЕ. ПУЧКИ. ПЛАЗМА

---

Монографическая серия

---

2020, Выпуск 4

---

СПЕКТРАЛЬНЫЕ И АМПЛИТУДНО-ВРЕМЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ  
ЧЕРЕНКОВА ПРИ ЭНЕРГИЯХ ЭЛЕКТРОНОВ В СОТНИ кэВ

---

SPECTRAL AND AMPLITUDE-TIME CHARACTERISTICS OF CHERENKOV RADIATION  
AT ELECTRON ENERGIES OF HUNDREDS OF keV

ИЗЛУЧЕНИЕ. ПУЧКИ. ПЛАЗМА  
Монографическая серия  
2020, Выпуск 4

---

*Редакционная коллегия серии:*

*Тарасенко В.Ф.*, д.ф.-м.н., профессор, г.н.с. Института сильноточной электроники СО РАН, г. Томск

*Козырев А.В.*, д.ф.-м.н., профессор, зав. лаб. Института сильноточной электроники СО РАН, г. Томск

*Солдатов А.Н.*, д.ф.-м.н., профессор, зав. каф. Томского государственного университета, г. Томск

*Евтушенко Г.С.*, д.т.н., профессор Томского политехнического университета, г. Томск

*Соснин Э.А.*, д.ф.-м.н., профессор Томского государственного университета, г. Томск

Выпуски серии индексируются в Российском индексе научного цитирования (РИНЦ). Полнотекстовые электронные версии размещены в свободном доступе на платформах eLibrary.ru и books.google.ru.

Серия основана в 2016 г.

---

Учредитель и издатель серии: Издательство "СТТ".  
Адрес: 634028, г. Томск, проспект Ленина, 15<sup>б</sup>-1.  
Тел.: (3822) 421-455. E-mail: stt@sttonline.com.

Адрес Редколлегии серии: 634055, г. Томск, проспект Академический, д. 2/3, лаборатория оптических излучений, В.Ф. Тарасенко. E-mail: VFT@loi.hcei.tsc.ru.

(с) Использование материалов, опубликованных в серии "Излучение. Пучки. Плазма", регулируется свободными лицензиями Creative Commons CC BY-NC-SA.

ФГБУН «Институт сильноточной электроники» СО РАН

Е.Х. Бакшт, М.В. Ерофеев,  
В.Ф. Тарасенко, В.И. Олешко

**СПЕКТРАЛЬНЫЕ И АМПЛИТУДНО-  
ВРЕМЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ  
ИЗЛУЧЕНИЯ ЧЕРЕНКОВА ПРИ ЭНЕРГИЯХ  
ЭЛЕКТРОНОВ В СОТНИ кэВ**

Серия «Излучение. Пучки. Плазма»  
*Выпуск 4*

Scientific & Technical Translations



ИЗДАТЕЛЬСТВО  
Томск 2020

УДК 535.376; 535.33; 535.33; 537.527; 537.523; 533.9.07;  
621.316.933.6; 535.232.14; 539.1.074.4  
С71

**Спектральные и амплитудно-временные характеристики  
С71 излучения Черенкова при энергиях электронов в сотни кэВ /**  
Е.Х. Бакшт, М.В. Ерофеев, В.Ф. Тарасенко, В.И. Олешко. – Томск : STT, 2020.  
– 180 с. – (Серия “Излучение. Пучки. Плазма”, Вып. 4).

ISBN 978-5-93629-651-2  
ISSN 2542-0569

В монографии основное внимание уделено исследованиям и анализу характеристик излучения Черенкова (ИЧ) при возбуждении образцов из различных материалов пучками электронов, а также сравнению ИЧ с характеристиками импульсной катодолюминесценции (ИКЛ) в этих условиях. Подробно описаны результаты исследований спектральных, амплитудно-временных и пространственных характеристик ИЧ, полученные, в основном, за последние 10 лет, при возбуждении прозрачных веществ пучками электронов с энергией десятки-сотни кэВ. Полученные результаты могут быть использованы при создании детекторов быстрых электронов.

Монография будет полезна тем, кто имеет дело с исследованием спектральных и амплитудно-временных характеристик излучения при возбуждении диэлектриков и полупроводников пучком электронов. Она будет востребована научными сотрудниками, студентами, аспирантами, преподавателями вузов, а также инженерно-техническими работниками.

**УДК 535.376; 535.33; 535.33; 537.527; 537.523;  
533.9.07; 621.316.933.6; 535.232.14; 539.1.074.4**

*Рецензенты:*

- Полисадова Елена Федоровна* – д.ф.-м.н., профессор Инженерной Школы новых производственных технологий отделения материаловедения Национального исследовательского Томского политехнического университета (ТПУ), г. Томск;
- Потылицын Александр Петрович* – д.ф.-м.н., профессор Исследовательской Школы физики высокоэнергетических процессов Национального исследовательского Томского политехнического университета (ТПУ), г. Томск;
- Смирнов Серафим Всеволодович* – д.т.н., профессор кафедры физической электроники Томского государственного университета систем управления и радиоэлектроники, г. Томск.



Российский  
научный  
фонд

*Исследование выполнено при финансовой поддержке гранта Российского  
научного фонда, проект № 18-19-00184.*

ISBN 978-5-93629-651-2  
ISSN 2542-0569

- © Е.Х. Бакшт, М.В. Ерофеев, В.Ф. Тарасенко,  
В.И. Олешко, 2020  
© Дизайн. Оформление. STT™, 2020

# Оглавление

Список сокращений .....	7
Предисловие .....	8
Литература к предисловию.....	13
<b>Глава 1. Основные свойства излучения черенкова и типы черенковских детекторов .....</b>	<b>20</b>
1.1. Основные свойства излучения Черенкова.....	20
1.2. Черенковские детекторы .....	30
Литература к главе 1 .....	34
<b>Глава 2. Экспериментальное оборудование и методики измерений.....</b>	<b>36</b>
2.1. Конструкция и характеристики ускорителей электронов .....	37
2.1.1. СЛЭП-150М.....	37
2.1.2. ГИН-500 .....	41
2.1.3. РАДАН-220.....	49
2.1.4. ГИН-55-01.....	51
2.1.5. ГИН-600 .....	52
2.1.6. Микротрон 6 МэВ .....	54
2.2. Экспериментальные установки и характеристики материалов образцов .....	55
Литература к главе 2.....	68
<b>Глава 3. Результаты экспериментальных исследований ИЧ и ИКЛ различных материалов .....</b>	<b>74</b>
3.1. Спектральные и амплитудно-временные характеристики ИЧ и ИКЛ.....	74

3.2. Пространственные характеристики ИЧ и ИКЛ.....	122
3.3. Оценка соотношения энергий ИЧ и ИКЛ, возбуждаемых электронным пучком в алмазе .....	128
3.3.1. Постановка задачи .....	128
3.3.2. Оценка соотношения энергий ИКЛ и ИЧ внутри алмазных образцов .....	131
3.4. Выводы.....	137
Литература к главе 3 .....	140
<b>Глава 4. Результаты экспериментальных исследований излучения Черенкова и импульсной катодолюминесценции в полиметилметакрилате .....</b>	<b>147</b>
4.1. Амплитудно-временные характеристики свечения ПММА.....	149
4.2. Спектральные характеристики свечения ПММА.....	152
4.3. Пороги разрушения ПММА под действием электронного пучка.....	157
4.4. Выводы.....	163
Литература к главе 4.....	165
Заключение .....	169
Об авторах .....	171
Summary .....	175

## Список сокращений

- ИЧ – излучение Черенкова;
- ИКЛ – импульсная катодолюминесценция;
- УФ – ультрафиолетовый;
- ВУФ – вакуумно-ультрафиолетовый;
- ПММА – полиметилметакрилат;
- ФЭУ – фотоэлектронный умножитель;
- RICH – Ring Imaging Cherenkov;
- с.л.э.п. – сверхкороткий лавинный электронный пучок.

## Предисловие

Последние годы увеличилось число работ, посвященных исследованиям излучения различных веществ под воздействием пучков электронов. В монографии основное внимание уделено изучению и анализу характеристик излучения Черенкова (ИЧ) [1] при возбуждении образцов из различных материалов пучками электронов, а также сравнению ИЧ в одинаковых условиях с характеристиками импульсной катодолуминесценции (ИКЛ). Подробно описаны результаты исследований спектральных, амплитудно-временных и пространственных характеристик ИЧ, полученные в основном за последние 10 лет при возбуждении прозрачных веществ пучками электронов с энергией десятки-сотни кэВ. Отметим, что в настоящее время термин «излучение Черенкова» применяется более часто, особенно в зарубежной литературе, чем термин «излучение Вавилова–Черенкова». Поэтому мы будем использовать более употребляемый в последние годы термин ИЧ.

Хорошо известно, что ИЧ возникает при движении в веществе заряженных частиц со скоростью, превышающей фазовую скорость света. ИЧ является универсальным в том смысле, что под действием частиц с достаточной энергией «светятся» все прозрачные тела, находящиеся в жидком, газообразном и твердом состоянии. Это позволяет использовать ИЧ для регистрации различных заряженных частиц. Для появления ИЧ энергия заряженной частицы должна превышать величину пороговой энергии, которая зависит от показателя преломления вещества. Интенсивность ИЧ увеличивается с ростом энергии, поэтому ИЧ широко применяется для регистрации высокоэнергетических частиц [2–8], в частности, при исследованиях частиц с энергиями



от сотен МэВ до единиц – десятков ГэВ, которые постоянно бомбардируют атмосферу Земли [9–12]. При создании детекторов ИЧ для регистрации высокоэнергетических частиц обычно используется зависимость угловых характеристик ИЧ в видимой и ультрафиолетовой (УФ) областях спектра от энергии частиц. Согласно теории, см., например, [3, 13], которая подтверждена экспериментальными измерениями, ИЧ распространяется под углом к направлению движения частицы, и этот угол зависит от энергии и сорта частицы, а также от показателя преломления вещества. Это позволяет диагностировать параметры высокоэнергетических пучков электронов. Например, в экспериментах [14] показана возможность измерения (применяя ИЧ, генерируемого в оптических волокнах) профиля поперечного электронного пучка низкой интенсивности с энергией в несколько МэВ. Основным преимуществом данного метода является перпендикулярная ориентация волокна относительно оси электронного пучка. Это позволило уменьшить погрешности при экспериментальных измерениях по сравнению со случаем, когда оптическое волокно наклонено под углом, соответствующим направлению ИЧ. В работе [15] с использованием стрик-камеры с помощью ИЧ с высоким временным разрешением была измерена длительность импульса тока пучка, которая составила  $\sim 250$  фс.

В последнее десятилетие большое внимание стало уделяться созданию черенковских детекторов для регистрации пучков убегающих электронов в установках типа токамак и исследованиям условий генерации убегающих электронов в таких установках [16–27]. Использование ИЧ для диагностики быстрых электронов может помочь понять оптимальные условия получения высокотемпературной плазмы. Как было показано [28, 29], энергия убегающих электронов в установках токамак составляет от десятков кэВ до десят-

ков МэВ, и они могут в определенных условиях повреждать стенки рабочей камеры [29, 30]. Соответственно, создаваемые датчики должны регистрировать электроны с различными энергиями и сохранять свои свойства при высоких дозах облучения. Поэтому в работах [16–19] при создании детекторов ИЧ в качестве радиатора был использован алмаз. Алмазы имеют высокий показатель преломления, а также высокую теплопроводность и лучевую стойкость [31]. Однако в работах [17, 18] спектры излучения алмазных радиаторов не регистрировались, хотя это важно при калибровке детекторов. Только в работе [19] калибровка черенковского детектора была проведена при энергии электронов 2.3 МэВ, и был приведен спектр его излучения, который, однако, не соответствует спектру ИЧ. Интенсивная полоса регистрировалась в области 500–700 нм и имела максимум на длине волны 637 нм. Ранее в работе [32] ИЧ, испускаемое при облучении электронами диэлектриков, – таких как слюда, кварц и ВаTiO, регистрировалось в просвечивающем электронном микроскопе с ускоряющими напряжениями до 200 кВ. Излучение имело максимум интенсивности при энергии электронов 200 кэВ на длине волны 400 нм, что больше соответствует характеристикам ИЧ. В более поздней работе данных авторов [33] сообщалось об излучении тонких пленок из различных материалов, например, слюды, кремния и серебра. Параметры излучения изучались с учетом зависимости от толщины пленки и ускоряющего напряжения. Излучение, выходящее из слюды в направлении распространения электронного пучка, содержало ИЧ, которое имело максимум интенсивности при энергии электронов 200 кэВ на длине волны 300 нм. Однако причина уменьшения интенсивности излучения в коротковолновой области не обсуждалась и спектр пропускания слюды не измерялся.

В [34–36] было показано, что интенсивность ИЧ в алмазе при энергиях электронов до 200 кэВ значительно ниже интенсивности ИКЛ в ультрафиолетовом (УФ) и видимом спектральных диапазонах и его детектирование затруднено. Исследования ИКЛ без регистрации ИЧ описано во многих работах, см., например, монографию [37] и статьи в сборниках [38, 39]. В работах [34–36] ИЧ в синтетических и природных алмазах при энергии электронов до 200 кэВ было зарегистрировано с помощью монохроматора и ФЭУ. Интенсивность ИЧ, как и следует из теории [13], возрастала с уменьшением длины волны в диапазоне 240–360 нм. При энергии электронов до 200 кэВ было трудно выделить ИЧ на фоне излучения полос катодолюминесценции с помощью обычных спектрометров, например, фирмы Ocean Optics. С увеличением энергии электронов, как и следовало ожидать [3, 13], интенсивность ИЧ увеличивалась. В [40–42] были найдены условия, при которых ИЧ регистрировалось с помощью стандартных спектрометров при энергиях электронов до 200 – 400 кэВ. Ранее в [34, 35] было показано, что для регистрации ИЧ при сравнительно малых энергиях электронов лучше всего использовать образцы, прозрачные в УФ-диапазоне и характеризующиеся низкой интенсивностью или отсутствием ИКЛ полос.

Также представляет интерес исследование свечения полиметилметакрилата (оргстекла, ПММА) под действием электронного пучка. Этот материал широко используется в медицинской дозиметрии при определении доз облучения различными видами ионизирующих излучений (см., например, [43–46]). В нескольких работах, посвященных этой тематике, регистрируется спектр излучения ПММА [44, 45, 47], однако отсутствовали данные о свечении ПММА при прямом воздействии на этот материал электронного пучка с энергией электронов в диапазоне десятков-сотен кэВ.

Для оценки энергии электронов пучка при напряжении на газонаполненном диоде  $<300$  кВ использовали свечение ПММА авторы [48, 49]. При этом полагалось, что основной составляющей свечения является ИЧ. В работах [50–52] было показано, что при энергии электронов пучка до 400 кэВ в ПММА из-за сильного поглощения излучения в области короче 300–350 нм, а также из-за внутреннего пробоя образцов вследствие накопления в них электронов при больших плотностях тока пучка и/или длительностях импульсов, регистрация ИЧ затруднена, даже с помощью монокроматора и ФЭУ.

Таким образом, результаты спектральных исследований ИЧ в алмазе, а также других веществах, полученные в разных научных группах, требовали дополнительных исследований, тщательного анализа и сравнения с характеристиками ИКЛ.

В данной монографии приведены результаты исследований спектральных и амплитудно-временных характеристик свечения различных материалов под воздействием пучка электронов с различной энергией, полученные в последние годы, и показаны условия, в которых возможна регистрация ИЧ, возбуждаемого электронными пучками с энергией электронов в диапазоне 50–400 кэВ.

В первой главе на качественном уровне объясняется возникновение ИЧ, приводятся основные соотношения и свойства этого излучения, а также дается классификация черенковских детекторов.

Во второй главе описывается экспериментальная аппаратура, которая использовалась в исследованиях, приводятся параметры ускорителей электронов, схемы экспериментальных установок и методики измерений.

Третья глава посвящена исследованию спектральных и амплитудно-временных характеристик свечения образцов

из различных материалов (в основном кристаллических), возбуждаемого электронными пучками с различными параметрами.

В четвертой главе описаны результаты исследования взаимодействия образцов полиметилметакрилата с электронными пучками: амплитудно-временные и спектральные характеристики свечения, а также пороги разрушения

Авторы выражают благодарность своим коллегам, с которыми проводились совместные исследования характеристик ИЧ и ИКЛ.

Издание данной монографии, а также исследования характеристик излучения Черенкова и импульсной катодолюминесценции в 2018–2020 годах в Институте сильноточной электроники СО РАН (ИСЭ СО РАН) выполнены за счет гранта Российского научного фонда (проект №18-19-00184).

### Литература к предисловию

1. Cherenkov P. In Nobel Lectures, Physics: 1942–1962. – Nobel Foundation Staff, Elsevier, 1964. – 636 p. – (<https://doi.org/10.1016/C2013-0-07831-0>).
2. Sumiyoshi T., Adachi I., Enomoto R. et al. Silica aerogels in high energy physics // Journal of Non-Crystalline Solids. – 1998. – Vol. 225. – P. 369–374. – ([https://doi.org/10.1016/S0022-3093\(98\)00057-X](https://doi.org/10.1016/S0022-3093(98)00057-X)).
3. Зрелов В.П. Излучение Вавилова–Черенкова и его применение в физике высоких энергий. – М. : Атомиздат, 1968. – Ч. 2. – 302 с. – (<https://search.rsl.ru/ru/record/01005598158>).
4. Болотовский Б.М. Излучение Вавилова–Черенкова (история открытия) // Успехи физических наук. – 2009. – Т. 179, № 1. – С. 1161–1173. – (<https://doi.org/10.3367/UFNr.0179.200911c.1161>).
5. Ginis V., Danckaert J., Veretennicoff I. et al. Controlling Cherenkov radiation with transformation-optical metamaterials // Physical Review Letters. – 2014. – Vol. 113. – P. 167402. – (<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.113.167402>).

6. Lin X., Easo S., Shen Y. et. al. Controlling Cherenkov angles with resonance transition radiation // *Nature Physics*. – 2018. – Vol. 14. – P. 816–821. – (<https://doi.org/10.1038/s41567-018-0138-4>).
7. Potylitsyn A.P., Gogolev S.Y. Vavilov–Cherenkov radiation in an inclined dielectric plate and violation of azimuthal symmetry // *Physics of Particles and Nuclei Letters*. – 2019. – Vol. 16. – P. 127–132. – (<https://doi.org/10.1134/S1547477119020110>).
8. Bowers G.S., Blaine W., Shao X.M. et. al. Combining Cherenkov and scintillation detector observations with simulations to deduce the nature of high-energy radiation excesses during thunderstorms // *Physical Review D*. – 2019. – Vol. 100. – P. 043021. – (<https://doi.org/10.1103/PhysRevD.100.043021>).
9. Akasofu S.I., Chapman S. *Solar-terrestrial physics*. – Oxford : The Clarendon press, 1972. – 901 p. – (<https://doi.org/10.1002/qj.49709942230>).
10. Valley S.L. *Handbook of geophysics and space environments*. – New York : McGraw-Hill, 1965. – 1042 p.
11. Tsunesada Y., Katsuya R., Mitsumori Y. et. al. New air Cherenkov light detectors to study mass composition of cosmic rays with energies above knee region // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*. – 2014. – Vol. 763. – P. 320–328. – (<https://doi.org/10.1016/j.nima.2014.06.054>).
12. Vries K.D., Berg A.M., Scholten O. et al. Coherent Cherenkov radiation from cosmic-ray-induced air showers // *Physical Review Letters*. – 2011. – Vol. 107. – P. 061101. – (<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.107.061101>).
13. Landau L.D., Bell J.S., Kearsley M.J. et al. *Electrodynamics of Continuous Media*. – Oxford: Pergamon Press, 1984. – 475 p. – (<https://www.elsevier.com/books/electrodynamics-of-continuous-media/landau/978-0-08-030275-1>).
14. Vukolov A.V., Novokshonov A.I., Potylitsyn A.P. et al. Electron beam diagnostics tool based on Cherenkov radiation in optical fibers // *Journal of Physics: Conference Series*. – IOP Publishing, 2016. – Vol. 732. – P. 012011. – (doi:10.1088/1742-6596/732/1/012011).
15. Nanbu K.I., Saito Y., Saito H. Bunch length measurement employing cherenkov radiation from a thin silica aerogel // *Particles*. – 2018. – Vol. 1. – P. 305–314. – (<https://doi.org/10.3390/particles1010025>).

16. Plyusnin V.V., Jakubowski L., Zebrowski J., et. al. Use of Cherenkov-type detectors for measurements of runaway electrons in the ISTTOK tokamak // *Review of Scientific Instruments*. – 2008. – Vol. 79. – P. 10F505. – (<https://doi.org/10.1063/1.2956960>).
17. Jakubowski L., Sadowski M.J., Zebrowski J. et. al. Cherenkov-type diamond detectors for measurements of fast electrons in the TORE-SUPRA tokamak // *Review of Scientific Instruments*. – Vol. 81. – P. 013504. – (<https://doi.org/10.1063/1.3280221>).
18. Jakubowski L., Sadowski M.J., Zebrowski J. et.al. Note: Measurements of fast electrons in the TORE-SUPRA tokamak by means of modified Cherenkov-type diamond detector // *Review of Scientific Instruments*. – 2013. – Vol. 84. – P. 016107. – (<https://doi.org/10.1063/1.4776190>).
19. Bagnato F., Romano A., Buratti P. et al. Triple Cherenkov probe measurements on FTU: calibration and runaway energy spectra // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. – 2018. – Vol. 60, No.11. – P. 115010. – (<https://doi.org/10.1088/1361-6587/aae0b3>).
20. Ghanbari M.R., Ghoranneviss M., Elahi A.S. et. al. Controlling the diffusion of runaway electrons by safety factor changes in IR-T1 Tokamak // *Journal of Fusion Energy*. – 2016. – Vol. 35. – P. 180–186. – (<https://doi.org/10.1007/s10894-015-9992-6>).
21. Pourshahab B., Abdi M. R., Sadighzadeh A. et al. Temporal and spatial evolution of runaway electrons at the instability moments in Damavand tokamak // *Physics of Plasmas*. – 2016. – Vol. 23. – P. 072501. – (<https://doi.org/10.1063/1.4955218>).
22. Zhou R. J., Hu L.Q., Zhang Y. et al. Runaway electrons generated during spontaneous disruptions in the EAST tokamak // *Nuclear Fusion*. – 2017. – Vol. 57, No. 11. – P. 114002. – (<https://doi.org/10.1088/1741-4326/aa7c9d>).
23. Zeng L., Chen Z. Y., Dong Y. B. et. al. Runaway electron generation during disruptions in the J-TEXT tokamak // *Nuclear Fusion*. – 2017. – Vol. 57. – P. 046001. – ([doi:10.1088/1741-4326/aa57d9](https://doi.org/10.1088/1741-4326/aa57d9)).
24. Rubel M., Brezinsek S., Coenen J.W. et al. Overview of wall probes for erosion and deposition studies in the TEXTOR tokamak // *Matter and Radiation at Extremes*. – 2017. – Vol. 2, No. 3. – P. 87–104. – (<https://doi.org/10.1016/j.mre.2017.03.002>).
25. Dai A.J., Chen Z.Y., Huang D.W. et. al. Conversion of magnetic energy to runaway kinetic energy during the termination of runaway current on the J-TEXT tokamak // *Plasma Physics and Con-*

- trolled Fusion. – 2018. – Vol. 60. – P. 055003. – (<https://doi.org/10.1088/1361-6587/aab16d>).
26. Li J., Wan Y. Present state of chinese magnetic fusion development and future plans // *Journal of Fusion Energy*. – 2019. – Vol. 38. – P. 113–124. – (<https://doi.org/10.1007/s10894-018-0165-2>).
  27. Vlainic M., Ficker O., Mlynar J. et. al. Experimental runaway electron current estimation in COMPASS Tokamak // *Atoms*. – 2019. – Vol. 7 (1). – (<https://doi.org/10.3390/atoms7010012>).
  28. Zebrowski J., Jakubowski L., Rabinski M., et. al. Studies of runaway electrons via Cherenkov effect in tokamaks // *Journal of Physics: Conference Series*. – IOP Publishing, 2018. – Vol. 959. – P. 012002. – (doi :10.1088/1742-6596/959/1/012002).
  29. Sadowski M. J. Generation and diagnostics of fast electrons within tokamak plasma // *Nukleonika*. – 2011. – Vol. 56. – P. 85–98. <http://yadda.icm.edu.pl/baztech/element/bwmeta1.element.baztech-article-BUJ8-0006-0020>.
  30. Savrukhnin P.V., Shestakov E.A. A study on the effects of magnetohydrodynamic perturbations on nonthermal beam formation during the current decay phase of disruptions in the T-10 tokamak // *Nuclear Fusion*. – 2015. – Vol. 55, No. 4. – P. 043016. – (<https://doi.org/10.1088/0029-5515/55/4/043016>).
  31. Zaitsev A.M. Optical properties of diamond: a data handbook. – Springer Science & Business Media, 2013. – (<https://www.springer.com/gp/book/9783540665823>).
  32. Yamamoto N., Sugiyama H. Cherenkov and transition radiation generated in 200 kV electron microscope // *Radiation Effects and Defects in Solids*. – 1991. – Vol. 117. – P. 5–10. – (<https://doi.org/10.1080/10420159108220585>).
  33. Yamamoto N., Sugiyama H., Toda A. Cherenkov and transition radiation from thin plate crystals detected in the transmission electron microscope // *Proceedings of the Royal Society of London. Series A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*. – 1996. – Vol. 452, – P. 2279–2301. – (<https://doi.org/10.1098/rspa.1996.0122>).
  34. Sorokin D.A., Burachenko A.G., Beloplotov D.V. et al. Luminescence of crystals excited by a runaway electron beam and by excilamp radiation with a peak wavelength of 222 nm // *Journal of Applied Physics*. – 2017. – Vol. 122, No. 15. – P. 154902. – (<https://doi.org/10.1063/1.4996965>).



35. Бураченко А.Г., Тарасенко В.Ф., Белоплотов Д.В., Бакшт Е.Х. Излучение кристаллов, облучаемых пучком убегающих электронов // Известия вузов. Физика. – 2017. – Т. 60, № 9. – С. 66–69. – (<https://www.elibrary.ru/item.asp?id=30013489>).
36. Tarasenko V.F., Lomaev M.I., Baksht E.Kh. et al. Spectral and amplitude-time characteristics of crystals excited by a runaway electron beam // Matter and Radiation at Extremes. – 2019. – Vol. 4, No. 3. – P. 037401. – (<https://doi.org/10.1063/1.5096563>).
37. Соломонов В.И., Михайлов С.Г. Импульсная катодолуминесценция и ее применение для анализа конденсированных веществ. – Екатеринбург : Издательство УрО РАН, 2003. – 182 с. – (<https://www.elibrary.ru/item.asp?id=19441774>).
38. Lipatov E.I., Lisitsyn V.M., Oleshko V.I. et al. Pulsed cathodoluminescence of natural and synthetic diamonds excited by nanosecond and subnanosecond electron beams. Chapter 3 / edited by N. Yamamoto // Cathodoluminescence. – Rijeka, Croatia: IntechOpen, 2012. – ([https://books.google.ru/books?id=XtKZDwAAQBAJ&hl=ru&source=gbs\\_navlinks\\_s](https://books.google.ru/books?id=XtKZDwAAQBAJ&hl=ru&source=gbs_navlinks_s)).
39. Tarasenko V.F., Lisitsyn V.M., Polisadova E.F. et. al. Luminescence of the calcite under E-beam excitation // Calcite: Formation, Properties and Applications. – Nova Science Publishers, 2012. – P. 193–211. – (<https://www.scopus.com/record/display.uri?eid=2-s2.0-84882449796&origin=inward&txGid=dc7c88310fbb85751f952c076035eabc>).
40. Tarasenko V.F., Oleshko V.I., Erofeev M.V. et al. Emission of diamonds, leucosapphire, and KU-1 quartz in the range of 200–800 nm excited by electron beams with a pulse duration of 0.5 and 12 ns // Journal of Applied Physics. – 2019. – Vol. 125, No. 24. – P. 244501. – (<https://doi.org/10.1063/1.5094956>).
41. Бакшт Е.Х., Вуколов А.В., Ерофеев М.В. и др. Излучение Вавилова–Черенкова в видимой и УФ областях спектра при прохождении электронов с энергией 6 МэВ через кварцевую пластинку // Письма в ЖЭТФ. – 2019. – Т. 109, № 9. – С. 584–588. – (<https://doi.org/10.1134/S0370274X19090029>).
42. Tarasenko V.F., Baksht E.Kh., Beloplotov D.V. et al. Cherenkov radiation and cathodoluminescence in sapphire, quartz, and diamond under the excitation of an electron beam // Japanese Journal of Applied Physics. – 2020. – Vol. 59, No. SH. – P. SHHD01. – (<https://doi.org/10.35848/1347-4065/ab7475>).

43. Frelin A.M., Fontbonne J.M., Ban G. et al. Spectral discrimination of Čerenkov radiation in scintillating dosimeters // *Medical physics*. – 2005. – Vol. 32, No. 9. – P. 3000–3006. – (<https://doi.org/10.1118/1.2008487>).
44. Jang K.W., Yagi T., Pyeon C.H. et al. Application of Čerenkov radiation generated in plastic optical fibers for therapeutic photon beam dosimetry // *Journal of biomedical optics*. – 2013. – Vol. 18, No. 2. – P. 027001. – (<https://doi.org/10.1117/1.JBO.18.2.027001>).
45. Lee B., Shin S.H., Yoo W.J., Jang K.W. Measurement of therapeutic photon beams-induced Čerenkov radiation generated in PMMA-and PS-based plastic optical fibers // *Optical Review*. – 2016. – Vol. 23, No. 5. – P. 806–810. – (<https://doi.org/10.1007/s10043-016-0240-8>).
46. Kharzheev Y.N. Radiation Hardness of Scintillation Detectors Based on Organic Plastic Scintillators and Optical Fibers // *Physics of Particles and Nuclei*. – 2019. – Vol. 50, No. 1. – P. 42–76. – (<https://doi.org/10.1134/S1063779619010027>).
47. Therriault-Proulx F., Beaulieu L., Archambault L. et al. On the nature of the light produced within PMMA optical light guides in scintillation fiber-optic dosimetry // *Physics in Medicine & Biology*. – 2013. – Vol. 58, No. 7. – P. 2073. – (<https://doi.org/10.1088/0031-9155/58/7/2073>).
48. Бабич Л.П., Лойко Т.В., Родигин А.В. Излучение Вавилова–Čеренкова субнаносекундного импульса убегающих электронов, генерируемого разрядом в открытой атмосфере // *Доклады Академии наук*. – 2014. – Т. 457, № 6. – С. 646–649. – (doi: 10.7868/S0869565214240104).
49. Babich L.P., Loiko T.V., Rodigin A.V. The first observations of Čerenkov's radiation of runaway electrons produced by discharge in dense gas // *IEEE Transactions on Plasma Science*. – 2014. – Vol. 42, No. 4. – P. 948–952. – (doi: 10.1109/TPS.2014.2308529).
50. Бакшт Е.Х., Бураченко А.Г., Белоплотов Д.В., Тарасенко В.Ф. Излучение полиметилметакрилата при облучении пучком убегающих электронов с субнаносекундной длительностью импульса // *Изв. вузов. Физика*. – 2016. – Т. 59, № 4. – С. 15–19. – (<https://elibrary.ru/item.asp?id=25963189>).
51. Tarasenko V.F., Baksht E.Kh., Burachenko A.G., Beloplotov D.V., Kozyrev A.V. Luminescence of polymethyl methacrylate excited

- by runaway electron beam and by KrCl excilamp // IEEE Transactions on Plasma Science. – 2017. – Vol. 45, No. 1. – P. 76–84. – (doi: 10.1109/TPS.2016.2637570).
52. Олешко В.И., Бакшт Е.Х., Бураченко А.Г., Тарасенко В.Ф. О природе свечения полиметилметакрилата при возбуждении пучком электронов субнаносекундной и наносекундной длительности // ЖТФ. – 2017. – Т. 87, № 2. – С. 271–276. – (doi: 10.21883/JTF.2017.02.44137.1860).

## Глава 1

# Основные свойства излучения Черенкова и типы черенковских детекторов

---

В 1934 г. физик-экспериментатор П.А. Черенков, в то время – аспирант академика С.И. Вавилова, проводя исследование люминесценции жидкостей под действием гамма-излучения радия, обнаружил новый вид свечения. Сообщение об этом открытии было опубликовано П.А. Черенковым и С.И. Вавиловым в работах [1, 2].

### 1.1. Основные свойства излучения Черенкова

В экспериментальных исследованиях нового вида свечения П.А. Черенкову удалось определить, что свечение возникало благодаря электронам, образующимся в результате Комpton-эффекта гамма-излучения радия на атомных электронах вещества. Свечение в различных жидкостях возникало только при облучении их жестким гамма-излучением и отсутствовало при облучении более мягким рентгеновским излучением (то есть свечение имело пороговый характер). При этом не наблюдалось ни температурного, ни примесного тушения свечения, в отличие от люминесценции. Кроме того, наблюдаемое свечение имело синий цвет (наибольшая интенсивность излучения была сосредоточена в сине-фиолетовой области спектра), резко выраженную направленность (вдоль направления движения

комpton-электронов) и было сильно поляризовано (отличалось от поляризации люминесценции). В 1937 году, через три года после обнаружения этого свечения, названного впоследствии излучением Вавилова–Черенкова, советские физики-теоретики И.Е. Тамм и И.М. Франк создали теорию, полностью объясняющую его физический механизм [3]. Как мы уже отмечали, в последние годы более часто используется термин излучение Черенкова (ИЧ).

Возникновение ИЧ и его направленность на качественном уровне можно объяснить с помощью принципа Гюйгенса–Френеля. Для примера рассмотрим движение электрона в прозрачной среде, подразумевая, что все приведенные ниже рассуждения относятся к любой заряженной частице. При движении электрона со скоростью  $v$  в прозрачной среде с показателем преломления  $n > 1$  возникает кратковременная поляризация вещества вблизи траектории движущегося электрона. После удаления электрона от рассматриваемой области поляризованные молекулы или атомы возвращаются в свое исходное невозмущенное состояние. При этом в среде происходит излучение электромагнитных волн. Если электрон движется в оптически изотропной среде, то вдоль его траектории будут излучаться сферические электромагнитные волны. Фазовая скорость распространения таких электромагнитных волн в среде с показателем преломления  $n$  будет определяться как:

$$u = \frac{c}{n}, \quad (1.1)$$

где  $c$  – скорость света в вакууме.

В случае, когда  $v < u$ , испускаемые вдоль всей траектории волны в любой удаленной от траектории точке будут интерферировать, давая в результате нулевую амплитуду электромагнитного поля.

Если же скорость движения электрона  $v$  будет выше, чем скорость распространения электромагнитных волн  $u$  в

этой среде (рис. 1.1), то огибающая возникающих сферических волн образует волновой фронт с ненулевой амплитудой электромагнитного поля. Волновой фронт представляет собой коническую поверхность с вершиной в точке, совпадающей с мгновенным положением электрона (рис. 1.1). На этой конической поверхности выполняется условие когерентности для элементарных сферических волн. Нормали к волновому фронту (волновые векторы  $\mathbf{k}$ , изображенные на рисунке 1.1) показывают направление распространения ИЧ.

Угол  $\theta$ , образующийся между направлением движения электрона и волновым вектором, можно вычислить, исходя из следующих соображений. Электрон, проходя точку  $A$  (рис. 1.1) порождает сферическую электромагнитную волну, которая за время  $t$  распространяется на расстояние  $R=AC=u \cdot t$ . За это же время электрон, движущийся со скоростью  $v > u$ , проходит расстояние  $AB=v \cdot t$ .

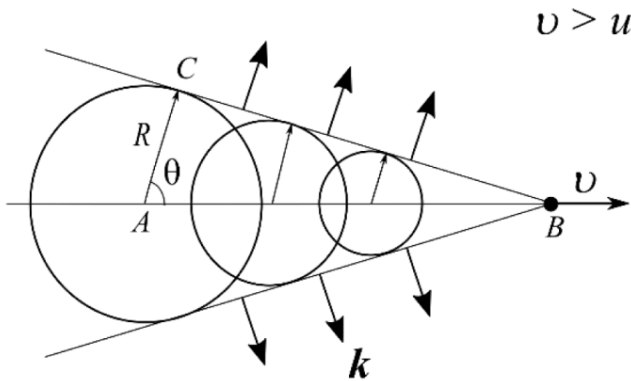


Рис. 1.1. Образование волнового фронта излучения Вавилова–Черенкова

Таким образом, угол  $\theta$ , под которым распространяется ИЧ, определяется из выражения:

$$\cos\theta = \frac{AC}{AB} = \frac{u}{v} = \frac{c}{\beta n} = \frac{1}{\beta n}, \quad (1.2)$$

где  $\beta=v/c$ .

Излучение, возникающее в каждой точке траектории электрона, будет распространяться вдоль поверхности конуса (рис. 1.2), вершина которого расположена в этой точке, ось совпадает с траекторией электрона, а плоский угол при вершине равен  $2\theta$ . Этот конус часто называют Черенковским конусом или конусом ИЧ.

Измерив угол  $\theta$  и зная показатель преломления среды, можно вычислить скорость, следовательно, и энергию электрона. Чем выше скорость электрона и/или показатель преломления  $n$  среды, тем больше угол  $\theta$ , под которым распространяется ИЧ. Максимально возможный угол, под которым может распространяться ИЧ в среде с показателем преломления  $n$ , можно определить из формулы (1.2) при  $\beta=1$ . Так, например, для воды ( $n=1.33$ ) этот угол равен  $\theta_{\max} \approx 41^\circ$ , а для алмаза ( $n=2.42$ )  $\theta_{\max} \approx 66^\circ$ .

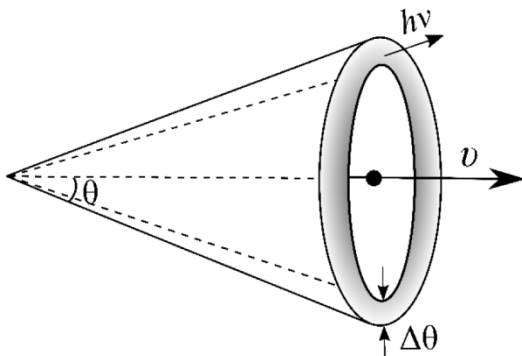


Рис. 1.2. Черенковский конус

Если длина траектории частицы  $l$  в среде сравнима с длиной волны ИЧ  $\lambda$ , то существенными становятся дифракционные эффекты и ИЧ распространяется в интервале углов  $\theta$  и  $\theta+d\theta$ , где  $d\theta \approx \frac{\lambda}{l} \sin \theta$  [4].

Показатель преломления реальной среды  $n$  зависит от длины волны излучения  $\lambda$ , поэтому в выражении (1.2) угол  $\theta$  будет меняться в зависимости от  $\lambda$ . В случае нормальной дисперсии показатель преломления света в фиолетовой области спектра  $n_\phi$  больше, чем в красной  $n_{кр}$ , поэтому углы  $\theta$  для красного и фиолетового света будут различными. Угол, под которым распространяется ИЧ, будет «размыт» на величину  $\Delta\theta = \theta_\phi - \theta_{кр}$  (рис. 1.2). Поэтому ИЧ, возникающее на каждом малом отрезке траектории электрона, будет распространяться между двух конических поверхностей (область, выделенная серым цветом на рис. 1.2), где внешний конус соответствует распространению ИЧ в фиолетовой области спектра, а внутренний – в красной области спектра.

На угловую ширину черенковского конуса оказывает влияние и многократное рассеяние электронов в среде. При прохождении электронного пучка сквозь среду толщиной  $T$

это влияние можно оценить как [5]:  $\Delta\theta_1 \approx \sqrt{\theta_{ms}^2 + \theta_e^2}$ , где  $\theta_{ms}$  – среднеквадратичный угол многократного рассеяния на длине  $T/2$ ,  $\theta_e$  – начальная расходимость электронного пучка. При больших энергиях электронов, а также при малых значениях  $T$  и расходимости электронного пучка  $\Delta\theta_1 \rightarrow 0$ .

За счет дисперсии показателя преломления излучение на разных длинах волн будет приходить в точку наблюдения  $P$  в разное время (рис. 1.3) – при движении электрона, находящегося в точке  $O$ , вдоль траектории  $MO$ , фронт, соответствующий фиолетовой области спектра ( $OK$ ), будет приходить позже фронта, соответствующего красной области спектра ( $OP$ ). Запаздывание будет определяться временем,



за которое фиолетовый фронт сместится вдоль направления  $KP$  на расстояние, равное длине отрезка  $KP$ . Поскольку скорость перемещения фиолетового (и красного) фронта вдоль направления  $KP$  равна скорости движения электрона ( $KP \parallel MO$ ), то время запаздывания определяется как:

$$\Delta t = \frac{KP}{v} = \frac{MO - NO}{v} = \frac{r}{v} (tg\theta_\phi - tg\theta_\kappa),$$

с учетом, что  $KM \perp MO$ ,  $PN \perp MO$ .

В общем случае:

$$\Delta t = \frac{r}{v} (tg\theta_2 - tg\theta_1),$$

где  $\theta_1$  и  $\theta_2$  – углы, соответствующие граничным длинам волн ИЧ (определяемым областью прозрачности среды).

Величина  $\Delta t$  оценивается [6] как  $\sim 10^{-12} - 10^{-11}$  с. Таким образом, эффект Вавилова–Черенкова способен обеспечить очень высокое временное разрешение. Это отличает ИЧ от люминесценции, имеющей, как правило, несопоставимо большее время затухания.

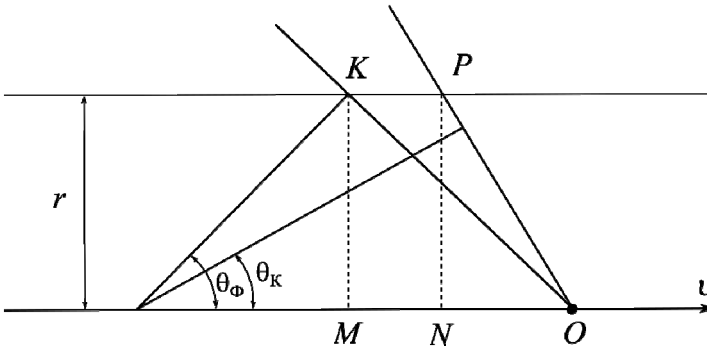


Рис. 1.3. Формирование конечной длительности ИЧ

При движении в веществе электрон тратит часть своей энергии на ИЧ, хоть эта часть и мала ( $\sim 0.1\%$ ) [7] по срав-

нению с потерями на ионизацию атомов вещества. Потери энергии электрона на ИЧ в интервале частот  $d\omega$  можно определить через эффективную силу радиационного торможения  $dF$  [6] (формула Тамма–Франка):

$$dF = \frac{dW}{dl} = \frac{e^2}{c^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n(\omega)^2}\right) \omega d\omega, \quad (1.3)$$

где  $\frac{dW}{dl}$  – потери энергии электроном на ИЧ на единице пути,  $e$  – заряд электрона,  $\omega$  – циклическая частота.

Для многозарядной частицы добавляется множитель  $Z^2$ , определяющий заряд частицы:

$$dF = \frac{(Ze)^2}{c^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n(\omega)^2}\right) \omega d\omega. \quad (1.4)$$

Можно перейти в уравнении (1.3) от циклической частоты  $\omega$  к длине волны  $\lambda$  с помощью формулы:  $\omega = 2\pi c/\lambda$ . Тогда спектральную плотность мощности ИЧ  $dP(\lambda)/d\lambda$  для одного электрона можно определить из выражения:

$$dP(\lambda) = v dF = 4\pi^2 e^2 v \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)}\right) \frac{d\lambda}{\lambda^3}. \quad (1.5)$$

Разделив правую и левую часть уравнения (1.5) на  $d\lambda$  и умножив их на соответствующий временной интервал  $dt$ , получим выражение для спектральной плотности энергии излучения  $dE/d\lambda$ .

Разделив формулу Тамма–Франка (1.4) на величину энергии кванта  $h\nu$  и пренебрегая дисперсией показателя преломления, нетрудно получить, что в спектральном интервале, определяемом длинами волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ , число квантов ИЧ, излучаемых заряженной частицей в среде на длине пути  $l$  (при условии, что  $\beta$  мало меняется на длине  $l$ ), равно:

$$N_{h\nu} = 2\pi\alpha l Z^2 \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right) \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) = 2\pi\alpha l Z^2 \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right) \sin^2 \theta, \quad (1.6)$$

где  $\alpha$  – постоянная тонкой структуры  $\left(\alpha = \frac{e^2}{hc} = \frac{1}{137}\right)$ .

В видимой части спектра интенсивность ИЧ, возбуждаемое электроном, преобладает над интенсивностью тор-

мозного излучения. В [6] на основе анализа основных формул для ИЧ и тормозного излучения делается вывод о том, что отношение интенсивностей ИЧ и тормозного излучения в видимом диапазоне спектра составляет  $\sim 10^4$  практически для любых энергий электронов. В качестве примера в [6] сравнивается число фотонов, испускаемых электроном с энергией 10 МэВ в воде за счет тормозного излучения и ИЧ в спектральном диапазоне 350–700 нм. Число фотонов тормозного излучения, излучаемых на радиационной длине (на которой энергия электрона падает в  $e$  раз) в интервале длин волн  $\lambda_1 - \lambda_2$ , рассчитывается по формуле [6]:  $N_{br} = \frac{4}{3} \ln \frac{\lambda_2}{\lambda_1}$ . Радиационная длина в воде составляет  $\sim 34$  см. Следовательно, при прохождении 1 см воды за счет тормозного излучения электрон излучит  $3 \cdot 10^{-2}$  фотонов в спектральном диапазоне 350–700 нм. Количество фотонов, излучаемых электроном за счет ИЧ в этих же условиях и в этом же спектральном диапазоне, подсчитанное по формуле (1.6), составляет 263 фотона. Таким образом, в видимой части спектра интенсивность ИЧ больше интенсивности тормозного излучения примерно в  $10^4$  раз.

Излучение Вавилова–Черенкова появляется, начиная с некоторой минимальной энергии электрона, определяемой показателем преломления вещества  $n$ . Эта энергия называется пороговой. Пороговая энергия возникновения ИЧ на конкретной длине волны  $E_{th}(\lambda)$  определяется из формулы (1.5) при равенстве нулю множителя  $\left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)}\right)$  и выражения  $\beta$  через релятивистскую кинетическую энергию электрона:

$$E_{th}(\lambda) = m_e c^2 \left( \frac{n(\lambda)}{\sqrt{n^2(\lambda) - 1}} - 1 \right), \quad (1.7)$$

где  $m_e$  – масса покоя электрона.

На практике при определении  $E_{th}$  дисперсией показателя преломления часто пренебрегают, заменив  $n(\lambda)$  на значение показателя преломления для длины волны D-линии спектра натрия 589.3 нм, измеренное при атмосферном давлении воздуха и температуре 20°C [8]. Этот показатель преломления обозначают  $n_D$  или же просто  $n$ , подразумевая, что  $n=n_D$ . Чем выше показатель преломления  $n$ , тем ниже пороговая энергия возникновения ИЧ  $E_{th}$  (рис. 1.4). Так, например, для алмаза, у которого показатель преломления  $n=2.42$ , пороговая энергия возникновения ИЧ  $E_{th}=50$  кэВ.

Из уравнения (1.5) следует, что интенсивность ИЧ увеличивается при уменьшении длины волны – несколько быстрее, чем  $1/\lambda^3$ , так как сомножитель  $\left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)}\right)$  тоже растет с уменьшением  $\lambda$ , хотя и достаточно медленно. По этой причине человеческий глаз воспринимает ИЧ как си-

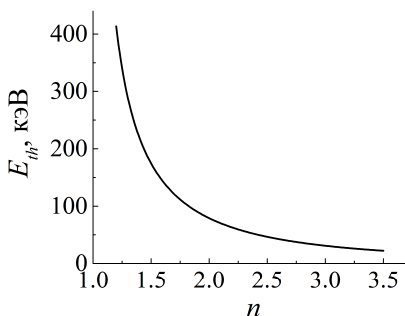


Рис. 1.4. Зависимость пороговой энергии электронов для возникновения ИЧ от величины показателя преломления среды

не-фиолетовое свечение. Интенсивность (а также спектральная плотность энергии) ИЧ увеличивается и с увеличением кинетической энергии электронов (рис. 1.5, 1.6), а также с увеличением показателя преломления среды (рис. 1.5).

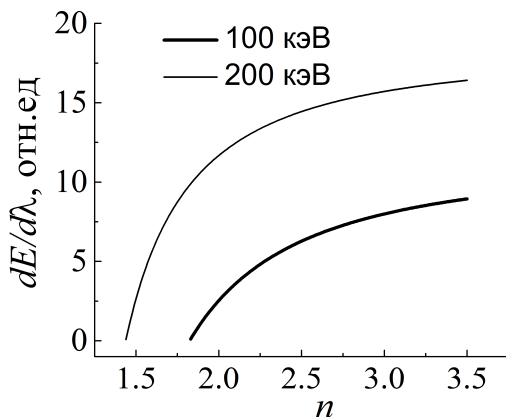


Рис. 1.5. Зависимость спектральной плотности мощности/энергии ИЧ от показателя преломления для энергий электронов 100 и 200 кэВ

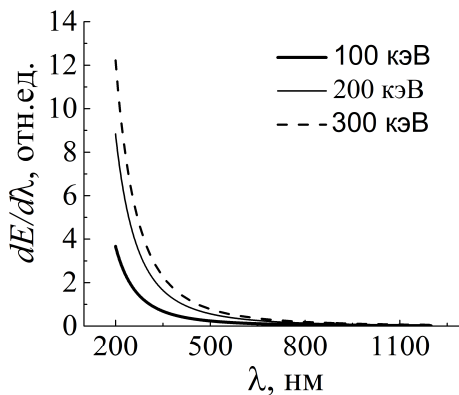


Рис. 1.6. Зависимость спектральной плотности мощности/энергии ИЧ в алмазе от длины волны для энергий электронов 100, 200 и 300 кэВ

Из рисунка 1.6 видно, что наибольшая доля энергии ИЧ сосредоточена в УФ области спектра. Поэтому зарегистрировать ИЧ проще всего в таких средах, которые прозрачны в УФ области спектра и обладают сравнительно высоким показателем преломления.

Необходимо отметить, что ИЧ поляризовано. Вектор напряженности электрического поля направлен перпендикулярно поверхности черенковского конуса, а вектор напряженности магнитного поля – по касательной. Поляризацию излучения экспериментально обнаружил П.А. Черенков, а затем она получила объяснение в теории Тамма и Франка.

Таким образом, можно сформулировать основные свойства ИЧ:

- ИЧ имеет пороговый (по энергии/скорости) характер;
- эффект Вавилова–Черенкова, в отличие от люминесценции, является практически безынерционным;
- ИЧ имеет выраженную направленность – распространяется под определенным углом к направлению движения заряженной частицы;
- имеется максимальный угол распространения ИЧ для частиц со скоростью, близкой к скорости света в среде;
- ИЧ поляризовано;
- ИЧ имеет непрерывный спектр;
- энергия ИЧ сосредоточена в основном в УФ области спектра;
- ИЧ, в отличие от люминесценции, не подвержено ни примесному и ни температурному тушению.

## **1.2. Черенковские детекторы**

Излучение Вавилова–Черенкова не сразу нашло свое практическое применение. Это связано в первую очередь с

малой интенсивностью излучения. Еще во времена открытия явления П.А. Черенкову приходилось проводить в темноте не меньше часа, чтобы повысить чувствительность зрения и получить таким образом возможность отчетливо наблюдать слабое сине-фиолетовое свечение. Толчком к практическому использованию эффекта Вавилова–Черенкова послужило создание и активное применение (начиная с 1947–1948 гг.) нового чувствительного прибора – фотоэлектронного умножителя (ФЭУ), который позволял регистрировать крайне слабое излучение и даже отдельные фотоны. Использование ФЭУ в качестве фотоприемника позволило разработать детекторы, работающие на основе ИЧ – черенковские детекторы. Появилась возможность регистрировать ИЧ с помощью ФЭУ от отдельных быстрых заряженных частиц.

По сравнению с другими детекторами элементарных частиц (например, сцинтилляционными, полупроводниковыми, газоразрядными), черенковские детекторы имеют ряд преимуществ. Так, черенковские детекторы позволяют с высокой точностью получать такую информацию о регистрируемой частице, как энергия/скорость, направление движения, заряд частицы. Большой вклад черенковские детекторы внесли в физику элементарных частиц – благодаря их использованию были обнаружены новые элементарные частицы, такие как антипротон, антинейтрон, антидейтрон и другие.

Черенковский детектор состоит из трех основных элементов: радиатора (среды, в которой возникает Черенковское излучение), регистрирующего излучение прибора и оптической системы, передающей излучение от радиатора к регистрирующему прибору (рис. 1.7). В качестве регистрирующего прибора, как правило, используется ФЭУ. Ра-

диатором может служить любое прозрачное вещество, находящееся в твердом, жидком или газообразном состоянии.

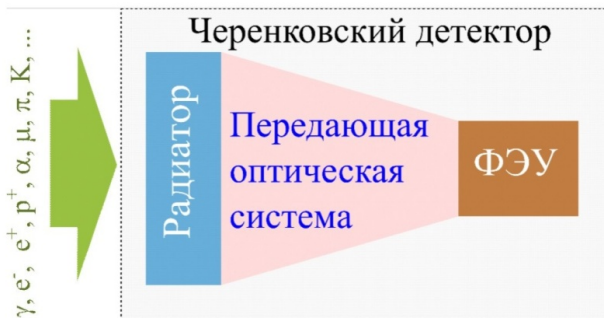


Рис. 1.7. Схематичное изображение черенковского детектора

Материал радиатора обычно выбирают, исходя из конкретной задачи исследования. Тем не менее есть общие требования, которые следует учитывать при выборе материала [9]:

1. Материал радиатора должен обладать высокой прозрачностью в области чувствительности ФЭУ (в видимом, или в видимом и УФ диапазонах спектра).
2. Материал с большим показателем преломления обеспечивает большую интенсивность ИЧ, так как в выражении (1.5) для мощности ИЧ множитель  $\left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right)$  растет с увеличением показателя преломления.
3. Материал радиатора не должен флюоресцировать. Это требование особенно важно для пороговых счетчиков.

В зависимости от конструкции оптической системы Черенковские детекторы подразделяют на несколько основных типов:

- пороговые детекторы;



- дифференциальные детекторы;
- черенковские счетчики полного поглощения;
- детекторы кольцевого изображения или RICH-детекторы (Ring Imaging Cherenkov).

Пороговый черенковский детектор регистрирует все частицы с энергией выше пороговой  $E_{th}$ . Пороговую энергию можно изменять, подбирая радиаторы с соответствующим показателем преломления  $n$ . Детекторы порогового типа в сочетании с молибденовыми фильтрами используются, например, для оценки энергетического распределения убегающих электронов в установках токамак [10–13].

Дифференциальные черенковские детекторы служат для регистрации заряженных частиц, движущихся с определенной скоростью. Такие частицы испускают в радиаторе ИЧ под определенным углом  $\theta_0$ . Конструкция детектора устроена таким образом, что в ФЭУ попадет излучение, распространяющееся в радиаторе только под этим углом ( $\theta_0$ ). Частицы с другими скоростями будут испускать ИЧ под другими углами, и оно не будет попадать на фотокатод ФЭУ. Таким образом, можно осуществлять селекцию частиц с определенной скоростью/энергией, достигая в случае использования прецизионной оптической системы очень высокого энергетического разрешения.

Черенковские детекторы полного поглощения предназначены для определения энергии  $\gamma$ -квантов и электронов больших энергий.  $\gamma$ -кванты или электроны теряют всю свою энергию в радиаторе большой толщины, а не выходят из него, как в других типах черенковских датчиков. При этом они образуют фотонно-электронные каскадные ливни. Энергия ИЧ, возникающего в радиаторе в процессе распространения ливня, пропорциональна энергии первичного электрона или  $\gamma$ -кванта. В качестве радиатора в этих детек-

торах часто используют стекло с большим содержанием свинца.

Детекторы кольцевого изображения (RICH–детекторы) регистрируют с помощью фотоприемных матриц кольца, в которые собирается ИЧ от отдельных частиц. По форме, размерам и положению этих колец с помощью специальных алгоритмов [14] определяют скорости частиц, углы их влета в радиатор, оценивают заряд частиц.

В целом черенковские детекторы обладают рядом уникальных свойств, важнейшими из которых являются пороговый (по энергии/скорости) характер регистрации частиц, избирательность к направлению потока излучения и высокое временное разрешение. Благодаря этим свойствам Черенковские детекторы получили распространение при проведении исследований в области физики высоких энергий, ядерной физики и астрофизики. В последние годы эти детекторы применяются и для определения параметров потоков убегающих электронов в токамаках [10–13].

## Литература к главе 1

1. Черенков А.П. Видимое свечение чистых жидкостей под действием  $\gamma$ -радиации // ДАН СССР. – 1934. – Т. 2, № 8. – С. 451. – (doi: 10.3367/UFNr.0093.196710n.0385).
2. Вавилов С.И. О возможных причинах синего  $\gamma$ -свечения жидкостей // ДАН СССР. – 1934. – Т. 2, № 8. – С. 457. – (doi: 10.3367/UFNr.0093.196710m.0383).
3. Тамм И.Е., Франк И.М. Когерентное излучение быстрого электрона в среде // ДАН СССР. – 1937. – Т. 14, № 3. – С. 107. – (doi: 10.3367/UFNr.0093.196710o.0388).
4. Джелли Дж. Черенковое излучение и его применения. – М. : Издательство иностранной литературы, 1960. – 334 с. – (<https://search.rsl.ru/ru/record/01006110758>).
5. Бакшт Е.Х., Вуколов А.В., Ерофеев М.В., Науменко Г.А., Потялицын А.П., Тарасенко В.Ф., Бураченко А.Г., Шевелев М.В. Излучение Вавилова–Черенкова в видимой и УФ областях

- спектра при прохождении электронов с энергией 6 МэВ через кварцевую пластинку // Письма в ЖЭТФ. – 2019. – Т. 109. – №. 9. – С. 584–588. – (doi: 10.1134/S0370274X19090029).
6. Зрелов В.П. Излучение Вавилова–Черенкова и его применение в физике высоких энергий. – М. : Атомиздат, 1968. – Ч. 1. – 274 с. – (<https://search.rsl.ru/ru/record/01005676889>).
  7. Беспалов В.И. Взаимодействие ионизирующих излучений с веществом. – Томск : ТПУ, 2008. – 368 с. – ([https://rusneb.ru/catalog/000200\\_000018\\_RU\\_NLR\\_bibl\\_1669203/](https://rusneb.ru/catalog/000200_000018_RU_NLR_bibl_1669203/)).
  8. Строганова Е.А., Паршина И.Н., Киекпаев М.А. и др. Органическая химия. – Оренбург : ОГУ, 2013. – Ч. 2. Методы выделения, очистки и идентификации органических соединений: практикум. – 126 с. – (<https://search.rsl.ru/ru/record/02000015573>).
  9. Зрелов В.П. Излучение Вавилова–Черенкова и его применение в физике высоких энергий. – М. : Атомиздат, 1968. – Ч. 2. – 302 с. – (<https://search.rsl.ru/ru/record/01005598158>).
  10. Jakubowski L., Sadowski M.J., Zebrowski J. et al. Cherenkov-type diamond detectors for measurements of fast electrons in the TORE-SUPRA tokamak // Rev. Sci. Instrum. – 2010. – Vol. 81, No. 1. – P. 013504. – (<https://doi.org/10.1063/1.3280221>).
  11. Zebrowski J., Jakubowski L., Rabinski M., et al. Studies of runaway electrons via Cherenkov effect in tokamaks // J. Phys. Conf. Ser. – 2018. – Vol. 959, No. 1. – P. 012002. – (<https://doi.org/10.1088/1742-6596/959/1/012002>).
  12. Bagnato F., Romano A., Buratti P. et al. Triple Cherenkov probe measurements on FTU: calibration and runaway energy spectra // Plasma Physics and Controlled Fusion. – 2018. – Vol. 60, No.11. – P. 115010. – (<https://doi.org/10.1088/1361-6587/aae0b3>).
  13. Sadowski M. J. Generation and diagnostics of fast electrons within tokamak plasma // Nukleonika. – 2011. – Vol. 56. – P. 85–98. – (<http://yadda.icm.edu.pl/baztech/element/bwmeta1.element.baztech-article-BUJ8-0006-0020>).
  14. Айриян А.С., Багинян С.А., Ососков Г.А., Хёне К. Быстрые алгоритмы оценки параметров колец черенковского излучения в детекторах типа RICH // Вестник Тверского государственного университета. Серия: Прикладная математика. – 2007. – № 6. – С. 15–28. – (<http://eprints.tversu.ru/400>).

## Глава 2

# Экспериментальное оборудование и методики измерений

---

Для исследования спектральных, амплитудно-временных и пространственных характеристик излучения Черенкова (ИЧ) и импульсной катодолюминесценции (ИКЛ), возбуждаемых в прозрачных диэлектриках и полупроводниках электронным пучком с энергией в сотни кэВ, применялось несколько ускорителей. Использование различных ускорителей и изменение режимов их работы позволяло изменять параметры электронного пучка в широких пределах и охватывать область энергий электронов от  $\approx 50$  до  $\approx 400$  кэВ. Исследование пространственных характеристик ИЧ также проводилось с использованием микротрона, созданного в Томском политехническом университете (ТПУ), что в определенной степени расширяет заявленный в названии монографии диапазон энергий электронов пучка (до уровня в несколько МэВ). Использование микротрона оправдано тем, что приближает энергию электронов пучка к верхней границе энергий убегающих электронов в токамаках. Каждый ускоритель (за исключением микротрона) состоял из высоковольтного импульсного генератора и диода, который мог заполняться газом при различных давлениях, либо работать в режиме непрерывной откачки форвакуумным насосом. Электронный пучок для облучения исследуемых образцов выводился из ускорителя через анодную фольгу. В этой главе приведены конструкция и

характеристики ускорителей, использовавшихся в экспериментах, а также схемы экспериментальных установок.

## **2.1. Конструкция и характеристики ускорителей электронов**

### **2.1.1. СЛЭП-150М**

Первые исследования [1–5], выполненные в лаборатории оптических излучений Института сильноточной электроники СО РАН, в которых были сделаны попытки зарегистрировать ИЧ в полиметилметакрилате (ПММА, оргстекле), были проведены с использованием малогабаритного электронного ускорителя на основе высоковольтного импульсного генератора СЛЭП-150М [6]. Данный ускоритель был специально разработан для получения пучков убегающих электронов в газовых диодах со сравнительно большими токами (до 100 А в воздухе атмосферного давления). Это позволило провести серию экспериментов по воздействию на ПММА электронного пучка с большой плотностью тока. Ускоритель также применялся для воздействия на другие прозрачные материалы [7].

Ускорители на основе газовых диодов с генераторами СЛЭП-150 имеют малые размеры и генерируют пучки электронов с энергией в десятки-сотни килоэлектронвольт [6, 8–10]. При уменьшении давления в газовом диоде плотности тока с.л.э.п. превышают 100 А/см<sup>2</sup>, а длительности импульса электронного пучка составляют сотни пикосекунд [11]. Генератор СЛЭП-150М, по сравнению с генератором СЛЭП-150, имел дополнительную передающую линию длиной 288 мм и четыре емкостных делителя (рис. 2.1.), что позволяло по падающей и отраженной волне напряжения восстанавливать импульс напряжения на промежутке [8, 12].

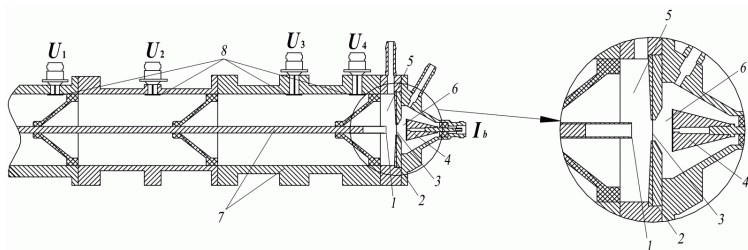


Рис. 2.1. Конструкция передающей линии и газонаполненного диода [12]. 1 – катод; 2 – диафрагма; 3 – Al-фольга; 4 – коллектор; 5 – газонаполненный диод; 6 – дрейфовое пространство; 7 – передающая линия; 8 – емкостные делители

Волновое сопротивление передающей линии генератора равняется 100 Ом. СЛЭП-150М формировал импульсы напряжения в передающей линии с амплитудой в падающей волне обычно 130–150 кВ (в зависимости от используемого обострительного разрядника) и длительностью на полувысоте  $\tau_{0.5}=1$  нс. Амплитуда импульса напряжения на промежутке при межэлектродном зазоре 14 мм и давлении гелия  $\leq 15$  Торр составила 250 кВ. Длительность фронта импульса напряжения равнялась  $\approx 250$  пс по уровню 0.1–0.9. Исследования были проведены с катодом из нержавеющей стали. Катод имел форму трубки диаметром 6 мм с толщиной стенки 100 или 200 мкм. В [4] использовался также сетчатый катод [6] из нержавеющей стали, который был выполнен в виде продольной сетки с шагом 4 мм из параллельных проволок диаметром 20 мкм, закрепленных на торце полого стакана (диска с углублением) высотой 2.5 мм и диаметром 30 мм. Расстояние от проволок до дна стакана составляло 1 мм. В ряде экспериментов [3] для увеличения плотности тока с.л.э.п. на аноде (Al-фольга толщиной 10 мкм) устанавливалась пластинка из диэлектрика толщиной 0.9 мм с отверстием в центре диаметром 6 мм, а на

трубчатый катод одевалась диэлектрическая трубка, которая выступала за кромку катода на 11 мм.

Амплитуда с.л.э.п. после анодной фольги или число электронов в пучке определялись с помощью коллектора, который представлял собой металлический конус с диаметром приемной части 20 мм и образующий с корпусом линию с волновым сопротивлением 50 Ом.

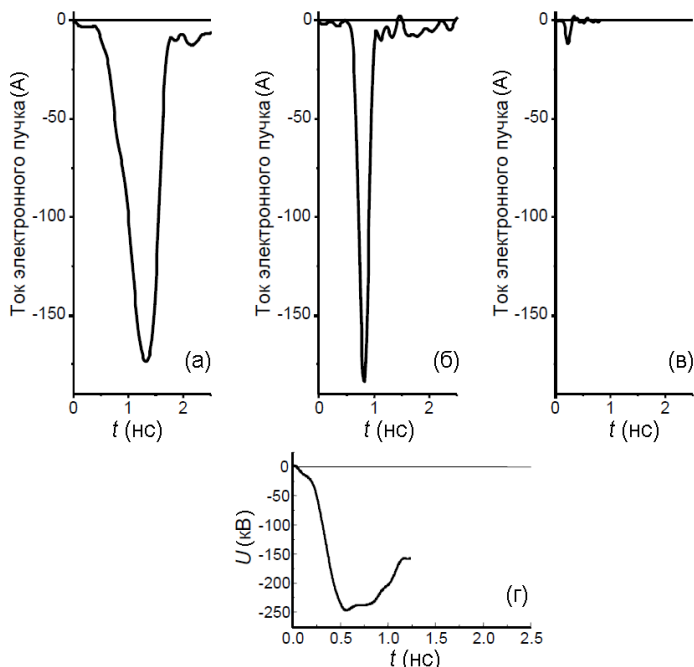


Рис. 2.2. Импульсы тока электронного пучка (а, б, в) за Al фольгой и диафрагмой диаметром 1 см при различных давлениях гелия  $p$  в газонаполненном диоде и импульс напряжения на диоде (г) [2, 4]. (а), (г) –  $p=9$  Торр; (б) –  $p=60$  Торр; (в) –  $p=760$  Торр. Трубчатый катод, межэлектродный зазор  $d=14$  мм

Временное разрешение данного коллектора составляло  $\approx 80$  пс. Для изменения амплитуды и плотности тока пучка и его длительности давление в газовом диоде, заполненном гелием, варьировалось от 3 до 760 Торр. Это позволило изменять плотность тока пучка от единиц до сотен ампер на квадратный сантиметр. Наибольшие амплитуды с.л.э.п. были получены в гелии при давлении 30 Торр. Длительность импульса с.л.э.п. при уменьшении давления гелия от 760 до 9 Торр изменялась от 100 до 600 пс. Максимальные плотности энергии электронного пучка с генератором СЛЭП-150М составляли  $\sim 0.01$  Дж/см<sup>2</sup>, а минимальные, при которых еще удавалось регистрировать осциллограммы с.л.э.п., были на три порядка меньше. Токи электронного пучка при различных давлениях гелия и напряжении на газонаполненном диоде для трубчатого катода показаны на рисунке 2.2. Распределение электронов пучка по энергиям определялось по ослаблению тока с.л.э.п. за фильтрами из алюминиевой фольги различной толщины [8, 13–15].

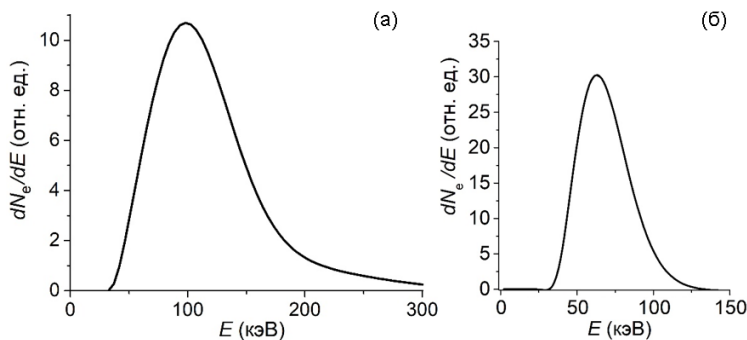


Рис. 2.3. Распределение электронов пучка по энергиям для ускорителя на основе СЛЭП-150М с трубчатым (а) [2] и сетчатым (б) катодом

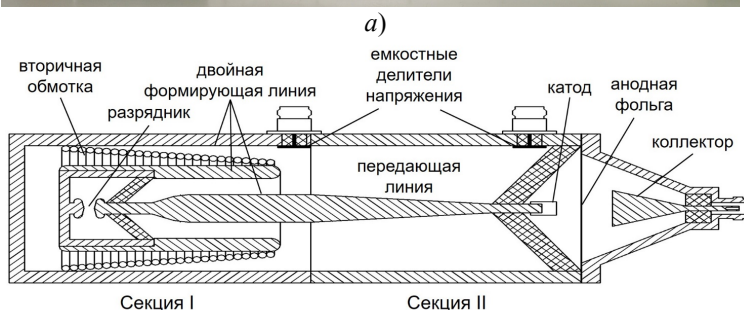
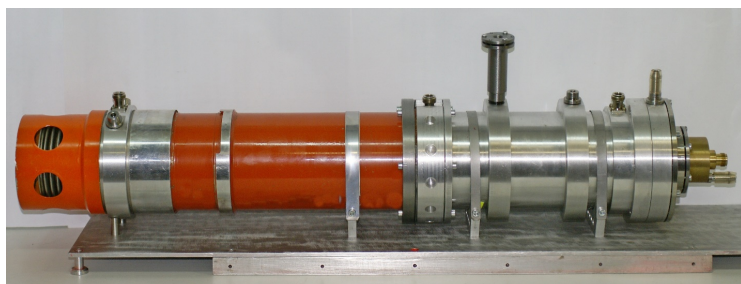


Для определения энергии основных групп электронов, кроме метода фильтров, использовался времяпролетный спектрометр, который состоял из отрезка трубы с двумя диафрагмами на торцевых фланцах [9]. Как показали исследования [9], энергия значительной части электронов (>20%) в этих условиях превышала пороговую энергию для возникновения ИЧ в ПММА (~178 кэВ). Распределение электронов по энергиям для трубчатого и сетчатого катодов приведено на рисунке 2.3.

### **2.1.2. ГИН-500**

Эксперименты в [16–20] были выполнены с использованием малогабаритного ускорителя на основе высоковольтного импульсного генератора ГИН-500 [20]. Фотография и схематичное изображение конструкции ускорителя, состоящего из двухсекционного высоковольтного блока и газонаполненного диода, показана на рисунке 2.4.

В первой секции ускорителя, как и в работе [21], использовалась двойная формирующая линия. Однако вместо разрядника с регулируемым зазором, который располагался в [21] между средним и заземленным коаксиальными электродами, применялся промышленный двухэлектродный разрядник высокого давления Р-49, который соединялся с внутренним электродом. Волновые сопротивления каждой из двух формирующих линий первой секции равнялись ~20 Ом. Сопротивление короткой передающей линии, следующей за двойной формирующей линией, составляло 50 Ом. На заземленном и среднем электродах в секции I располагались магнитопроводы, которые были взяты из генератора РАДАН [21].



б)

Рис. 2.4. Фотография ускорителя на основе ГИН-500 (а) и схематичное изображение высоковольтного блока ускорителя (б), состоящего из двух секций, а также газонаполненного диода, к которому подключен конический коллектор [20]. Обе секции ускорителя заполнены трансформаторным маслом

После короткой передающей линии устанавливалась вторая секция ускорителя, которая состояла из неоднородной передающей линии длиной 20 см, волновое сопротивление которой плавно изменялось от 50 до 100 Ом.

Применение второй секции позволяет простым способом увеличить амплитуду импульса напряжения. Диаметр внутреннего электрода на входе неоднородной линии в газонаполненный диод составлял 8 мм, а внутренний диаметр внешнего электрода коаксиальной линии равнялся 102 мм.

Это обеспечивало сравнительно высокую электрическую прочность изолятора газового диода.

Трубчатый катод с внутренним диаметром 8 мм был изготовлен из фольги из нержавеющей стали толщиной 100 мкм. Межэлектродный зазор мог изменяться от 2 до 13 мм. Вывод тока пучка осуществлялся через AlMg фольгу толщиной 40 мкм. Ток пучка регистрировался с помощью конического коллектора с временным разрешением не хуже 100 пс [22]. Измерения импульсов напряжения на выходе из первой и второй секции ускорителя осуществлялись с помощью емкостных делителей.

Зарядка двойной формирующей линии осуществлялась от вторичной обмотки импульсного трансформатора, который был расположен между двумя коаксиальными цилиндрами со встроенными магнитными сердечниками, при разряде конденсатора через первичную обмотку трансформатора (на рисунке не показаны). Далее, при срабатывании разрядника высокого давления Р-49, в секции I формировался наносекундный импульс напряжения с амплитудой ~190 кВ, который по короткой передающей линии и линии с переменным волновым сопротивлением подавался на трубчатый катод. Это позволяло получить импульсы напряжения длительностью 2.5 нс с амплитудой в режиме холостого хода ~500 кВ. Давление газа в диоде могло изменяться от 0.1 до 760 Торр. Как было показано в работах [9, 23], оптимальные давления в диоде для получения максимальных амплитуд тока пучка в гелии, водороде и азоте отличаются. В данном ускорителе для заполнения газового диода применялся воздух.

Осциллограммы импульсов напряжения и тока пучка в режиме, близком к оптимальному для проведения экспериментов по изучению параметров ИЧ [20], показаны на рисунке 2.5.

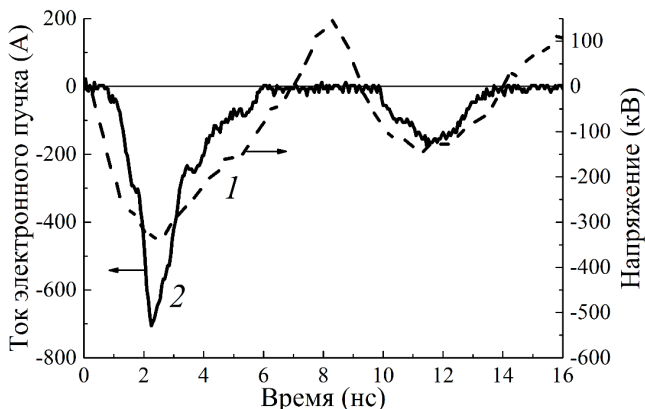


Рис. 2.5. Осциллограммы импульса напряжения на диоде (1) и тока пучка за фольгой (2) при межэлектродном зазоре  $d=11.5$  мм и давлении воздуха в диоде  $p \sim 0.8$  Торр [20]

Амплитуда импульса напряжения на диоде составляла  $\sim 350$  кВ, а ток, регистрируемый коллектором с диаметром приемной части 15 мм, составлял  $\sim 700$  А. Плотность тока пучка за фольгой с центральной площадки диаметром 3 мм составила  $\sim 220$  А/см<sup>2</sup>. Осциллограммы импульсов напряжения и тока пучка в этом режиме состояли из двух импульсов. Длительность первого (основного) импульса на полувысоте равнялась  $\tau_{0.5} \sim 1.3$  нс. Второй импульс тока пучка имел меньшую амплитуду и регистрировался только при уменьшении давления в газонаполненном диоде и/или увеличении межэлектродного зазора. Он возникал из-за различий сопротивлений генератора и газонаполненного диода, которые увеличивались при увеличении сопротивления диода. Однако за счет этого рассогласования можно было увеличивать напряжение на промежутке и, соответственно, энергию электронов.

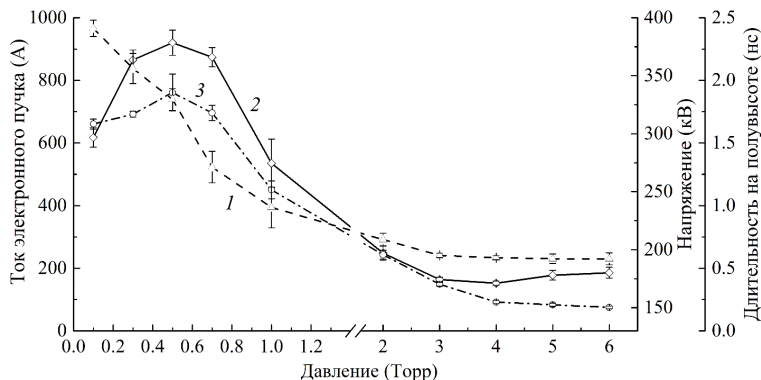


Рис. 2.6. Зависимости амплитуды импульса напряжения на диоде (1), а также амплитуды (2) и длительности (3) тока пучка за фольгой, от давления воздуха [20]. Межэлектродный зазор  $d=11.5$  мм

Влияние давления воздуха в газонаполненном диоде на амплитуду импульсов напряжения и тока первого импульса пучка, а также на длительность тока пучка на полувысоте показано на рисунке 2.6.

Видно, что в этих условиях значительное увеличение амплитуды напряжения на промежутке начинается при давлении воздуха менее 2 Торр, а максимальные напряжения регистрируются при давлении менее 0.5 Торр. Соответственно, для получения электронов пучка с максимальными энергиями надо работать в этой области давлений. Однако длительность импульса тока пучка с уменьшением давления увеличивается, и для получения импульсов с длительностью на полувысоте  $\tau_{0.5} < 1$  нс давление воздуха в газовом диоде должно превышать 1 Торр.

Как видно из рисунка 2.6, максимальная амплитуда тока пучка при оптимальном давлении и межэлектродном зазоре 11.5 мм составила 900 А. Увеличение давления в диоде до 2 Торр приводило к уменьшению амплитуды тока пучка до

$\approx 250$  А. Для получения длительности импульса  $\tau_{0.5} \sim 0.1$  нс давление воздуха в диоде должно быть увеличено до 100 Торр и более. Однако это приводило к значительному уменьшению амплитуды тока пучка. При давлении воздуха 400 Торр в диоде амплитуда тока пучка составила 3 А, а при атмосферном давлении – 1.3 А. Амплитуда импульса напряжения при давлениях воздуха 400 и 760 Торр равнялась  $\approx 135$  кВ. Малые токи пучка при повышенных давлениях в данных условиях были обусловлены длительностью фронта импульса напряжения, которая составляла  $\approx 2$  нс.

При длительности фронта импульса напряжения  $\approx 0.3$  нс на генераторе СЛЭП-150М с трубчатым катодом диаметром 6 мм амплитуда тока пучка составила при атмосферном давлении воздуха и амплитуде напряжения на диоде 180 кВ (140 кВ в падающей волне напряжения) – 10 А [24, 25]. Переход к сетчатому катоду диаметром 40 мм позволил получить на генераторе СЛЭП-150М при напряжении в падающей волне 200 кВ амплитуду тока пучка за фольгой  $\sim 100$  А с длительностью импульса на полувысоте 0.1 нс [26].

Влияние межэлектродного зазора на амплитуду напряжения и тока пучка первого и второго импульсов, а также на их длительности на полувысоте тока пучка демонстрирует рисунок 2.7. При получении этих зависимостей давление в диоде при непрерывной откачке форвакуумным насосом через шланг малого диаметра составляло  $\sim 0.8$  Торр. Это давление при длительности импульса на полувысоте  $\sim 1.3$  нс соответствовало области наибольших амплитуд тока пучка в первом импульсе для  $d=11.5$  мм. При уменьшении межэлектродного зазора амплитуда тока пучка увеличивалась, но напряжение на диоде уменьшалось. Также увеличивалась длительность импульса тока на полувысоте. Второй импульс тока пучка при малых зазорах не регист-

рировался, что связано с уменьшением сопротивления диода и, соответственно, напряжения на нем. Электроны пучка второго импульса при малых зазорах поглощались анодной фольгой.

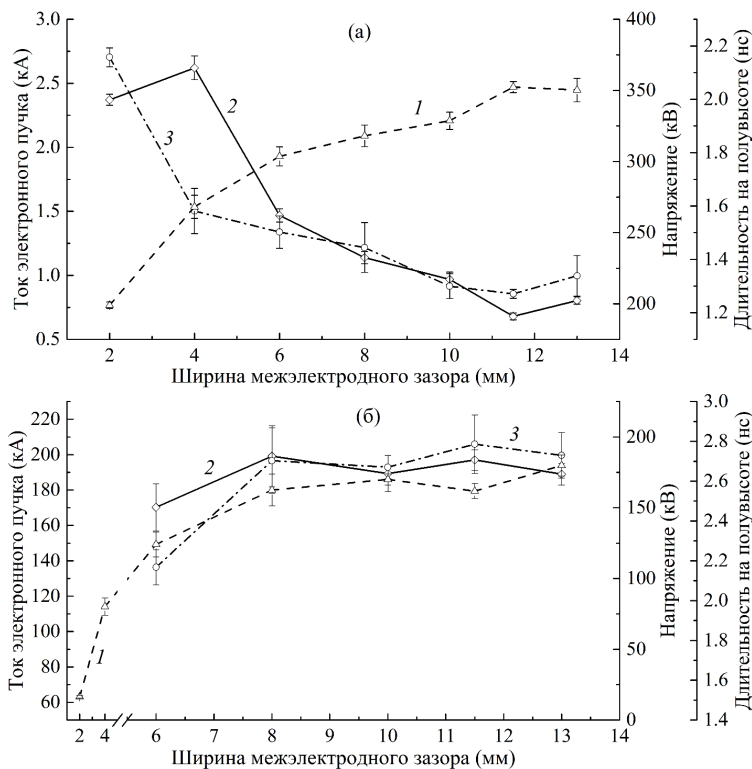


Рис. 2.7. Влияние межэлектродного зазора на амплитуду первого (а) и второго (б) импульсов напряжения (1) и тока пучка (2), а также на длительность импульса тока пучка на полувысоте (3) [20]. Давление воздуха в диоде  $p \sim 0.8$  Торр

Испытание ускорителя с катодом диаметром 4 мм из фольги толщиной 100 мкм, также изготовленного из нержавеющей стали, дали подобную зависимость. При уменьшении межэлектродного зазора от 8 до 4 мм напряжение на промежутке уменьшалось, а амплитуда тока пучка и его длительность увеличивались. Амплитуда тока пучка при  $d=2.75$  мм составила  $\sim 3.2$  кА, но амплитуда импульса напряжения была  $\sim 230$  кВ. При одинаковом давлении в газовом диоде и одинаковых  $d$  диаметр катода существенно не повлиял на амплитуду тока пучка.

Для определения спектров тока пучка за фольгой применялась методика, использующая кривые ослабления тока пучка фильтрами, которая описана в работах [13, 27]. Между фольгой и коллектором устанавливались фольги из алюминия различной толщины и измерялись амплитуды и длительности импульсов тока пучка.

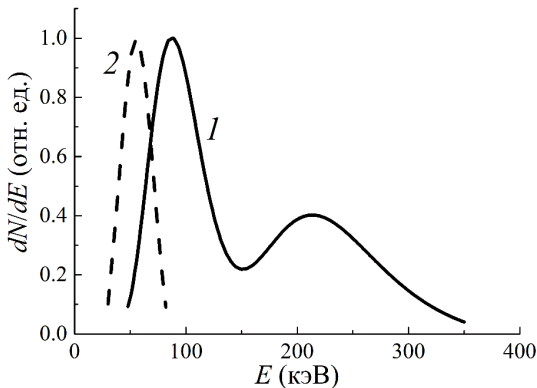


Рис. 2.8. Распределение электронов по энергиям для первого (1) и второго (2) импульсов тока пучка электронов.  $d=11.5$  мм,  $p \sim 0.8$  Торр [20]. Оба распределения нормированы на единицу



Далее из полученной кривой ослабления восстанавливался спектр электронов. На рисунке 2.8. представлены спектры электронного пучка для первого и второго импульсов при  $p \sim 0.8$  Торр и  $d=11.5$  мм.

Согласно расчету, для первого импульса на распределении электронов по энергиям имелись две группы с 50–150 и 180–350 кэВ. Во втором импульсе в этих же условиях энергия электронов не превышала 100 кэВ, и распределение имело один максимум.

Созданный ускоритель был использован для возбуждения ИЧ в кварцевом стекле КУ-1, лейкосапфире, синтетическом алмазе типа Па и керамике из оксида иттрия. Результаты приведены в главе 3. В отличие от работы [1], в которой использовался ускоритель на основе высоковольтного генератора ГИН-600 с длительностью импульса на полувысоте 12 нс (о нем будет сказано ниже), данный ускоритель при подобном распределении электронов по энергиям, имел длительность импульса  $\tau_{0,5} \approx 1.3$  нс.

### 2.1.3. РАДАН-220

Часть экспериментов [7, 28–35] была выполнена с использованием ускорителя на основе высоковольтного импульсного генератора РАДАН-220 [36, 37]. Генератор РАДАН-220 формировал на высокоомной нагрузке ( $>1$  кОм) импульсы напряжения отрицательной полярности с амплитудой до 250 кВ. В экспериментах использовались три режима генерации сверхкороткого лавинного электронного пучка (с.л.э.п.) [38], которые определялись давлением и сортом газа в диоде. Режим 1 позволял получать плотность тока с.л.э.п.  $j \sim 75$  А/см<sup>2</sup>, длительность импульса на полувысоте  $\tau_{0,5} \approx 180$  пс и частоту следования импульсов  $f=1$  Гц. В режиме 2 были следующие параметры с.л.э.п.:  $j \sim 1.1$  А/см<sup>2</sup>,  $\tau_{0,5} \sim 100$  пс,  $f=1$  Гц. В режиме 3 параметры

с.л.э.п. составляли:  $j \sim 120 \text{ А/см}^2$ ,  $\tau_{0.5} \sim 300 \text{ пс}$ ,  $f=1 \text{ Гц}$ . Во всех режимах более 95% электронов в пучке имело энергию, превышающую пороговую энергию возникновения ИЧ в алмазе  $E_{th} \sim 50 \text{ кэВ}$ . Алмазные образцы исследовались в большинстве экспериментов, так как алмаз является одним из наиболее перспективных материалов для радиаторов черенковских датчиков. Распределение электронов пучка по энергиям имело два максимума при энергиях  $\sim 80$  и  $\sim 150 \text{ кэВ}$ . Отметим, что небольшая часть электронов, менее 1% от электронов, регистрируемых за фольгой, имела энергию более 200 кэВ [39]. Распределение электронов пучка по энергиям, которое было примерно одинаковым для всех трех режимов работы ускорителя РАДАН-220, приведено на рисунке 2.9.

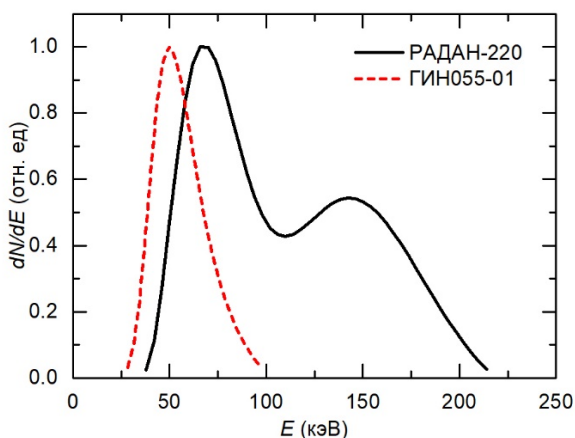


Рис. 2.9. Распределение электронов пучка по энергиям для ускорителей на основе генераторов РАДАН-220 и ГИН-55-01 [29]

### 2.1.4. ГИН-55-01

Совместно с ускорителем на основе генератора РАДАН-220 в ряде экспериментов [28, 29, 31, 33–35] использовался ускоритель на основе высоковольтного генератора ГИН-55-01 [40], что позволило расширить диапазон воздействия электронного пучка на исследуемые образцы. Конструкция газоразрядной камеры, использовавшейся в качестве газонаполненного диода в ускорителе на основе ГИН-55-01, приведена на рисунке 2.10.

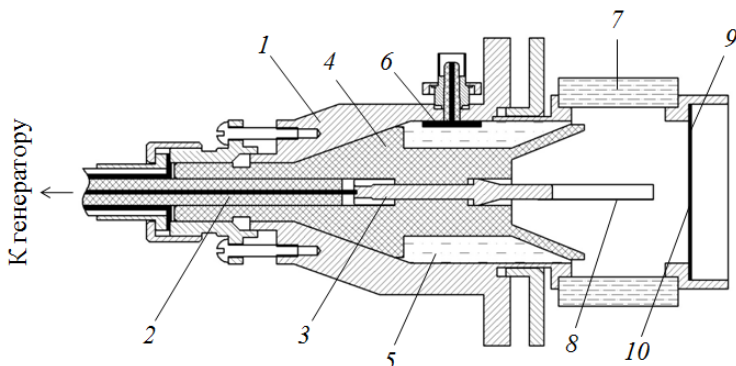


Рис. 2.10. Конструкция газоразрядной камеры, подключенной к генератору ГИН-55 [40]. 1 – металлический корпус, 2 – высоковольтный кабель от генератора, 3 – внутренний проводник коаксиальной линии, 4 – изолятор, 5 – трансформаторное масло, 6 – емкостный делитель напряжения, 7 – боковые окна, 8 – трубчатый катод, 9 – анод (армирующая сетка и фольга), 10 – диафрагма диаметром 10 мм

Генератор ГИН-55-01 формировал на согласованной нагрузке с сопротивлением 75 Ом импульсы напряжения отрицательной полярности амплитудой 55 кВ с временем нарастания 0.7 нс по уровню 0.1–0.9 и длительностью 1 нс. Частота повторения импульсов могла изменяться от 1 до

100 Гц. Воздействие на образцы осуществлялось на частоте 60 Гц [31, 34] или 65 Гц [28, 29, 33]. Максимум распределения электронов пучка по энергиям соответствовал  $\sim 50$  кэВ (рис. 2.9). Количество электронов пучка с энергией, превышающей пороговую энергию возникновения ИЧ в алмазе  $E_{th}=50$  кэВ, составляло не менее 60% от общего количества электронов. Длительность с.л.э.п. на полувысоте  $\tau_{0.5} \approx 100$  пс, а плотность тока составляла  $j \approx 1.6$  А/см<sup>2</sup>. Распределение электронов пучка по энергиям для ускорителя на основе генератора ГИН-55-01 для удобства сравнения с распределением для ускорителя на основе генератора РАДАН-220 также приведено на рисунке 2.9.

### **2.1.5. ГИН-600**

В [1, 7, 30, 35], наряду с другими ускорителями, использовался сильноточный ускоритель на основе высоковольтного импульсного генератора ГИН-600, прототипом которого был ускоритель, описанный в [41]. Генератор ГИН-600 формировал импульсы напряжения с максимальной амплитудой 600 кВ, которые подавались на вакуумный диод с трубчатым катодом.

Длительность импульса тока электронного пучка за Al-фольгой толщиной 30 мкм составляла на полувысоте  $\tau_{0.5} \sim 12$  нс по основанию, энергия электронов в большинстве экспериментов 50–400 кэВ и плотность тока пучка за фольгой  $j \sim 100$  А/см<sup>2</sup>. Диапазон плотностей энергии электронного пучка при варьировании напряжения генератора составлял 0.01–0.4 Дж/см<sup>2</sup>. Распределение электронов пучка по энергиям, восстановленное с использованием данных об ослаблении тока с.л.э.п. алюминиевыми фильтрами различной толщины [8, 13–15, 27], приведено на рисунке 2.11.

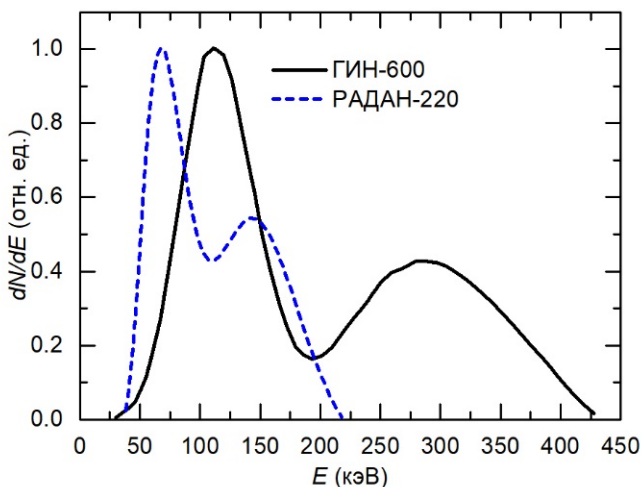


Рис. 2.11. Распределение электронов пучка по энергиям для ускорителей на основе генераторов ГИН-600 и РАДАН-220 [24]

Как видно из рисунка, максимальная энергия электронов пучка составляла  $\sim 400$  кэВ. Два пика на распределении электронов по энергиям появляются благодаря соответствующему изменению напряжения на диоде во время генерации электронного пучка.

Для всех ускорителей, за исключением ускорителя на основе ГИН-600, электрические сигналы с емкостных делителей и коллекторов подавались на цифровой осциллограф Agilent DSO-X6004A (6 ГГц, 20 выборок/нс) через высокочастотные кабели 5D-FB PEEG (Radiolab) длиной 1.2 м. Для ослабления сигналов использовались ослабители 142-NM (Barth Electronics, 30 ГГц). При работе с ускорителем на основе ГИН-600 использовался цифровой осциллограф Tektronix DPO 3034 (300 МГц, 5 выборок/нс).

### 2.1.6. Микротрон 6 МэВ

В работе [42] для исследования зависимости спектрального состава излучения пластины кварцевого стекла от угла наклона ее к направлению распространения электронного пучка в качестве ускорителя электронов использовался микротрон Томского политехнического университета [43].

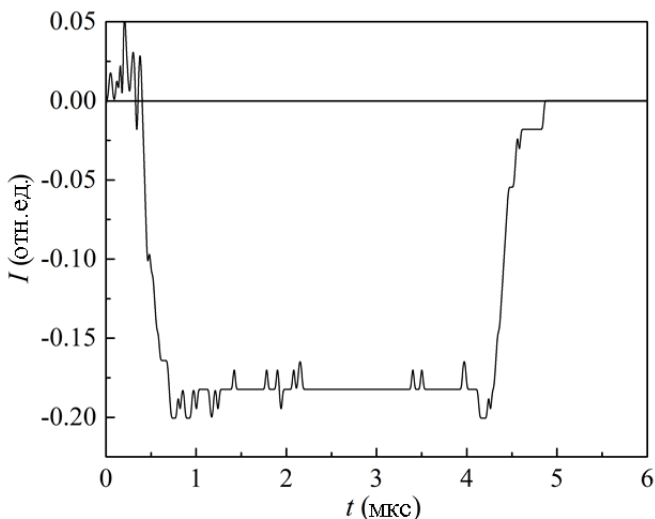


Рис. 2.12. Осциллограмма тока электронного пучка микротрона, зарегистрированная с помощью коллектора [42]

Энергия электронов пучка составляла 6 МэВ. Средний ток пучка составлял 25 мА, длительности импульса тока — 4 мкс. При этом пучок состоял из  $10^4$  сгустков с длительностью каждого сгустка  $\sim 10$  пс и подавался на образцы с частотой 3 Гц. Расходимость пучка после вывода из камеры соответствовала  $\theta_e \sim 6^\circ$ . Форма импульса тока пучка, измеренная с помощью коллектора, показана на рисунке 2.12.

Длительность отдельных электронных сгустков и соответствующих импульсов ИЧ была меньше временного разрешения используемой в данных экспериментах аппаратуры.

## 2.2. Экспериментальные установки и характеристики материалов образцов

Исследование свечения образцов из различных материалов под действием электронного пучка от вышеописанных ускорителей проводилось на нескольких экспериментальных установках.

Схемы экспериментов по изучению спектральных и амплитудно-временных характеристик свечения таких материалов, как натуральный и синтетический алмаз, кварцевое стекло марки КУ-1 и лейкосапфир [7, 30], а также оксид галлия (III) [35], представлены на рисунке 2.13.

В этих экспериментах использовались ускорители на основе высоковольтных импульсных генераторов РАДАН-220, СЛЭП-150М и ГИН-600 (далее для краткости будем называть ускорители электронов по названию высоковольтных генераторов, на основе которых эти ускорители собраны). РАДАН-220 работал в описанном выше режиме 3 [7, 30], либо в режимах 1 и 2 [35]; СЛЭП-150М формировал электронный пучок с энергией электронов 50–250 кэВ, длительностью импульса с.л.э.п. на полувысоте  $\tau_{0,5} \sim 100$  пс и плотность тока за фольгой  $j \sim 50$  А/см<sup>2</sup> [7]; ГИН-600 обеспечивал электронный пучок с длительностью на полувысоте составляла  $\tau_{0,5} \sim 12$  нс, энергией электронов 50–400 кэВ и плотностью тока пучка за фольгой  $j \sim 100$  А/см<sup>2</sup> [7, 30], плотность энергии электронного могла варьироваться в диапазоне 0.1–0.4 Дж/см<sup>2</sup> [35].

Спектры излучения образцов, а также спектры их пропускания измерялись с помощью спектрометра HR2000+ES (спектральный диапазон 190–1100 нм, спектральное разре-

шение  $9 \text{ \AA}$ , Ocean Optics, Inc.) с известной спектральной чувствительностью. Образцы обычно устанавливались на расстоянии от фольги 2.5 мм. Излучение подавалось на спектрометр по световоду P600-1-SR (спектральный диапазон 200–1100 нм, диаметр сердцевины 600 мкм, Ocean Optics, Inc.) (рис. 2.13 (а)).

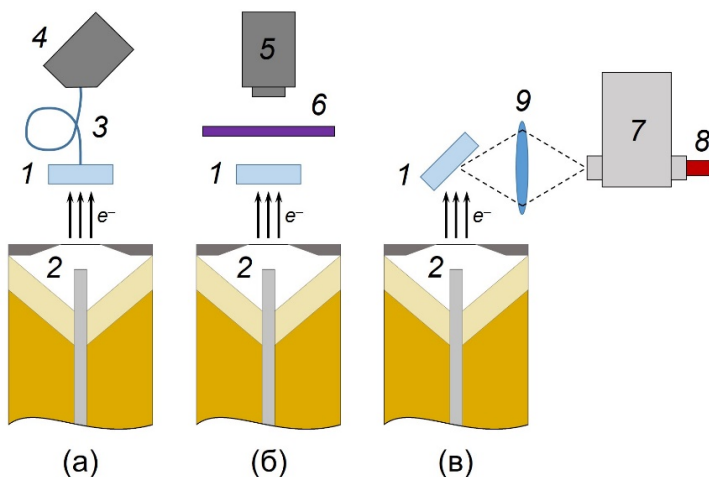


Рис. 2.13. Схемы систем регистрации параметров излучения с помощью спектрометра (а), фотодиода (б) и монохроматора с ФЭУ (в): 1 – образец; 2 – вакуумный или газовый диод; 3 – оптический световод; 4 – спектрометр; 5 – фотодиод PD025; 6 – оптический фильтр; 7 – монохроматор; 8 – ФЭУ; 9 – линза [30]

В [35] при проведении спектральных измерений с возбуждением свечения образцов электронным пучком от ускорителя ГИН-600 использовался оптоволоконный спектрометр AvaSpec-3648 (диапазон 200–1100 нм, спектральное разрешение  $\sim 3$  нм).



При высоком временном разрешении в области длин волн 200–700 нм амплитудно-временные характеристики излучения регистрировались с помощью фотодиода PD025 компании Photek (катод LNS20, время нарастания переходной характеристики  $\approx 80$  пс) с установкой оптического фильтра УФС-1 (полоса пропускания в спектральном диапазоне 240–400 нм) и без него (рис. 2.13 (б)).

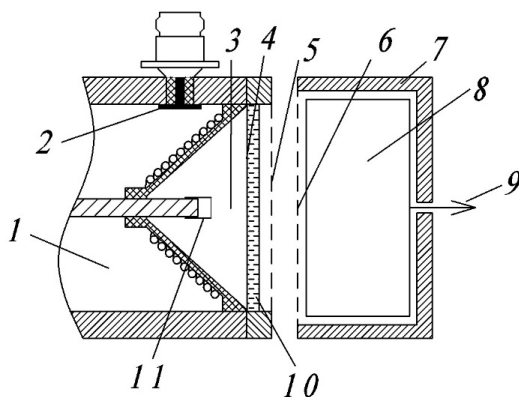


Рис. 2.14. Схема эксперимента по определению длительности импульса свечения. 1 – выходная часть дополнительной передающей линии генератора СЛЭП-150М; 2 – емкостный делитель; 3 – разрядный промежуток газового диода; 4 – анод из сетки с прозрачностью 64% за которым вплотную располагалась Al фольга толщиной 15 мкм; 5 – сетка на торце генератора СЛЭП-150М; 6 – сетка на торце защитного корпуса фотодиода; 7 – корпус фотодиода; 8 – фотодиод PD025; 9 – вывод сигнала с фотодиода; 10 – круглые образцы ПММА толщиной 0,9, 6 и 10 мм; 11 – катод [4]

Коротковолновая граница определялась поглощением образцов или воздуха, а длинноволновая – уменьшением чувствительности фотодиода, начиная с 500 нм. Выходная часть передающей линии генератора СЛЭП-150М, газовый диод с трубчатым катодом и фотодиод PD025 в защитном кожухе (алюминиевом стакане) показаны на рисунке 2.14.

Амплитудно-временные характеристики излучения на определенной длине волны регистрировались с помощью дифракционного монохроматора МДР-23 (решетка 1200 штрихов/мм, обратная линейная дисперсия 1.3 нм/мм, ширина входной и выходной щели – 400 мкм) и ФЭУ-97 (рабочий диапазон длин волн 250–650 нм, время нарастания переходной характеристики ~7 нс) [7], либо ФЭУ-84 (рабочий диапазон длин волн 300–800 нм, время нарастания переходной характеристики ~5 нс) [30], либо ФЭУ Н7732-10 Hamamatsu (рабочий диапазон длин волн – 185–900 нм, диапазон изменения чувствительности ФЭУ –  $10^3$ – $10^7$ , время нарастания переходной характеристики – 2.2 нс) с известной спектральной чувствительностью [35], а также цифрового осциллографа Tektronix DPO 3034 (300 МГц) [7, 30, 35] и Tektronix TDS3054B (500 ГГц, 5 выборок за наносекунду) [35], связанных с компьютером. Образцы устанавливались под углом  $45^\circ$  к оси монохроматора и излучение фокусировалось линзой на щель монохроматора (рис. 2.13, в).

В [35] использовались два метода регистрации спектров свечения кристаллов  $\text{Ga}_2\text{O}_3$ : «спектр по точкам» и «спектр за импульс».

Первый метод позволял с временным разрешением регистрировать спектры свечения с помощью импульсного спектрометра на основе дифракционного монохроматора МДР-23, ФЭУ-97 и осциллографа Tektronix DPO 3034, связанного с компьютером. Временное разрешение всей сис-

темы регистрации спектральных характеристик свечения образцов составляло  $\sim 15$  нс.

Во втором методе суммарные за импульс возбуждения спектры свечения (без временного разрешения) регистрировались с помощью оптоволоконного спектрометра AvaSpec-3648.

В таблице 2.1 приведены материалы, условные обозначения и параметры образцов, исследованных в [7, 30] на экспериментальных установках, изображенных на рисунке 2.13. Длинноволновая граница полосы пропускания алмазов указана условно (более 5 мкм). Ее точное значение для дальнейшего изложения не имеет значения, так как она лежит в ИК области спектра, а исследованная спектральная область возбуждения ИЧ ограничивается УФ и видимым диапазонами. В [29] исследовались спектральные и амплитудно-временные характеристики свечения образцов природного и синтетического алмазов и  $\text{CaF}_2$ . Схемы экспериментов приведены на рисунке 2.15.

При проведении экспериментов использовались ускорители РАДАН-220 (РАДАН-220 работал в режимах 1 и 2) и ГИН-55-01.

Спектры излучения образцов, а также спектры их пропускания измерялись с помощью спектрометра OceanOptics HR2000+ES. Амплитудно-временные характеристики излучения регистрировались с помощью фотодиода PD025 компании Photek, а также с помощью дифракционного монохроматора МДР-23 и ФЭУ Н7732-10 Hamamatsu (их характеристики приведены выше).

В [28, 31–34] при возбуждении свечения в природном и синтетическом алмазе, а также в ряде других материалов для исследования спектральных и амплитудно-временных характеристик излучения использовалась экспериментальная установка, схематично изображенная на рисунке 2.16.

Как и в [29], использовались ускорители РАДАН-220 и ГИН-55-01 (в [32] использовался только РАДАН-220).

Таблица 2.1. Информация об образцах

Параметры образцов	Полоса пропускания (мкм)	Размеры (мм <sup>3</sup> )	$n_D$	$E_{th}$ (кэВ)
Тип материала образца (обозначение образца)				
Алмаз, Па тип, синтетический, CVD (C5)	0.225-(>5)	10×10×0.5	2.42	50
Алмаз, Па тип, синтетический, CVD (C6)	0.225-(>5)	10×10×0.1	2.42	50
Алмаз, Па тип, синтетический, HPHT (CN3)	0.3-(>5)	4.2×3.5×0.195	2.42	50
Алмаз, Па тип, природный (C4)	0.225-(>5)	∅5×0.25	2.42	50
Лейкосапфир, Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	0.18–2.3	∅30×4	~1.77	108
Кварцевое стекло КУ-1, SiO <sub>2</sub>	0.16–3	∅40×7	1.46	190

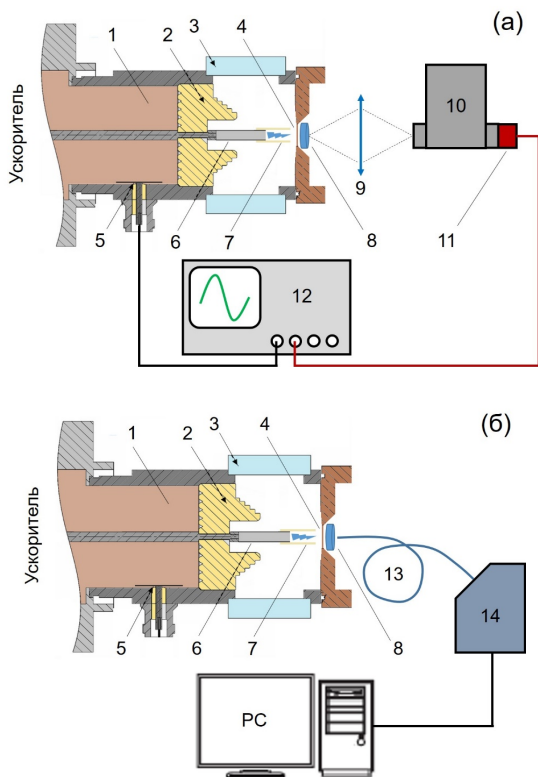


Рис. 2.15. Схематичное изображение экспериментальных установок: 1 – трансформаторное масло; 2 – изолятор; 3 – кварцевые окна; 4 – Ti-фольга толщиной 13 мкм; 5 – емкостной делитель напряжения; 6 – трубчатый катод; 7 – силиконовая трубка; 8 – исследуемый образец; 9 – собирающая линза; 10 – монохроматор; 11 – фотоумножитель; 12 – осциллограф; 13 – световод; 14 – спектрометр. (а) – регистрация амплитудно-временных и спектральных характеристик свечения образца, (б) – регистрация обзорного спектра свечения [29]

РАДАН-220 работал в режимах 1 и 2. В [2, 3] в экспериментах с образцами ПММА использовался ускоритель СЛЭП-150М.

Схемы экспериментов в [2, 3, 28, 31, 33, 34] отличаются от использованных в [29] наличием воздействия на образцы излучения KrCl-эксилампы (длина волны излучения  $\lambda = 222$  нм) для возбуждения фотолюминесценции (рис. 2.16). Средняя плотность мощности излучения этой эксилампы составляла  $7$  мВт/см<sup>2</sup>, длительность импульса излучения на полувысоте  $\tau_{0,5} = 200$  нс при частоте следования импульсов  $f = 43$  кГц. В [28] для этих же целей кроме KrCl-эксилампы использовались и другие эксилампы с излучением на длинах волн 172, 206, 282 и 308 нм. Спектральные и амплитудно-временные характеристики свечения образцов регистрировались на той же аппаратуре, что и в [29] (она была описана выше).

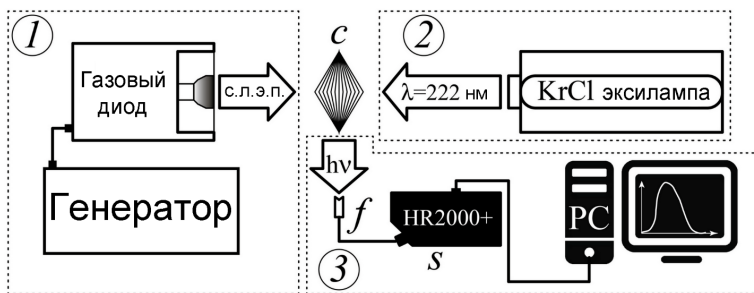


Рис. 2.16. Схема экспериментальной установки. 1 – возбуждение образцов электронным пучком, 2 – возбуждение образцов KrCl-эксилампой, 3 – система регистрации параметров свечения образцов [33]

Эксперименты, описанные в [28, 29, 31–35], проводились с различными материалами: природным и синтетиче-

ским алмазом IIa типа, иодидом цезия (CsI), сульфидом цинка (ZnS), лейкосапфиром ( $Al_2O_3$ ), флюоритом ( $CaF_2$ ), диоксидом циркония ( $ZrO_2$ ), оксидом галлия (III) ( $Ga_2O_3$ ), кальцитом ( $CaCO_3$ ), сульфидом кадмия (CdS) и селенидом цинка (ZnSe).

Оксид галлия (III) имеет несколько модификаций, наиболее стабильной считается  $\beta$ -фаза [44, 45]. В экспериментах [34, 35] использовались два образца  $\beta$ - $Ga_2O_3$ : легированный Sn, который является полупроводником и легированный Fe – полуизолятор. Исследовались характеристики монокристаллических пластин  $\beta$ - $Ga_2O_3$ , выращенных методом Степанова (EFG метод, производитель – Tamuga Corp. [46]). Исследовалось два типа пластин (№ 1 и № 2, см. табл. 2.2) при температуре 300° К. Оптические характеристики кристаллов приведены в таблице 2.3.

Таблица 2.2. Информация о  $\beta$ - $Ga_2O_3$

Тип пластины	Кристаллографическая ориентация	Толщина, мкм	Тип проводимости	Легирующая примесь	Концентрация свободных носителей заряда, $см^{-3}$
№ 1	(010)	610	Полуизолятор	Fe	$<10^6$
№ 2	(-201)	650	Полупроводник n-типа	Sn	$3 \cdot 10^{17}$

Таблица 2.3. Информация об образцах

Параметры образцов Тип материала образца (обозначение образца)	Полоса пропускания, (мкм)	$n_D$	$E_{th}$ (кэВ)
Алмаз, Па тип, природный (C4)	0.225-( $<5$ )	2.42	50
Алмаз, Па тип, синтетический, CVD (C5)	0.225-( $<5$ )	2.42	50
ZnSe	0.475–20	2.4	51
CdS	0.52–1*	2.4	51
ZnS	0.37–13.5	2.2	63
ZrO <sub>2</sub>	0.35–7	2.158	65
Ga <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	0.26–1*	1.97	82
Лейкосапфир, Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	0.18–2.3	1.77	108
CsI	0.3–35	1.74	113
CaCO <sub>3</sub>	0.25–2.5	1.57	152
CaF <sub>2</sub>	0.125–12	1.434	202

Примечание: \* – Для кристаллов CdS и Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> не удалось найти данные о длинноволновой границе области прозрачности, поэтому в таблице 2.3 указана длинноволновая граница рабочего диапазона спектрометра HR2000+ES (~1 μm).



Значения показателей преломления  $n_D$  для разных кристаллов были взяты из базы данных показателей преломления [47]. Коротковолновая граница области прозрачности для ряда кристаллов определялась с помощью спектрометра HR2000+ES, имеющего чувствительность в диапазоне длин волн 190–1100 nm, а данные о длинноволновой границе области прозрачности ряда кристаллов были взяты из различных источников [48, 49]. Из этих же источников были взяты данные о коротковолновой границе области прозрачности для кристаллов, у которых она лежала в области короче 190 nm.

В [2–5] в качестве материала образцов использовался ПММА ( $n_D=1.49$ ,  $E_{it}=178$  кэВ), толщина образцов составляла 0,9, 3, 6 и 10 мм. В таблице 2.3 приведены материалы, условные обозначения и параметры образцов, исследованных в [29, 31, 33] (и параметры образцов натурального и синтетического алмазов, в которых возбуждалось ИЧ в [28]) на экспериментальных установках, изображенных на рисунках 2.15 и 2.16.

Установка на основе ускорителя ГИН-500 использовалась для исследования спектральных и амплитудно-временных характеристик свечения образцов керамики из оксида иттрия [16], лейкосапфира, кварцевого стекла КУ-1 [17, 18] и синтетического алмаза (образец С5, см. табл. 2.1) [18], а также фторидов:  $\text{CaF}_2$ ,  $\text{BaF}_2$ -Ce, LiF, LiF-W и  $\text{MgF}_2$ , толщина которых составляла от 0,7 до 8 мм [19]. Схемы экспериментов представлены на рисунке 2.13 (а, б).

В [16] в экспериментах использовался образец керамики из оксида иттрия ( $\text{Y}_2\text{O}_3$ ) с добавлением 0,05 мольных долей  $\text{ZrO}_2$ .

Величина показателя преломления керамики составляет  $n_D=1.93$ , пороговая энергия электрона для возникновения ИЧ при этом показателе преломления –  $E_{it}=86$  кэВ. Образец

представлял собой круглую плоскопараллельную пластину толщиной 2 мм и диаметром 11 мм. Образцы керамики изготавливались в Институте электрофизики УрО РАН из нанопорошка, полученного методом лазерного синтеза [50]. Одноосным статическим прессом под давлением 133 МПа нанопорошок компактировался в диски диаметром 15 мм с толщиной 3–4 мм. После этого проводилось спекание в вакуумной печи с вольфрамовыми нагревателями в течение 10 ч при температуре 1950 °С и остаточном давлении  $10^{-5}$  мбар. Далее полученные образцы подвергались просветляющему отжигу при температуре 1350 °С в течение 5 ч и ручной полировке с использованием набора алмазных паст.

Образцы лейкосапфира и кварцевого стекла КУ-1 также представляли собой плоскопараллельные пластины толщиной 5 и 8 мм, соответственно, и диаметром 60 мм. В качестве образца синтетического алмаза использовался образец С5 (см. табл. 2.1). Спектр свечения образцов регистрировался, как и в [7, 30], спектрометром HR2000+ES с помощью световода Р600-1-SR.

Спектр пропускания образцов определялся с помощью стандартного дейтерий-галогенного источника, излучавшего в области 200–850 нм (Stellar-Net SL5).

Импульсная катодолюминесценция образца керамики исследовалась на установке типа КЛАВИ [51] в диапазоне 200–900 нм. Для возбуждения люминесценции использовался электронный пучок с плотностью тока  $j=160$  А/см<sup>2</sup>, энергией электронов до 180 кэВ и длительностью тока пучка  $\tau=2$  нс. Спектры импульсной катодолюминесценции регистрировались интегрирующим по времени фотоприемником на базе ПЗС-линейки, совмещенным с дифракционным спектрографом.

Амплитудно-временные характеристики свечения образцов регистрировались, как и в [7, 30], фотодиодом Photek PD025. УФ область спектра при этом могла выделяться с помощью оптического фильтра УФС-1.

Исследования по определению

пространственных характеристик излучения пластин кварцевого стекла с использованием микротрона [42] проводились на установке, схема которой представлена на рисунке 2.17. Для экспериментов использовались плоскопараллельные пластинки из кварцевого стекла марки GE-014 толщиной 2.18 мм и КУ-1 толщиной 8, 8.4 и 10 мм.

Выбор данных сортов кварцевого стекла был обусловлен малой интенсивностью ИКЛ в них и малым поглощением в области длин волн 200–800 нм. Основные эксперименты были проведены с пластинкой из кварцевого стекла марки GE-014, которая имела наименьшую толщину. Для указанной толщины угол многократного рассеяния составлял  $\theta_{ms} \approx 23^\circ$ . Спектры излучения регистрировались спектрометром Ocean Optics HR2000+, который был удален от траектории пучка электронов и защищался от их попадания, а также от рентгеновского излучения. Отметим, что рентгеновское излучение имело наибольшую интенсивность у ускорителя и рядом с облучаемой пластинкой и траекторией пучка электронов. Световое излучение от об-

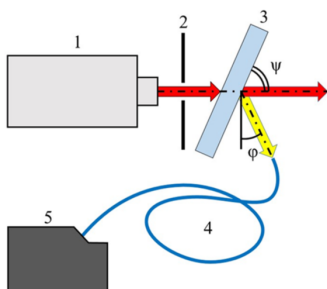


Рис. 2.17. Схема экспериментальной установки: 1 – микротрон, 2 – диафрагма, 3 – пластина кварцевого стекла, 4 – световод, 5 – спектрометр [42]

разцов к спектрометру подавалось с помощью световода длиной 2 м, который также защищался от рентгеновского излучения и прямого попадания пучка электронов.

Во всех экспериментах сигналы с фотодиода PD025 регистрировались с помощью цифрового осциллографа Agilent DSO-X6004A (6 ГГц, 20 выборок/нс). Фотографии свечения образцов выполнялись с помощью цифрового зеркального фотоаппарата Sony  $\alpha$ 100.

## Литература к главе 2

1. Олешко В.И., Бакшт Е.Х., Бураченко А.Г., Тарасенко В.Ф. О природе свечения полиметилметакрилата при возбуждении пучком электронов субнаносекундной и наносекундной длительности // ЖТФ. – 2017. – Т. 87, № 2. – С. 271–276. – (doi: 10.21883/JTF.2017.02.44137.1860).
2. Tarasenko V.F., Baksht E.Kh., Burachenko A.G., Beloplotov D.V., Kozyrev A.V. Luminescence of polymethyl methacrylate excited by runaway electron beam and by KrCl excilamp // IEEE Transactions on Plasma Science. – 2017. – Vol. 45, No. 1. – P. 76–84. – (doi: 10.1109/TPS.2016.2637570).
3. Бураченко А.Г., Тарасенко В.Ф., Бакшт Е.Х., Белоплотов Д.В. Люминесценция полиметилметакрилата при воздействии пучка убегающих электронов и излучением KrCl-эксилампы // Известия вузов. Физика. 2016. – Т. 59, № 7/2. – С. 23–27. – (<https://elibrary.ru/item.asp?id=27187752>).
4. Бакшт Е.Х., Бураченко А.Г., Белоплотов Д.В., Тарасенко В.Ф. Излучение полиметилметакрилата при облучении пучком убегающих электронов с субнаносекундной длительностью импульса // Известия вузов. Физика. – 2016. – Т. 59, № 4. – С. 15–19. – (<https://elibrary.ru/item.asp?id=25963189>).
5. Тарасенко В.Ф., Бакшт Е.Х., Бураченко А.Г., Белоплотов Д.В., Козырев А.В. Свечение полиметилметакрилата под воздействием пучков убегающих электронов, формируемых в газовом диоде // Доклады академии наук. – 2016. – Т. 471, № 2. – С. 150–153. – (doi: 10.7868/S0869565216320104).
6. Tarasenko V.F., Kostyrya I.D., Baksht E.Kh., Rybka D.V. SLEP-150M compact supershort avalanche electron beam accelerator //

- IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation. – 2011. – Vol. 18, No. 4. – P. 1250–1255. – (doi: 10.1109/TDEI.2011.5976123).
7. Тарасенко В.Ф., Бакшт Е.Х., Белоплотов Д.В., Бураченко А.Г., Ерофеев М.В., Липатов Е.И., Ломаев М.И., Олешко В.И. О влиянии энергии электронов на характеристики излучения Вавилова–Черенкова и импульсной катодолюминесценции // Известия вузов. Физика. – 2019. – Т. 62, № 7. – С. 79–88. – (doi: 10.17223/00213411/62/7/79).
  8. Тарасенко В.Ф. Параметры сверхкороткого лавинного электронного пучка, генерируемого в воздухе атмосферного давления, и их измерение // Физика плазмы. – 2011. – Т. 37, № 5. – С. 444–457. – (<https://elibrary.ru/item.asp?id=16352794>).
  9. Бураченко А.Г., Тарасенко В.Ф. О влиянии давления азота на энергию убегающих электронов, генерируемых в газовом диоде // Письма в ЖТФ. – 2010. – Т. 36, № 24. – С. 85–94. – (<http://journals.ioffe.ru/articles/14233>).
  10. Тарасенко В.Ф., Бакшт Е.Х., Белоплотов Д.В. и др. О параметрах пучков убегающих электронов и об электронах с «аномальной» энергией при субнаносекундном пробое газов атмосферного давления // Письма в ЖЭТФ. – 2015. – Т. 102, № 6. – С. 388–392. – ([http://www.mathnet.ru/php/archive.phtml?wshow=paper&jrnid=jetpl&paperid=4731&option\\_lang=rus](http://www.mathnet.ru/php/archive.phtml?wshow=paper&jrnid=jetpl&paperid=4731&option_lang=rus)).
  11. Тарасенко В.Ф., Бакшт Е.Х., Бураченко А.Г. и др. Эффективные режимы генерации пучков убегающих электронов в гелии, водороде и азоте // Письма в ЖТФ. – 2010. – Т. 36, № 8. – С. 60–67. – (<http://journals.ioffe.ru/articles/12375>).
  12. Tarasenko V.F., Baksht E.Kh., Burachenko A.G. et al. Generation of supershort avalanche electron beams and formation of diffuse discharges in different gases at high pressure // Plasma Devices and Operation. – 2008. – Vol. 16, No. 4. – P. 267–298. – (<https://doi.org/10.1080/10519990802478847>).
  13. Kozyrev A.V., Kozhevnikov V.Yu., Vorobyev M.S. et al. Reconstruction of electron beam energy spectra for vacuum and gas diodes // Laser and Particle Beams. – 2015. – Vol. 33. – P. 183–192. – (<https://doi.org/10.1017/S0263034615000324>).
  14. Lin Z., Zhenghong L., Zhen W. et al. Design of a 5-MA 100-ns linear-transformer-driver accelerator for wire array Z-pinch experiments // Physical Review Accelerators and Beams. – 2016. –

- Vol. 19, No. 3. – P. 030401. – (<https://doi.org/10.1103/PhysRevAccelBeams.19.030401>).
15. Zhang C., Tarasenko V., Gu J. et al. A comparison between spectra of runaway electron beams in SF6 and air // *Physics of Plasmas*. – 2015. – Vol. 22, No. 12. – P. 123516. – (<https://doi.org/10.1063/1.4938214>).
  16. Бакшт Е.Х., Ерофеев М.В., Тарасенко В.Ф. и др. Свечение керамики из оксида иттрия под действием электронного пучка // *Известия вузов. Физика*. – 2020. – Т. 63, № 7. – С. 41–47.
  17. Tarasenko V.F., Alekseev S.B., Baksht E.Kh. et al. Electrons accelerator for research Cherenkov radiation in different specimens // *Journal of Physics: Conference Series*. – IOP Publishing, 2020. – Vol. 1499, No. 1. – P. 012043. – (<https://doi.org/10.1088/1742-6596/1499/1/012043>).
  18. Tarasenko V.F., Baksht E.Kh., Beloplotov D.V. et al. Cherenkov radiation and cathodoluminescence in sapphire, quartz, and diamond under the excitation of an electron beam // *Japanese Journal of Applied Physics*. – 2020. – Vol. 59, No. SH. – P. SHHD01. – (<https://doi.org/10.35848/1347-4065/ab7475>).
  19. Ерофеев М.В., Бакшт Е.Х., Олешко В.И., Тарасенко В.Ф. Исследование импульсной катодолуминесценции фторидов кальция, бария, лития и магния // *Известия вузов. Физика*. – 2020. – № 5. – С. 111–115. – (doi: 10.17223/00213411/63/5/111).
  20. Тарасенко В.Ф., Алексеев С.Б., Бакшт Е.Х. и др. Наносекундный ускоритель электронов с неоднородной передающей линией и газонаполненным диодом // *ПТЭ*. – 2020. – № 3. – С. 78–82. – (doi: 10.31857/S0032816220040096).
  21. Шпак В.Г., Яландин М.И. Мощные малогабаритные импульсно-периодические генераторы субнаносекундного диапазона (обзор) // *ПТЭ*. – 2001. – № 3. – С. 5–31. – (<https://www.elibrary.ru/item.asp?id=14960050>).
  22. Tarasenko V.F., Rybka D.V. Methods for recording the time profile of single ultrashort pulses of electron beams and discharge currents in real-time mode // *High Voltage*. – 2016. – Vol. 1, No. 1. – P. 43. – (<http://dx.doi.org/10.1049/hve.2016.0007>).
  23. Tarasenko V.F., Baksht E.Kh., Burachenko A.G., Lomaev M.I., Sorokin D.A. Modes of Generation of Runaway Electron Beams in He, H<sub>2</sub>, Ne, and N<sub>2</sub> at a Pressure of 1–760 Torr // *IEEE Trans. Plasma Sci*. – 2010. – Vol. 38, No. 10. – P. 2583–2587.

24. Костыря И.Д., Бакшт Е.Х., Тарасенко В.Ф. Эффективный катод для генерации сверхвысокого лавинного электронного пучка в воздухе атмосферного давления // Приборы и техника эксперимента. – 2010. – № 4. – С. 84–87.
25. Костыря И.Д., Тарасенко В.Ф., Бакшт Е.Х. и др. Генерация субнаносекундных пучков электронов в воздухе атмосферного давления // Письма в ЖТФ. – 2009. – Т. 35, № 21. – С. 79. – (<http://journals.ioffe.ru/articles/14022>).
26. Костыря И.Д., Рыбка Д.В., Тарасенко В.Ф. Амплитуда и длительность импульса тока сверхкороткого лавинного электронного пучка при разряде в воздухе атмосферного давления // ПТЭ. – 2012. – № 1. – С. 80–85. – (<https://www.elibrary.ru/item.asp?id=17313166>).
27. Baksht E.H., Burachenko A.G., Kozhevnikov V.Yu. et al. Spectrum of fast electrons in a subnanosecond breakdown of air-filled diodes at atmospheric pressure // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2010. – Vol. 43, No. 30. – P. 305201. – (<https://doi.org/10.1088/0022-3727/43/30/305201>).
28. Lipatov E.I., Genin D.E., Grigor'ev D.V. et al. Applied optical properties of diamond // AIP Conference Proceedings. – 2019. – Vol. 2069, No. 1. – P. 040007. – (<https://doi.org/10.1063/1.5089850>).
29. Tarasenko V.F., Lomaev M.I., Baksht E.Kh. et al. Spectral and amplitude-time characteristics of crystals excited by a runaway electron beam // Matter and Radiation at Extremes. – 2019. – Vol. 4, No. 3. – P. 037401. – (<https://doi.org/10.1063/1.5096563>).
30. Tarasenko V.F., Oleshko V.I., Erofeev M.V. et al. Emission of diamonds, leucosapphire, and KU-1 quartz in the range of 200–800 nm excited by electron beams with a pulse duration of 0.5 and 12 ns // Journal of Applied Physics. – 2019. – Vol. 125, No. 24. – P. 244501. – (<https://doi.org/10.1063/1.5094956>).
31. Бураченко А.Г., Белоплотов Д.В., Сорокин Д.А. и др. Вклад катодolumинесценции и фотолюминесценции в сигналы с алмазных детекторов пучков убегающих электронов // Прикладная физика. – 2017. – № 3. – С. 5–10. – (<https://www.elibrary.ru/item.asp?id=29426667>).
32. Бураченко А.Г., Тарасенко В.Ф., Белоплотов Д.В., Бакшт Е.Х. Излучение кристаллов, облучаемых пучком убегающих электронов // Известия вузов. Физика. – 2017. – Т. 60, № 9. – С. 66–69. – (<https://www.elibrary.ru/item.asp?id=30013489>).

33. Sorokin D.A., Burachenko A. G., Beloplotov D. V. et al. Luminescence of crystals excited by a runaway electron beam and by excilamp radiation with a peak wavelength of 222 nm // *Journal of Applied Physics*. – 2017. – Vol. 122. – P. 154902.
34. Бураченко А.Г., Белоплотов Д.В., Прудаев И.А. и др. Люминесценция кристаллов  $Ga_2O_3$  при возбуждении пучком убегающих электронов // *Оптика и спектроскопия*. – 2017. – Т. 123, № 6. – С. 861–865. – (doi: 10.7868/S0030403417110046).
35. Олешко В.И., Тарасенко В.Ф., Белоплотов Д. В., Вильчинская С.С. Спектрально-кинетические закономерности свечения кристаллов  $Ga_2O_3$  при возбуждении пучком электронов наносекундной и субнаносекундной длительности // *Оптика и спектроскопия*. – 2018. – Т. 125, № 5. – С. 595–599. – (doi: 10.21883/OS.2018.11.46816.118-18).
36. Афанасьев В.Н., Бычков В.Б., Ларцев В.Д. и др. Параметры электронных пучков, генерируемых ускорителями РАДАН-220 и РАДАН-ЭКСПЕРТ // *ПТЭ*. – 2005. – № 5. – С. 88–92. – (<https://elibrary.ru/item.asp?id=9156257>).
37. Mesyats G.A., Korovin S.D., Rostov V.V. et al. The RADAN series of compact pulsed power generators and their applications // *Proceedings of the IEEE*. – 2004. – Vol. 92, No. 7. – С. 1166–1179. – (doi: 10.1109/JPROC.2004.829005).
38. Тарасенко В.Ф., Орловский В.М., Шунайлов С.А. Формирование пучка электронов и объемного разряда в воздухе при атмосферном давлении // *Известия вузов. Физика*. – 2003. – Т. 45, № 3. – С. 94–95.
39. Тарасенко В.Ф., Бакшт Е.Х., Бураченко А.Г. Спектр пучка убегающих электронов, генерируемых при наносекундном разряде в воздухе атмосферного давления // *Известия вузов. Физика*. – 2015. – Т. 58, № 12. – С. 31–38. – (<https://www.elibrary.ru/item.asp?id=25360599>).
40. Tarasenko V.F., Zhang C., Baksht E.Kh. et al. Review of supershort avalanche electron beam during nanosecond-pulse discharges in some gases // *Matter and Radiation at Extremes*. – 2017. – Vol. 2, No. 3. – P. 105–116. – (<https://doi.org/10.1016/j.mre.2016.10.004>).
41. Ковальчук Б.М., Месяц Г.А., Семин Б.Н., Шпак В.Г. Сильноточный наносекундный ускоритель для исследования быстротекущих процессов // *ПТЭ*. – 1981. – № 4. – С. 15–18.



42. Бакшт Е.Х., Вуколов А.В., Ерофеев М.В. и др. Излучение Вавилова–Черенкова в видимой и УФ областях спектра при прохождении электронов с энергией 6 МэВ через кварцевую пластинку // Письма в ЖЭТФ. – 2019. – Т. 109, № 9. – С. 584–588. – (<https://doi.org/10.1134/S0370274X19090029>).
43. Науменко Г.А., Потылицын А.П., Каратаев П.В., Шипуля М.А., Блеко В.В. Спектр когерентного переходного излучения, генерируемого модулированным электронным пучком // Письма в ЖЭТФ. – 2017. – Т. 106, № 2. – С. 115–118. – (<https://doi.org/10.7868/S0370274X17140119>).
44. Aida H., Nishiguchi K., Takeda H. et al. Growth of  $\beta$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> single crystals by the edge-defined, film fed growth method // Japanese Journal of Applied Physics. – 2008. – Vol. 47, No. 11R. – P. 8506–8509. – (<https://doi.org/10.1143/JJAP.47.8506>).
45. Yoshioka S., Hayashi H., Kuwabara A. et al. Structures and energetics of Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> polymorphs // Journal of Physics: Condensed Matter. – 2007. – Vol. 19, No. 34. – P. 346211. – (<https://doi.org/10.1088/0953-8984/19/34/346211>).
46. Kuramata A., Koshi K., Watanabe S. et al. High-quality  $\beta$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> single crystals grown by edge-defined film-fed growth // Japanese Journal of Applied Physics. – 2016. – Vol. 55, No. 12. – P. 1202A2. – (<https://doi.org/10.7567/JJAP.55.1202A2>).
47. Refractive index database [Электронный ресурс]. – URL: <https://refractiveindex.info>. (дата обращения 05.09.2020).
48. Электростекло [Электронный ресурс]. – URL: <http://www.elektrosteklo.ru> (дата обращения 05.09.2020).
49. Опто-технологическая лаборатория [Электронный ресурс]. – URL: [https://optotl.ru/materials/crystals\\_glass\\_reference\\_information](https://optotl.ru/materials/crystals_glass_reference_information). (дата обращения 05.09.2020).
50. Osipov V.V., Kotov Y.A., Ivanov M.G. et al. Laser synthesis of nanopowders // Laser Physics. – 2006. – Vol. 16, No. 1. – P. 116–125. – (<https://doi.org/10.1134/S1054660X06010105>).
51. Solomonov V.I., Michailov S.G., Lipchak A.I. et al. CLAVI pulsed cathodoluminescence spectroscopy // Laser Physics. – 2006. – Vol. 16, No. 1. – P. 126–129. – (<https://doi.org/10.1134/S1054660X06010117>).

## Глава 3

# Результаты экспериментальных исследований ИЧ и ИКЛ различных материалов

---

Исследованию импульсной катодолюминесценции (ИКЛ), возникающей при облучении различных материалов электронными пучками с энергией электронов в десятки-сотни кэВ, посвящено большое число работ (см. монографию [1] и ссылки в ней). В части из них проводится подробный анализ спектрального состава люминесценции образцов. Однако при подобном способе возбуждения люминесценции может возникать и излучение Черенкова (ИЧ), которое при определенных условиях может регистрироваться на фоне ИКЛ. Данная глава посвящена описанию условий, необходимых для регистрации ИЧ в прозрачных диэлектриках и полупроводниках при возбуждении электронными пучками с энергией электронов в диапазоне десятков-сотен кэВ. Приведены результаты исследований зависимости спектрального состава свечения образцов от их пространственной ориентации, а также соотношения между ИЧ и ИКЛ на примере алмазных образцов.

### 3.1. Спектральные и амплитудно-временные характеристики ИЧ и ИКЛ

В данном разделе описываются результаты исследований, которые были направлены в первую очередь на поиск материалов (диэлектриков и полупроводников), подходя-

щих для регистрации ИЧ, возникающего при облучении их электронными пучками с энергией электронов в диапазоне десятков-сотен кэВ. Используемые образцы имели различную форму и размеры, но их толщина была достаточной для того, чтоб электроны пучка полностью поглощались в них.

В [2–5] воздействию сверхкороткого лавинного электронного пучка (с.л.э.п.) и ультрафиолетового излучения (УФ) подвергались материалы с различными показателями преломления. Использовались ускорители РАДАН-220 и ГИН-55-01, а также КrCl-эксиллампа. Схемы экспериментов изображены на рисунках 2.15 и 2.16. В качестве образцов были выбраны материалы, представленные в таблице 2.3 главы 2: природный и синтетический алмаз Па типа, CsI, ZnS, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, CaF<sub>2</sub>, ZrO<sub>2</sub>, Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, CdS, ZnSe и CaCO<sub>3</sub>. Из исследованных материалов наибольшие показатели преломления имели алмаз, ZnSe, CdS, ZnS и ZrO<sub>2</sub>. Однако образцы CdS и ZnSe не подходят для создания черенковских датчиков, поскольку имеют заметное пропускание только в длинноволновой области спектра (>500 нм). Образцы CaF<sub>2</sub> и Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (лейкосапфир) хорошо пропускают свет не только в УФ области спектра, но и в ВУФ диапазоне, однако имеют малые коэффициенты преломления. Также сравнительно малые коэффициенты преломления имеют CsI и CaCO<sub>3</sub>.

Спектры катодоллюминесценции образцов под действием с.л.э.п. были получены для одиннадцати образцов (природный и синтетический алмазы Па типа, CsI, ZnS, лейкосапфир, CaF<sub>2</sub>, ZrO<sub>2</sub>, Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, CdS, ZnSe и CaCO<sub>3</sub>). На фоне катодоллюминесценции с помощью стандартных спектрометров ИЧ ни в одном из образцов не было зарегистрировано из-за его низкой интенсивности. Это согласуется с данными работ [1, 6, 7]. Полученные спектры для образцов с различными коэффициентами преломления и пропускания пред-

ставлены на рисунках 3.1, 3.2 и 3.3. На этих же рисунках приведены спектры их пропускания, а для ряда образцов – полосы их фотолюминесценции.

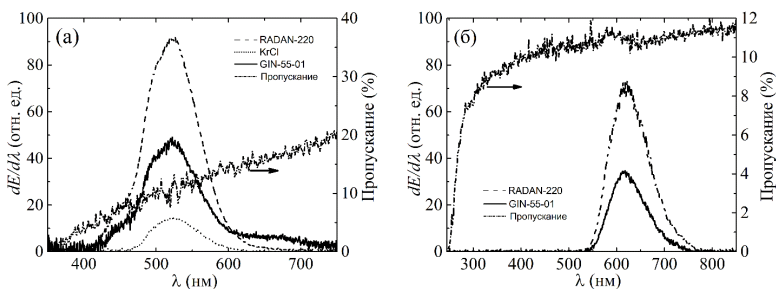


Рис. 3.1. Спектры пропускания и излучения образцов ZnS (а), СаСО<sub>3</sub> (б) при возбуждении с.л.э.п. от генератора ГИН-55-01 и от генератора РАДАН-220 в режиме 1, а также при возбуждении КгСl-эксилампой [4]

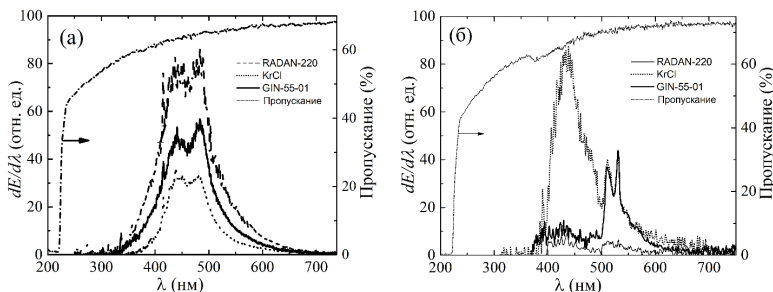


Рис. 3.2. Спектры пропускания и излучения природного (а) и синтетического алмаза (б), при возбуждении с.л.э.п. от генератора ГИН-55-01 и от генератора РАДАН-220 в режиме 1, а также при возбуждении КгСl-эксилампой [4]

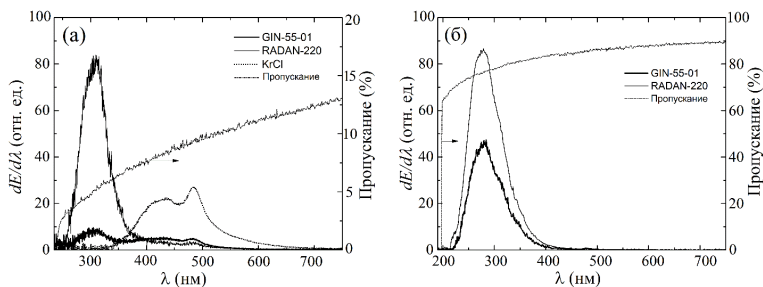


Рис. 3.3. Спектры пропускания и излучения CsI (а), CaF<sub>2</sub> (б) при возбуждении с.л.э.п. от генератора ГИН-55-01 и от генератора РАДАН-220 в режиме 1, а также при возбуждении K<sub>2</sub>Cr<sub>2</sub>O<sub>7</sub>-лампой [4]

Особое внимание в этих исследованиях было уделено образцам природного и синтетического алмазов Па типа, так как алмазы обладают рядом уникальных физических характеристик и используются в качестве радиаторов Черенковских детекторов, позволяющих определять присутствие потоков электронов начиная с энергий  $\sim 50$  кэВ (например, в токамаках [8, 9]).

В спектрах ИКЛ природного алмаза (рис. 3.2, а) в области 330–650 нм при возбуждении электронным пучком как от ускорителя РАДАН-220 (в режимах 1 и 2), так и от ГИН-55-01 видна хорошо известная суперпозиция бесструктурной А-полосы и электронно-колебательной системы (ЭКС) N3 [10, 11]. А-полоса при 430–460 нм обусловлена собственными дефектами –  $sp^2$ -гибризированными углеродными связями [12]. Центрами ЭКС N3 являются комплексные дефекты, включающие три замещающих атома азота в соседних узлах решетки в плоскости  $\langle 111 \rangle$ , связанные с общей вакансией –  $N_3V$ -дефекты [13]. Бесфононная линия (БФЛ) ЭКС N3 наблюдается при 415 нм; ее основные фоновые повторения – при 428, 439 и 452 нм. В области 225–

310 нм, которая попадает в область пропускания используемых кристаллов алмаза и в которой должно наблюдаться ИЧ, излучение на спектрограммах имело малую интенсивность и надежно не регистрировалось.

В спектрах ИКЛ синтетического алмаза (рис. 3.2, б) интенсивность излучения в области 350–650 нм уменьшилась, изменилось распределение энергии излучения по спектру в данной области и проявилась зависимость спектра от режима возбуждения.

Наиболее сильное уменьшение регистрируемой интенсивности излучения в области 330–650 нм было получено при частоте следования импульсов 1 Гц. При этом при работе РАДАН-220 в режиме 2 из-за уменьшения плотности тока с.л.э.п. более чем на порядок зарегистрировать спектр излучения синтетического алмаза не удалось. При возбуждении в импульсно-периодическом режиме с частотой 60 Гц уменьшение интенсивности излучения в области 330–650 нм было меньше, чем в режиме однократных импульсов. Кроме того, при использовании ускорителя ГИН-55-01 изменилось распределение энергии оптического излучения по спектру. В спектре свечения ИКЛ помимо А-полосы при 430–440 нм наблюдались ЭКСы 389 нм и 3Н [6]. ЭКС 389 нм названа по спектральному положению БФЛ; ее фонные повторения наблюдаются при 400, 410 и 420 нм. БФЛ ЭКС 3Н при 503 нм характеризуется низкой интенсивностью при комнатной температуре; ее основные фонные повторения наблюдаются при 510 и 530 нм. На данный момент еще не предложены модели центров ЭКС 389 нм и 3Н, которые бы описывали все наблюдаемые данные, но можно утверждать, что данные ЭКСы обусловлены междоузельными атомами, т.е. радиационными дефектами [6]. В области 225–350 нм излучение на спектрограммах было слабым и надежно не регистрировалось, как и при

работе ускорителя РАДАН-220 в режиме 1. Соответственно, при увеличении частоты следования импульсов тока с.л.э.п. интенсивность излучения синтетического алмаза в области 330–650 нм увеличивается, что может быть обусловлено накоплением радиационных дефектов, которые не успевают релаксировать в паузах между импульсами возбуждения.

При возбуждении импульсами УФ излучения ( $\lambda \sim 222$  нм) длительностью  $\sim 200$  нс от KгСl-эксилампы, которые следовали с частотой 43 кГц и обеспечивали на образцах среднюю плотность мощности излучения  $7$  мВт/см<sup>2</sup>, также наблюдались ЭКСы 389 нм и 3Н (500–540 нм). Интенсивность А-полосы в области 400–500 нм значительно увеличилась. Из этих результатов следует, что при облучении алмазов коротковолновым УФ излучением интенсивность излучения алмазов в области 350–650 нм увеличивается. Соответственно, ИЧ, при его достаточной интенсивности, может давать вклад в интегральное свечение алмаза за счет фотолюминесценции.

В образцах ZnS, CaCO<sub>3</sub> (рис. 3.1), в природном и синтетическом алмазе (рис. 3.2), а также в Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, имеется достаточно большая область спектра между краем полосы поглощения и краем полосы люминесценции, в которой отсутствует излучение, заметное на уровне шумов на спектрограммах. В кристаллах CsI (рис. 3.3, а) коротковолновые края полос поглощения и катодолюминесценции практически совпадают, что затрудняет регистрацию в этой области ИЧ. В CaF<sub>2</sub> (рис. 3.3, б), несмотря на то, что коротковолновый край полосы поглощения и лежит в ВУФ области спектра, край полосы люминесценции достигает 225 нм, а в области короче 225 нм существенно возрастает поглощение кварцевых световодов (в области короче 200 нм, кроме этого, резко возрастает поглощение воздуха).

Таким образом, на основе полученных спектров излучения можно ожидать регистрацию ИЧ при использовании более чувствительных методов, прежде всего в синтетическом алмазе.

При возбуждении КгСl-эксилампой фотолюминесценция, как уже отмечалось выше, была зарегистрирована в природном и синтетическом алмазе, а также в CsI, ZnS, ZrO<sub>2</sub> и Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. В лейкосапфире и СаF<sub>2</sub> из-за их малого поглощения в области 200–250 нм фотолюминесценция не регистрировалась. Из-за сильного поглощения в области спектра короче 500 нм фотолюминесценцию не удалось зарегистрировать в CdS и ZnSe, а в СаСО<sub>3</sub> – из-за неправильной формы исследуемых образцов. Из экспериментов с КгСl-эксилампой следует, что коротковолновое излучение дает вклад в полосы катодолуминесценции большинства исследованных образцов, и что полосы катодолуминесценции и фотолюминесценции подобны. Следовательно, ИЧ, интенсивность которого увеличивается с уменьшением длины волны (см. главу 1), может давать вклад в катодолуминесценцию, в том числе и ИЧ в области увеличения поглощения образцов.

Амплитудно-временные характеристики регистрировались с помощью фотодиода PD025 компании Photek, который обладал субнаносекундным временным разрешением, но имел малую чувствительность, и с помощью ФЭУ Н7732-10 Hamamatsu, который устанавливался за монохроматором. Во втором случае, за счет высокой чувствительности ФЭУ, измерение амплитудно-временных характеристик излучения проводилось на определенных длинах волн, даже при малой интенсивности излучения на этих длинах волн. Однако временное разрешение при этом было хуже, чем у фотодиода PD025 и определялось в основном време-



нем спада импульсной характеристики, составлявшим 10 нс по уровню 0.9–0.1.

На рисунке 3.4 приведены осциллограммы катодолюминесценции синтетического алмаза при возбуждении с.л.э.п. с длительностью на полувысоте  $\sim 100$  пс.

Длительность импульса излучения составила около 2 нс на полувысоте при его фронте 1 нс. Таким образом, в данном случае регистрируется катодолюминесценция. Временное разрешение системы регистрации в этих условиях было не хуже 0.3 нс. Оно было определено по минимальному регистрируемому фронту импульса излучения, который регистрировался при возбуждении электронным пучком образца  $\text{CaCO}_3$ .

Как отмечено выше, для регистрации ИЧ наиболее подходит область между коротковолновым краем полосы поглощения материалов и коротковолновой границей катодолюминесценции. При использовании ФЭУ и монохроматора в этой области было зарегистрировано ИЧ в алмазе (природном и синтетическом),  $\text{ZnS}$ ,  $\text{ZrO}_2$ ,  $\text{Ga}_2\text{O}_3$ , лейкосапфире и даже в  $\text{CsI}$ . Чувствительность используемого ФЭУ оказалась достаточной для достоверной регистрации ИЧ в этих образцах. Для регистрации ИЧ в  $\text{CaF}_2$  и  $\text{CaCO}_3$  следует

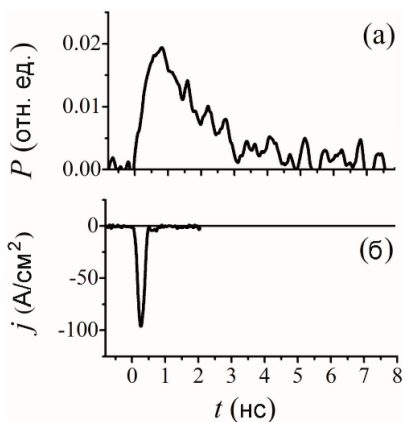


Рис. 3.4. Осциллограммы катодолюминесценции синтетического алмаза (а) и плотности тока пучка (б) [4]

использовать пучок электронов с более высокой энергией ( $>200$  кэВ). Образцы CdS и ZnSe из-за большого поглощения в области спектра  $<500$  нм непригодны для создания датчиков ИЧ. Упомянув о CdS и ZnSe, отметим также работы, суммированные в обзоре [14], в которых сообщалось о получении лазерного излучения в полупроводниковых соединениях  $\text{CdS}_x\text{Se}_{1-x}$ , ZnSe, а также других кристаллах. В обзоре рассмотрена возможность применения газового диода как источника электронов для накачки широкого класса лазеров из прямозонных полупроводниковых соединений типа  $\text{A}^2\text{B}^6$  и  $\text{A}^3\text{B}^5$ , излучающих от УФ- до ИК-области спектра. Показано, что даже при атмосферном давлении плотность тока пучка убегающих электронов может достигать значения, достаточного для возникновения стимулированного излучения.

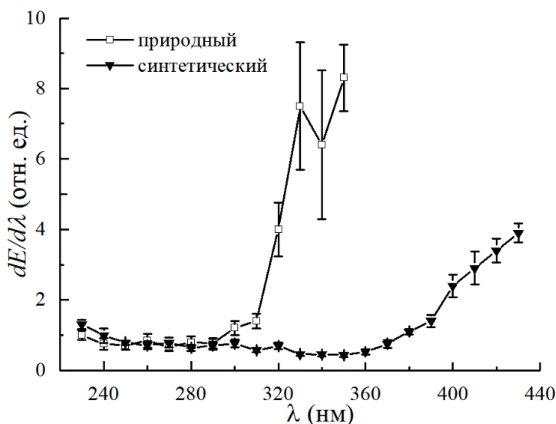


Рис. 3.5. Зависимости спектральной плотности энергии излучения природного и синтетического алмазов от длины волны при возбуждении с.л.э.п. в режиме 1 генератора РАДАН-220, полученные с применением ФЭУ и монохроматора МДР-23 [4]

Зависимости спектральной плотности энергии природного и синтетического алмазов от длины волны при возбуждении с.л.э.п. приведены на рисунке 3.5.

Зависимости на рисунке 3.5 построены с учетом спектров пропускания оптических элементов системы регистрации, а также спектральной чувствительности ФЭУ. Из рисунка 3.5 следует, что в области 225–310 нм для природного алмаза и в области 225–350 нм для синтетического алмаза спектральная плотность энергии увеличивается с уменьшением длины волны.

В этих областях можно ожидать свечения экситонной полосы с максимумом на длине волны 235 нм, однако время затухания люминесценции экситонной полосы в алмазе Па типа составляет десятки наносекунд (см., например, [15]). Регистрируемая длительность импульсов излучения образцов алмаза в этих областях не изменяется и соответствует временному разрешению ФЭУ H7732-10 Hamamatsu, то есть в несколько раз меньше, чем время затухания люминесценции экситона. Поэтому можно утверждать, что свечение образцов в этих областях спектра соответствует ИЧ. Также при этом наблюдается минимальная задержка импульсов излучения образцов алмаза относительно фронта импульса напряжения. Соответственно, зарегистрированное оптическое излучение в данной области можно отнести к ИЧ. Начиная с длины волны 310 нм для природного и 350 нм для синтетического алмаза, наблюдается рост мощности и увеличение длительности импульсов излучения в несколько раз по мере увеличения длины волны.

Кроме того, в этом диапазоне длин волн появляется задержка импульсов излучения относительно импульсов излучения, ассоциируемых с ИЧ, которая плавно увеличивается до 4–5 нс (рис. 3.6).

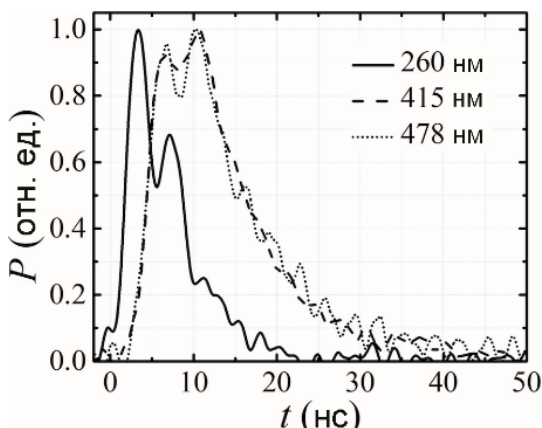


Рис. 3.6. Нормированные импульсы излучения на отдельных длинах волн 260, 415 и 478 нм с ФЭУ, установленного за монохроматором [4]. Ускоритель РАДАН-220 работал в режиме 2

Подобные задержки и увеличение длительности импульса излучения при регистрации в области катодолуминесценции относительно излучения в области между коротковолновым краем поглощения и коротковолновой границей катодолуминесценции при использовании ФЭУ с высокой чувствительностью и монохроматора были получены для образцов ZnS, ZrO<sub>2</sub>, Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и CsI. Соответственно, все эти материалы также могут быть использованы для регистрации ИЧ.

В [16, 17] было проведено углубленное исследование свечения кристаллических образцов оксида галлия (III) с целью определения пригодности кристаллов Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> для регистрации ИЧ при создании датчиков убегающих электронов для установок типа токамак.

Сообщения о синтезе монокристаллов  $\beta$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> появились в 2006–2008 годах [18]. Позднее за счет улучшения

технологии были созданы прозрачные кристаллы с коротковолновой границей пропускания до ~250 нм с пониженной концентрацией структурных дефектов [см., например, 19]. Начаты исследования люминесценции и других свойств кристаллов  $\beta$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, легированных различными примесями, под воздействием УФ излучения [19, 20]. Оксид галлия (Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) относится к классу широкозонных соединений и обладает рядом уникальных свойств, позволяющих использовать его для изготовления высокотемпературных, силовых и радиационно-стойких приборов. Известно несколько различных фаз Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, при этом наибольший практический интерес представляет  $\beta$  фаза (моноклинная кристаллическая решетка) в силу ее высокой химической стабильности [21]. На ее основе изготавливаются прозрачные проводящие и диэлектрические покрытия, газовые сенсоры, люминофоры и фотоприемники [22–25]. Большая ширина запрещенной зоны  $\beta$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> ( $E_g=4.8$ – $4.9$  эВ) делает его перспективным для использования в оптоэлектронных устройствах в диапазоне коротких длин волн. Однако в литературе до опубликования работ [3, 4, 16, 17] отсутствовали данные о свечении кристаллов Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> под воздействием пучка электронов.

Целью исследований в [16] являлось получение данных о спектральных и амплитудно-временных характеристиках излучения кристаллов Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, легированных Sn и Fe, при возбуждении пучком убегающих электронов, а также излучением эксилампы с длиной волны 222 нм.

Схема экспериментов изображена на рисунке 2.16. Для возбуждения кристаллов Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> электронным пучком использовались ускорители РАДАН-220 (РАДАН-220 работал в режимах 1 и 2) и ГИН-55-01.

Спектры излучения кристаллов Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> при возбуждении пучками электронов различной плотности и длительности

от ускорителей ГИН-55-01 и РАДАН-220 (в режиме 1) и эксилампой приведены на рисунке 3.7. Там же приведены спектры пропускания для этих пластинок.

Спектры свечения кристаллов  $\text{Ga}_2\text{O}_3$ , возбуждаемых пучком электронов и УФ излучением, существенно зависят от вида легирования. Наибольшую интенсивность при возбуждении пучком электронов имеет полоса катодолюминесценции в области 300–450 нм. Данная полоса также регистрируется при возбуждении УФ излучением от KtCl эксилампы кристалла, легированного Sn. В кристалле, легированном Fe, при обоих способах возбуждения появляется вторая полоса в области 650–900 нм. Однако в этом кристалле фотолюминесценция в области 300–450 нм была слабой и не регистрировалась на фоне шумов. Отметим, что в этом кристалле интенсивность полосы в области 300–450 нм была существенно меньше, чем в кристалле, легированном Sn.

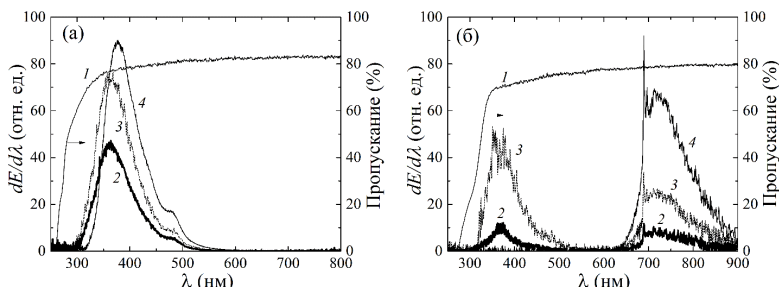


Рис. 3.7. Спектры пропускания (1) и излучения  $\text{Ga}_2\text{O}_3$ , легированного Sn (а) и Fe (б), при возбуждении с.л.э.п. от ускорителей ГИН-55-01 (2) и РАДАН-220, работающего в режиме 1 (3), а также при возбуждении эксилампой (4) [16]

Это может быть обусловлено тем, что концентрация свободных носителей заряда с легирующей примесью Fe

была существенно меньше, чем со Sn. С помощью спектрометра на ускорителях ГИН-55-01 и РАДАН-220 ИЧ не было зарегистрировано. ИЧ в области 250–300 нм удалось зарегистрировать только при использовании монохроматора и чувствительного ФЭУ на ускорителе РАДАН-220. Причем это удалось сделать не только в режиме 1 при плотности тока пучка  $75 \text{ А/см}^2$ , но и в режиме 2 при плотности тока пучка  $1.1 \text{ А/см}^2$ . На рисунке 3.8 (а) приведены импульсы излучения, зарегистрированные с помощью ФЭУ на отдельных длинах волн.

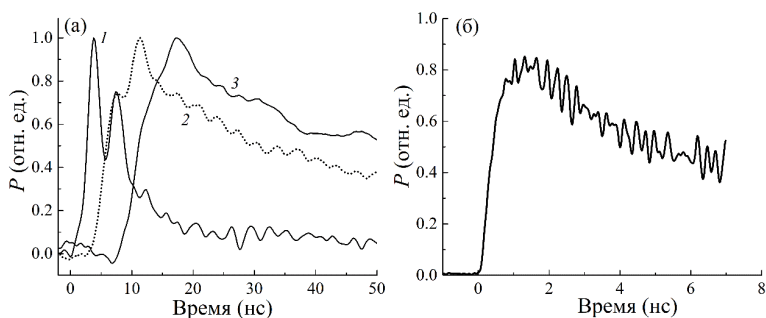


Рис. 3.8. Импульсы излучения кристалла  $\text{Ga}_2\text{O}_3$  на длинах волн 285 (1), 370 (2) и 484 (3) нм с ФЭУ, установленного за монохроматором, полученные на ускорителе РАДАН-220 в режиме 2 (а), а также с фотодиода при работе РАДАН-220 в режиме 1 (б) [16]

Излучение на длине волны 265 нм имеет минимальную задержку относительно импульса напряжения, а его длительность и двухпиковая форма соответствуют импульсной характеристике используемого ФЭУ. При регистрации излучения в области катодолюминесценции амплитуда импульсов излучения и длительность импульсов с ФЭУ возрастала, что соответствует спектрам излучения на рисунке 3.7 (а) и (б). Таким образом, кристаллы  $\text{Ga}_2\text{O}_3$  можно ис-

пользовать для регистрации убегающих электронов с энергией более 82 кэВ, используя ИЧ. Однако существенно большей чувствительностью к возбуждению пучками электронов обладает импульсная катодолюминесценция при длинах волн  $>300$  нм, особенно в кристаллах, легированных Sn. Причем катодолюминесценция наблюдается и при энергиях электронов меньших 82 кэВ.

Применение для регистрации излучения фотодиода с высоким временным разрешением позволило зарегистрировать на ускорителе РАДАН-220 (работавшем в режиме 1) интегральные импульсы излучения свечения в области 250–700 нм. Эта область с коротковолновой стороны была ограничена пропусканием кристаллов  $\text{Ga}_2\text{O}_3$ , а с длинноволновой – чувствительностью фотодиода. Полученный импульс излучения для кристалла, легированного Sn, приведен на рисунке 3.8 (б). Фронт импульса излучения составил около 0.7 нс, а длительность импульса около 10 нс на полувысоте. Оба этих параметра существенно превышали длительность фронта, длительность тока пучка по уровню 0.1–0.9 и длительность тока пучка на полувысоте на ускорителе РАДАН-220 при работе в режиме 1, составлявших, соответственно, 150 и 180 пс. Как известно, ИЧ является безынерционным относительно импульса возбуждения, следовательно, эксперименты с фотодиодом подтверждают, что при регистрации сигналов в области 250–700 нм основной вклад в излучение дает катодолюминесценция. Эксперименты с использованием фотодиода также подтверждают, что интенсивность катодолюминесценции кристалла, легированного Sn, существенно больше, чем интенсивность катодолюминесценции кристалла, легированного Fe.

ИЧ в работах [4, 16] было зарегистрировано только в области 250–300 нм. В этой области исследованные кристал-



лы  $\text{Ga}_2\text{O}_3$  были еще прозрачны, а катодолюминесценция имела малую интенсивность.

Одним из вопросов, которые возникают при создании датчиков ИЧ, является возможность определения длительности импульса тока пучка убегающих электронов на установках типа токамак, которая на настоящее время может быть оценена только по длительности импульсов рентгеновского излучения [26–28].

Цель исследований в [17] состояла в определении спектрально-кинетических характеристик излучения кристаллов  $\text{Ga}_2\text{O}_3$ , легированных Sn и Fe, при возбуждении пучком электронов с длительностью импульса на полувысоте  $\tau_{0.5} \sim 12$  нс и сравнении их с данными, полученными при субнаносекундной длительности импульса тока пучка.

Схема экспериментов изображена на рисунке 2.13. Для возбуждения кристаллов  $\text{Ga}_2\text{O}_3$  электронным пучком использовались ускорители РАДАН-220 (РАДАН-220 работал в режимах 1 и 2) и ГИН-600.

Спектры излучения кристаллов  $\text{Ga}_2\text{O}_3$ , легированных Fe и Sn, полученные при возбуждении однократным импульсом электронов с длительностью тока на полувысоте  $\tau_{0.5} \sim 12$  нс и измеренные с помощью оптоволоконного спектрометра AvaSpec-3648, приведены на рисунке 3.9.

Сравнение спектров (рис. 3.9) со спектрами излучения кристаллов  $\text{Ga}_2\text{O}_3$ , измеренными в работе [16], свидетельствует об их идентичности. Однако ИЧ при возбуждении  $\text{Ga}_2\text{O}_3$  электронным пучком с длительностью импульса на полувысоте  $\tau_{0.5} \sim 12$  нс из-за малой интенсивности не регистрировалось.

Увеличение длительности импульса тока пучка привело к существенному уменьшению интенсивности полосы излучения в области 650–900 нм, которая регистрируется в

кристалле, легированном Fe, при возбуждении пучком электронов субнаносекундной длительности.

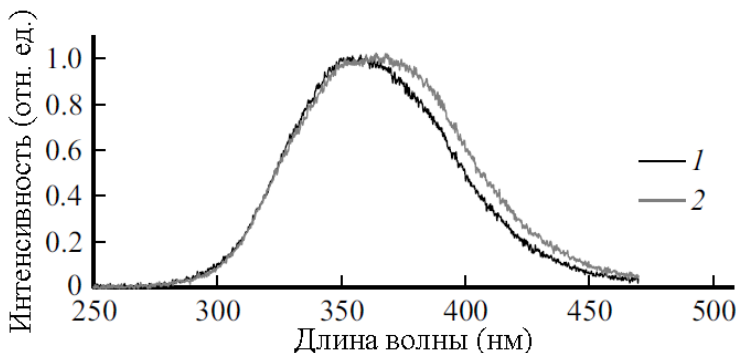


Рис. 3.9. Спектры излучения кристаллов  $\text{Ga}_2\text{O}_3$ , легированных Fe (1) и Sn (2), при возбуждении пучком электронов от ускорителя ГИН-600 [17]

На рисунке 3.10 приведены спектры излучения кристалла, легированного Fe, при облучении электронным пучком от ускорителя ГИН-600 при увеличении чувствительности спектрометра в длинноволновой области спектра, а также спектр, полученный на ускорителе РАДАН-220, работавшем в режиме 1.

Видно, что интенсивность полосы в области 650–900 нм при длительности возбуждающего импульса на полувысоте  $\tau_{0.5} \sim 12$  нс существенно меньше интенсивности полосы 300–450 нм. Объяснить данное поведение катодolumинесценции можно влиянием уровня возбуждения на соотношение полос люминесценции примесной и собственной природы. Известно, что с ростом уровня возбуждения происходит насыщение интенсивности свечения полос с низкой концентрацией примесных центров свечения.

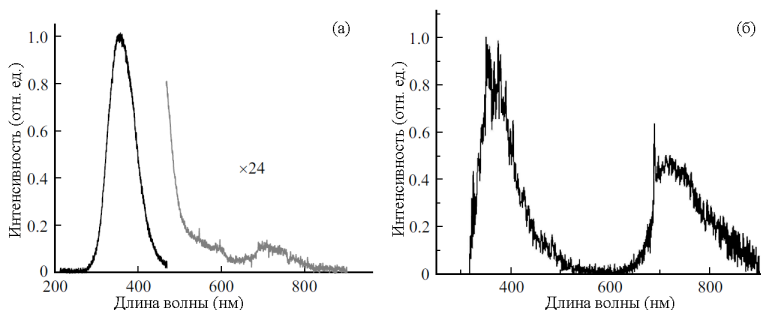


Рис. 3.10. Спектры излучения кристалла, легированного Fe, при облучении на ускорителе ГИН-600 (а), а также на ускорителе РАДАН-220 (б) при работе в режиме 1 [17]

На рисунках 3.11 и 3.12 показаны спектры излучения кристаллов, легированных Sn и Fe, в области 300–450 нм в различные моменты времени после импульса возбуждения и измеренные по методике «спектр по точкам».

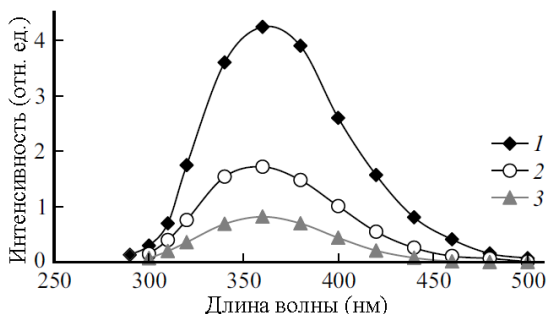


Рис. 3.11. Спектры излучения кристалла  $\text{Ga}_2\text{O}_3$ , легированного Sn, при возбуждении пучком электронов на ускорителе ГИН-600 и измеренные с различной задержкой после импульса возбуждения:  $t=0$  (1), 40 (2) и 120 нс (3) [17]

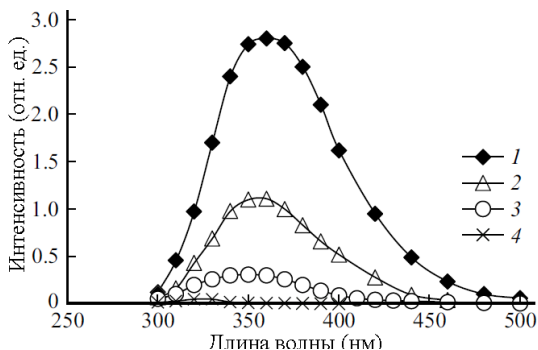


Рис. 3.12. Спектры излучения кристалла  $\text{Ga}_2\text{O}_3$ , легированного Fe, при возбуждении пучком электронов на ускорителе ГИН-600 и измеренные с различной задержкой после импульса возбуждения:  $t=0$  (1), 20 (2), 40 (3) и 120 нс (4) [17]

Видно, что форма этой полосы излучения в кристалле, легированном Sn, сохраняется при регистрации через 40 и 120 нс, полуширина полосы составляет  $\sim 0.7$  эВ, а ее интенсивность за 100 нс уменьшилась примерно в 4 раза.

В кристалле, легированном Fe, спектр изменяется во времени. Максимум ИКЛ сдвигается в УФ область спектра и стабилизируется при  $\lambda=315$  нм (рис. 3.13). При этом полуширина полосы составляет  $\sim 0.44$  эВ.

Таким образом, в кристалле, легированном Fe, в спектре ИКЛ с длительностью импульса возбуждения на полувысоте  $\tau_{0,5} \sim 12$  нс регистрируется две полосы люминесценции: коротковременная с длительностью импульса по основанию  $t \sim 80$  нс (с максимумом на длине волны  $\lambda_m=360$  нм), и длинновременная с длительностью импульса  $t \sim 220$  нс ( $\lambda_m=315$  нм).

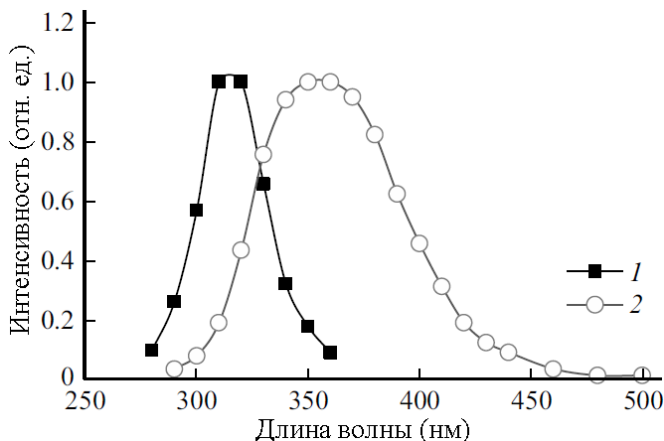


Рис. 3.13. Спектры излучения кристалла  $\text{Ga}_2\text{O}_3$ , легированного Fe, (1) и Sn (2) при возбуждении пучком электронов на ускорителе ГИН-600 и измеренные с различной задержкой после импульса возбуждения:  $t=100$  (1) и 300 нс (2) [17]

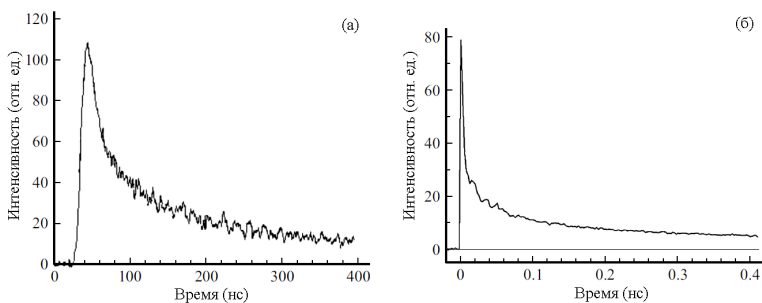


Рис. 3.14. Кинетика ИКЛ кристалла  $\text{Ga}_2\text{O}_3$ , легированного Sn, ( $\lambda=360$  нм) при возбуждении электронным пучком от ускорителя ГИН-600 (а) и от ускорителя РАДАН-220, работавшего в режиме 1 (б) [17]

На рисунке 3.14 приведена кинетика ИКЛ кристалла  $\text{Ga}_2\text{O}_3$ , легированного Sn, на длине волны 360 нм, полученная на ускорителе ГИН-600 (а) и кинетика этого же кристалла, полученная на ускорителе РАДАН-220 в режиме 1 (б) с высоким временным разрешением в области 360 нм.

Видно, что при высоком временном разрешении длительность фронта импульса излучения составила  $\sim 1$  нс, что на порядок больше, чем длительность импульса тока пучка на ускорителе РАДАН-220 (работавшим в режиме 2). Кинетические характеристики полосы свечения  $\lambda_m=360$  нм, полученные при возбуждении кристалла  $\text{Ga}_2\text{O}_3$ , легированного Sn, электронными пучками нано- и субнаносекундной длительности подтверждают вывод о люминесцентной природе этой полосы.

При возбуждении кристаллов  $\text{Ga}_2\text{O}_3$  пучком электронов на ускорителе ГИН-600 ни с помощью монохроматора и ФЭУ, ни с помощью спектрометра ИЧ в коротковолновой области спектра не было зарегистрировано. Также ИЧ не было зарегистрировано с помощью спектрометра на ускорителе РАДАН-220.

Однако при использовании монохроматора и ФЭУ Н7732-10 с высокой чувствительностью (до  $10^7$ ) ИЧ в области 250–300 нм, как и в работах [4, 16], на установке ускорителе РАДАН-220 удалось зарегистрировать. Причем это удалось сделать не только в первом режиме при плотности тока пучка  $75 \text{ А/см}^2$ , но и во втором режиме при плотности тока пучка  $1.1 \text{ А/см}^2$ . ИЧ имело малую задержку относительно импульса тока пучка и малую длительность импульса свечения, которые не разрешались используемым ФЭУ.

Таким образом, проведенные в [16, 17] исследования показали, что на спектры свечения кристаллов  $\text{Ga}_2\text{O}_3$  существенное влияние оказывает длительность импульса пучка

электронов. Наибольшую интенсивность катодolumинесценции, при возбуждении кристаллов, легированных как Sn, так и Fe, пучком электронов с длительностью импульса на полувывоте  $\tau_{0.5} \sim 12$  нс, имеет полоса в области 300–450 нм. Данная полоса также регистрируется при возбуждении УФ излучением. В кристалле, легированном Sn, положение максимума ( $\lambda_m = 360$  нм) и полуширина полосы ( $\sim 0.7$  эВ) существенно не изменяются в послесвечении.

В кристалле, легированном Fe, обнаружена новая полоса люминесценции с максимумом при  $\lambda_m = 315$  нм и полушириной  $\sim 0.44$  эВ, которая является преимущественной в спектре ИКЛ при измерении через  $t \geq 100$  нс после импульса возбуждения.

При возбуждении как субнаносекундным электронным пучком, так и УФ излучением, в кристалле, легированном Fe, появляется вторая полоса в области 650–900 нм, интенсивность катодolumинесценции в области 300–450 нм несколько уменьшалась. Фотolumинесценция в этом кристалле в области 300–450 нм не регистрировалась.

Увеличение длительности импульса тока пучка до 12 нс приводит к изменению соотношения полос ИКЛ в кристалле, легированном Fe: интенсивность полосы катодolumинесценции в области 650–900 нм оказывается существенно меньшей по сравнению с полосой в области 300–450 нм. В то же время при возбуждении субнаносекундным электронным пучком интенсивность полосы в области 650–900 нм больше, чем в области 300–450 нм.

При возбуждении кристаллов  $\text{Ga}_2\text{O}_3$  субнаносекундным электронным пучком ИЧ было основным в спектральной области 250–300 нм и было зарегистрировано только при использовании монохроматора и чувствительного ФЭУ. Таким образом, хотя кристаллы  $\text{Ga}_2\text{O}_3$  можно использовать для регистрации электронов с энергией в десятки-сотни кэВ

по ИЧ, однако существенно большей чувствительностью к возбуждению пучками электронов обладает ИКЛ. При этом ИКЛ наблюдается и при энергиях электронов, меньших 82 кэВ.

При создании датчиков электронов на основе свечения кристаллов  $Ga_2O_3$  необходимо учитывать зависимость спектральных и кинетических характеристик излучения от длительности импульсов тока пучка.

Ряд экспериментов [29, 30, 31] по исследованию свечения образцов алмаза, лейкосапфира и кварцевого стекла был проведен с другими, отличными от описанных выше, параметрами электронного пучка. Схема экспериментов приведена на рисунке 2.13.

При проведении этих измерений возбуждение осуществлялось пучком электронов от ускорителя ГИН-600, где энергия электронов достигала 400 кэВ, а плотность тока пучка составляла  $\sim 100$  А/см<sup>2</sup>. Данная энергия электронов в два раза превышала энергию электронов ускорителя РАДАН-220, используемого ранее в работе [4].

На рисунке 3.15 (а–г) показаны спектры излучения алмазов, природного и синтетических, полученных разными способами.

Как хорошо известно, спектры излучения алмазов зависят от способа их получения, а также от состава примесей в них [1, 6]. Поэтому полученные спектры излучения существенно отличаются, кроме спектров алмазов высокой чистоты (С5 и С6, см. главу 2, табл. 2.1), полученных методом газохимического осаждения. Для образцов С5 и С6 было зарегистрировано увеличение интенсивности излучения в области спектра 250–400 нм при уменьшении длины волны излучения, что является одним из главных признаков ИЧ.



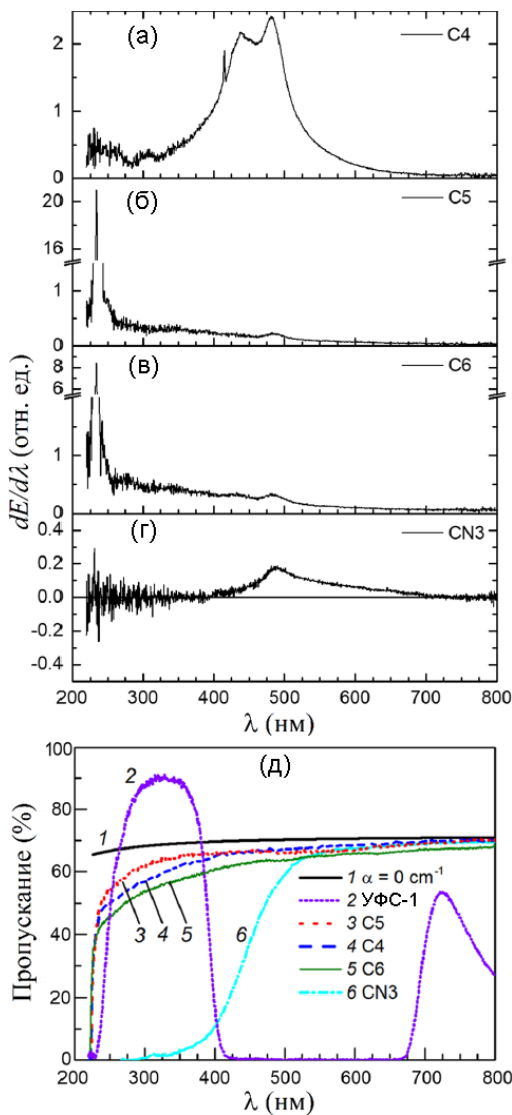


Рис. 3.15. Спектры излучения четырех кристаллов алмаза, полученных различными способами: (а) – С4, (б) – С6, (в) – С5, (г) – СN3. Ускоритель ГИН-600; (д) – спектры пропускания излучения кристаллов алмаза и фильтра УФС-1. 1 – расчетный спектр для идеального кристалла алмаза, 2 – УФС-1, 3 – С5, 4 – С4, 5 – С6, 6 – СN3 [31]

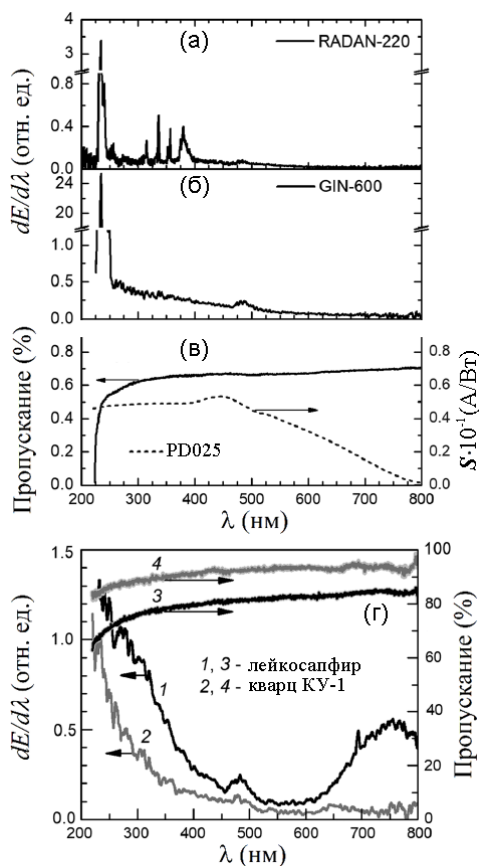


Рис. 3.16. Спектры излучения алмаза C5 при возбуждении пучком электронов от ускорителя РАДАН-220 (а) и от ускорителя ГИН-600 (б), его пропускания (в), а также зависимость чувствительности S фотодиода PD025 от длины волны (в), (г) – спектры излучения и пропускания лейкосапфира (1, 3) и кварцевого стекла КУ-1 (2, 4) при возбуждении пучком электронов на ускорителе ГИН-600 [31]

Для природного алмаза С4 существенный вклад в излучение в этой области давала катодоллюминесценция, а для алмаза CN3 (см. главу 2, табл. 2.1) на спектр излучения повлияло поглощение. Спектры пропускания исследуемых кристаллов приведены на рисунке 3.15 (д). Форма кривых поглощения кристаллов С4, С5 и С6 существенно не отличалась, но высокая интенсивность катодоллюминесценции в кристалле С4 не позволяла с помощью спектрометра достоверно выделить в нем ИЧ. Наличие в кристалле CN3 сильного поглощения (ввиду наличия дисперсно-распределенных атомов азота, замещающих атомы решетки), начиная с 500 нм, объясняет отсутствие регистрируемого ИЧ в его спектре.

Кроме ИЧ, на ускорителе ГИН-600, а также на ускорителях РАДАН-220 при увеличении плотности тока пучка и длительности импульса для образцов С5 и С6 с помощью спектрометра была зарегистрирована полоса с высокой спектральной плотностью энергии излучения в области 220–350 нм. Данная полоса отсутствовала в природном алмазе (образец С4) и в образце CN3. Как показали исследования катодоллюминесценции в работе [32], полоса в области 220–350 нм относится к излучению экситонов в алмазе. При уменьшении температуры образца интенсивность данной полосы возрастает.

Как следует из результатов в [31, 32], ИЧ уверенно регистрировалось на установке с ускорителем ГИН-600, которая имела большие энергии электронов и длительность тока пучка по сравнению с используемыми в работе [4]. Однако на установке с ускорителем РАДАН-220 были увеличены плотность тока пучка с 75 до 120 А/см<sup>2</sup> и длительность импульса на полувысоте с 180 до 300 пс, что позволило с помощью стандартного спектрометра зарегистрировать увеличение интенсивности излучения в области 240–300 нм

при уменьшении длины волны излучения. Это, как уже отмечалось, является признаком регистрации ИЧ в этой области (рис. 3.16). Кроме того, и на этой установке при энергии электронов до 200 кэВ удалось зарегистрировать экситонную полосу в области 220–350 нм с максимумом на длине волны 235 нм. На рисунке 3.16 для сравнения приведены спектры излучения кристалла алмаза С5, полученные на установках ГИН-600 и РАДАН-220.

Кроме ИЧ и ИКЛ, при длительности импульса тока пучка 0.3 нс на спектре излучения в области 300–400 нм хорошо видны полосы второй положительной системы азота (рис. 3.16). Наибольшую интенсивность имела линия с длиной волны 337.1 нм. Однако эти полосы отсутствовали при длительности импульса 12 нс и плотности тока пучка 100 А/см<sup>2</sup>. Можно предположить, что во втором случае интенсивность излучения второй положительной системы азота сильно уменьшается за счет тушения плазменными электронами возбужденных уровней молекулы азота. В результате спектральная плотность энергии излучения полос азота, регистрируемая спектрометром, оказывается на установке ГИН-600 меньше, чем спектральная плотность энергии ИЧ.

Таким образом, на обеих установках удалось зарегистрировать с помощью спектрометра спектры излучения алмаза, на которых было заметно увеличение плотности энергии излучения в области 250–340 нм. Также на этих спектрах регистрировалась узкая полоса с максимумом на длине волны 235 нм с высокой спектральной плотностью энергии излучения, которая отсутствовала при использовании установки РАДАН-220 с меньшей плотностью тока пучка.

Спектры излучения также были зарегистрированы с помощью спектрометра в лейкосапфире и кварцевом стекле КУ-1 (рис. 3.16, г) [31, 33]. Данные материалы были выбра-

ны для исследований, поскольку они имеют сравнительно малую интенсивность катодоллюминесценции в УФ области спектра, а край фундаментального поглощения находится в ВУФ области. Как видно из рисунка 3.16 (г), оба образца имеют полосу в области длин волн 220–450 нм, интенсивность которой растет с уменьшением длины волны. Такое увеличение интенсивности можно объяснить только наличием ИЧ. Для дополнительной проверки данного вывода было проведено измерение амплитудно-временных характеристик излучения в алмазе (образец С6), лейкосапфире и кварцевом стекле КУ-1.

Важным признаком ИЧ является соответствие его длительности продолжительности электронного пучка. Исследования амплитудно-временных характеристик излучения были проведены на установках с ускорителями ГИН-600 и РАДАН-220 с помощью фотодиода PD025 (рис. 2.13, б). Импульсы излучения сравнивались с осциллограммами тока пучка. Импульсы излучения регистрировались за светофильтром УФС-1, который пропускал излучение в спектральной области, где наблюдалось ИЧ (230–400 нм). Кривая пропускания светофильтра приведена на рисунке 3.15 (д). В области второй полосы пропускания светофильтра УФС-1 (>670 нм) чувствительность фотодиода существенно уменьшается, а пропускание светофильтра даже в максимуме полосы на длине волны 720 нм не превышает 55%, рисунок 3.15 (д). Импульсы излучения для лейкосапфира и алмаза приведены на рисунке 3.17.

Для алмаза (рис. 3.17, а, образец С5) форма импульса излучения примерно соответствует форме тока пучка вплоть до его максимума. Далее наблюдается увеличение интенсивности излучения и длительности импульса как с применением фильтра УФС-1, так без него. Из этого следует, что катодоллюминесценция наряду с излучением Черен-

кова дает вклад в регистрируемое излучение. Однако вклад полосы экситонного излучения в области 220–350 нм в регистрируемый фотоприемником сигнал в первые 20 нс был мал из-за большой длительности импульса излучения, соответствующего этой полосе (~80 нс на полувысоте) для ускорителя ГИН-600. На рисунке 3.17 (а) видно, что интенсивность излучения после 12-й наносекунды быстро спадает. Длительность импульса экситонной полосы была определена с помощью монохроматора и ФЭУ (рис. 2.13, в).

Для лейкосапфира (рис. 3.17, б) наблюдалось наилучшее соответствие между осциллограммами тока пучка и излучения. Вклад ИКЛ лейкосапфира в длинноволновой области спектра (>650 нм) в регистрируемый сигнал был малый.

Для кварцевого стекла КУ-1 (рис. 3.17, в) импульсы излучения по суммарной длительности примерно соответствовали длительности импульсов тока пучка, но состояли из трех последовательных пиков. Эти пики появлялись из-за колебания напряжения на вакуумном диоде, которые приводили к изменению плотности тока пучка и энергии электронов. При этом по три пика наблюдались как при наличии фильтра, так и без него. Авторы [30] считают, что в эти импульсы основной вклад дает ИЧ, но из-за малого показателя преломления у половины электронов пучка не хватало энергии для превышения порога ( $E_{th}=190$  кэВ).

Данный вывод подтверждают эксперименты на установке с ускорителем РАДАН-220, которые были проведены при длительности импульса тока пучка на полувысоте ~300 нс и энергии электронов до 200 кэВ. Полученные импульсы излучения, а также тока пучка приведены на рисунке 3.18.

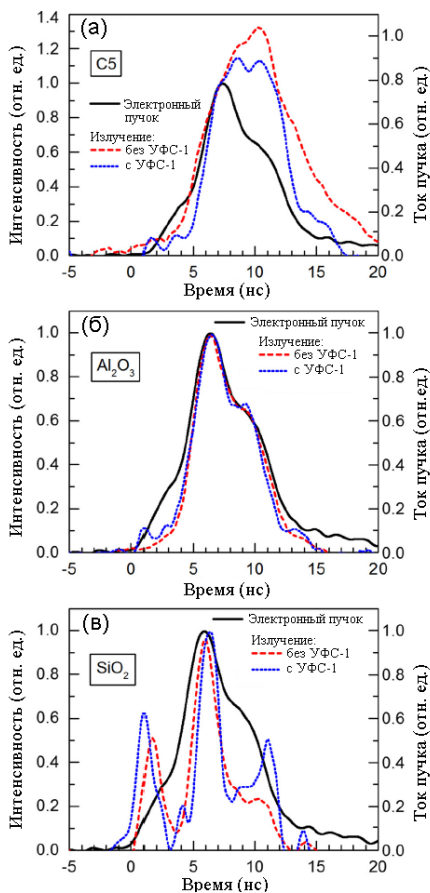


Рис. 3.17. Осциллограммы импульсов электронного пучка и излучения, регистрируемого фотодиодом PD025 без фильтра и с фильтром УФС-1 для образца алмаза С5 (а), лейкосапфира (б) и кварцевого стекла КУ-1 (в). (б, в) – амплитуды импульсов нормированы на единицу при максимальной амплитуде тока пучка [31]. Ускоритель ГИН-600

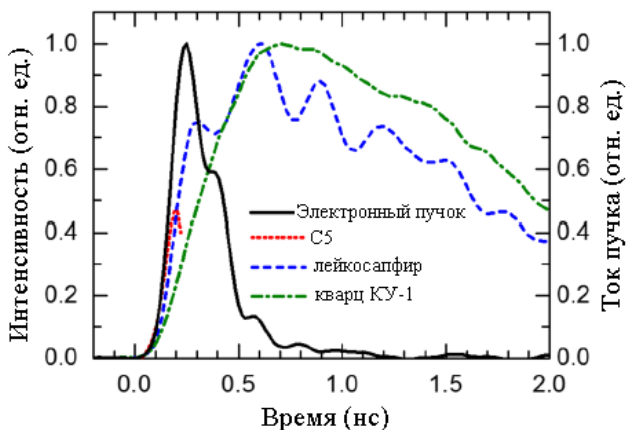


Рис. 3.18. Осциллограммы импульсов излучения, регистрируемого фотодиодом PD025 для образца алмаза С5, лейкосапфира, кварцевого стекла КУ-1 и тока пучка [31]. На импульс излучения в алмазе оказала влияние электромагнитная наводка из-за его малой толщины, поэтому показана часть импульса, на которую наводка существенно не повлияла. Ускоритель РАДАН-220

Как видно из рисунка 3.18, фронт импульса излучения, регистрируемый фотодиодом в алмазе и лейкосапфире, совпадал с фронтом тока пучка, а в кварцевом стекле КУ-1 не совпадал. Это связано с тем, что только малая часть электронов ускорителя имеет энергию, превышающую пороговую для ИЧ в кварцевом стекле. Соответственно, интенсивность ИЧ была очень мала и его не заметно на фоне ИКЛ. В лейкосапфире  $E_{th}=108$  кэВ и ИЧ становится заметным на фронте импульса тока пучка (первый максимум на осциллограмме импульса излучения лейкосапфира). В алмазе из-за малой амплитуды полезного сигнала и сильных электромагнитных помех после 200 пс сигнал искажался.



Поэтому на рисунке 3.18 импульс излучения (образца алмаза) показан только за первые 200 пс. Авторы [31] считают, что эта часть импульса соответствует ИЧ.

В [30, 31] исследования свечения различных материалов были проведены при длительностях импульсов тока пучка 0.3 и 12 нс. Причем при длительности импульса 12 нс энергия электронов в спектре пучка достигала 400 кэВ. Увеличение энергии электронов в пучке увеличивает долю ИЧ в излучении материалов и расширяет число материалов, в которых ИЧ можно зарегистрировать стандартными спектрометрами. Однако при измерениях надо учитывать появление новых полос излучения. Например, в синтетических кристаллах алмаза высокой чистоты появилась экситонная полоса с высокой спектральной плотностью энергии излучения.

При субнаносекундной длительности импульса тока пучка следует учитывать влияние электромагнитных наводок, амплитуда которых увеличивается по сравнению с нано- и микросекундными пучками. Также следует учитывать влияние рентгеновского излучения, которое возникает при торможении пучка электронов, на материалы, световоды, ФЭУ и фотоприемники. Например, на спектрах алмаза (рис. 3.15 (а-г) и 3.15 (а, б)), лейкосапфира и кварцевого стекла (рис. 3.15 (д)) присутствует полоса с максимумом на длине волны 485 нм. По-видимому, появление этой полосы обусловлено влиянием рентгеновского излучения на световод, по которому излучение передается на спектрометр. Как известно, проникающая способность рентгеновского излучения при одинаковой энергии квантов и электронов пучка на порядок выше. Соответственно, это может влиять на измерения с помощью черенковских детекторов.

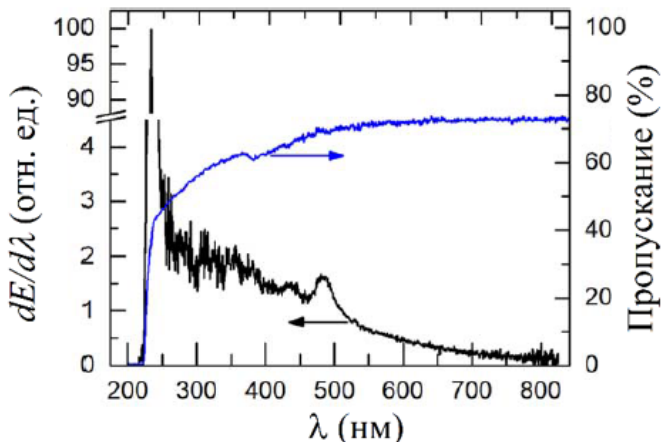


Рис. 3.19. Спектр излучения синтетического алмаза и его пропускание [33]. Ускоритель ГИН-500

Эксперименты с синтетическим алмазом (С5, см. главу 2, табл. 2.1), лейкосапфиром и кварцевым стеклом КУ-1 проводились также на установке с ускорителем ГИН-500 [33] (параметры ускорителя приведены выше).

Исследования показали, что в спектрах излучения всех образцов обнаруживается полоса в области 220–400 нм, а ее интенсивность увеличивается с уменьшением длины волны. Это излучение можно идентифицировать как черенковское излучение и соответствует рассчитанному спектру. При расчете спектров черенковского излучения использовалась известная формула спектральной плотности мощности ИЧ (5), приведенная в главе 1. Спектры излучения и пропускания синтетического алмаза представлены на рисунке 3.19.

В спектре излучения синтетического алмаза высокой чистоты можно выделить несколько полос. Спектральная плотность энергии излучения  $dE/d\lambda$  в области 260–450 нм

увеличивается с уменьшением длины волны, что характерно для черенковского излучения. В спектре заметно выделяется узкая и интенсивная полоса в коротковолновом диапазоне 230–240 нм. Поскольку спектр излучения является интегрированной по времени характеристикой, высокие значения  $dE/d\lambda$  в диапазоне 230–240 нм также могут быть определены по длительности излучения алмаза в этом спектральном диапазоне. Излучение этой узкой полосы с максимумом на длине волны 235 нм, как и в [30, 34] обусловлено излучательной рекомбинацией свободных экситонов [6]. В области 400–600 нм наблюдаются полосы катодolumинесценции алмаза, которые также наблюдались в [4] для синтетического алмаза.

Спектры излучения и пропускания кварцевого стекла КУ-1 представлены на рисунке 3.20.

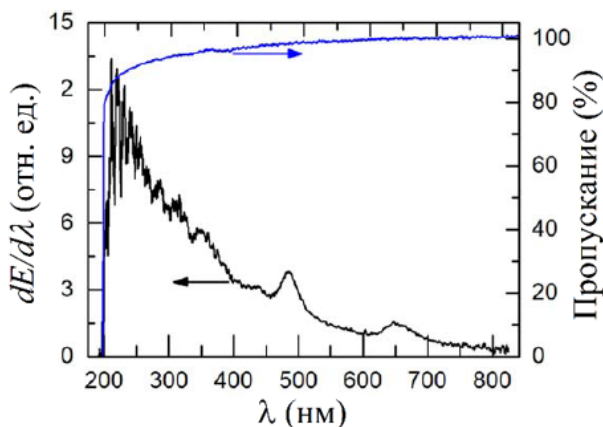


Рис. 3.20. Спектр излучения кварцевого стекла КУ-1 и его пропускание [33]. Ускоритель ГИН-500

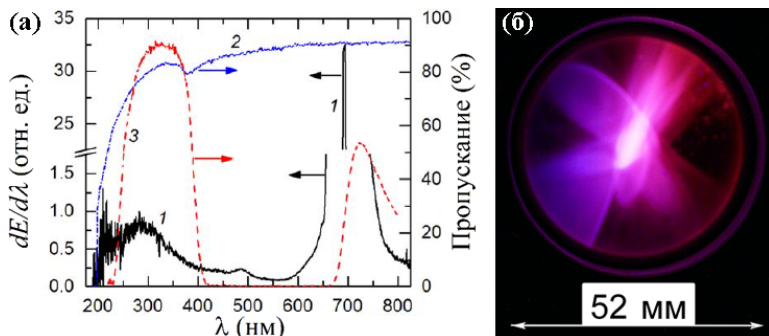


Рис. 3.21. (а) – спектр излучения лейкосапфира (1), его пропускание (2), а также пропускание фильтра УФС-1 (3) [33]. (б) – фотография свечения лейкосапфира. Ускоритель ГИН-500

В кварцевом стекле спектральная плотность энергии  $dE/d\lambda$  монотонно возрастает с уменьшением длины волны в диапазоне 220–450 нм. Это также может быть связано с ИЧ. При энергиях электронов менее 200 кэВ эта полоса отсутствует, поскольку пороговая энергия электронов для генерации черенковского излучения в кварцевом стекле составляет 190 кэВ.

В лейкосапфире такое же поведение  $dE/d\lambda$  наблюдалось в диапазоне 250–450 нм (рис. 3.21).

В лейкосапфире зарегистрированы интенсивная узкая линия с максимумом на длине волны 693 нм и широкая полоса в области 650–800 нм, которые, вероятно, обусловлены неконтролируемыми примесными ионами  $\text{Cr}^{3+}$ . Широкая полоса обусловлена перекрытием полос N и S.

На рисунке 3.22 показан спектр излучения лейкосапфира, полученного с использованием фильтра УФС-2, а также показан спектр пропускания этого фильтра и спектр излучения лейкосапфира в диапазоне 260–380 нм, реконструированный с учетом поглощения излучения в фильтре.

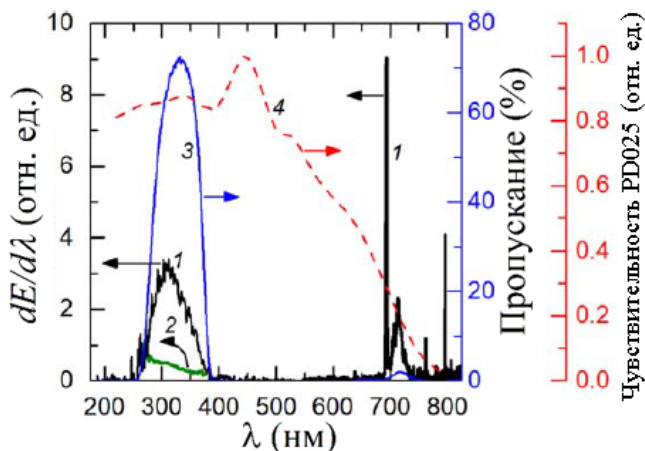


Рис. 3.22. Спектр излучения лейкосапфира (1), полученного с использованием фильтра УФС-2, спектр пропускания этого фильтра (3) и спектр излучения лейкосапфира в диапазоне 260–380 нм (2), реконструированный с учетом поглощения излучения в фильтре УФС-2 [33]. Спектральная чувствительность фотодиода PD025 (4). Ускоритель ГИН-500

Из восстановленного спектра видно, что  $dE/d\lambda$  увеличивается с уменьшением длины волны в диапазоне 260–380 нм (рис. 3.22, кривая 2). Полученные результаты согласуются с результатами работ [2–4, 31, 35].

Для дополнительной идентификации природы излучения в УФ-диапазоне были исследованы амплитудно-временные параметры излучения с использованием фотодиода PD025 и фильтра УФС-1. Спектральная чувствительность фотодиода представлена на рисунке 3.22 (кривая 4). Комбинированное использование диода и фильтра позволило регистрировать излучение в основном в спектральном диапазоне 240–400 нм.

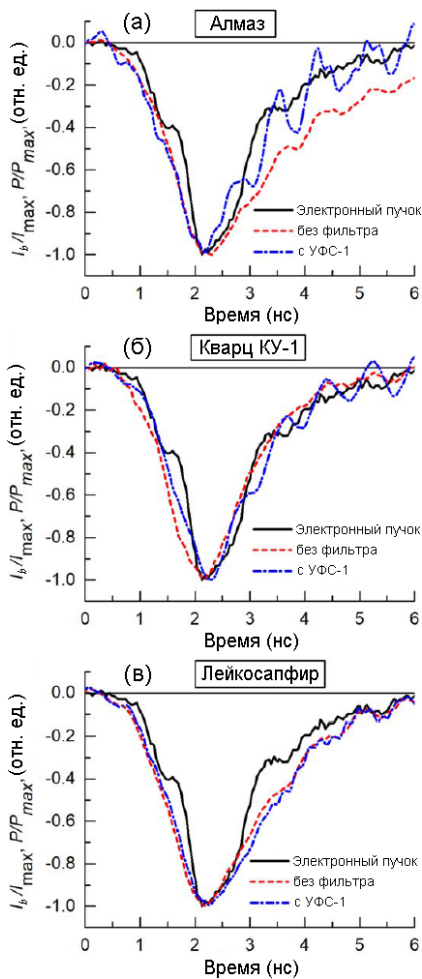


Рис. 3.23. Временной ход импульсов тока электронного пучка и излучения алмаза (а), кварцевого стекла КУ-1 (б) и лейкосапфира (в), снятые с фильтром УФС-1 и без него [33]. Ускоритель ГИН-500

В результате влияние полос катодолюминесценции в видимой и инфракрасной областях спектра было сведено к минимуму. Измерения показывают, что импульс излучения во всех образцах приближается к длительности импульса тока электронного пучка (рис. 3.23).

На спектре излучения алмаза (рис. 3.19) видно, что полоса излучательной рекомбинации свободных экситонов доминирует в диапазоне 230–245 нм. Спектральная плотность энергии излучения экситонов в 10–50 раз выше спектральной плотности энергии ИЧ. Согласно спектру пропускания фильтра УФС-1 (рис. 3.21, кривая 3), его коэффициент пропускания монотонно увеличивается от 0 до 30% в диапазоне длин волн от 230 до 245 нм. Фильтр УФС-1 пропускает ~8% экситонного излучения, которое имеет максимум на длине волны  $\lambda=235$  нм. Таким образом, как видно из рисунка 3.23 (а), в присутствии фильтра экситонные и другие полосы люминесценции вносят незначительный вклад в свечение алмаза, поскольку они существенно ослабляются фильтром. При отсутствии фильтра вклад таких полос в излучение в алмазе становится существенным, а импульс излучения, зарегистрированный без фильтра, длиннее, чем импульс, зарегистрированный в присутствии фильтра. Соответственно, при создании черенковских детекторов следует учитывать вклад экситонной полосы. Отметим, что при температурах выше 200 °С люминесценция в алмазах гасится [36] и экситонная зона автоматически подавляется.

Для кварцевого стекла (рис. 3.23, б) и лейкосапфира (рис. 3.23, в) импульсы излучения по длительности приближаются к импульсам тока электронного пучка, что свидетельствует о существенной доле ИЧ в их свечении.

На установке с ускорителем ГИН-500 также проводились исследования свечения фторидов:  $\text{CaF}_2$ ,  $\text{BaF}_2$ -Ce, LiF,

LiF-W и  $MgF_2$  [37]. Целью данной работы было: провести исследование спектров ИКЛ и ИЧ в кристаллах  $CaF_2$ ,  $BaF_2$ , LiF, LiF-W,  $MgF_2$ , определить области излучения наиболее интенсивных полос и установить, в каких кристаллах интенсивность ИЧ наибольшая, а также определить длительности импульсов излучения при возбуждении пучком электронов.

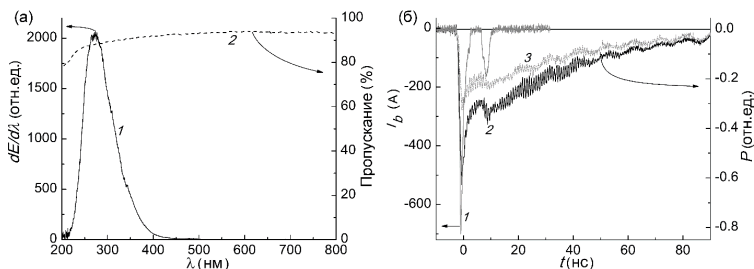


Рис. 3.24. (а) – спектры излучения кристалла  $CaF_2$  (1) под действием пучка электронов и его пропускания (2); (б) – импульс тока пучка электронов  $I_b$  (1) и временной ход излучения, полученный с фотоприемника Photek PD025, без светофильтра (2) и со светофильтром УФС-1 (3) [37]. Ускоритель ГИН-500

Спектральные исследования свечения образцов под действием пучка электронов показали, что максимальную интенсивность излучения в этих условиях имеют кристаллы  $CaF_2$  и  $BaF_2$  (рис. 3.24 (а) и рис. 3.25 (а)).

Максимум экситонной полосы катодолюминесценции кристалла  $CaF_2$  с шириной на полувысоте  $\sim 77$  нм приходится на длину волны  $\lambda=280$  нм при интенсивности  $\sim 2100$  отн. ед. Кинетика затухания этой полосы описывается экспоненциальной функцией с временем релаксации  $\sim 70$  нс (рис. 3.24 (б)), что на порядок больше длительности импульса тока пучка убегающих электронов. Соответственно,



выделить вклад ИЧ в излучение кристалла  $\text{CaF}_2$  очень сложно. Также на рисунке 3.24 (б) видно увеличение интенсивности ИКЛ во время второго импульса тока пучка электронов  $I_b$  (кривая 1) с энергией, которая меньше пороговой для ИЧ ( $E_{th}=202$  кэВ [4]).

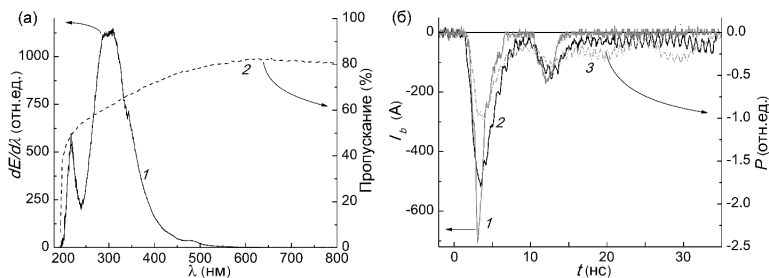


Рис. 3.25. (а) – спектры излучения кристалла  $\text{BaF}_2\text{-Ce}$  (1) под действием пучка электронов и его пропускания (2); (б) – импульс тока пучка электронов  $I_b$  (1) и временной ход излучения, полученный с фотоприемника Photek PD025, без светофильтра (2) и со светофильтром УФС-1 (3) [37]. Ускоритель ГИН-500

Спектр излучения кристалла  $\text{BaF}_2\text{-Ce}$  (рис. 3.25 (а)) состоит из полосы, соответствующей переходам электронов из валентной зоны, образованной  $2p$ -состояниями  $\text{F}^-$ , в верхнюю остовную зону кристалла, образованную  $5p$ -состоянием  $\text{Ba}^{2+}$  (кросс-люминесценция): узкая полоса с максимумом на  $\lambda=217$  нм и полушириной 30 нм. Широкая экситонная полоса с максимумом на  $\lambda=308$  нм имеет полуширину 90 нм. Интенсивности полос составляют  $\sim 600$  и  $\sim 1150$  отн. ед., соответственно. Третья полоса с максимумом на  $\lambda=483$  нм соответствует переходам с ионов фтора второй координационной сферы, низкая интенсивность которой ( $\sim 35$  отн. ед.) связана с малой степенью перекрытия волновых функций катиона и анионов. Сильный спад про-

пускания в области спектра короче длин волн менее 400 нм обусловлен поглощением ионами  $Ce^{3+}$  на  $f-d$ -переходах. Как известно,  $BaF_2$  является самым быстрым из известных неорганических сцинтилляторов, что подтверждается хорошим совпадением временного хода его излучения (рис. 3.25 (б) кривые 2 и 3) с формой импульса тока пучка электронов  $I_b$  (рис. 3.25 (б), кривая 1). На рисунке 3.25 (б) также видно увеличение интенсивности излучения во время второго импульса пучка электронов с энергией, которая меньше пороговой для ИЧ. Таким образом, регистрируемое излучение кристаллов  $CaF_2$  и  $BaF_2$  относится к ИКЛ.

Спектр излучения «чистого» кристалла  $LiF$ , возбужденного электронным пучком при криогенных температурах, состоит из экситонных полос, соотношение которых зависит от температуры кристалла и времени с момента окончания действия пучка [38]. Так, например, при  $T=11$  К, в спектре присутствуют полосы на  $\lambda=350$ ,  $\lambda=280$  и  $\lambda=210$  нм, причем интенсивность последней более чем на порядок превышает интенсивности двух других. При увеличении температуры соотношения интенсивностей полос начинает меняться и при комнатной температуре спектр состоит из одной широкой полосы с максимумом в области 300 нм. На рисунке 3.26 (а) представлен спектр излучения кристалла  $LiF$  (кривая 1) с накопленными радиационными дефектами и его спектр пропускания (кривая 2) при комнатной температуре. Видно, что в спектре пропускания данного кристалла присутствуют сильные полосы поглощения на длинах волн  $\lambda=250$ ,  $\lambda=370$ ,  $\lambda=440$  нм, и слабая на  $\lambda=540$  нм, интенсивность которых пропорциональна концентрации электронных центров окраски  $F$ ,  $F_3$ ,  $F_2$ ,  $F_4$ , соответственно, и растет с ростом количества импульсов пучка электронов.

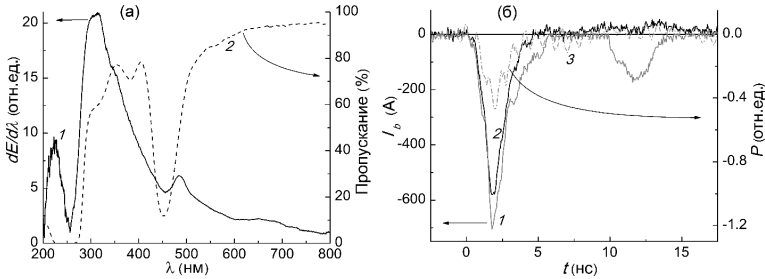


Рис. 3.26. (а) – спектр излучения кристалла LiF (*I*) под действием пучка электронов с накопленными радиационными дефектами и спектр его пропускания (2); (б) – импульс тока пучка электронов  $I_b$  (*I*) и временной ход излучения, полученный с фотоприемника Photek PD025, без светофильтра (2) и со светофильтром УФС-1 (3) [37]. Ускоритель ГИН-500

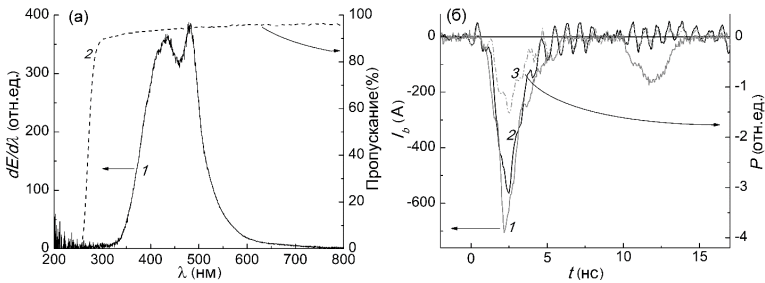


Рис. 3.27. (а) – спектры излучения кристалла LiF-W (*I*) под действием пучка электронов и его пропускания (2); (б) – импульс тока пучка электронов  $I_b$  (*I*) и временной ход излучения, полученный с фотоприемника Photek PD025, без светофильтра (2) и со светофильтром УФС-1 (3) [37]. Ускоритель ГИН-500

С этим, по-видимому, связано сокращение времени катодoluminesценции (в наших экспериментах пропускание кристалла на этих длинах волн за 10 импульсов облучения

электронным пучком уменьшилось на  $\sim 10\%$  относительно длительности пучка электронов (рис. 3.26, (б)). Также наведенным поглощением можно объяснить отсутствие излучения во время второго импульса тока пучка.

Спектр излучения кристалла LiF (рис. 3.27 (а)), легированного W, без предварительно накопленных радиационных дефектов, представляет собой перекрывающиеся полосы с максимумами на  $\lambda=400$  и  $\lambda=470$  нм, соответствующие излучательным переходам в кислородных центрах  $O^{2-}-V_a$  (кислород-анионная вакансия) и центрах  $O^{2-}-V_a$ , возмущенных примесью W [39].

«Провал» в области длины волны  $\lambda=460$  нм появляется после облучения электронным пучком при температурах  $T > 200$  К и связан с поглощением катодолюминесценции накопленными  $F_2$ -центрами окраски [40]. Передний фронт светового импульса катодолюминесценции (рис. 3.27 (б), кривая 2) в целом повторяет временной ход импульса возбуждения, однако на спаде происходит искажение формы катодолюминесценции, связанное с накоплением центров окраски, уменьшающих интенсивность люминесценции, а также присутствием в кристалле LiF-W комплекса дефектов, являющихся эффективными ловушками электронных и ионных возбуждений [41]. Отсутствие излучения во время второго импульса тока пучка также можно объяснить наведенным поглощением.

В кристалле  $MgF_2$  при низких температурах, так же, как и в LiF, при импульсном облучении пучком электронов преимущественно создаются автолокализованные экситоны с соответствующими им излучательными переходами на длине волны  $\lambda=387$  нм [42]. С ростом температуры интенсивность свечения этой полосы уменьшается, а при температурах выше 100 К в спектре доминирует краевая полоса с максимумом на  $\lambda=295$  нм. В наших экспериментах катодо-

люминесценция кристалла  $MgF_2$  имела минимальную интенсивность, что облегчает регистрацию ИЧ на фоне ИКЛ. Широкую полосу излучения в области длин волн короче 400 нм, интенсивность которой растет с уменьшением длины волны, можно связать с ИЧ. На рисунке 3.28 (б) показан временной ход излучения кристалла  $MgF_2$  и импульса тока пучка электронов, формы и длительности которых хорошо совпадают, что характерно для ИЧ.

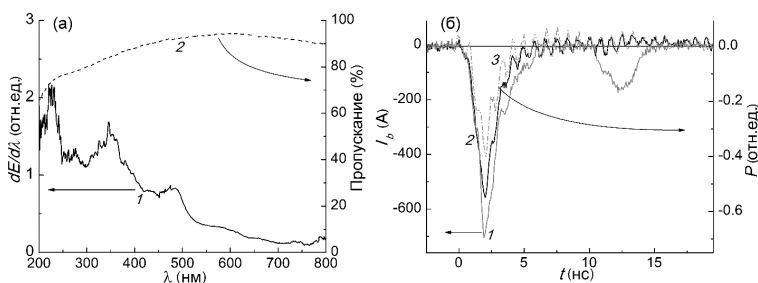


Рис. 3.28. (а) – спектры излучения кристалла  $MgF_2$  (1) под действием пучка электронов и его пропускания (2); (б) – импульс тока пучка электронов  $I_b$  (1) и временной ход излучения, полученный с фотоприемника Photek PD025, без светофильтра (2) и со светофильтром УФС-1 (3) [37]. Ускоритель ГИН-500

На рисунке 3.28 (б) также видно, что во время второго импульса тока пучка электронов  $I_b$  (кривая 1) с энергией, которая меньше пороговой для ИЧ ( $\sim 200$  кэВ) излучение отсутствует. Таким образом, воздействие пучком электронов с энергией до 350 кэВ на кристаллы  $MgF_2$ , которые имеют малую интенсивность ИКЛ в коротковолновой области спектра, позволило зарегистрировать ИЧ. Кроме того, кристалл  $MgF_2$  имеет высокую радиационную стойкость из-за низкой эффективности преобразования первичных дырочных центров в стабильные. Это позволяет использовать

кристалл  $\text{MgF}_2$  в качестве черенковского датчика пучков убегающих электронов. Остальные кристаллы, исследованные в [37], имеют интенсивные экситонные полосы в коротковолновой области спектра, либо не являются прозрачными, как в случае с LiF-W. Все это затрудняет регистрацию ИЧ.

Одним из наиболее доступных и относительно дешевых материалов, обладающих хорошей прозрачностью в оптическом диапазоне спектра и достаточно высоким показателем преломления ( $\sim 2$ ), является керамика из оксида иттрия, применяемая в оптических приборах и лазерах. В [43] на установке с ускорителем ГИН-500 исследовалось свечение керамики из оксида иттрия (состав керамики и способ ее изготовления описаны выше).

В ходе экспериментов был снят спектр излучения образца керамики при облучении его электронным пучком (рис. 3.29). На этом же рисунке приведен спектр пропускания образца.

Видно, что с уменьшением длины волны интенсивность спектра возрастает вплоть до границы пропускания материала. Такое поведение спектра характерно для черенковского излучения [3, 4, 44]. Это подтверждается и хорошим совпадением экспериментального спектра излучения образца ( $I$ ) с расчетным спектром черенковского излучения (5), рассчитанным [45, 46] с учетом реального распределения электронов пучка по энергиям, дисперсии показателя преломления керамики [47] и ее спектра пропускания. В диапазоне длин волн 450–550 нм наблюдается полоса, которую можно связать с катодолюминесценцией керамики (см. рис. 3.30). Из рисунка 3.29 следует, что основная часть энергии излучения керамического образца принадлежит черенковскому излучению.

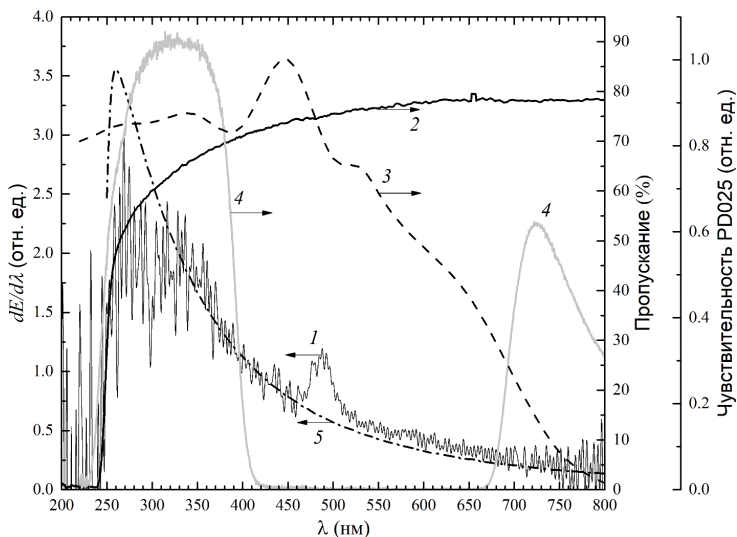


Рис. 3.29. Спектр излучения образца керамики под действием электронного пучка (1), спектр пропускания образца (2), чувствительность фотодиода PD025 (3), спектр пропускания фильтра УФС-1 (4) и расчетный спектр черенковского излучения (5). Интенсивность спектра 5 нормирована на интенсивность спектра 1 на длине волны 400 нм [43]. Спектр излучения образца (1) получен с применением фильтра верхних частот. Ускоритель ГИН-500

Некоторое несоответствие расчетного и экспериментального спектров в области длин волн короче 310 нм объясняется наличием в этой области высокого уровня высокочастотного шума у экспериментального спектра и за счет этого – частичным искажением реального вида спектра при проведении фильтрации высоких частот.

В спектре катодолюминесценции этого образца наблюдается слабая (на уровне шумов) полоса в области 400–900 нм (рис. 3.30) собственных поверхностных центров ти-

па связанного радикала Y-O [48], образующихся на поверхностях пор и микротрещин. Ее низкая интенсивность по сравнению с данными [48] объясняется пониженным содержанием пор в данном образце за счет добавки в керамику 0.05 мольных долей  $ZrO_2$ . Отсутствие свечения керамики в области длин волн короче 400 нм на рисунке 3.30 свидетельствует о том, что интегральная по времени интенсивность черенковского излучения ниже порога чувствительности используемого фотоприемника.

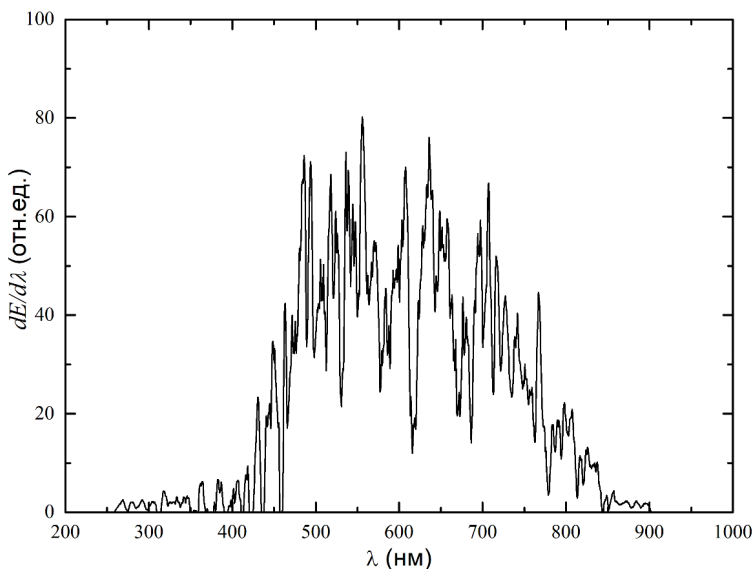


Рис. 3.30. Спектр катодолуминесценции керамики [43]

Временные характеристики свечения образца керамики представлены на рисунке 3.31. Здесь же представлен ток электронного пучка, регистрируемый коллектором. Импульсы излучения, зарегистрированные фотодиодом с



фильтром УФС-1 (выделяющим УФ область спектра, в которой отсутствовала люминесценция образца) и без него, по длительности соответствуют импульсу тока пучка. Так как эффект Вавилова–Черенкова является практически безынерционным, то длительность черенковского излучения должна совпадать с длительностью тока пучка, что фактически и наблюдается в эксперименте.

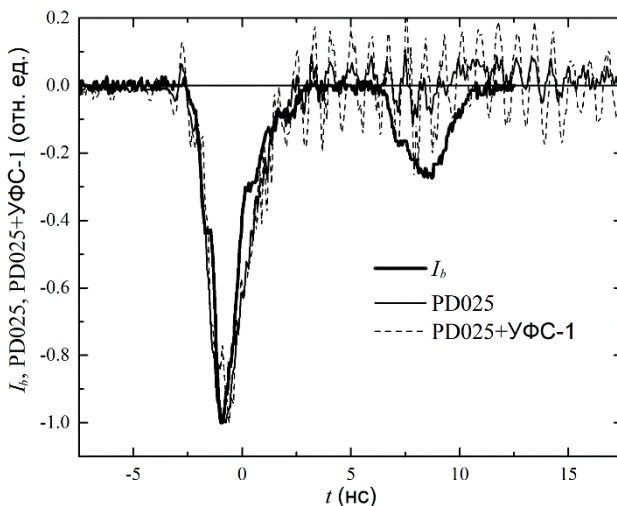


Рис. 3.31. Осциллограммы тока электронного пучка  $I_b$  (толстая линия), сигнала с фотодиода Photek PD025 без фильтра (тонкая линия) и с фильтром УФС-1 (пунктирная линия) [43]. Все осциллограммы нормированы на единицу

Анализ полученных данных однозначно свидетельствует о том, что в экспериментах было зафиксировано ИЧ и его энергия существенно превышала энергию катодолуминесценции.

### 3.2. Пространственные характеристики ИЧ и ИКЛ

Для сравнительно низких энергий электронов ( $E_e \leq 50$  кэВ,  $\beta < 0.44$ ) процесс многократного рассеяния приводит к тому, что фотоны ИЧ испускаются в широком интервале углов даже в тонких радиаторах. По мере увеличения энергии электронов многократное рассеяние уменьшается, и угловое распределение ИЧ становится более направленным. Так, например, для энергии электронов  $E_e = 1$  МэВ угол многократного рассеяния  $\langle \theta_{ms} \rangle$  в пластине кварцевого стекла толщиной 50 мкм не превышает  $25^\circ$ , тогда как угол ИЧ  $\theta = 47^\circ$ . При дальнейшем росте энергии электронов, чтобы вывести ИЧ из пластины, необходимо выбирать подходящую геометрию. Только при наклоне пластины на угол  $\psi$  относительно вектора скорости электронного пучка часть конуса ИЧ будет выходить в воздух под углом  $\varphi$ , как показано на рисунке 2.17:

$$\varphi = \psi + \arcsin [n \cos (\theta + \psi)]. \quad (3.1)$$

В геометрии, показанной на рисунке 2.17, для нерасходящегося электронного пучка вывод ИЧ из кварцевой мишени в вакуум (или в воздух) возможен только для углов наклона  $\psi < 86^\circ$ . Так, например, для угла наклона  $\psi = 70^\circ$  максимальный выход ИЧ соответствует углу вывода  $\varphi = 29^\circ$  (см. формулу (3.1)). Если выбрать угол наклона  $\psi = 43^\circ$ , что соответствует углу  $\theta = 47^\circ$ , то ИЧ будет выходить из кварцевой пластины без преломления, т.е. под углом  $\varphi = \frac{\pi}{2} - \theta = 43^\circ$ .

В среде угловое распределение ИЧ обладает азимутальной симметрией (см. рис. 3.32 (а)) и может быть оценено (см. главу 1) как  $\Delta\theta_1 \approx \sqrt{\theta_{ms}^2 + \theta_e^2}$ , где  $\theta_{ms}$  – среднеквадратичный угол многократного рассеяния на длине  $T/2$ ,  $\theta_e$  –



Из-за уширения черенковского конуса  $\Delta\theta_1$  «жесткая» связь между углами  $\psi$  и  $\varphi$  нарушается, однако, если под углом  $\varphi$  подразумевается угол, соответствующий максимуму выхода ИЧ, то график на рисунке 3.32 (б) иллюстрирует эту связь.

ИЧ в кварцевом стекле имеет наименьший угол  $\theta$ , что облегчает его вывод из плоскопараллельной пластинки. Поэтому в [35] основное внимание было уделено исследованию ИЧ в кварцевом стекле. Имевшиеся образцы алмаза были слишком малы, а образцы из лейкосапфира при энергии электронов пучка 6 МэВ темнели под действием электронного пучка и рентгеновского излучения.

Спектры излучения пластинки из кварцевого стекла GE-014 при различных углах между поверхностью плоскопараллельной пластинки и направлением потока электронов приведены на рисунке 3.33.

Положение световода, передающего излучение от кварцевой пластинки к спектрометру, при изменении угла  $\psi$  не менялось. Этот угол между осью световода и нормалью к направлению пучка электронов в пучке составлял  $\varphi=27^\circ$ . Из рисунка видно, что распределение энергии излучения в спектре изменяется в зависимости от угла между плоскостью плоскопараллельной кварцевой пластинки и направлением потока электронов в пучке. При угле  $\psi \approx 70^\circ$  в УФ области наблюдается наибольшая спектральная плотность энергии излучения, регистрируемая спектрометром. Этот спектр подобен спектру ИЧ, рассчитанному по формуле (1.5) с учетом дисперсии показателя преломления (кривая 8 на рис. 3.33 (б)). Соответствие ИЧ регистрируемому в УФ области излучению подтверждает изменение его спектра от угла между пластинкой и потоком электронов. При угле поворота кварцевой пластинки  $\psi \approx 70^\circ$  относительно направления электронного пучка обеспечивалась наибольшая

эффективность вывода ИЧ, что хорошо согласуется с оценкой по формуле (3.1), из которой следует, что  $\varphi=29^\circ$ . При углах, существенно больших и меньших оптимального (см. спектры 1 и 7 на рис. 3.33), ИЧ не регистрировалось. Излучение в области длин волн 450–600 нм (спектры 1 и 7) можно отнести к ИКЛ. Данное предположение подтверждает импульс излучения в видимой области спектра, приведенный на рисунке 3.34. Данный импульс был зарегистрирован с помощью чипа MicroSC-60035. Видно, что основная часть импульса излучения повторяет форму тока пучка. Однако после прекращения ускорения излучение не прекращается, а продолжается еще около 5 мкс, что соответствует затуханию люминесценции.

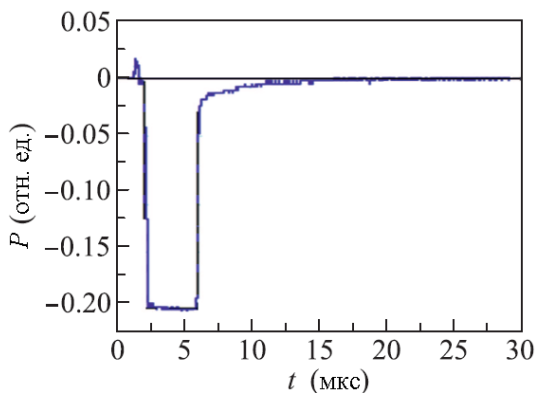


Рис. 3.34. Временной ход излучения кварцевой пластинки в видимой области спектра под воздействием электронного пучка [35]

Полоса в области 450–600 нм, по-видимому, обусловлена свечением световода под действием рентгеновского излучения. Подобная полоса наблюдалась не только при об-

лучении пластинок из кварцевого стекла, но и при облучении на других ускорителях пластинок из синтетического алмаза Па типа и лейкосапфира.

На рисунке 3.33 (а) также представлен спектр излучения, который приведен в работе [49] для алмаза. Так как интенсивность излучения при энергии электронов 2.1 МэВ уменьшается при длинах волн короче 600 нм, то это излучение нельзя относить к ИЧ. Возможно, в работе [49] использовались кристаллы алмаза с большим поглощением в УФ и видимой областях спектра или основная часть ИЧ поглощалась световодом.

На 3.27 (б) приведен расчетный спектр ИЧ, нормированный по интенсивности на длине волны  $\lambda=350$  нм к экспериментальному спектру, полученному при угле между кварцевой пластинкой и пучком электронов  $\psi=70^\circ$ . Интенсивность излучения на обоих спектрах в области короче 450 нм возрастает с уменьшением длины волны. Этот факт, как и зависимость интенсивности излучения от угла между плоскостью кварцевой пластинки и направлением пучка электронов (рис. 3.35) однозначно доказывает регистрацию в данной работе спектров ИЧ. Следует отметить, что изменение угла наклона на  $25^\circ$  (от  $\psi=70^\circ$  до  $\psi=45^\circ$ ) приводит к уменьшению интенсивности в 5 раз, но не до нуля, что объясняется уширением конуса ИЧ  $\Delta\theta_1=26^\circ$ .

Данная зависимость была получена с пластинкой из кварцевого стекла GE-014. Отметим, что при воздействии пучком электронов на пластинки из кварцевого стекла КУ-1 под подходящим углом также было зарегистрировано ИЧ.

Таким образом, в [35] впервые был зарегистрирован спектр ИЧ в УФ и видимой областях при возбуждении пластинок из кварца GE-014 и КУ-1 пучком электронов с энергией 6 МэВ. Показано, что изменение угла между поверх-

ностью плоскопараллельных пластинок и направлением пучка электронов существенно влияет как на интенсивность ИЧ, так и на спектр излучения.

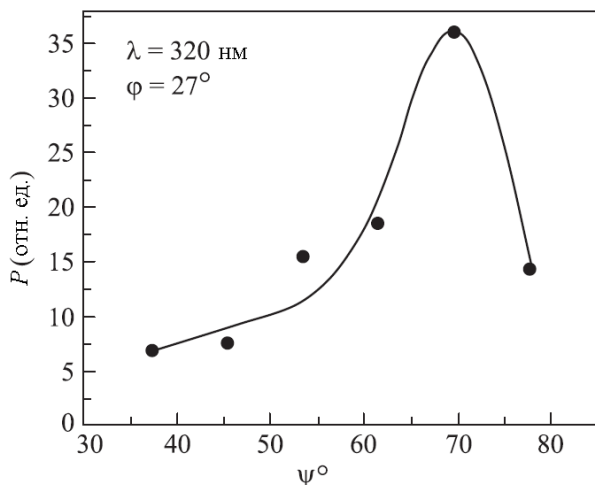


Рис. 3.35. Зависимость интенсивности излучения на длине волны  $\lambda=320$  нм от угла между плоскостью кварцевой пластинки и направлением потока электронов [35]

При больших и малых углах наклона пластинки в видимой области спектра регистрируется ИКЛ, а интенсивность ИЧ становится низкой.

Экспериментально доказано, что характеристики зарегистрированного излучения (зависимость от угла вывода, увеличение интенсивности с уменьшением длины волны, безынерционность эффекта) однозначно характеризуют это излучение как ИЧ. Результаты, представленные в [35], могут быть использованы при создании средств диагностики пучков релятивистских электронов (в том числе на установках для управляемого термоядерного синтеза), а также

для диагностики пучков релятивистских ионов, например, на строящемся в городе Дубна коллайдере протонов и тяжелых ионов NICA [50].

### **3.3. Оценка соотношения энергий ИЧ и ИКЛ, возбуждаемых электронным пучком в алмазе**

В процессе определения параметров электронных потоков с энергией электронов в диапазоне десятки-сотни кэВ с помощью черенковских детекторов, в радиаторе, кроме ИЧ, может также возникать сильная катодолюминесценция (см. раздел 3.1). Поэтому для корректной работы Черенковских детекторов необходимо знать количественное соотношение ИЧ и ИКЛ в радиаторе детектора.

В этом разделе представлены результаты проведенных в [45] с применением математического моделирования оценок соотношения ИКЛ и ИЧ в алмазных образцах при облучении их электронным пучком с максимальной энергией электронов в спектре  $\sim 200$  кэВ.

При проведении оценок использовались экспериментальные спектры для природного и синтетического алмазов ПА типа, опубликованные в [4] и представленные на рисунке 3.5.

#### **3.3.1. Постановка задачи**

Для того, чтобы провести оценку соотношения энергий ИКЛ и ИЧ, возбуждаемых внутри алмазных образцов при облучении их электронным пучком, необходимо вначале выделить в спектре свечения образцов составляющие, соответствующие ИКЛ и ИЧ. Для этого можно рассчитать спектр ИЧ, затем осуществить его привязку к экспериментальному спектру в области, свободной от люминесценции.



Таким образом, мы получим составляющую спектра, соответствующую ИЧ. Если вычесть из суммарного спектра составляющую ИЧ, то разность будет соответствовать спектру ИКЛ. Проинтегрировав по-отдельности спектры ИЧ и ИКЛ, легко можно было бы найти соотношение их энергий. Однако в систему регистрации через линзу 9 (рис. 2.15) попадает лишь небольшая доля всей энергии как ИКЛ, так и ИЧ, возбуждаемых в образцах. Поэтому для проведения дальнейших оценок следует выяснить величину этой доли.

Так как размеры образцов, по сравнению с расстоянием до линзы, малы (отличаются более чем на порядок), то в дальнейшем можно считать, что исследуемые образцы являются точечными источниками излучения [51]. Для расчета энергии ИКЛ, возбуждаемой внутри образцов, достаточно рассчитать, какую часть полного телесного угла составляет телесный угол с вершиной в центре алмазного образца и стягивающей поверхностью – поверхностью линзы. Следует также учесть, что коэффициент отражения от грани образца составляет ~17%, и сделать поправку на коэффициент пропускания образца.

При расчете доли ИЧ, попадающего в линзу, необходимо учитывать сразу несколько факторов. Во-первых, в отличие от люминесценции, направление волнового фронта ИЧ образует конус с вершиной в точке, совпадающей с мгновенным положением заряженной частицы (в нашем случае электрона). Угол между волновым вектором ИЧ и направлением движения частицы удовлетворяет соотношению (1.2).

Во-вторых, электрон с энергией до 1 МэВ, двигаясь в веществе образца, теряет свою энергию в основном в процессе ионизации этого вещества. Ионизационные потери электронов описываются формулой Бете–Блоха [52]:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_i = \frac{2\pi e^4 n_e}{mv^2} \left[ \ln \frac{mv^2 E}{2I^2(1-\beta^2)} - \ln 2 \left( 2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2 \right) + 1 - \beta^2 + \frac{1}{8} \left( 1 - \sqrt{1-\beta^2} \right)^2 \right], \quad (3.2)$$

где  $E$  – кинетическая энергия электрона,  $e$  – элементарный заряд электрона,  $n_e$  – плотность электронов в веществе,  $m$  – масса электрона,  $v$  – скорость электрона,  $I$  – средняя энергия возбуждения атомов вещества, через которое проходит электрон,

$$\beta = \frac{v}{c} = \frac{\sqrt{(1 + E/mc^2)^2 - 1}}{1 + E/mc^2}.$$

Поскольку электроны полностью тормозятся в образце, их энергия меняется от максимальной до нуля и, следовательно, меняется угол  $\theta$ . При торможении меняется также спектр ИЧ.

В-третьих, в реальном электронном пучке всегда имеется распределение электронов по энергиям, которое необходимо учитывать при расчете спектра ИЧ.

В-четвертых, при движении в веществе образца электроны испытывают рассеяние, которое сказывается на ориентации конуса ИЧ для каждого рассеянного электрона.

И наконец, в-пятых, при расчете спектров ИЧ необходимо учитывать зависимость показателя преломления исследуемого материала от длины волны. Обычно в различных источниках литературы (см., например, [53, 54]) приводят показатели преломления вещества для определенной длины волны. Как было отмечено в главе 1, наиболее часто в литературе приводится значение показателя преломления  $n_D$  для длины волны D-линии спектра натрия 589.3 нм, из-

меренное при атмосферном давлении воздуха и температуре 20 °С. Если же учитывать дисперсию показателя преломления в широком спектральном диапазоне, то пороговая энергия электронов для возникновения ИЧ будет ниже, чем пороговая энергия для возникновения ИЧ, рассчитанная для  $n_D$ , и она будет соответствовать максимальной величине показателя преломления в области прозрачности этого вещества. Известно, что в области нормальной дисперсии вещества показатель преломления увеличивается с уменьшением длины волны, поэтому наибольшая величина показателя преломления будет соответствовать коротковолновой границе области прозрачности вещества.

Таким образом, для расчета спектров ИЧ в широком спектральном диапазоне, где показатель преломления может существенно меняться, необходимо учитывать зависимость показателя преломления  $n$  от длины волны  $\lambda$ . Так, для алмаза пороговая энергия возникновения ИЧ, рассчитанная для величины показателя преломления  $n_D$  составляет  $\sim 50$  кэВ, а для величины показателя преломления на длине волны, соответствующей коротковолновой границе области прозрачности ( $\sim 225$  нм) составляет  $\sim 39$  кэВ.

### **3.3.2. Оценка соотношения энергий ИКЛ и ИЧ внутри алмазных образцов**

Чтобы рассчитать количественно спектр ИЧ, умножаем выражение (3.2) на скорость электрона и, решая это уравнение, находим изменение энергии электрона во времени. Подставляя получившиеся значения энергии тормозящихся в веществе электронов в формулу (1.5) (энергия входит в выражение для  $\beta$ ) и умножая на соответствующий временной интервал, с учетом дисперсии показателя преломления  $n(\lambda)$  определяем спектральную плотность энергии ИЧ.

Для того, чтобы оценить соотношения энергий ИКЛ и ИЧ, возбуждаемых внутри алмазных образцов, были выполнены следующие действия:

1. Спектр электронного пучка был представлен пятью характерными точками.
2. Рассеяние электронов в анодной Ti фольге и в алмазных образцах рассчитывалось с помощью программы ЕРНСА 2 [55] методом Монте-Карло. В расчетах также учитывались ионизационные потери энергии электронов по формуле Бете–Блоха (1). Анодная фольга и прилегающий к ней исследуемый образец разбивались по глубине, соответствующей полному пробегу электронов с определенной начальной энергией, на девять слоев, причем в качестве первого слоя выступала Ti фольга. После прохождения каждого слоя выводились распределения электронов по углам и по энергиям. Уже после прохождения первого слоя (Ti фольги) угловое распределение слабо менялось даже для наибольшей начальной энергии электронов, поэтому разбиение на такое количество слоев можно считать вполне достаточным для проведения оценок.
3. Далее в среде Mathcad проводилась оценка доли ИЧ, попадающей в линзу и затем в щель монохроматора (см. рис. 3.36).

Как уже говорилось, образцы алмаза можно представить, как точечный источник излучения, поэтому задача сводится к определению доли излучения (ИЧ и ИКЛ), попадающей в телесный угол  $\Omega$ , образованный алмазным образцом и линзой (рис. 3.36).

В каждом отдельном слое образца алмаза рассчитывалось ИЧ с учетом распределения электронов по углам и энергиям (для оценки энергии ИЧ в образце бралось значе-

ние энергии, соответствующее максимуму функции распределения в слое).

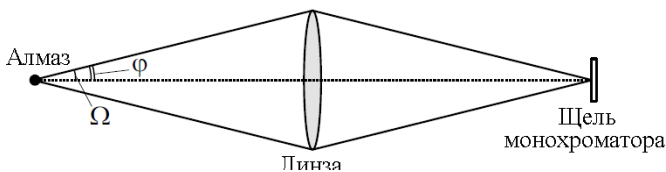


Рис. 3.36. Схематичное изображение телесного угла  $\Omega$ , образованного точечным источником излучения и поверхностью линзы [45]

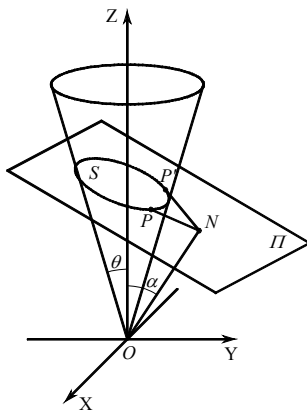


Рис. 3.37. Схематическое изображение конической поверхности, образованной волновым вектором ИЧ, возникающего при движении электрона внутри алмазного образца, плоскости  $\Pi$ , соответствующей поверхности образца, и эллипса  $S$ , образованного при их пересечении. Отрезок  $ON$  перпендикулярен плоскости  $\Pi$  [45]

ИЧ, возникающее в каждом слое, суммировалось. Учитывалось, что для отдельно взятого электрона в алмазе конус черенковского излучения в каждый момент времени

будет по-разному ориентирован в пространстве и только часть ИЧ будет попадать в телесный угол  $\Omega$  (рис. 3.36). Плоский угол  $\varphi$  на рисунке 3.36 равен  $\sim 11^\circ$ .

Однако для того чтобы излучение, возникающее внутри образца, попадало в линзу под углом  $\leq \varphi$ , необходимо, чтобы внутри кристалла это излучение распространялось под углом не более  $\sim 4^\circ$  к нормали, проведенной к поверхности образца.

Схематически распространение ИЧ в алмазном образце изображено на рисунке 3.37. Направление движения электрона совпадает с осью  $Z$ , а волновой вектор ИЧ образует с осью  $Z$  угол  $\theta$ . Для того, чтобы определить, какая часть ИЧ выходит из кристалла и попадает в линзу, необходимо, прежде всего, вычислить координаты точки  $P$  – одной из двух точек ( $P$  и  $P'$ ) пересечения эллипса  $S$  и конуса, внутри которого распространяется в образце часть ИЧ, попадающая в линзу (расположенных симметрично по отношению к плоскости  $ZY$ ).

Координаты точки  $P$  можно определить, решив приведенную ниже систему уравнений (3.3). Первое уравнение описывает коническую поверхность, образуемую волновым вектором ИЧ. Второе уравнение описывает плоскость, соответствующую поверхности образца, из которой выходит излучение. Третье уравнение приравнивает к  $\text{tg}^2(4^\circ)$  отношение квадрата отрезка произвольной длины, изменяющегося вдоль отрезка  $NP$ , лежащего на плоскости  $\Pi$ , к  $d^2$  ( $d=ON$  – расстояние между параллельными поверхностями образца).

$$\frac{x^2 + y^2}{\text{tg}^2 \theta} = \frac{z^2}{1} \quad (3.3)$$

$$(y - d \cdot \sin \alpha) \cdot \sin \alpha + (z - d \cdot \cos \alpha) \cdot \cos \alpha = 0$$

$$\frac{(y - d \cdot \sin \alpha)^2 + x^2 + (z - d \cdot \cos \alpha)^2}{d^2} = (\text{tg } 4^\circ)^2.$$

В любом сечении конической поверхности волнового вектора ИЧ плоскостью, перпендикулярной оси  $Z$ , мощность ИЧ будет равномерно распределена по азимутальному углу. Если провести плоскость, перпендикулярную оси  $Z$ , через точку  $P$ , то пересечение конической поверхности волнового вектора ИЧ и этой плоскости образует окружность. Мощность ИЧ при этом будет равномерно распределена по азимутальному углу. Зная координаты точки  $P$ , нетрудно вычислить угол между осью  $Y$  и радиусом, проведенным из центра окружности в точку  $P$ . Отношение этого угла к развернутому углу ( $180^\circ$ ) определяет часть ИЧ, попадающую в линзу для ориентации конической поверхности волнового вектора ИЧ, при которой одна из его образующих составляет с плоскостью  $PL$  прямой угол. При такой ориентации в линзу попадает наибольшая часть энергии ИЧ. При отклонении конической поверхности от этого положения часть ИЧ, попадающая в линзу, уменьшается, и при отклонении образующей конической поверхности волнового вектора ИЧ, лежащей в плоскости  $YZ$ , от нормали к плоскости  $PL$  на угол порядка  $\pm 4^\circ$  эта часть ИЧ стремится к нулю. Поэтому для оценки сверху можно считать, что в среднем для всех электронов, излучение которых попадает в линзу, часть излучения ИЧ, попадающая в линзу, не меньше половины от максимального значения этой части излучения. Количество таких электронов было рассчитано с использованием программы ЕРНСА 2.

Все эти вычисления были проведены для пяти различных начальных энергий, характеризующих распределение электронов пучка по энергиям, и суммированы для расчета всей энергии ИЧ, попавшего в линзу. При этом учитывалось отражение от поверхности образца и его пропускание. Расчет показал, что доля ИЧ, попадающая в линзу, от всего ИЧ, возникающего внутри плоскопараллельной пластины

алмаза, составляет  $\sim 0.2$  %. Так как при проведении экспериментов электронный пучок полностью поглощался в образцах, то для существенного увеличения этой доли необходимо использовать алмазные образцы другой формы.

4. Заключительным шагом является оценка соотношения энергий ИКЛ и ИЧ в спектре свечения алмазов при возбуждении их внутри алмазных образцов в процессе облучения электронным пучком. Как говорилось ранее, предварительно рассчитанный спектр ИЧ (с учетом пропускания образца и отражением излучения от его граней) совмещался со спектром, полученным с помощью монохроматора и ФЭУ (см. рис. 3.5). Была также сделана «сшивка» спектра, полученного с помощью спектрометра OceanOptics, со спектром, полученным с помощью монохроматора и ФЭУ. Затем, по описанной в предыдущем разделе схеме, путем вычитания спектра ИЧ и последующим интегрированием получившегося спектра ИКЛ и спектра ИЧ, и принимая во внимание, что только часть излучения ИКЛ и ИЧ попадает в линзу, была проведена оценка соотношения энергий ИЧ и ИКЛ внутри алмазных образцов. Расчеты показали, что в диапазоне длин волн 240–750 нм энергия ИЧ, возбуждаемого в алмазных образцах, составляет не более  $\sim 17\%$  и  $\sim 0.4\%$  от энергии ИКЛ для синтетического и природного алмазов соответственно (погрешность измерения энергии ИКЛ и ИЧ составила  $\sim 13\%$  и  $\sim 10\%$  соответственно). Столь большая разница в процентном отношении энергии ИЧ к энергии ИКЛ для синтетического и природного алмазов объясняется тем, что для синтетического алмаза энергия ИКЛ более чем на порядок меньше, чем для природного.



### 3.4. Выводы

Исследование свечения образцов из различных материалов под действием электронных пучков с различными параметрами, такими как плотность тока, длительность электронного пучка и энергия электронов, показало, как меняются характеристики свечения материалов в зависимости от параметров электронного пучка.

Проведен цикл исследований излучательных свойств различных материалов при возбуждении пучком электронов от ускорителей с газонаполненными диодами с плотностью тока до  $75 \text{ А/см}^2$ , длительностью на полувысоте  $\sim 100 \text{ пс}$  и энергией электронов до  $200 \text{ кэВ}$ , а также  $\text{KCl}$  эксилампой с длиной волны излучения  $222 \text{ нм}$ . Получены спектральные и амплитудно-временные характеристики излучения различных материалов в области  $200\text{--}800 \text{ нм}$ , в том числе при временном разрешении системы регистрации  $\sim 100 \text{ пс}$ .

Полученные результаты показывают, что при возбуждении свечения в исследуемых материалах пучками электронов с энергией  $50\text{--}200 \text{ кэВ}$  наибольший вклад в излучение дает катодолюминесценция. Установлено, что при определении наличия электронов, имеющих энергию выше пороговой для возникновения ИЧ, чувствительность метода повышается выбором вещества радиатора, прозрачного в УФ области спектра, не имеющего в этой области полос люминесценции, и регистрации спектра излучения облучаемого вещества в этой области длин волн.

В этих экспериментах ИЧ было зарегистрировано в алмазе  $\text{IIa}$  типа (природном и синтетическом, полученным методом газохимического осаждения),  $\text{ZnS}$ ,  $\text{ZrO}_2$ ,  $\text{Ga}_2\text{O}_3$ , лейкосапфире и в  $\text{CsI}$ . Наиболее подходящими для создания черенковских детекторов по совокупности физических

и люминесцентных свойств являются кристаллы из синтетического алмаза с малым количеством примесей.

Показано, что в алмазных образцах ИЧ, интенсивность которого увеличивается с уменьшением длины волны и энергии электронов, может давать вклад в фотолюминесценцию алмаза в области 350–650 нм. Установлено, что при увеличении частоты следования импульсов возбуждения (пучком электронов и УФ фотонами) интенсивность излучения синтетического алмаза в области 330–650 нм увеличивается, что можно объяснить накоплением радиационных дефектов, которые не успевают релаксировать в паузах между импульсами возбуждения. Показано, что при облучении алмазных образцов пучком электронов с энергией 50–200 кэВ ИЧ можно зарегистрировать с помощью монохроматора и ФЭУ только в диапазоне длин волн от края фундаментального поглощения в алмазе (225 нм) до коротковолнового края полосы люминесценции.

Интенсивность ИЧ, выходящего из алмазного радиатора, можно значительно увеличить. Для этого форма алмазных радиаторов должна быть такой, чтобы концентрировать ИЧ на выходе из радиатора и минимизировать влияние полного внутреннего отражения на выходящее из радиатора излучение.

При изменении параметров электронного пучка в сторону увеличения – энергии электронов пучка 50–400 кэВ, плотности тока  $\sim 100$  А/см<sup>2</sup> и длительности импульса 12 нс, а также при энергии электронов 50–200 кэВ, плотности тока пучка  $\sim 120$  А/см<sup>2</sup>, и длительности импульса 300 пс оказалось возможным зарегистрировать ИЧ в синтетическом алмазе Па типа с помощью стандартного спектрометра. В этих условиях в УФ области спектра свечения синтетического алмаза Па типа появляется экситонная полоса алмаза с максимумом на длине волны 235 нм, полушириной

~10 нм и высокой спектральной плотностью энергии в максимуме. Длительность импульса свечения этой полосы на полувысоте составляет ~80 нс.

При энергии электронов в спектре ускорителя 50–400 кэВ, плотности тока ~100 А/см<sup>2</sup> и длительности импульса тока пучка на полувысоте 12 нс ИЧ было зарегистрировано с помощью стандартного спектрометра также в лейкосапфире и кварцевом стекле КУ-1. Наличие ИЧ в этих условиях подтверждают также эксперименты со скоростным фотодиодом, в которых были зарегистрированы импульсы излучения, близкие по форме к импульсам тока пучка.

Проведенные исследования также показывают, что лейкосапфир и кварцевое стекло КУ-1 не имеют интенсивных полос ИКЛ в УФ области спектра. Кроме того, длинноволновые края полос поглощения лейкосапфира и кварцевого стекла КУ-1 лежат в области вакуумного ультрафиолета, и эти материалы сохраняют свои свойства при более высоких температурах, чем алмаз. Данные качества делают их перспективным для создания черенковских детекторов при энергиях электронов более 108 кэВ для лейкосапфира и 190 кэВ для кварцевого стекла.

Показано, что керамика из Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> за счет низкого уровня катодолюминесценции и высокого показателя преломления может успешно использоваться при определении ИЧ электронных пучков, начиная со сравнительно низких энергий электронов ( $E_{th}=86$  кэВ) и поэтому является перспективным материалом для изготовления радиаторов детекторов импульсного ИЧ.

Установлено, что при облучении пучком электронов с энергией 6 МэВ плоскопараллельных пластин из кварцевого стекла изменение угла между поверхностью пластин и направлением пучка электронов существенно влияет как на

интенсивность ИЧ, так и на спектр излучения. При больших и малых углах наклона пластинки в видимой области спектра регистрируется ИКЛ, а интенсивность ИЧ становится низкой.

Предлагается использовать полученные данные при создании и калибровке датчиков убегающих электронов для установок по исследованию термоядерного синтеза.

### Литература к главе 3

1. Соломонов В.И., Михайлов С.Г. Импульсная катодолюминесценция и ее применение для анализа конденсированных веществ. – Екатеринбург : Издательство УрО РАН, 2003. – 182 с. – (<https://www.elibrary.ru/item.asp?id=19441774>).
2. Tarasenko V.F., Lomaev M.I., Baksht E.Kh. et al. Spectral and amplitude-time characteristics of crystals excited by a runaway electron beam // *Matter and Radiation at Extremes*. – 2019. – Vol. 4, No. 3. – P. 037401. – (<https://doi.org/10.1063/1.5096563>).
3. Бураченко А.Г., Тарасенко В.Ф., Белоplotов Д.В., Бакшт Е.Х. Излучение кристаллов, облучаемых пучком убегающих электронов // *Известия вузов. Физика*. – 2017. – Т. 60, № 9. – С. 66–69. – (<https://www.elibrary.ru/item.asp?id=30013489>).
4. Sorokin D. A., Burachenko A. G., Beloplotov D. V. et al. Luminescence of crystals excited by a runaway electron beam and by excilamp radiation with a peak wavelength of 222 nm // *Journal of Applied Physics*. – 2017. – Vol. 122, No.15. – P. 154902. – (<https://doi.org/10.1063/1.4996965>).
5. Бураченко А.Г., Белоplotов Д.В., Сорокин Д.А. и др. Вклад катодолюминесценции и фотолюминесценции в сигналы с алмазных детекторов пучков убегающих электронов // *Прикладная физика*. – 2017. – № 3. – С. 5–10. – (<https://www.elibrary.ru/item.asp?id=29426667>).
6. Zaitsev A.M. *Optical properties of diamond: a data handbook*. – Springer Science & Business Media, 2013. – (<https://www.springer.com/gp/book/9783540665823>).
7. Бакшт Е.Х., Бураченко А.Г., Тарасенко В.Ф. Импульсная катодолюминесценция алмаза, кальцита, сподумена и флюорита под действием электронного пучка субнаносекундной дли-

- тельности // Письма в ЖТФ. – 2010. – Т. 36, № 21. – С. 102–110. – (<https://www.elibrary.ru/item.asp?id=20327376>).
8. Plyusnin V.V., Jakubowski L., Zebrowski J. et al. Characteristics of four-channel Cherenkov-type detector for measurements of runaway electrons in the ISTTOK tokamak // Review of Scientific Instruments. – 2010. – Vol. 81, No. 10. – P. 10D304. – (<https://doi.org/10.1063/1.3478658>).
  9. Sadowski M.J. Generation and diagnostics of fast electrons within tokamak plasma // Nukleonika. – 2011. – Vol. 56. – P. 85–98. – (<http://yadda.icm.edu.pl/baztech/element/bwmeta1.element.baztech-article-BUJ8-0006-0020>).
  10. Липатов Е.И., Лисицын В.М., Олешко В.И., Тарасенко В.Ф. Спектрально-кинетические характеристики импульсной катодOLUMИнесценции природного алмаза IIa типа // Известия вузов. Физика. – 2007. – Т. 50, № 1. – С. 53–57. – (<http://vital.lib.tsu.ru/%20vital/access/manager/Repository/vtls:000502329>).
  11. Lipatov E.I., Lisitsyn V.M., Oleshko V.I. et al. Pulsed cathodoluminescence of natural and synthetic diamonds excited by nanosecond and subnanosecond electron beams. Chapter 3 / edited by N. Yamamoto // Cathodoluminescence. – Rijeka, Croatia: IntechOpen, 2012. – ([https://books.google.ru/books?id=XtKZDwAAQBAJ&hl=ru&source=gb\\_s\\_navlinks\\_s](https://books.google.ru/books?id=XtKZDwAAQBAJ&hl=ru&source=gb_s_navlinks_s)).
  12. Takeuchi D., Watanabe H., Yamanaka S. et al. Origin of band-A emission in diamond thin films // Physical review B. – 2001. – Vol. 63, No. 24. – P. 245328. – (<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.63.245328>).
  13. Васильев Е.А., Иванов-Омский В.И., Помазанский Б.С. и др. Тушение люминесценции N3 центра примесью азота в природном алмазе // Письма в ЖТФ. – 2004. – Т. 30, № 19. – С. 7–11. – (<http://journals.ioffe.ru/articles/13171>).
  14. Насибов А.С. Возбуждение генерации лазерного излучения в полупроводниковых мишенях газового диода субнаносекундным электронным пучком // Генерация убегающих электронов и рентгеновского излучения в разрядах повышенного давления : монография / под ред. В.Ф. Тарасенко. – Томск : STT, 2015. – С. 297–316.
  15. Takiyama K., Abd-Elrahman M. I., Fujita T. et al. Photoluminescence and decay kinetics of indirect free excitons in diamonds under the near-resonant laser excitation // Solid state communi-

- cations. – 1996. – Vol. 99, No. 11. – P. 793–797. – ([https://doi.org/10.1016/0038-1098\(96\)00309-2](https://doi.org/10.1016/0038-1098(96)00309-2)).
16. Бураченко А.Г., Белоплотов Д.В., Прудаев И.А. и др. Люминесценция кристаллов Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> при возбуждении пучком убегающих электронов // Оптика и спектроскопия. – 2017. – Т. 123, № 6. – С. 861–865. – (doi: 10.7868/S0030403417110046).
  17. Олешко В.И., Тарасенко В.Ф., Белоплотов Д.В., Вильчинская С.С. Спектрально-кинетические закономерности свечения кристаллов Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> при возбуждении пучком электронов наносекундной и субнаносекундной длительности // Оптика и спектроскопия. – 2018. – Т. 125, № 5. – С. 595–599. – (doi: 10.21883/OS.2018.11.46816.118-18).
  18. Aida H., Nishiguchi K., Takeda H. et al. Growth of β-Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> single crystals by the edge-defined, film fed growth method // Japanese Journal of Applied Physics. – 2008. – Vol. 47, No. 11R. – P. 8506. – (<https://doi.org/10.1143/JJAP.47.8506>).
  19. Galazka Z., Irmischer K., Uecker R. et al. On the bulk β-Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> single crystals grown by the Czochralski method // Journal of Crystal Growth. – 2014. – Vol. 404. – P. 184–191. – (<https://doi.org/10.1016/j.jcrysgro.2014.07.021>).
  20. Onuma T., Fujioka S., Yamaguchi T. et al. Correlation between blue luminescence intensity and resistivity in β-Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> single crystals // Applied Physics Letters. – 2013. – Vol. 103, No. 4. – P. 041910. – (<https://doi.org/10.1063/1.4816759>).
  21. Yoshioka S., Hayashi H., Kuwabara A. et al. Structures and energetics of Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> polymorphs // Journal of Physics: Condensed Matter. – 2007. – Vol. 19, No. 34. – P. 346211. – (<https://doi.org/10.1088/0953-8984/19/34/346211>).
  22. Suzuki R., Nakagomi S., Kokubun Y. et al. Enhancement of responsivity in solar-blind β-Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> photodiodes with a Au Schottky contact fabricated on single crystal substrates by annealing // Applied Physics Letters. – 2009. – Vol. 94, No. 22. – P. 222102. – (<https://doi.org/10.1063/1.3147197>).
  23. Bereznyaya S.A., Zarubin A.N., Korotchenko Z.V. et al. Transmission Spectra and Generation of Terahertz Pulses in SiO<sub>2</sub>-GaSe, TiO<sub>2</sub>-GaSe, Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-GaSe, and GaSe:S Structures // Russian Physics Journal. – 2015. – Vol. 58, No. 8. – P. 1181–1185. – (<https://doi.org/10.1007/s11182-015-0629-z>).

24. Sawada K., Nakamura T., Adachi S. Abnormal photoluminescence phenomena in ( $Tb^{3+}$ ,  $Eu^{3+}$ ) codoped  $Ga_2O_3$  phosphor // *Journal of Alloys and Compounds*. – 2016. – Vol. 678. – P. 448–455. – (<https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2016.04.004>).
25. Liu Z., Yamazaki T., Shen Y. et al.  $O_2$  and CO sensing of  $Ga_2O_3$  multiple nanowire gas sensors // *Sensors and Actuators B: Chemical*. – 2008. – Vol. 129, No. 2. – P. 666–670. – (<https://doi.org/10.1016/j.snb.2007.09.055>).
26. Savrukhn P.V., Shestakov E.A. A study on the effects of magnetohydrodynamic perturbations on nonthermal beam formation during the current decay phase of disruptions in the T-10 tokamak // *Nuclear Fusion*. – 2015. – Vol. 55, No. 4. – P. 043016. – (<https://doi.org/10.1088/0029-5515/55/4/043016>).
27. Zhou R.J., Hu L.Q., Zhang Y. et al. Runaway electrons generated during spontaneous disruptions in the EAST tokamak // *Nuclear Fusion*. – 2017. – Vol. 57, No. 11. – P. 114002. – (<https://doi.org/10.1088/1741-4326/aa7c9d>).
28. Rubel M., Brezinsek S., Coenen J.W. et al. Overview of wall probes for erosion and deposition studies in the TEXTOR tokamak // *Matter and Radiation at Extremes*. – 2017. – Vol. 2, No. 3. – P. 87–104. – (<https://doi.org/10.1016/j.mre.2017.03.002>).
29. Ерофеев М.В., Олешко В.И., Тарасенко В.Ф. Излучение Вавилова-Черенкова в кварце, сапфире и  $MgF_2$ , инициированного пучков электронов до 400 кэВ // *Прикладная физика*. – 2020. – № 2. – С. 15–17. – (<http://applphys.orion-ir.ru/appl-20/20-2/PF-20-2-15.pdf>).
30. Тарасенко В.Ф., Бакшт Е.Х., Белоплотов Д.В., Бураченко А.Г., Ерофеев М.В. и др. О влиянии энергии электронов на характеристики излучения Вавилова–Черенкова и импульсной катодолюминесценции // *Известия вузов. Физика*. – 2019. – Т. 62, № 7. – С. 79–88. – (doi: 10.17223/00213411/62/7/79).
31. Tarasenko V.F., Oleshko V.I., Erofeev M.V. et al. Emission of diamonds, leucosapphire, and KU-1 quartz in the range of 200–800 nm excited by electron beams with a pulse duration of 0.5 and 12 ns // *Journal of Applied Physics*. – 2019. – Vol. 125, No. 24. – P. 244501. – (<https://doi.org/10.1063/1.5094956>).
32. Lipatov E.I., Genin D.E., Grigor'ev D.V. et al. Recombination Radiation in the Diamond. Chapter 9 / edited by J. Thirumalai // *Luminescence – An Outlook on the Phenomena and their Applications*. – Rijeka, Croatia : IntechOpen, 2016. –

- ([https://books.google.ru/books?id=O8KQDwAAQBAJ&hl=ru&source=gbs\\_navlinks\\_s](https://books.google.ru/books?id=O8KQDwAAQBAJ&hl=ru&source=gbs_navlinks_s)).
33. Tarasenko V.F., Baksht, E.Kh., Beloplotov, D.V. et al. Cherenkov radiation and cathodoluminescence in sapphire, quartz, and diamond under the excitation of an electron beam // *Japanese Journal of Applied Physics*. – 2020. – Vol. 59, No. SH. – P. SHHD01. – (<https://doi.org/10.35848/1347-4065/ab7475>).
  34. Lipatov E.I., Genin D.E., Grigor'ev D.V. et al. Applied optical properties of diamond // *AIP Conference Proceedings*. – AIP Publishing, 2019. – Vol. 2069, No. 1. – P. 040007. – (<https://doi.org/10.1063/1.5089850>).
  35. Бакшт Е.Х., Вуколов А.В., Ерофеев М.В. и др. Излучение Вавилова–Черенкова в видимой и УФ областях спектра при прохождении электронов с энергией 6 МэВ через кварцевую пластинку // *Письма в ЖЭТФ*. – 2019. – Т. 109, № 9. – С. 584–588. – (<https://doi.org/10.1134/S0370274X19090029>).
  36. Takiyama K., Abd-Elrahman M.I., Fujita T., Oda T. Photoluminescence and decay kinetics of indirect free excitons in diamonds under the near-resonant laser excitation // *Solid state communications*. – 1996. – Vol. 99, No. 11. – P. 793–797. – ([https://doi.org/10.1016/0038-1098\(96\)00309-2](https://doi.org/10.1016/0038-1098(96)00309-2)).
  37. Ерофеев М.В., Бакшт Е.Х., Олешко В.И., Тарасенко В.Ф. Исследование импульсной катодолюминесценции фторидов кальция, бария, лития и магния // *Известия вузов. Физика*. – 2020. – № 5. – С. 111–115. – (doi: 10.17223/00213411/63/5/111).
  38. Лисицына Л.А., Гречкина Т.В., Корепанов В.И., Лисицын В.М. Короткоживущие первичные радиационные дефекты в кристалле LiF // *Физика твердого тела*. – 2001. – Т. 43, № 9. – С. 1613–1648. – (<https://journals.ioffe.ru/articles/38306>).
  39. Korepanov V.I., Petikar P.V., Ge G., Lipovka A.A. Photoluminescence of LiF crystals doped with oxygen-containing impurities // *Key Eng. Mater.* – 2018. – Vol. 769 KEM. – P. 141–145. – (doi: 10.4028/www.scientific.net/KEM.769.141).
  40. Lisitsyna L.A., Korepanov V.I., Lisitsyn V.M. et al. Spectroscopic properties of LiF crystals doped with W, Ti and Fe oxides // *Известия вузов. Физика*. – 2012. – Т. 55, № 11/3. – P. 100–104. – (<https://www.elibrary.ru/item.asp?id=19015562>).
  41. Гэ Г., Корепанов В.И., Петикарь П.В. Радиационная деградация сцинтилляторов на основе LiF:W // *Письма в ЖТФ*. –



2019. – Т. 45, № 14. – С. 28–30. – (doi: 10.21883/PJTF.2019.14.48019.17833).
42. Лисицына Л.А., Корепанов В.И., Гречкина Т.В. Влияние температуры на процессы радиационного создания первичных дефектов в кристаллах  $MgF_2$  // Оптика и спектроскопия. – 2003. – Т. 95, № 5. – С. 797–801. – (<https://www.elibrary.ru/item.asp?id=17302221>).
43. Бакшт Е.Х., Ерофеев М.В., Тарасенко В.Ф. и др. Свечение керамики из оксида иттрия под действием электронного пучка // Известия вузов. Физика. – 2020. – Т. 63, № 7. – С. 41–47.
44. Тарасенко В.Ф., Бакшт Е.Х., Бураченко А.Г., Белоплотов Д.В., Козырев А.В. Свечение полиметилметакрилата под воздействием пучков убегающих электронов, формируемых в газовом диоде // Доклады академии наук. – 2016. – Т. 471, № 2. – С. 150–153. – (doi: 10.7868/S0869565216320104).
45. Бакшт Е.Х., Артёмов К.П., Бураченко А.Г., Тарасенко В.Ф. Оценка соотношения энергий излучения Вавилова–Черенкова и катодolumинесценции, возбуждаемых электронным пучком в алмазе // Оптика и спектроскопия. – 2019. – Т. 127, № 4. – С. 642–647.
46. Бураченко А.Г., Бакшт Е.Х., Тарасенко В.Ф. Расчетные спектры излучения Вавилова–Черенкова для алмаза и флюорита // Известия вузов. Физика. – 2017. – Т. 60, № 10/2. – С. 16–19. – (<https://www.elibrary.ru/item.asp?id=32470313>).
47. Polyanskiy M.N. Refractive index database [Электронный ресурс]. – URL: <https://refractiveindex.info> (дата обращения: 17.06.2020).
48. Соломонов В.И., Осипов В.В., Шитов В.А. и др. Собственные центры люминесценции керамических иттрий-алюминиевого граната и оксида иттрия // Оптика и спектроскопия. – 2020. – Т. 128, № 1. – С. 5–9. – (doi: 10.21883/OS.2020.01.48831.117-19).
49. Bagnato F., Romano A., Buratti P. et al. Triple Cherenkov probe measurements on FTU: calibration and runaway energy spectra // Plasma Physics and Controlled Fusion. – 2018. – Vol. 60, No. 11. – P. 115010. – (<https://doi.org/10.1088/1361-6587/aae0b3>).
50. Kovalenko A., Kekelidze V., Lednicky R. et al. Status of the NICA project at JINR // EPJ Web of Conferences. – EDP Sciences, 2018. – Vol. 191. – P. 01003. – (<https://doi.org/10.1051/epjconf/201819101003>).

51. Сапожников Р.А. Теоретическая фотометрия. – М. : Энергия, 1977. – 264 с. – (<https://search.rsl.ru/ru/record/01007650176>).
52. Бекман И.Н. Ядерная физика // Курс лекций. – М. : МГУ, 2010. – 511 с. – (<https://b-ok.cc/book/3164126/c20708>).
53. Альбиков З.А., Веретенников А.И., Козлов О.В. Детекторы импульсного ионизирующего излучения. – М. : Атомиздат, 1978. – 176 с. – ([https://rusneb.ru/catalog/005664\\_000048\\_RU\\_RGPU\\_BIBL\\_319141261](https://rusneb.ru/catalog/005664_000048_RU_RGPU_BIBL_319141261)).
54. Беспалов В.И. Взаимодействие ионизирующих излучений с веществом : учебное пособие. – Томск : ТПУ, 2008. – 368 с. – ([https://rusneb.ru/catalog/000200\\_000018\\_RU\\_NLR\\_bibl\\_1669203](https://rusneb.ru/catalog/000200_000018_RU_NLR_bibl_1669203)).
55. Беспалов В.И. Пакет программ ЕРНСА для статистического моделирования поля излучения фотонов и заряженных частиц // Известия вузов. Физика. – 2000. – № 4. – С. 159–165. – (<https://scholar.google.ru/citations?user=GfVJf4cAAAAJ&hl=ru>).

## Глава 4

# Результаты экспериментальных исследований излучения Черенкова и импульсной катодолюминесценции в полиметилметакрилате

---

Полиметилметакрилат (ПММА, оргстекло) широко используется в качестве материала для радиатора в детекторах импульсного тормозного излучения и электронного пучка. Это связано с простотой изготовления радиаторов из ПММА, а также с низким уровнем люминесценции, составляющим 2–7% от ИЧ (данные получены для  $\gamma$ -квантов с энергией 1 МэВ) [1]. ПММА применяется также в сцинтилляционных детекторах в качестве основы, в которой растворяют флюоресцирующий агент [2]. Диапазон прозрачности ПММА зависит от его марки и наличия примесей и составляет приблизительно 350–2000 нм. Показатель преломления ПММА составляет  $n_D=1.49$ , пороговая энергия возникновения ИЧ для электронов  $E_{th}=178$  кэВ.

ПММА является одним из распространенных материалов при изготовлении пластиковых световодов. Такие световоды применяются в сцинтилляционных детекторах, используемых в лучевой терапии для определения поглощенной дозы [3–5]. Известно, что пластиковые световоды обладают рядом преимуществ для медицинской дозиметрии: они передают полезный сигнал без значительного ослабления, невосприимчивы к воздействиям окружающей среды

(включая электромагнитное поле). Малые толщины пластиковых оптических волокон позволяют измерять поглощенную дозу с высоким пространственным разрешением. Эффективность лучевой терапии зависит от точности доставки необходимого количества излучения к объему опухоли. Поэтому дозиметрические материалы должны обладать водно-эквивалентными характеристиками, чтобы избежать сложных преобразований, возникающих из-за различий материалов между дозиметрами и тканями [6–8]. Пластиковые оптические волокна, изготовленные из полиметилметакрилата или полистирола, имеют характеристики, эквивалентные тканям или воде [9–11]. Однако, поскольку световод, так же, как и сцинтиллятор, попадает под пучок ионизирующего излучения, в нем возбуждаются ИЧ и люминесценция, которые вносят искажения в полезный сигнал, поступающий в приемник излучения. В англоязычной литературе эти искажения полезного сигнала носят название «stem effect» [12, 13]. Низкий уровень люминесценции делает ПММА предпочтительным материалом для изготовления пластиковых оптических волокон по сравнению с полистиролом. В то же время, ИЧ, возникающее в пластиковых оптических волокнах, находит полезное применение в пластиковых волоконно-оптических дозиметрах [14–17].

В работах [18, 19] сообщалось о регистрации амплитудно-временных характеристик ИЧ, возникающего в ПММА под действием субнаносекундного пучка убегающих электронов, генерируемого в воздухе атмосферного давления. Однако в [18, 19] спектральные исследования свечения ПММА не проводили, тогда как спектры излучения позволяют точно определять вклад различных процессов в сигнал, регистрируемый фотоприемником.

В ряде работ, посвященных медицинской дозиметрии [12, 14, 16], проводились исследования свечения ПММА

под действием ионизирующего излучения (в первую очередь электронов и фотонов высоких энергий), включая регистрацию спектра, прошедшего через световод излучения. Однако, учитывая высокую востребованность ПММА в качестве материала для радиатора в черенковских детекторов, в качестве световода, передающего излучение в сцинтилляционных дозиметрах, а также применение ПММА как пластиковой основы в органических сцинтилляторах, существует необходимость в более подробном исследовании характеристик ПММА при облучении ионизирующим излучением, в том числе и потоками электронов. Следует также учитывать, что облучение образцов ПММА электронами с энергией в десятки-сотни кэВ в определенной степени моделирует ситуацию взаимодействия вещества образца с электронами отдачи, возникающими при комптоновском рассеянии в ПММА фотонов высоких энергий.

В этой главе приведены результаты исследования взаимодействия электронных пучков с энергией электронов до 400 кэВ с ПММА [20–24]: амплитудно-временные и спектральные характеристики свечения, а также пороги разрушения.

#### **4.1. Амплитудно-временные характеристики свечения ПММА**

Для получения данных об амплитудно-временных характеристиках свечения образцов ПММА использовался ускоритель электронов СЛЭП-150М с трубчатым и сетчатым катодами. Спектр электронного пучка представлен в главе 2. Схема экспериментов изображена на рисунке 2.14.

На рисунке 4.1 приведены импульсы тока с.л.э.п., полученные при давлениях гелия 15 и 30 Торр, а также импульсы свечения полиметилметакрилата с толщиной образца

6 мм при данных давлениях гелия в газовом диоде и импульсах тока пучка.

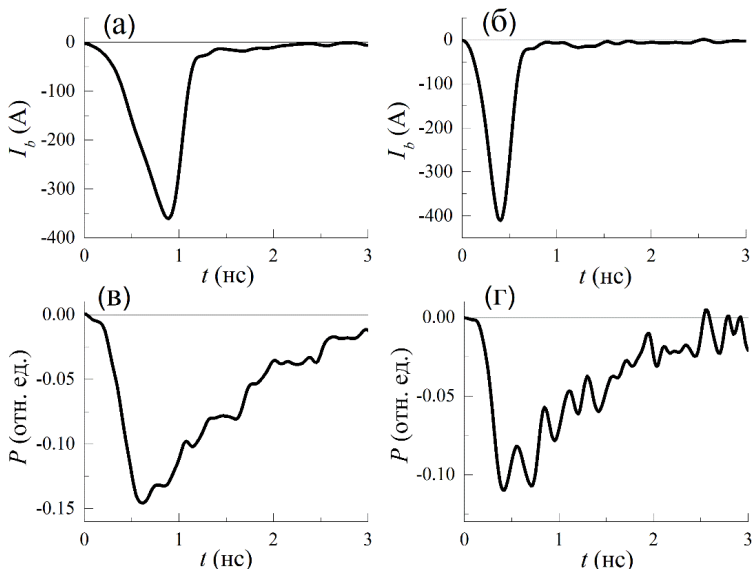


Рис. 4.1. Импульсы тока пучка убегающих электронов (а, б) и осциллограммы импульсов излучения образца из полиметилметакрилата толщиной 6 мм (в, г) при давлении гелия в газовом диоде 15 Торр (а, в) и 30 Торр (б, г) [22]. Межэлектродный зазор в газовом диоде  $d=14$  мм. Полоса пропускания осциллографа 6 ГГц

Наибольшие амплитуды импульсов свечения полиметилметакрилата наблюдаются при наибольшем числе электронов в токе пучка (наибольших величинах произведения длительности импульса с.л.э.п. на полувысоте на его амплитуду). Длительность импульса свечения на полувысоте существенно превышала длительность импульса с.л.э.п.

Отметим, что в данных экспериментах использовались и образцы полиметилметакрилата из различных партий и различной толщины, но импульсы излучения полиметилметакрилата имели примерно одинаковую форму и длительность на полувысоте (см. рисунки 4.1 и 4.2).

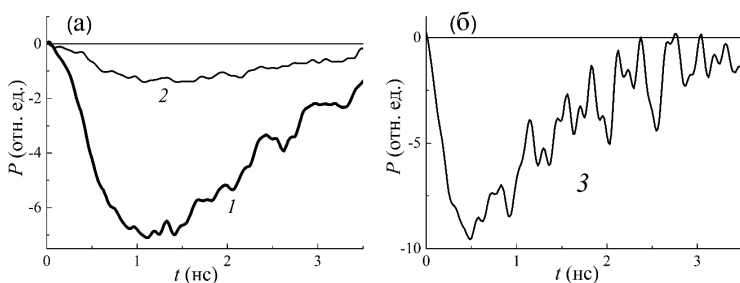


Рис. 4.2. Сигналы с фотодиода при давлении гелия 9 Торр. Осциллограммы (1, 2) – полоса пропускания осциллографа 200 МГц. Осциллограмма (3) – полоса пропускания осциллографа 6 ГГц. Осциллограммы 1 и 3 были получены с сетчатым катодом, а осциллограмма 2 – с трубчатым (см. главу 2) [21]

Применение дополнительных металлических сеток с размером ячеек в доли миллиметра на торце генератора СЛЭП-150М и/или на торце защитного корпуса фотодиода (см. главу 2, рис. 2.14), позволило уменьшить величину электромагнитных шумов и регистрировать при полосе пропускания осциллографа 6 ГГц сигналы с амплитудой 5–10 мВ (рис. 4.2 (б)). При ограничении полосы пропускания осциллографа до 200 МГц влияние высокочастотных наводок уменьшалось, и уверенно регистрировались сигналы свечения оргстекла с амплитудой 1 мВ (рис. 4.2 (а), кривая (2)). При регистрации импульсов излучения фотодиодом PD025 с повышенной чувствительностью без диафраг-

мы на аноде и использовании всей апертуры образца и фотодиода амплитуда сигнала могла составлять сотни мВ. Однако, как уже отмечалось, интенсивность свечения ПММА при атмосферном давлении воздуха и гелия в газовом диоде была недостаточной для его регистрации фотодиодом. Отметим, что паспортная чувствительность фотодиода PD025 с катодом LNS20 в несколько раз выше, чем у фотоэлемента СДФ-14, использовавшегося в [18, 19]. При этом параметры ускорителя, использовавшегося в [18, 19] (такие, как напряжение холостого хода, межэлектродный зазор и атмосферное давление воздуха в газовом диоде), и ускорителя СЛЭП-150М практически совпадают. На основании амплитудно-временных характеристик излучения полиметилметакрилата можно утверждать, что ИЧ в данных экспериментах не дает существенного вклада в регистрируемое свечение полиметилметакрилата.

## **4.2. Спектральные характеристики свечения ПММА**

При исследовании спектральных характеристик свечения ПММА под действием электронного пучка также использовался ускоритель СЛЭП-150М с трубчатым катодом. Кроме того, для возбуждения фотолюминесценции использовалась КтС1-эксилампа. Схема экспериментов изображена на рисунке 2.16.

Исследования спектров свечения и пропускания полиметилметакрилата с различными образцами показало, что спектры излучения и пропускания в трех образцах не имеют существенных различий и совпадают со спектром свечения, который был получен в [21] с образцом из полиметилметакрилата толщиной 0.9 мм. Спектры свечения полиметилметакрилата вместе со спектрами пропускания для образцов толщиной 6 и 10 мм приведены на рисунке 4.3.



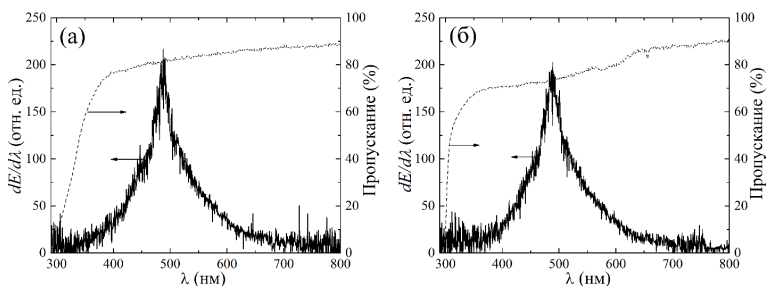


Рис. 4.3. Спектры излучения (сплошные) и пропускания (пунктир) образцов из полиметилметакрилата толщиной 6 (а) и 10 мм (б) [22]

Сильное поглощение обоих образцов начинается в области спектра короче 350 нм. В области с малым поглощением полиметилметакрилата видна только одна полоса с максимумом спектральной плотности энергии на длине волны  $\sim 490$  нм. ИЧ зарегистрировать не удалось, что связано с малой его интенсивностью по сравнению с интенсивностью люминесценции.

При увеличении числа электронов в с.л.э.п. интенсивность люминесценции полиметилметакрилата возрастает. Однако форма спектров излучения в трех образцах полиметилметакрилата совпадает и не зависит от амплитуды и длительности импульса тока пучка. Изменение параметров с.л.э.п. достигалось за счет вариации давления в газовом диоде и его заполнения воздухом, азотом и гелием. На рисунке 4.4 приведены спектры излучения полиметилметакрилата, полученные при четырех различных плотностях тока с.л.э.п.

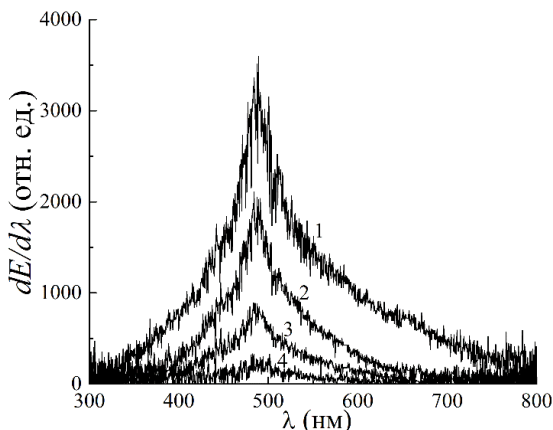


Рис. 4.4. Спектры излучения пластинки из полиметилметакрилата толщиной 6 мм при давлении гелия в газовом диоде 15 (1), 60 (2), 150 (3) и 375 Торр (4) [20]

В данных условиях число электронов в пучке увеличилось при уменьшении давления гелия. В спектрах свечения видны полосы с максимумом в области 490 нм, положение которой не изменялось при изменении плотности тока с.л.э.п. Коротковолновая граница поглощения полиметилметакрилата, которая для трех пластинок лежит в области 300 нм, не влияет на форму спектра излучения.

Исследования свечения образца ПММА толщиной 3 мм показало, что в спектре свечения можно выделить две полосы с максимумами на длинах волн 490 и 400 нм (рис. 4.5 (а)). Резкое уменьшение интенсивности излучения второй полосы, имеющей максимум на длине волны  $\sim 400$  нм совпадает с ростом поглощения полиметилметакрилата в области 350–400 нм. Смещение коротковолновой границы полосы пропускания в образце ПММА толщиной 3 мм в длинноволновую область (по сравнению с другими образ-

цами) можно объяснить присутствием в образце дополнительных примесей.

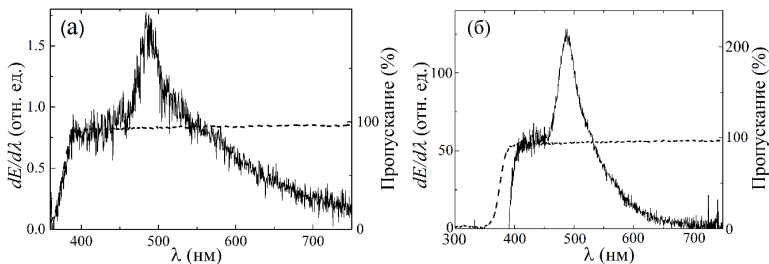


Рис. 4.5. Спектр пропускания (пунктир) пластинки из полиметилметакрилата толщиной 3 мм и спектр ее излучения (сплошные линии) при облучении пучком электронов (а), а также при облучении излучением эксилампы с длиной волны 222 нм (б) [21]

Интенсивность люминесценции этой полосы начинает уменьшаться в области, где возрастает поглощение. Однако эту полосу также нельзя отнести к ИЧ, так как подобная полоса отсутствует в других образцах полиметилметакрилата, в которых поглощение в области 350–400 нм мало. Данный вывод также подтверждает спектр излучения данной пластинки при возбуждении КгС1-эксилампой с длиной волны 222 нм, который приведен на рисунке 4.5 (б). Видно, что, как и при возбуждении с.л.э.п., в данном образце имеются две полосы излучения. Вид полос свечения при возбуждении пучком электронов и УФ излучением эксилампы примерно совпадает, а излучение с длиной волны 222 нм не должно приводить к появлению ИЧ. Интенсивность второй полосы меньше чем первой и ее коротковолновая граница совпадает с увеличением поглощения в образце полиметилметакрилата толщиной 3 мм.

На рисунке 4.6 приведены спектры люминесценции образцов из полиметилметакрилата толщиной 6 (а) и 10 мм (б) при возбуждении KrCl эксилампой с длиной волны 222 нм.

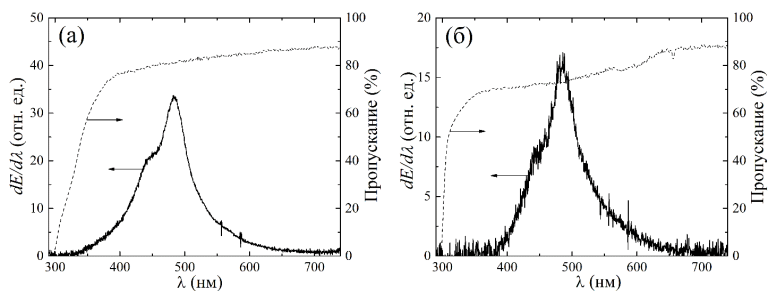


Рис. 4.6. Спектры излучения (сплошные линии) и пропускания (пунктир) образцов из полиметилметакрилата толщиной 6 (а) и 10 мм (б) под действием излучения эксилампы с длиной волны 222 нм [22]

Видно, что спектры излучения этих образцов при возбуждении эксилампой и пучком электронов также практически совпадают. Подобный спектр был зарегистрирован и для образца толщиной 0.9 мм. Это дополнительно подтверждает, что природа наблюдаемого излучения в данных экспериментах связана с люминесценцией.

Проведенные исследования позволили установить очень важную особенность, которая следует из экспериментов с эксилампой. УФ излучение эксилампы приводит к появлению полосы люминесценции с максимумом интенсивности на длине волны  $\sim 490$  нм. В образце толщиной 3 мм также регистрируется вторая полоса в области 350–450 нм. Соответственно следует ожидать, что ИЧ в ультрафиолетовой области спектра будет приводить к усилению интенсивности люминесценции в полиметилметакрилате на зарегист-

рированных полосах в видимой области спектра. Как известно, интенсивность ИЧ возрастает при уменьшении длины волны и увеличении энергии электронов. Таким образом, ИЧ с длиной волны короче 300 нм, которое возникает, а затем поглощается в полиметилметакрилате, должно усиливать интенсивность люминесценции на длине волны ~490 нм. При этом соотношение интенсивностей ИЧ и люминесценции должно зависеть от распределения электронов пучка по энергиям. В образце толщиной 3 мм коротковолновая граница полосы поглощения сдвинута в длинноволновую область, см. рисунок 4.5. Это можно объяснить наличием дополнительной примеси в данном образце. Соответственно, поглощение полиметилметакрилата в области длин волн короче 400 нм увеличилось, и появилась вторая полоса люминесценции.

### **4.3. Пороги разрушения ПММА под действием электронного пучка**

Эксперименты по исследованию разрушения ПММА и природы свечения образцов при облучении электронным пучком [24] были проведены на двух установках: с генератором СЛЭП-150М, к которому подключался газовый диод, и с генератором ГИН-600, к которому подключался вакуумный диод. Параметры ГИН-600, так же как и параметры СЛЭП-150М, приведены в главе 2. Плотности энергии пучка электронов ( $H$ ) в экспериментах варьировались от  $10^{-4}$  до  $0.4 \text{ Дж/см}^2$ , а длительности импульса тока пучка на высоте составляли 0.1–0.6 нс и 12 нс.

При возбуждении пучком электронов пластинок из полиметилметакрилата (толщиной 0.9, 3, 6 и 10 мм) наблюдалось свечение голубого цвета, интенсивность которого возрастала с ростом амплитуды и длительности импульса с.л.э.п. Свечение всех пластинок из оргстекла при атмо-

сферном давлении гелия, азота и воздуха в газовом диоде и плотности электронов пучка на квадратный сантиметр  $\sim 2 \times 10^{10}$  было слабым, так что его можно было регистрировать только визуально, при полном затемнении комнаты с установкой.

На рисунке 4.7 приведены фотографии свечения ПММА при максимальных плотностях энергии электронного пучка ( $\sim 0.01$  Дж/см<sup>2</sup>) в первых импульсах возбуждения (а), а также после 100 и более импульсов возбуждения (б).

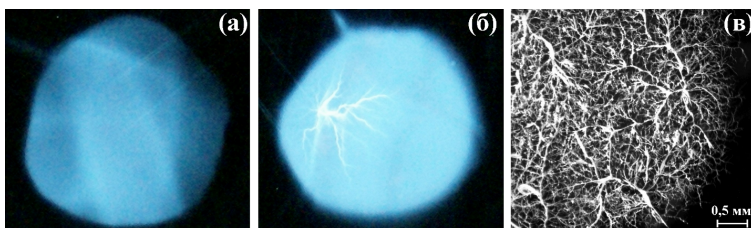


Рис. 4.7. Фотографии свечения ПММА за один импульс (а, б) и морфология остаточных разрушений (в), образующихся в зоне торможения с.л.э.п. в результате развития электрического пробоя [20]. Диаметр светящейся области (а, б) и зоны разрушения, изображение которой увеличено, (в)  $\sim 6$  мм. Количество импульсов облучения  $\sim 500$  при частоте 1 Гц (в). Ускоритель СЛЭП-150М

Анализ фотографий, приведенных на рисунке 4.7 свидетельствует о том, что в первых импульсах возбуждения и максимальных плотностях тока пучка ( $H \sim 0.01$  Дж/см<sup>2</sup>), а также при малых плотностях тока с.л.э.п. ( $H \leq 0.001$  Дж/см<sup>2</sup>) наблюдается сравнительно равномерная по облучаемой поверхности катодоллюминесценция образцов. Наблюдаемые неоднородности на рисунке 4.7 (а) связаны с флуктуациями плотности тока пучка в отдельных импульсах. Увеличение числа импульсов облучения при  $H \approx 0.01$  Дж/см<sup>2</sup> привело к

накоплению инжектированного в образец отрицательного объемного заряда с.л.э.п. и инициированию электрического пробоя ПММА в зоне торможения электронного пучка с наибольшей плотностью.

Электрический пробой реализуется в виде стримерных разрядов (СР), которые инициируются на возбуждаемой поверхности образца и развиваются в область локализации отрицательного объемного заряда, пространственное распределение которого определяется энергетическим спектром с.л.э.п. и его плотностью. Электрические разряды регистрируются как по свечению плотной низкотемпературной плазмы, образующихся в каналах электрического пробоя (КЭП) (рис. 4.7 (б)), так и по морфологии остаточных разрушений (рис. 4.7 (в)). Длительность свечения плазмы, образующейся в КЭП, с помощью фотодиода PD025 зарегистрировать не удалось из-за малой интенсивности излучения СР по сравнению с интенсивностью ИКЛ. На рисунке 4.8 (а, б) показаны фотографии поперечных сечений образцов ПММА после многоимпульсного облучения.

Видно, что пространственное распределение КЭП вдоль пробега электронного пучка неоднородно.

На периферии зоны облучения максимальная глубина локализации СР составляет  $\approx 360$  мкм, а в центральной зоне облучения  $\approx 720$  мкм, что соответствует энергиям с.л.э.п.  $\sim 200$  и  $\sim 300$  кэВ.

Спектральные и кинетические характеристики свечения, индуцированного электронным пучком в ПММА при различных плотностях энергии пучка приведены на рисунках 4.9–4.11. Установлено, что спектральные характеристики свечения зависят от  $H$ . При  $H < 0.2$  Дж/см<sup>2</sup> наблюдается ИКЛ образца (рис. 4.9 (а)) длительность которой на полувысоте (рис. 4.9 (б)) составляет  $\sim 17$  нс и сопоставимо с временным разрешением импульсного спектрометра.

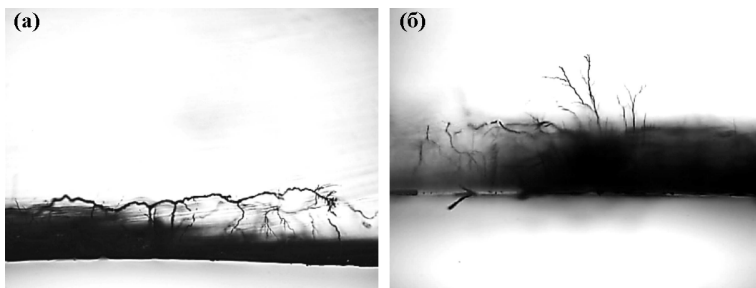


Рис. 4.8. Пространственное распределение КЭП вдоль направления распространения с.л.э.п. [24]; (а) – на расстоянии 4 мм от оси пучка; (б) – на оси пучка. Размеры поля фотографии 1467×1970 мкм.  $H \approx 0.01$  Дж/см<sup>2</sup>. Ускоритель ГИН-600

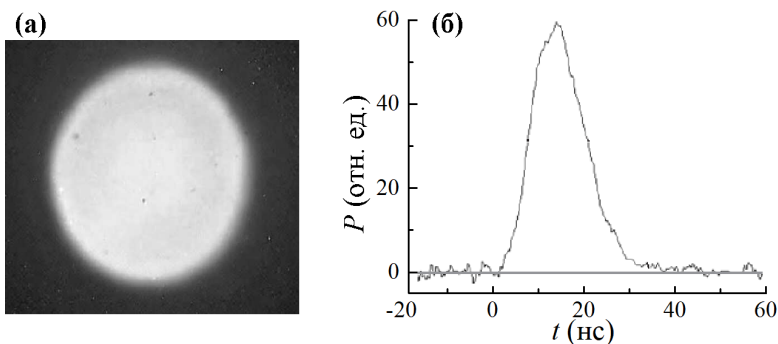


Рис. 4.9. Фотография (а) и осциллограмма (б) катодолуминесценции ПММА [24].  $H=0.1$  Дж/см<sup>2</sup>. Ускоритель ГИН-600



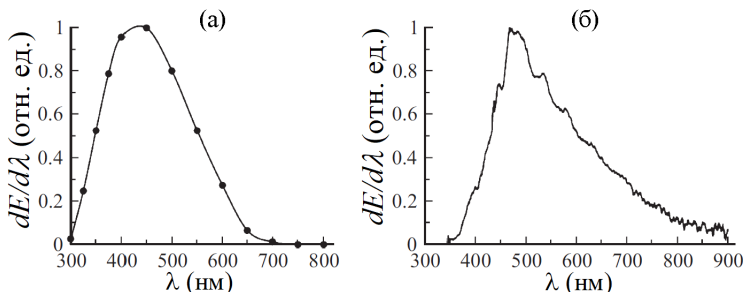


Рис. 4.10. Спектры ИКЛ (а) и свечения плазмы СР (б) в ПММА при облучении электронным пучком [24]. Ускоритель ГИН-600

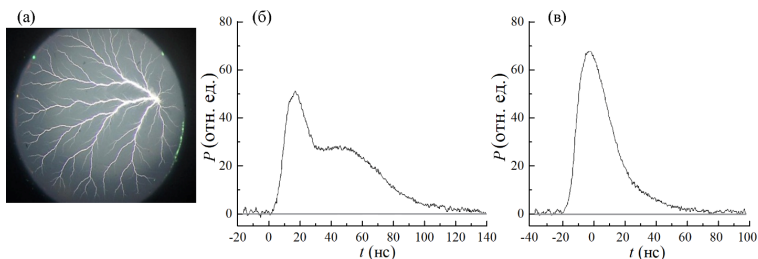


Рис. 4.11. Фотография и осциллограммы свечения ПММА [24]: (а), (б) – первый импульс возбуждения; (в) – второй импульс возбуждения. Диаметр зоны облучения 5 мм.  $H=0.2$  Дж/см<sup>2</sup>. Ускоритель ГИН-600

Преобразование спектра ИКЛ в сплошной спектр излучения плазмы электрических разрядов (см. рис. 4.10) происходит при плотности энергии пучка  $H^*=0.2$  Дж/см<sup>2</sup>, что соответствует порогу формирования СР и появлению остаточных КЭП в данном материале (см. рис. 4.11, 4.12).

Спектр ИКЛ полиметилметакрилата измерялся при  $H=0.1$  Дж/см<sup>2</sup> в режиме многоимпульсного облучения («спектр по точкам», см. главу 2). Спектр излучения плаз-

мы СР, индуцированных электронным пучком в ПММА (рис. 4.10 (б)) измерялся за один импульс возбуждения.

Изучение кинетики свечения СР в зоне торможения электронного пучка при  $H=H^*$ , позволило обнаружить задержку свечения СР относительно импульса катодолюминесценции в первом импульсе возбуждения электронным пучком (рис. 4.11, (б)). Видно, что импульс свечения ПММА состоит из двух разделенных во времени пиков: импульса катодолюминесценции и импульса плазменного свечения СР. Задержка максимума второго пика, относительно первого составляет  $\sim 30$  нс и связана с задержкой развития электрического пробоя относительно импульса возбуждения. Интенсивность свечение СР во втором импульсе облучения этой же зоны увеличивается более чем на порядок и представляет собой моноимпульс (рис. 4.11 (в)), причем задержка свечения СР относительно импульса катодолюминесценции отсутствует, что определяется развитием СР по сформированным в первом импульсе КЭП.

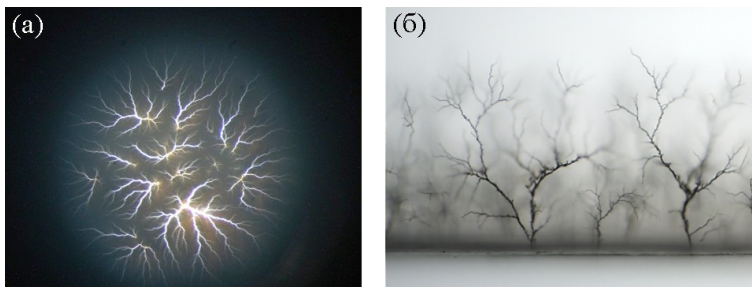


Рис. 4.12. Фотографии свечения возбуждаемой поверхности ПММА (а) и пространственного распределения КЭП по глубине пробоя электронного пучка (а) после первого импульса пучка [24]. Диаметр зоны облучения 5 мм.  $H=0.4$  Дж/см<sup>2</sup>. Размеры поля фотографии (б) 784×1054 мкм. Ускоритель ГИН-600

На рисунке 4.12 (а, б) показаны фотографии свечения и пространственного распределения КЭП по глубине пробега электронного пучка в ПММА после однократного импульса облучения электронным пучком.

Видно, что с увеличением  $H$  количество КЭП увеличивается. Распределение КЭП в зоне торможения электронного пучка близко к однородному, а максимальная глубина пробега достигает  $\sim 650$  мкм, что соответствует средней энергии электронов в энергетическом спектре электронного пучка  $\sim 290$  кэВ.

#### 4.4. Выводы

Результаты экспериментальных исследований излучения полиметилметакрилата при возбуждении пучком убегающих электронов и KrCl-эксилампой с длиной волны излучения 222 нм показали, что в обоих случаях основной вклад в излучение дает полоса люминесценции 400–600 нм с максимумом на длине волны  $\sim 490$  нм. Установлено, что интенсивность свечения зарегистрированной полосы изменяется пропорционально числу электронов в пучке, что позволяет использовать это излучение для определения числа высокоэнергетических электронов в электронных пучках. На основании экспериментов с эксилампой предполагается, что ИЧ с длиной волны короче 300 нм должно усиливать интенсивность люминесценции на полосе с длиной волны 400–600 нм. Показано, что в образце из полиметилметакрилата с большим поглощением в области 300–400 нм регистрируется вторая полоса люминесценции с максимумом на длине волны  $\sim 400$  нм. Подтверждено, что ИЧ при заполнении газового диода газами атмосферного давления на фоне люминесценции не регистрируется.

Анализ амплитудных и спектрально-кинетических характеристик излучения образцов ПММА при возбуждении

с.л.э.п. малой плотности ( $H \leq 0.001$  Дж/см<sup>2</sup>), а также характеристик первых импульсов возбуждения при максимальных плотностях тока с.л.э.п. ( $H \sim 0.01$  Дж/см<sup>2</sup>) свидетельствуют о том, что основной вклад в свечение ПММА дает катодоллюминесценция. Обнаружено, что многоимпульсное облучение ПММА с.л.э.п. при  $H \geq 0.01$  Дж/см<sup>2</sup> приводит к электрическому пробоему внутри образца вследствие накопления отрицательного объемного заряда электронного пучка и формирования в зоне торможения пучка сильного электрического поля. Электрические разряды регистрируются как по свечению плотной низкотемпературной плазмы, образующихся в каналах электрического пробоя, так и по морфологии остаточных разрушений. Измерить спектрально-кинетические характеристики стримерных разрядов (СР) в ПММА при возбуждении с.л.э.п. не удалось, так как интенсивность катодоллюминесценции значительно превышает интенсивность излучения СР.

Возбуждение ПММА электронным пучком средней плотности ( $H < 0.2$  Дж/см<sup>2</sup>) сопровождается импульсной катодоллюминесценцией образца. При пороговой плотности энергии электронного пучка  $H^* = 0.2$  Дж/см<sup>2</sup> в первом импульсе возбуждения образца на осциллограмме свечения регистрируются два сравнимых по амплитуде пика свечения: первый, безынерционный импульс катодоллюминесценции, длительность которого не превышает временное разрешение импульсного спектрометра и второй, с задержкой  $\sim 30$  нс, импульс свечения плазмы, образующейся в каналах электрического пробоя (свечение стримерных разрядов). При  $H \geq 0.2$  Дж/см<sup>2</sup>, как правило, наблюдается один пик свечения, связанный со свечением СР, интенсивность которых более, чем на порядок превышает интенсивность катодоллюминесценции ПММА. Глубина проникновения СР в ПММА при их возбуждении пучком электронов субнано-

секундной и наносекундной длительности коррелирует с энергией пучка электронов.

При проведении описанных в этой главе экспериментов по воздействию электронного пучка на ПММА не удалось зарегистрировать ИЧ. Сложность регистрации ИЧ в ПММА при энергиях электронов пучка в диапазоне от десятков до сотен кэВ обусловлена двумя причинами. Во-первых, как уже отмечалось, поглощение в ПММА начинается уже с 300–350 нм, а интенсивность ИЧ практически обратно пропорциональна кубу длины волны. Во-вторых, ПММА имеет относительно небольшой коэффициент преломления  $n_D=1.49$ , соответственно, пороговая энергия электронов составляет  $E_{th}=178$  кэВ. Все электроны с энергией, меньше пороговой, возбуждают катодолюминесценцию, на фоне которой может быть трудно выделить ИЧ. Кроме того, ПММА имеет низкий порог разрушения из-за пробоя накопленными в диэлектрике электронами пучка. По этим причинам даже при энергии электронов до 400 кэВ на установке ГИН-600 излучение Черенкова в ПММА не было зарегистрировано [24].

#### Литература к главе 4

1. Альбиков З.А., Веретенников А.И., Козлов О.В. Детекторы импульсного ионизирующего излучения. – М. : Атомиздат, 1978. – 176 с. – ([https://rusneb.ru/catalog/005664\\_000048\\_RU\\_RGPU\\_BIBL\\_319141261](https://rusneb.ru/catalog/005664_000048_RU_RGPU_BIBL_319141261)).
2. Kharzhev Y.N. Radiation Hardness of Scintillation Detectors Based on Organic Plastic Scintillators and Optical Fibers // Physics of Particles and Nuclei. – 2019. – Vol. 50, No. 1. – P. 42–76. – (<https://doi.org/10.1134/S1063779619010027>).
3. O'Keeffe S., Grattan M.W.D., Hounsell A. et al. Radiotherapy dosimetry based on plastic optical fibre sensors // Fifth European Workshop on Optical Fibre Sensors – International Society for Optics and Photonics. – 2013. – Vol. 8794. – P. 879418. – (<https://doi.org/10.1117/12.2025864>).

4. Frelin A.M., Fontbonne J.M., Ban G. et al. Spectral discrimination of Čerenkov radiation in scintillating dosimeters // *Medical physics*. – 2005. – Vol. 32, No. 9. – P. 3000–3006. – (<https://doi.org/10.1118/1.2008487>).
5. Lee B., Kwon G., Shin S.H. et al. Feasibility of Ultra-Thin Fiber-Optic Dosimeters for Radiotherapy Dosimetry // *Sensors*. – 2015. – Vol. 15, No. 11. – P. 29003–29014. – (<https://doi.org/10.3390/s151129003>).
6. Beddar A.S. Plastic scintillation dosimetry and its application to radiotherapy // *Radiation Measurements*. – 2006. – Vol. 41. – P. S124–S133. – (<https://doi.org/10.1016/j.radmeas.2007.01.002>).
7. Beddar A.S., Kinsella K.J., Ikhlef A., Sibata C.H. A miniature" scintillator-fiber-optic-PMT" detector system for the dosimetry of small fields in stereotactic radiosurgery // *IEEE Transactions on Nuclear Science*. – 2001. – Vol. 48, No. 3. – P. 924–928. – (doi: 10.1109/23.940133).
8. Becks K.H., Drees J., Goldmann K. et al. A multi channel dosimeter based on scintillating fibers for medical applications // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. – 2000. – Vol. 454, No. 1. – P. 147–151. – ([https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(00\)00817-2](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(00)00817-2)).
9. Jang K.W., Yoo W.J., Seo J.K. et al. Fabrication and optimization of a fiber-optic radiation sensor for proton beam dosimetry // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. – 2011. – Vol. 652, No. 1. – P. 841–845. – (<https://doi.org/10.1016/j.nima.2010.08.120>).
10. Lee B., Jang K.W., Cho D.H. et al. Characterization of one-dimensional fiber-optic scintillating detectors for electron-beam therapy dosimetry // *IEEE Transactions on Nuclear Science*. – 2008. – Vol. 55, No. 5. – P. 2627–2631. – (doi: 10.1109/TNS.2008.2002578).
11. Bartesaghi G., Conti V., Bolognini D. et al. A scintillating fiber dosimeter for radiotherapy // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. – 2007. – Vol. 581, No. 1–2. – P. 80–83. – (<https://doi.org/10.1016/j.nima.2007.07.032>).
12. Therriault-Proulx F., Beaulieu L., Archambault L., Beddar S. On the nature of the light produced within PMMA optical light guides

- in scintillation fiber-optic dosimetry // *Physics in Medicine & Biology*. – 2013. – Vol. 58, No. 7. – P. 2073. – (<https://doi.org/10.1088/0031-9155/58/7/2073>).
13. Marckmann C.J., Aznar M.C., Andersen C.E. et al. Influence of the stem effect on radioluminescence signals from optical fibre Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>: C dosimeters // *Radiation protection dosimetry*. – 2006. – Vol. 119, No. 1–4. – P. 363–367. – (<https://doi.org/10.1093/rpd/nci507>).
  14. Jang K.W., Yagi T., Pyeon C.H. et al. Application of Cerenkov radiation generated in plastic optical fibers for therapeutic photon beam dosimetry // *Journal of biomedical optics*. – 2013. – Vol. 18, No. 2. – P. 027001. – (<https://doi.org/10.1117/1.JBO.18.2.027001>).
  15. Jang K.W., Yoo W.J., Shin S.H. et al. Fiber-optic Cerenkov radiation sensor for proton therapy dosimetry // *Optics express*. – 2012. – Vol. 20, No. 13. – P. 13907–13914. – (<https://doi.org/10.1364/OE.20.013907>).
  16. Lee B., Shin S.H., Yoo W.J. et al. Measurement of therapeutic photon beams-induced Cerenkov radiation generated in PMMA- and PS-based plastic optical fibers // *Optical Review*. – 2016. – Vol. 23, No. 5. – P. 806–810. – (<https://doi.org/10.1007/s10043-016-0240-8>).
  17. Yoo W.J., Shin S.H., Jeon D. et al. Simultaneous measurements of pure scintillation and Cerenkov signals in an integrated fiber-optic dosimeter for electron beam therapy dosimetry // *Optics express*. – 2013. – Vol. 21, No. 23. – P. 27770–27779. – (<https://doi.org/10.1364/OE.21.027770>).
  18. Бабич Л.П., Лойко Т.В., Родигин А.В. Излучение Вавилова–Черенкова субнаносекундного импульса убегающих электронов, генерируемого разрядом в открытой атмосфере // *Доклады Академии наук*. – 2014. – Т. 457, № 6. – С. 646–649. – (doi: 10.7868/S0869565214240104).
  19. Babich L.P., Loiko T.V., Rodigin A.V. The first observations of Cherenkov's radiation of runaway electrons produced by discharge in dense gas // *IEEE Transactions on Plasma Science*. – 2014. – Vol. 42, No. 4. – P. 948–952. – (doi: 10.1109/TPS.2014.2308529).
  20. Tarasenko V.F., Baksht E.Kh., Burachenko A.G., Beloplotov D.V., Kozlyev A.V. Luminescence of polymethyl methacrylate excited by runaway electron beam and by KrCl excilamp // *IEEE Transac-*

- tions on Plasma Science. – 2017. – Vol. 45, No. 1. – P. 76–84. – (doi: 10.1109/TPS.2016.2637570).
21. Бакшт Е.Х., Бураченко А.Г., Белоплотов Д.В., Тарасенко В.Ф. Излучение полиметилметакрилата при облучении пучком убегающих электронов с субнаносекундной длительностью импульса // Изв. вузов. Физика. – 2016. – Т. 59, № 4. – С. 15–19. – (<https://elibrary.ru/item.asp?id=25963189>).
  22. Бураченко А.Г., Тарасенко В.Ф., Бакшт Е.Х., Белоплотов Д.В. Люминесценция полиметилметакрилата при воздействии пучка убегающих электронов и излучением КгСl-эксилампы // Известия вузов. Физика. 2016. – Т. 59, №7/2. – С. 23–27. – (<https://elibrary.ru/item.asp?id=27187752>).
  23. Тарасенко В.Ф., Бакшт Е.Х., Бураченко А.Г., Белоплотов Д.В., Козырев А.В. Свечение полиметилметакрилата под воздействием пучков убегающих электронов, формируемых в газовой диоде // Доклады академии наук. – 2016. – Т. 471, № 2. – С. 150–153. – (doi: 10.7868/S0869565216320104).
  24. Олешко В.И., Бакшт Е.Х., Бураченко А.Г., Тарасенко В.Ф. О природе свечения полиметилметакрилата при возбуждении пучком электронов субнаносекундной и наносекундной длительности // ЖТФ. – 2017. – Т. 87, № 2. – С. 271–276. – (doi: 10.21883/JTF.2017.02.44137.1860).



## Заключение

В 2010–2020 годах был проведен цикл исследований ИЧ и ИКЛ в различных образцах, возбуждаемых пучком электронов субнаносекундной и наносекундной длительности. Были зарегистрированы спектры ИЧ в алмазе (природном и синтетическом), кварцевом стекле, сапфире,  $\text{Ga}_2\text{O}_3$  и других прозрачных материалах. Кроме того, были выполнены расчеты, демонстрирующие влияние энергии электронов и показателя преломления вещества на интенсивность ИЧ и его спектр, а также на пространственные характеристики излучения. Получены экспериментальные данные по влиянию на спектры ИЧ и ИКЛ энергии электронов. Показано, что с помощью стандартного спектрометра при энергии электронов пучка до 350 кэВ удается зарегистрировать ИЧ в алмазе, лейкосапфире и кварцевом стекле КУ-1. Установлено, что в ПММА из-за поглощения излучения в области короче 300–350 нм, а также из-за внутреннего пробоя образцов вследствие накопления в них электронов при больших плотностях тока пучка или(и) длительностях импульсов, регистрация ИЧ затруднена, даже с помощью монохроматора и ФЭУ. Из проведенного анализа выявлено, что для регистрации параметров пучков электронов, в том числе убегающих, можно использовать как ИКЛ, так и ИЧ. Применение ИКЛ целесообразно при энергиях электронов до 200–300 кэВ, поскольку интенсивность ИКЛ в большинстве кристаллов существенно превышает интенсивность ИЧ. Кроме того, ИКЛ излучается во всех направлениях относительно направления электронов пучка, что облегчает ее регистрацию. Из исследованных образцов можно рекомендовать для создания детекторов электронов кристаллы ZnS и

ZnSe, которые имеют большую интенсивность ИКЛ, в том числе в режиме сверхизлучения, и обладают высокой лучевой прочностью. Регистрация параметров пучков электронов с помощью ИЧ имеет преимущества при энергиях электронов  $\sim 400$  кэВ и более. При этом из исследованных образцов наиболее перспективны для создания детекторов ИЧ синтетический алмаз ПА типа, полученный методом газофазного осаждения, а также при высоких энергиях электронов кварцевое стекло КУ-1. При создании детекторов ИЧ надо принимать во внимание угловое распределение излучения и внутреннее отражение. Для алмаза также надо учитывать появление интенсивной экситонной полосы в алмазе с максимумом на длине волны 235 при увеличении плотности тока. Кроме того, при высоких энергиях электронов надо принимать во внимание радиационное повреждение образцов. Например, как показали эксперименты при энергии электронов 6 МэВ, лейкосапфир быстро темнел под воздействием мощного рентгеновского излучения, эффективность генерации которого резко возрастает при торможении электронов с энергией  $> 1$  МэВ. Особенностью образцов из ПММА является их разрушение разрядами, возникающими в объеме из-за накопления заряда при больших плотностях тока.

Авторы будут благодарны читателям за их пожелания и критические замечания, возникшие после прочтения данной монографии. Мы постараемся их учесть при проведении исследований и подготовке ее следующего издания.

## Об авторах



**БАКШТ Евгений Хаимович**, к.т.н. (2003). Специалист в области электрофизики, квантовой электроники, физики газовых разрядов, формируемых с участием убегающих электронов. Окончил Томский государственный университет по специальности «Оптические и оптико-электронные системы» (1979).

С 1980 г. – стажер-исследователь в Институте сильноточной электроники СО АН СССР, г. Томск. С 1996 г. он работает в Лаборатории оптических излучений Института сильноточной электроники СО РАН. Кандидат технических наук (2003 г.). В настоящее время является старшим научным сотрудником. Соавтор более 200 статей в отечественных и зарубежных журналах, глав в 5 монографиях.



**ЕРОФЕЕВ Михаил Владимирович**, к.ф.-м.н. (2001). Специалист в области физики газового разряда. Окончил Томский государственный университет по специальности «Физика» (1997). С 1997 г. – аспирант в Институте сильноточной электроники СО РАН, г. Томск, с 2013 г. – старший научный сотрудник лабо-

ратории оптических излучений ИСЭ СО РАН, г. Томск. Занимается исследованием плазмы наносекундных газовых разрядов и ее взаимодействием с веществом. Внес вклад в разработку газоразрядных источников спонтанного ультрафиолетового излучения – эксиламп, за что в 2002 г. был награжден золотой медалью Российской выставки «Архимед». Автор более 90 публикаций в рецензируемых научных журналах, 7 патентов, статьи в Энциклопедии низкотемпературной плазмы. Диплом лауреата конкурса Томской областной администрации за высокие научные достижения в сфере образования и науки (2002 г.).



**ТАРАСЕНКО Виктор Федотович**, главный научный сотрудник лаборатории оптических излучений ИСЭ СО РАН, д.ф.-м.н. (1988 г.), профессор (1994 г.). Лауреат премии Совета Министров СССР (1988 г.), Заслуженный деятель науки и техники (2014 г.). Решением Национального бизнес-рейтинга награжден медалью «За эффективность» (2013 г.). Награжден

медалью Томской области «За достижения» (2016 г.). Награжден юбилейным знаком «75 лет Томской области (2019 г.). Государственная научная стипендия (1994–2003 гг.). В составе коллективов он получал премии Томской области в сфере образования и науки (1997 и 2002 гг.), в 2008 г. Губернаторскую стипендию и в 2011 г. премию Томской области в сфере образования и науки. Гость-профессор Китайской академии наук (2012–2013 гг.). Является членом редколлегии научных журналов «Laser and Particle Beams» (Великобритания), «Квантовая электрони-

ка» (г. Москва), «High Voltage» (Китай) и «Оптика атмосферы и океана» (г. Томск), научного совета РАН «Методы прямого преобразования энергии», двух советов по защите докторских диссертаций при ТГУ и ИСЭ СО РАН. На протяжении 25 лет В.Ф. Тарасенко возглавлял оргкомитет Международной конференции «Atomic and Molecular Pulsed Lasers»; он постоянно участвовал и участвует в работе оргкомитетов различных международных и российских конференций. Индекс Хирша в WoS равен 33. Тарасенко В.Ф. семь раз (на 1997–1999, 2000–2002, 2005–2007, 2008–2010, 2011–2013, 2014–2016 и 2018–2021 годы) избирался членом Коллегии национальных экспертов государств-участников СНГ по лазерам и лазерным технологиям. В 2010 г. избран экспертом РОСНАНО. Был зарегистрирован в Федеральном реестре экспертов научно-технической сферы (2013, 2017 и 2019 гг.). Является экспертом РФФИ. Тарасенко В.Ф. был научным консультантом при защите 5 диссертаций д.ф.-м.н. и руководителем или консультантом при защите 16 диссертаций кандидатов наук.



**ОЛЕШКО Владимир Иванович**, д.ф.-м.н. (2010 г.), профессор Отделения материаловедения Инженерной школы новых производственных технологий Томского политехнического университета. В 1973 г. окончил Томский политехнический институт по специальности «Физика». Область научных интересов: физика мощных радиационных воздействий; процессы кумуляции и локализации энергии мощных электронных и лазерных пучков в твердых телах; механизмы инициирования энергии

тических материалов электронными и лазерными пучками; люминесценция кристаллов и светодиодных наногетероструктур. Автор более 120 научных работ в рецензируемых научных журналах. Результаты прикладных исследований направлены на разработку радиационных методов контроля оптических и электрических характеристик полупроводниковых и диэлектрических кристаллов и опубликованы в 5 патентах РФ. Лауреат конкурса на соискание премии Томской области в сфере образования, науки, здравоохранения и культуры (2004 г.).

## Summary

The monograph focuses on research and analysis of the characteristics of Cherenkov radiation (CR) upon excitation of samples from various materials by electron beams, as well as the comparison of the CR with the characteristics of pulsed cathodoluminescence (PCL) under these conditions. The results of studies of the spectral, amplitude-time, and spatial characteristics of the CR, obtained mainly over the past 10 years, upon the excitation of transparent substances by electron beams with energies of tens to hundreds of keV, are described in detail. The results obtained can be used to create detectors of fast electrons.

The monograph will be useful to those who deal with the study of the spectral and amplitude-time characteristics of radiation upon excitation of dielectrics and semiconductors by an electron beam. It will be in demand by researchers, students, graduate students, university professors, as well as engineers and technicians.

---

Издательство “STT” является лидером научного книгоиздания в Сибирском регионе, консультирует по вопросам защиты авторских прав, организации выпуска научной периодики и распространению научных книг и журналов в России и за рубежом. С 2014 года является официальным представителем британского издательства *Red Square Scientific*, специально ориентированного на российских авторов и российское научное содержание. Это облегчает российским ученым публикации за рубежом и делает их работы широко доступными для мирового научного сообщества.

Лучшие книги, выпущенные Издательством “STT”, находятся в крупнейших библиотеках мира – National Library of Medicine (USA), The British Library (UK), Library of Congress (USA) и в The US Patent Bureau (USA), что обеспечивает их размещение в мировых базах данных.

---

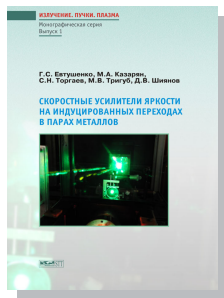
Scientific & Technical Translations  
  
PUBLISHING

---

Россия, 634028, г. Томск, проспект Ленина 15<sup>Б</sup>-1  
Тел.: (3822) 421-455  
E-mail: stt@sttonline.com

МИР ЖДЕТ ВАШИ КНИГИ!

# Вышли в свет



Евтушенко Г.С., Казарян М.А., Торгаев С.Н., Тригуб М.В., Шиянов Д.В. **Скоростные усилители яркости на индуцированных переходах в парах металлов.** — Томск : СГТУ, 2016. — 246 с. (Серия “Излучение. Пучки. Плазма”, Вып. 1).

ISBN 978-5-93629-562-1

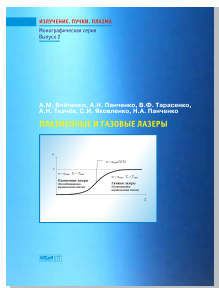
В монографии представлены результаты фундаментальных и прикладных исследований усилителей яркости на парах металлов с высокими частотами следования импульсов. Дана история развития активных оптических систем от лазерного микроскопа до лазерного монитора, базовым элементом которых является усилитель яркости. Приведена схема и действующий макет скоростного лазерного монитора, обеспечивающего получение изображения от одного импульса излучения, названного режимом покадровой регистрации. Основное назначение данного устройства — визуализация объектов и быстропотекающих процессов при наличии мощной фоновой засветки. Проведена апробация устройства на тестовых объектах, сделаны оценки предельных значений фоновых засветок. Представлены результаты использования лазерного монитора для визуализации реальных объектов и быстропотекающих процессов, таких как самораспространяющийся высокотемпературный синтез (СВС), газовый разряд, получение нанопорошков методом лазерного испарения и другие. Рассмотрены перспективы развития и применения скоростных усилителей яркости и лазерных мониторов.

В содержании монографии представлены такие главы, как:

- Усилители яркости и лазерные проекционные микроскопы. Физические основы, приложения;
- От лазерного проекционного микроскопа к лазерному монитору;
- Активные элементы, схемы накачки усилителей яркости, регистрирующая аппаратура;
- Лазерный монитор с покадровой регистрацией изображения;
- Лазерный монитор в задачах диагностики и неразрушающего контроля;
- Лазеры на парах металлов и усилители яркости изображения с высокой частотой следования импульсов.

Книга адресована специалистам в области физики и техники экстремального состояния вещества, квантовой электроники и оптики, а также студентам и аспирантам университетов.





Бойченко А.М., Панченко А.Н., Тарасенко В.Ф., Ткачев А.Н., Яковленко С.И., Панченко Н.А. **Плазменные и газовые лазеры.** – Томск : СГТ, 2017. – 314 с. (Серия “Излучение. Пучки. Плазма”, Вып. 2).

ISBN 978-5-93629-593-5

Данная монография подготовлена в память о С.И. Яковленко, который вместе с Л.И. Гудзенко являлся идеологом плазменных лазеров. Приведены основные понятия лазерной физики, а также показаны отличия между газовыми и плазменными лазерами. Описаны лазеры на эксимерных и эксиплексных молекулах. Дан краткий обзор развития эксимерных и эксиплексных лазеров, на инертных газах и галогенидах инертных газов. Рассмотрены основные кинетические процессы, определяющие работу данных лазеров, отмечены особенности наиболее широко используемых лазеров. Обсуждаются проблемы, возникающие при их моделировании. Подробно описан способ накачки различных электро разрядных лазеров с использованием индуктивных накопителей энергии. Приведены конструкции систем накачки и параметры излучения лазеров УФ, видимого и ИК диапазонов. Представлены данные о лазерах, в которых для накачки используется диффузный разряд, формируемый за счет убегающих электронов.

Монография адресована научным сотрудникам, студентам, аспирантам, преподавателям вузов, инженерно-техническим работникам. Она будет полезна тем, кто имеет дело с исследованием и применением газовых и плазменных лазеров.

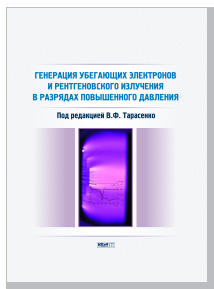


**Высоковольтный наносекундный разряд в неоднородном электрическом поле и его свойства** / Д.А. Сорокин, Д.В. Белоplotов, А.А. Гришков, В.А. Шкляев, В.Ф. Тарасенко, С.Я. Беломытцев, М.И. Ломаев – Томск : СГТ, 2020. – 288 с. – (Серия “Излучение. Пучки. Плазма”, Вып. 3).

ISBN 978-5-93629-646-8

В монографии приводятся результаты экспериментального и теоретического исследования высоковольтного наносекундного разряда в резко неоднородном электрическом поле, а также информация об излучательных характеристиках и основных параметрах плазмы разряда данного типа. Проведен сравнительный анализ условий формирования и свойств диффузных разрядов, в которых реализуется эффект убегающих электронов, с объемными разрядами, которые широко используются в настоящее время для накачки газовых лазеров. Основное внимание в монографии уделено результатам исследования физических процессов, протекающих на стадии пробоя при зажигании высоковольтного наносекундного разряда в условиях генерации убегающих электронов. Экспериментально и теоретически показано, что при данных условиях возбуждения в стадии пробоя формируются широкие – с поперечными размерами до единиц сантиметров стримеры, что существенно отличается от условий и характеристик классического стримерного пробоя с типичными поперечными размерами стримеров  $\approx 100 \mu\text{m}$ . Это позволяет формировать диффузный разряд практически в любых газах и газовых смесях при повышенных давлениях – до единиц, а для некоторых газов – до 10 атмосфер без использования внешних систем предьонизации. Приведены условия и параметры генерации пучков убегающих электронов в воздухе атмосферного давления, а также в других газах, в том числе при различных давлениях. Обсуждается механизм генерации убегающих электронов в газах высокого давления при неоднородном электрическом поле и наносекундных импульсах напряжения. Представлены результаты исследования излучательных свойств, а также результаты измерений спектральными методами основных параметров неравновесной низкотемпературной плазмы, формируемой в разрядах данного типа.

Монография адресована специалистам по импульсным высоковольтным разрядам, а также может быть использована студентами, аспирантами и преподавателями при изучении таких дисциплин, как газовый разряд, спектроскопия плазмы.



**Генерация убегающих электронов и рентгеновского излучения в разрядах повышенного давления** / под ред. В.Ф. Тарасенко. – Томск : СГТ, 2015. – 568 с.

ISBN 978-5-93629-544-7

*Коллектив авторов:*

А.Л. Александров, Н.А. Ашурбеков, Е.Х. Бакшт, Е.В. Балзовский, С.А. Баренгольд, Д.В. Белоплатов, А.М. Бойченко, П.А. Бохан, С.Н. Буранов, А.Г. Бураченко, В.В. Горохов, М.В. Ерофеев, Д.Э. Закревский, С.Н. Иванов, К.О. Иминов, В.И. Карелин, В.Ю. Кожевников, А.В. Козырев, И.Д. Костыря, Е.И. Липатов, В.В. Лисенков, М.И. Ломаев, С.В. Митько, А.С. Насибов, В.И. Орешкин, Е.В. Орешкин, В.М. Орловский, В.Н. Очкин, П.Б. Репин, Д.В. Рыбка, В.В. Рыжов, Н.С. Семенюк (Олейник), В.И. Соломонов, Д.А. Сорочкин, В.Ф. Тарасенко, А.Н. Ткачев, А.А. Тренькин, И.В. Швейгерт, В.А. Шкляев, **С.И. Яковленко**

Генерация убегающих электронов и рентгеновского излучения при импульсных разрядах повышенного, высокого и сверхвысокого давления является фундаментальным физическим явлением, которое влияет на характеристики пробоя различных газов. Цель данной коллективной монографии суммировать основные результаты, полученные при изучении генерации пучков убегающих электронов и рентгеновского излучения в неоднородном электрическом поле. Кроме того, в монографию включены материалы по использованию пучков убегающих электронов как в виде отдельных глав, так и специальных разделов в главах.

В написании монографии участвовали представители научных групп из различных институтов Российской Федерации, которые внесли значительный вклад в развитие данного направления. Часть глав написана совместно представителями разных организаций и научных групп. Исследования показывают, что генерация убегающих электронов и рентгеновского излучения приводит к пробоям промежутков в неоднородном электрическом поле за счет формирования волн ионизации, а также к формированию диффузных разрядов при повышенных давлениях воздуха, азота и других газов. Применение газовых диодов с наносекундными генераторами дает возможность сравнительно просто получать пучки высокоэнергетических электронов с субнаносекундной и пикосекундной длительностью импульса.

Монография состоит из 24 глав, которые отражают современное состояние проблемы генерации пучков убегающих электронов и рентгеновского излучения. Совокупность представленных в монографии данных позволит специалистам по газовым разрядам, а также аспирантам, магистрам и студентам глубже понять природу процессов, происходящих при наносекундном и субнаносекундном пробое в неоднородном электрическом поле газов повышенного, высокого и сверхвысокого давления.

НАУЧНОЕ ИЗДАНИЕ

*Евгений Хаимович Бакшт  
Михаил Владимирович Ерофеев  
Виктор Федотович Тарасенко  
Владимир Иванович Олешко*

**СПЕКТРАЛЬНЫЕ И АМПЛИТУДНО-ВРЕМЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ  
ИЗЛУЧЕНИЯ ЧЕРЕНКОВА ПРИ ЭНЕРГИЯХ ЭЛЕКТРОНОВ  
В СОТНИ кэВ**

Редактирование, дизайн – С.В. Алексеев  
Верстка, корректура – Ю.А. Алексеева

Издательство «STT»  
(Scientific & Technical Translations)  
Россия, 634028, г. Томск, проспект Ленина, 15Б–1  
Тел.: (3822) 421-455  
E-mail: stt@sttonline.com

Scientific & Technical Translations  
  
ИЗДАТЕЛЬСТВО

Формат 84x108/32. Усл. печ. л. 9,4. Уч. изд. л. 5,6.  
Бумага SvetoCору. Печать цифровая. Тираж 300 экз. Заказ № 651.