

# ПЕРСПЕКТИВЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ЯДЕРНО-ОПТИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ НЕЙТРОННЫХ ПОТОКОВ ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

## APPLICATION PROSPECTS OF NUCLEAR-OPTICAL CONVERTER MEANT FOR DETECTION OF NUCLEAR-REACTOR NEUTRON FLUXES

*В. В. Горбунов, Л. Е. Довбыш, С. П. Мельников, А. А. Пикулев, А. В. Сеницын, В. М. Цветков  
V. V. Gorbunov, L. Ye. Dovbysh, S. P. Melnikov, A. A. Pikulev, A. V. Sinitsyn, V. M. Tsvetkov*

Российский Федеральный Ядерный Центр –  
Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики  
Russian Federal Nuclear Center – All-Russian Scientific-Research Institute of Experimental Physics

В докладе представлен обзор работ, посвященных использованию ядерно-оптических преобразователей для регистрации потоков нейтронов энергетических ядерных реакторов. Рассмотрены процессы, происходящие в оптическом детекторе нейтронов, намечены пути повышения чувствительности детектора и проведено сравнение характеристик оптического детектора нейтронов с характеристиками промышленных камер деления типа КНК.

Review of studies devoted to using of nuclear-optical converters meant for detection of power-reactor neutron fluxes is presented. Processes in such neutron detector, means of detector sensitivity increasing, and comparison of its characteristics with the same of known fission chambers are discussed.

### Введение

Во ВНИИЭФ в рамках программы по разработке лазеров с ядерной накачкой проводились широкомасштабные исследования спектрально-люминесцентных характеристик различных сред, возбуждаемых ядерными излучениями [1]. Результаты этих исследований позволили сделать вывод о возможности создания нейтронного детектора на основе ядерно-оптического преобразователя (ЯОП). Принцип работы детектора заключается в прямом преобразовании кинетической энергии ядерных частиц, возникающих в реакциях с участием нейтронов (например,  $U^{235}(n, ff)$  или  ${}^3He(n, p){}^3H$ ), в люминесцентное излучение, которое с помощью световода выводится за биологическую защиту реактора и регистрируется оптическим детектором [2], [3].

К настоящему времени во ВНИИЭФ решены следующие задачи, связанные с разработкой оптического детектора нейтронов [2]–[6]:

- выполнены исследования спектрально-люминесцентных характеристик ядерно-возбуждаемой плазмы инертных газов He, Ne, Ar, Kr, Xe и их смесей;

- определены наиболее эффективные смеси инертных газов (эффективность преобразования энергии осколков деления в оптическое излучение составляет 1–2 %);

- определена спектральная область, наиболее пригодная для регистрации оптического излучения нейтронного детектора (ближний инфракрасный диапазон) и подобраны радиационно-стойкие световоды, имеющие низкие потери и отсутствие радиационно-индуцированной люминесценции в данном диапазоне;

- показано, что для большинства исследованных смесей световыход линейно зависит от плотности потока нейтронов в диапазоне плотности нейтронного потока от  $10^8$  до  $10^{15}$  т.н./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ , а для смеси Ne-Kr – вплоть до  $10^{16}$  т.н./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ ;

- изготовлен и на импульсных ядерных реакторах ВИР-2М и ГИР-2 испытан прототип нейтронного детектора на основе ядерно-оптического преобразователя.

Необходимо отметить, что при близких технологиях изготовления нейтронные детекторы на основе ЯОП имеют ряд выгодных отличий от известных ионизационных камер деления [7]: отсутствие напряжения питания на датчике и, как

следствие, отсутствие электрических наводок; бескабельный вывод сигнала из активной зоны реактора; возможность разветвления сигнала с датчика на различные приемники без ухудшения надежности канала; более широкий динамический диапазон измерений; возможность определения нейтронного потока при полном отключении электропитания.

Однако оптический нейтронный детектор по сравнению с камерами деления имеет и недостатки, основным из которых является невозможность осуществить 100 % светосбор люминесцентного излучения и его передачу на светоприемник (в отличие от практически 100 % сбора образовавшихся электронов в камерах деления). Очевидно, что основным путем повышения чувствительности оптического детектора нейтронов является увеличение коэффициента светосбора системы излучающий объем детектора – световод.

В докладе рассмотрены процессы, происходящие в оптическом детекторе нейтронов, намечены пути повышения чувствительности детектора и проведено сравнение характеристик оптического детектора нейтронов с характеристиками промышленных камер деления типа КНК.

## 1. Устройство оптического детектора нейтронов

Оптический детектор нейтронов состоит из следующих элементов:

- ядерно-оптический преобразователь, в котором происходит преобразование потока нейтронов в фотонное излучение;
- система сбора, передачи и регистрации оптического излучения;
- система сбора и обработки данных.

Схема оптического детектора нейтронов представлена на рис. 1. Ядерно-оптический преобразователь представляет собой цилиндрическую кювету, на внутреннюю поверхность которой нанесен тонкий слой (3) делящегося материала ( $^{10}\text{B}$ ,  $^7\text{Li}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{237}\text{Np}$  и др.). Кювета герметизируется, наполняется газовой смесью и помещается в защитный корпус (1). На одном из торцов трубки устанавливается светособирающий объектив (5), в фокусе которого располагается входное окно световода (6). В некоторых случаях для увеличения потока тепловых нейтронов кювета окружается замедлителем нейтронов (2). Для регистрации тепловых нейтронов целесообразно применять  $^{10}\text{B}$ ,  $^7\text{Li}$  или  $^{235}\text{U}$ , а для регистрации быстрых нейтронов –  $^{237}\text{Np}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$ , которые

имеют пороги деления 0,4, 1,2 и 1,3 МэВ соответственно.

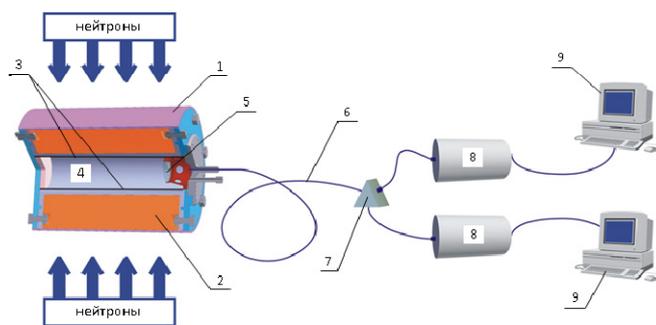


Рис. 1. Схема детектора нейтронов на основе ядерно-оптического преобразователя: 1 – корпус; 2 – слой замедлителя нейтронов; 3 – слой делящегося материала (например,  $^{235}\text{U}$ ); 4 – газовая смесь; 5 – объектив; 6 – световод; 7 – разветвитель оптического сигнала; 8 – фотоприемник; 9 – система сбора и обработки данных

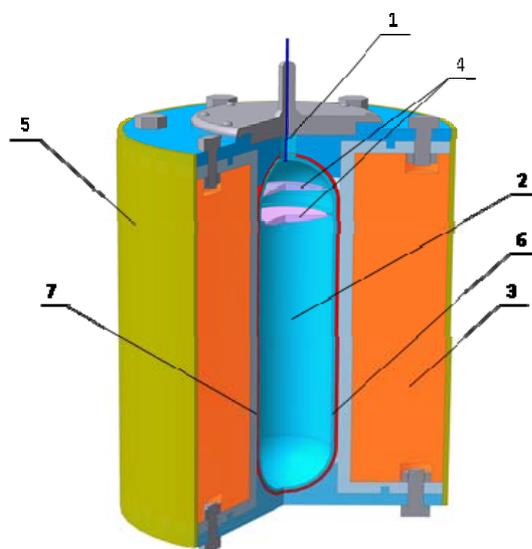


Рис. 2. Оптический детектор нейтронов на основе  $^3\text{He}$ : 1 – световод; 2 – кювета, содержащая  $^3\text{He}$ ; 3 – замедлитель нейтронов; 4 – объектив; 5 – корпус; 6 – слой люминофора; 7 – полированная стенка

Возможен также другой способ возбуждения люминесцирующей среды при использовании газообразного изотопа  $^3\text{He}$ . В этом случае ЯОП заполняется смесью газов на основе  $^3\text{He}$ , а возбуждение среды осуществляется за счет ядерной реакции  $^3\text{He}(n, p)^3\text{H}$ . При таком способе возбуждения возникает возможность обработки внутренних стенок ЯОП, в частности, их полировка, нанесение диффузно отражающего покрытия или люминофора в целях повышения коэффициента светосбора. Схема ЯОП на основе  $^3\text{He}$  представлена на рис. 2.

Таблица 1

Основные параметры камер деления КНК-3, КНК-4, КНК-15 и КНК-53М [8]

Тип камеры	Размеры, мм		Собственный фон, А	Абсолютная чувствительность			Напряжение питания, В / рабочая температура, К	Радиатор
	Длина	Диаметр		к $\gamma$ -изл., Кл/Гр	к нейтронам			
					токовая, А·см·с <sup>2</sup> /н.	импульсная, имп.·см <sup>2</sup>		
КНК-3	63	51	$1,0 \cdot 10^{-11}$	$6,1 \cdot 10^{-7}$	$3,1-3,5 \cdot 10^{-15}$	–	500 / 573	<sup>10</sup> В
КНК-4	415	51	$1,0 \cdot 10^{-10}$	$0,35 \cdot 10^{-7}$	$1,0 \cdot 10^{-12}$	–	500 / 473	<sup>3</sup> He
КНК-15	260	51	$1,0 \cdot 10^{-8}$	$3,3 \cdot 10^{-6}$	$2-2,2 \cdot 10^{-13}$	0,95–1,15	400 / 573	<sup>235</sup> U
КНК-53М	512	51 (65)	$1,0 \cdot 10^{-10}$	$6,5 \cdot 10^{-7}$	$1,4 \cdot 10^{-14}$	–	500 / 573	<sup>10</sup> В

## 2. Основные параметры камер деления

Для измерения потоков нейтронов, как на АЭС, так и на исследовательских ядерных реакторах, используются различные газонаполненные камеры деления [7].

Обычно используются два режима работы камер деления:

- импульсный (счетный режим) для измерения малых потоков нейтронов;
- токовый для измерения больших потоков нейтронов.

В настоящее время на АЭС и ИЯР в аппаратуре контроля нейтронного потока широко используются следующие камеры деления [8]:

- КНК-15 – камера пускового диапазона АЭС (счетный режим работы);
- КНК-53(М) – камера рабочего диапазона АЭС (токовый режим работы);
- КНК-4 – камера статического режима ИЯР (токовый режим работы);
- КНК-3 – камера импульсного режима ИЯР (токовый режим работы).

Рабочие диапазоны камер составляют [8]:

- КНК-3 (радиатор – <sup>10</sup>В) от  $10^7$  до  $10^{13}$  т.н./( $\text{см}^2 \cdot \text{с}$ );
- КНК-4 (радиатор – <sup>3</sup>He) – от  $10^4$  до  $10^{11}$  т.н./( $\text{см}^2 \cdot \text{с}$ );
- КНК-15 (радиатор – <sup>235</sup>U) в счетном режиме – от 1 до  $10^6$  т.н./( $\text{см}^2 \cdot \text{с}$ );
- КНК-53М (радиатор – <sup>10</sup>В) от  $10^6$  до  $10^{13}$  т.н./( $\text{см}^2 \cdot \text{с}$ ).

Основные параметры данных камер деления представлены в табл. 1.

Основным недостатком камер деления является ограниченный динамический диапазон измерений, что приводит к необходимости использования различных типов камер для регистрации потоков нейтронов в разных режимах работы реактора. В частности, чтобы перекрыть диапазон от 1 до  $10^{13}$  т.н./( $\text{см}^2 \cdot \text{с}$ ), стандартный для

импульсных ядерных реакторов, необходимо использовать не менее трех камер деления.

Наряду с газонаполненными камерами разработаны также вакуумные камеры деления (ВКД), в которых для регистрации нейтронов используется явление вторичной электронной эмиссии под действием осколков деления [9]. Поскольку коэффициент эмиссии достигает 600 и более на один осколок деления, а коэффициент эмиссии металлов под воздействием  $\gamma$ -квантов  $\sim 1$ , ВКД выделяется хорошими дискриминационными свойствами по отношению к  $\gamma$ -излучению [9]. Порог регистрации ВКД составляет  $\gamma 10^6$  т.н./( $\text{см}^2 \cdot \text{с}$ ).

## 3. Способы возбуждения среды в ядерно-оптических преобразователях

Как было отмечено выше, в ядерно-оптических преобразователях для возбуждения газовой активной среды обычно используется два способа [1]:

- возбуждение осколками деления <sup>235</sup>U, образующимися в ядерной реакции  $^{235}\text{U} + n \rightarrow ff$ , где  $ff$  – осколки деления;
- возбуждение продуктами ядерной реакции <sup>3</sup>He( $n, p$ )<sup>3</sup>H, возникающими при захвате нейтрона ядром <sup>3</sup>He.

Для реализации первого способа возбуждения используются тонкопленочные слои металлического (или окиси-закуси) <sup>235</sup>U, нанесенные на плоские или цилиндрические подложки (поверхностная накачка). Толщина слоя <sup>235</sup>U обычно составляет от 1/3 до 1/2 от среднего пробега осколков деления, что соответствует 2–4 мкм.

В акте деления ядра <sup>235</sup>U образуется два осколка, движущихся в противоположных направлениях, при этом средняя кинетическая энергия более легкого осколка составляет 100 МэВ, а тяжелого – 70 МэВ. Один из образовавшихся осколков выходит из слоя <sup>235</sup>U в газ и при торможении

тратит свою энергию на возбуждение и ионизацию активной среды [10].

Давление газа и поперечные размеры кюветы выбираются таким образом, чтобы неоднородность распределения энерговклада осколков деления (отношение максимального значения энерговклада к минимальному, без учета падения энерговклада на границах слоя) не превышало 2. При этом оптимальное отношение пробега осколка деления к диаметру люминесцентной кюветы находится в пределах 2–3 [1]. Пробеги среднего осколка деления  $^{235}\text{U}$  в различных инертных газах при нормальных условиях (н.у., давление 101,3 кПа, температура 300 К) представлены в таблице 2 [10].

Таблица 2

Пробеги среднего осколка деления в различных инертных газах (при н.у.)

Газ	He	Ne	Ar	Kr	Xe
Пробег осколка, мм	140	36	24	17	13

Для типичных поперечных размеров цилиндрических (диаметр 2–4 см, длина 20 см) и плоских урановых слоев (длина 20 см, ширина 6 см, расстояние между слоями 2 см) обычно используются следующие давления: гелий – 1–2 атм; неон – 0,5–1 атм; аргон и криптон – 0,25–0,5 атм; ксенон – 0,15–0,25 атм. При таких давлениях и размерах кювет в газе поглощается 10–20 % от полной кинетической энергии осколков деления.

При использовании второго способа возбуждения люминесцентная кювета (обычно цилиндрической формы) заполняется газовой смесью на основе  $^3\text{He}$ . При захвате нейтрона ядром  $^3\text{He}$  образуются протон с кинетической энергией 0,57 МэВ и тритон (ядро трития) с энергией 0,19 МэВ [11].

Пробеги протона и тритона для  $^3\text{He}$  при н.у. составляют соответственно 48 и 9 мм. В тяжелых инертных газах пробеги протона и тритона на порядок ниже [11].

Использование  $^3\text{He}$  позволяет получить практически однородную накачку значительных объемов газа при высоких давлениях газовой смеси (объемная накачка). Для выполнения требований к однородности распределения энерговклада при диаметре кюветы 2–4 см давление  $^3\text{He}$  должно составлять 2–4 атм. В этом случае в газ вкладывается 60–80 % от полной кинетической энергии протона и тритона.

#### 4. Световыход в ядерно-оптических преобразователях

Исследования показывают, что при возбуждении чистых инертных газов и их смесей ионизирующими излучениями основная доля люминесцентного излучения плазмы приходится на ближний ИК-диапазон 800–1500 нм. Эксперименты показывают, что в излучение этого диапазона преобразуется 1–2 % энергии продуктов ядерных реакций, поглощенной в газовой смеси [1], [6].

Ближний ИК-диапазон также удобен для регистрации, поскольку существуют радиационно-стойкие световоды, имеющие хорошее пропускание в этой области спектра. Кроме того, излучение данного диапазона может быть легко отделено как от теплового излучения газа (приходится на более длинноволновую область спектра), так и радиационно-индуцированного излучения материала световода (коротковолновая область спектра). Для примера на рис. 3 представлены спектры пропускания радиационно-стойкого кварцевого волокна длиной 5, 30 и 100 м.

Оценим световыход ЯОП при использовании поверхностной и объемной накачки.

Будем полагать, что средняя энергия фотона люминесцентного излучения составляет около 1 эВ (ближний ИК-диапазон). Т.о., на 1 МэВ энергии, поглощенной в газе, приходится  $\beta \cdot 10^6$  фотонов, где  $\beta \approx 1-2\%$  – эффективность преобразования энергии продуктов ядерных реакций в световое излучение.

Если ввести параметр  $\epsilon$  – долю энергии продуктов ядерных реакций, поглощенную в газе (для поверхностной накачки  $\epsilon \approx 10-20\%$ , для объемной –  $\epsilon \approx 60-80\%$ ), то скорость образования фотонов в кювете можно найти по формуле

$$\frac{dN_{ph}}{dt} = \beta \epsilon E_0 V n_0 \langle \sigma \rangle F, \quad (4)$$

где  $N_{ph}$  – число фотонов;  $E_0$  – кинетическая энергия продуктов ядерной реакции (170 МэВ для осколков деления  $^{235}\text{U}$  и 0,73 МэВ для протона и тритона);  $V$  – объем делящегося материала;  $n_0$  – концентрация атомов делящегося материала;  $\langle \sigma \rangle$  – усредненное по спектру нейтронов сечение ядерной реакции;  $F$  – плотность потока нейтронов.

Ниже будем использовать величину сечения для тепловых нейтронов с энергией 0,0252 эВ, а плотность потока нейтронов приводить к тепловым нейтронам, так, что  $\langle \sigma \rangle F = \sigma_{th} F_{th}$ , где  $\sigma_{th}$  –

сечение ядерной реакции для тепловых нейтронов;  $F_{th}$  – плотность потока нейтронов в пересчете на тепловые нейтроны.

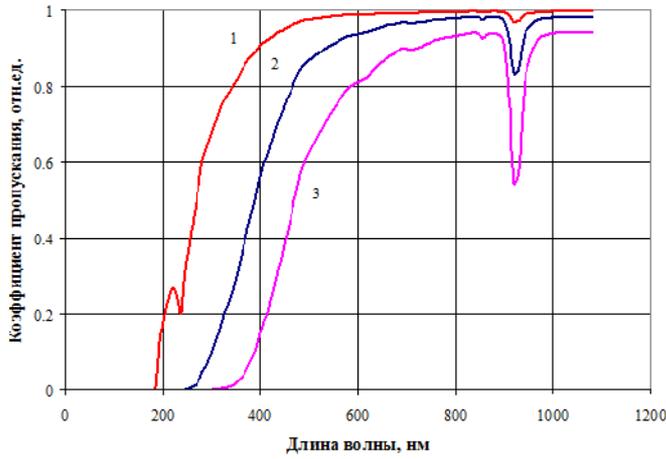


Рис. 3. Спектр пропускания кварцевого волокна: 1 – длина кварцевого волокна 5 м; 2 – 30 м; 3 – 100 м

Оценим скорость образования ИК-фотонов в люминесцентной кювете для случая поверхностного (слои  $^{235}\text{U}$ ) и объемного ( $^3\text{He}$ ) энергоклада. Расчеты проводились при следующих параметрах:

- геометрические размеры кюветы: длина 20 см, радиус 1,4 см;
- слои из металлического урана 90 % обогащения по  $^{235}\text{U}$ , толщина слоя урана равна 4 мг/см<sup>2</sup> (2,1 мкм);
- давление  $^3\text{He}$  составляет 2 атм;
- плотность потока тепловых нейтронов  $F_{th} = 1$  т.н./см<sup>2</sup>·с).

Результаты расчетов приведены в таблице 3 (в таблице представлена консервативная оценка). Из таблицы видно, что в кювете с урановыми слоями происходит ~1 деление в секунду, в то время как в кювете, заполненной  $^3\text{He}$ , скорость ядерных реакций  $^3\text{He} (n, p)^3\text{H}$  составляет ~40. Скорость образования фотонов в обоих случаях практически одинакова и равна  $1-2 \cdot 10^5 \cdot \text{с}^{-1}$ .

Таблица 3

Скорость образования фотонов для  $F_{th} = 1$  т.н./см<sup>2</sup>·с)

Материал	$E_0$ , МэВ	$\sigma_{th}$ , барн	$\beta$ , %	$\varepsilon$ , %	$dN_r/dt$ , 1/с	$dN_{ph}/dt$ , 1/с
$^{235}\text{U}$	170	580	1	10	0,94	$1,6 \cdot 10^5$
$^3\text{He}$	0,76	5400	1	70	36	$1,9 \cdot 10^5$

## 5. Предельные возможности светособирающих систем

Светосбор в ЯОП обычно осуществляется с помощью оптической системы, фокусирующей излучение на входное окно световода.

Возможности пропускания светового пучка любой оптической системой определяются теоремой Штраубеля для идеальных световых трубок [12]

$$\begin{aligned} \Phi &= \Phi_1 \equiv n_1^2 \int_{S_1} dS_1 \int_{\Delta\Omega_1} \cos\{i_1\} d\Omega_1 = \\ &= \Phi_2 \equiv n_2^2 \int_{S_2} dS_2 \int_{\Delta\Omega_2} \cos\{i_2\} d\Omega_2, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $\Phi$  – световой поток;  $n_1$  и  $n_2$  – показатели преломления двух сред;  $\Delta\Omega_1$  и  $\Delta\Omega_2$  – ограничивающие световую трубку телесные углы;  $S_1, S_2$  – поперечные сечения пучка;  $i_1$  и  $i_2$  – углы оси световой трубки с нормалью к площадкам  $dS_1, dS_2$ .

Максимальный коэффициент светосбора в системе ядерный оптический преобразователь – световод при использовании светособирающих оптических систем определяется выражением  $\eta_{\max} = \Phi_2/\Phi_1$ , где  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$  – световые потоки в ЯОП и световоде.

Излучение в ЯОП является изотропным, поэтому  $\Delta\Omega_1 = 4\pi$ . Полагая, что предельный угол распространения излучения в световоде составляет  $\psi$ , получаем (в параксиальном приближении, когда  $\psi \ll \pi$ )  $\Delta\Omega_2 = \pi\{\sin\psi\}^2$ . Отсюда имеем

$$\frac{n_2 \sin\psi}{n_1} = \sin\phi_0 \equiv A_0, \quad \eta_{\max} \equiv \frac{\Phi_2}{\Phi_1} = \frac{S_{\text{det}} A_0^2}{4\pi r_0^2}, \quad (3)$$

где  $A_0$  – номинальная числовая апертура световода;  $\phi_0$  – номинальный апертурный угол [13];  $S_{\text{det}}$  – площадь входного окна световода;  $r_0$  – радиус люминесцентной кюветы;

Теорема Штраубеля накладывает ограничение на предел пропускания светового потока: при использовании фокусирующей оптики освещенность приемника (входного окна световода) не может превысить яркость источника. Т.о., максимальный коэффициент светосбора таких систем ограничен значением  $\eta_{\max}$ .

В монографии [12] отмечено, что теорема Штраубеля не применима к системам, в которых происходит пересечение световыми лучами области источников. В этом случае освещенность приемника может быть выше, чем яркость источника. Это может быть достигнуто с помощью специальных отражателей, которые возвращают в область

источника лучи, проходящие мимо приемника (или находятся вне его угла зрения). В частности, при установке на заднем торце люминесцентной кюветы отражающего зеркала, значение  $\Delta\Omega_1$  может быть уменьшено до  $2\pi$ . В этом случае  $\eta_{\max}$  увеличится в 2 раза.

## 6. Светосбор в ЯОП с помощью световода

Рассмотрим сбор излучения цилиндрической люминесцентной кюветы, осуществляемый непосредственно с помощью световода.

Каждую внутреннюю точку кюветы считаем изотропным источником излучения, причем мощности этих элементарных источников света считаем равными. Среду внутри кюветы считаем однородной, поглощением и отражением излучения от стенок кюветы пренебрегаем (см. рис. 4).

Коэффициент светосбора  $\eta$  данной системы можно найти по формуле

$$\eta = \frac{1}{V} \int_0^{r_0} r dr \int_{\Delta L}^{L+\Delta L} dz \int_0^{2\pi} \frac{z S_{\text{det}} \zeta(\phi)}{4\pi \{r^2 + z^2\}^{3/2}} d\phi, \quad (4)$$

$$\phi = \frac{z}{\{r^2 + z^2\}^{1/2}}$$

где  $\zeta(\phi)$  – входная функция световода (доля излучения, проходящая внутрь световода, в зависимости от угла падения  $\phi$ ).

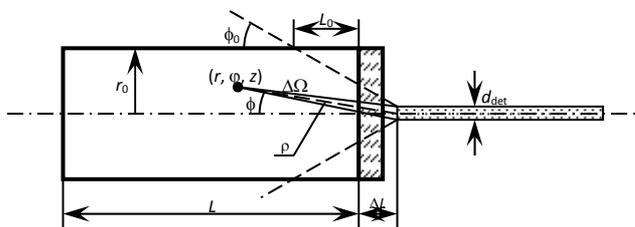


Рис. 4. Светосбор без использования фокусирующих элементов

Если считать, что в световод поступает (без потерь) все излучение, попадающее на его входное окно и распространяющееся внутри предельного угла  $\phi_0$ , то  $\zeta(\phi) = 1$  при  $|\phi| < \phi_0$  и  $\zeta(\phi) = 0$  при  $|\phi| > \phi_0$ .

В этом случае для  $L < L_0 = r_0 \text{ctg}\{\phi_0\} - \Delta L$  (считаем, что  $r_{\text{det}} \ll r_0$ ) коэффициент светосбора  $\eta$  является величиной постоянной ( $\eta = \eta_0$ ), поскольку угол зрения световода охватывает только внут-

реннюю область кюветы, не касаясь ее стенок. Для  $\Delta L = 0$   $\eta_0$  можно найти по следующей приближенной формуле

$$\eta_0 \approx \eta_{\max} = \frac{S_{\text{det}} A_0^2}{4\pi r_0^2} = \frac{S_{\text{det}}}{4\pi L_0^2}. \quad (5)$$

Для световодов, в настоящее время используемых в оптических детекторах нейтронов,  $A_0 \approx 0,2$  [3]. Учитывая, что стандартная длина и радиус цилиндрического уранового слоя составляют  $L = 20$  см,  $r_0 = 14$  мм, получаем следующее значение коэффициента светосбора  $\eta \approx 1 \cdot 10^{-6}$  (для  $\Delta L = 1$  см). Отметим, что для данных параметров  $L_0 = 5,9$  см,  $\eta_0 \approx 2,1 \cdot 10^{-6}$ .

## 7. Пути повышения коэффициента светосбора

Из вышеизложенного видно, что коэффициент светосбора простейшей системы «цилиндрическая люминесцентная кювета – световод» весьма мал и для размеров кюветы и параметров световода, используемых в настоящее время, составляет около  $10^{-6}$ . Для повышения светосбора можно применить следующие подходы:

- использование отражающего зеркала, установленного на глухом торце люминесцентной кюветы (противоположно выходному окну);
- полировка боковых стенок кюветы;
- использование светособирающих оптических систем;
- использование кювет с диффузно отражающими стенками.

### 7.1. Отражающее зеркало

Данный метод может быть использован как для люминесцентных кювет, в которых накачка среды производится осколками деления, вылетающими из урановых слоев, так и в случае использования реакции  ${}^3\text{He} (n, p) {}^3\text{H}$  при наполнении кюветы газовой смесью, содержащей  ${}^3\text{He}$ . Схема распространения лучей в кювете с отражающим задним зеркалом представлена на рис. 5.

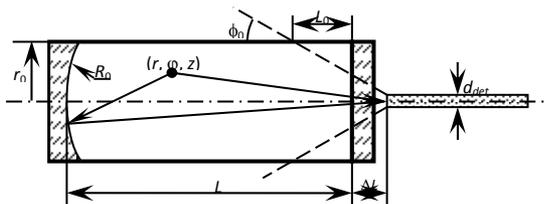


Рис. 5. Светосбор в кювете с отражающим задним зеркалом

В параксиальном приближении выражение для дополнительной доли излучения, попадающего на входное окно световода, имеет вид

$$\eta_R = \frac{S_{\text{det}}}{2V} \int_0^{r_0} r dr \int_0^L \frac{dz}{B^2} h \left\{ \phi_0 - \left| \frac{r}{B} \right| \right\} h \left\{ r_0 - r \left| 1 - \frac{Az}{B} \right| \right\}, \quad (6)$$

где  $h(x)$  – единичная функция Хэвисайда [15];  $A$ ,  $B$  – элементы матрицы прохода оптической системы  $ABCD$  от источника излучения до входного окна световода [14].

Легко видеть, что использование плоского заднего зеркала равносильно двукратному удлинению кюветы, что эффективно только при длине кюветы  $L < L_0$ . Расчеты показывают, что более эффективно использовать не плоское, а вогнутое зеркало с радиусом кривизны  $L/3 < R_0 < L$ . В этом случае дополнительный вклад от наличия заднего зеркала возрастает в 2 раза, по сравнению с плоским зеркалом.

На рис. 6 представлены результаты расчетов относительной доли излучения  $\eta_R/\eta$  в зависимости от радиуса зеркала и длины кюветы. Расчеты проводились для  $r_0 = 14$  мм,  $d_{\text{det}} = 400$  мкм,  $\Delta L = 1$  см, при  $A_0 = 0,2$ .

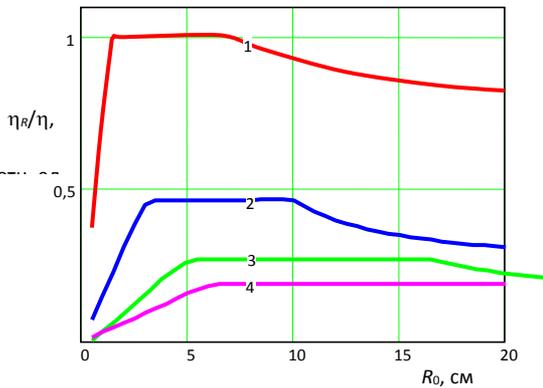


Рис. 6. Относительная доля излучения  $\eta_R/\eta$  в зависимости от радиуса зеркала и длины кюветы:  $L = 5$  см (1); 10 см (2); 15 см (3); 20 см (4)

## 7.2. Полированные боковые стенки кюветы

Как показывают вышеприведенные расчеты, для длинных кювет, когда отношение  $L/r_0 > \text{ctg}\{\phi_0\}$  достаточно велико (т.е.  $L > L_0$ ), наличие заднего зеркала слабо сказывается на потоке излучения, попадающего на световод. Это связано с ограничивающим влиянием стенок кюветы, на которых излучение поглощается.

Обойти это ограничение позволяет использование отражающих стенок. В этом случае увеличение длины кюветы должно (на первый взгляд) привести к пропорциональному (при 100 % коэффициенте отражения) повышению светосбора. Отметим, что данный метод применим только для случая объемной накачки.

С другой стороны, излучение, отраженное от стенок кюветы должно попасть в световод, т.е. иметь не очень большой угол наклона относительно оптической оси, иначе световод не «увидит» это излучение (эффект «запирания» излучения).

Углы, под которыми «виден» световод из внутренней точки кюветы, при  $N$  отражениях от стенок кюветы, можно определить по формуле (см. рис. 7)

$$\phi_N^{(1,2)} = -\frac{r \pm 2Nr_0}{z + \Delta L}. \quad (7)$$

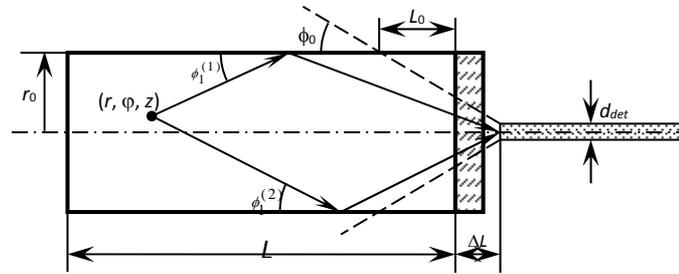


Рис. 7. Светосбор в кювете с отражающими стенками

Наличие двух значений для угла связано с тем, что возможно отражение светового луча как от ближней (в выражении знак плюс), так и дальней (знак минус) стенки кюветы (в плоскости падения луча на световод).

Приведем выражение для расчета среднего коэффициента светосбора при  $N$  отражениях от стенок кюветы (полагаем, что коэффициент отражения близок к 100 %)

$$\eta_N^{(1,2)} = \frac{S_{\text{det}}}{2V} \int_0^{r_0} r dr \int_0^L \frac{h\{\phi_0 - \phi_N^{(1,2)}\}}{|B_{\tau} B_{nN}^{(1,2)}|} \times \min \left\{ 1, \frac{\phi_0 |B_{nN}^{(1,2)}|}{r_{\text{det}} |D_{nN}^{(1,2)}|} \right\} dz, \quad (8)$$

где  $B$ ,  $D$  – элементы матрицы прохода оптической системы  $ABCD$  от точки излучения до входного окна световода; нижние индексы  $\tau$  и  $n$  обозначают параметры матриц прохода в плоскости падения ( $\tau$ ) и ортогональной ей плоскости ( $n$ ).

Проведенные расчеты показали, что для  $L < L_0$   $\eta_{ref} = 0$  (где  $\eta_{ref}$  – дополнительный вклад в коэффициент светосбора за счет отражения от стенок кюветы); при  $L > L_0$   $\eta_{ref}$  сначала довольно быстро растет, но при дальнейшем увеличении длины кюветы отношение  $\eta_{ref}/\eta$  стремится к предельному значению. В частности, для  $r_0 = 14$  мм,  $d_{det} = 400$  мкм,  $\Delta L = 1$  см,  $A_0 = 0,2$  и длине кюветы  $L = 20$  см,  $\eta_{ref}/\eta \approx 1,8$ .

Т.о., данный метод имеет весьма ограниченные возможности и не является эффективным для достаточно длинных кювет.

### 7.3. Однолинзовая оптическая система

Как было показано выше, при длине кюветы  $L \gg L_0$   $\eta \sim 1/L$ , что приводит к ограничению мощности излучения, которую можно ввести в световод.

Обойти это ограничение позволяет использование однолинзовой оптической системы, когда входное окно световода располагается в фокусе линзы. Схема светосбора при использовании однолинзового объектива представлена на рис. 8.

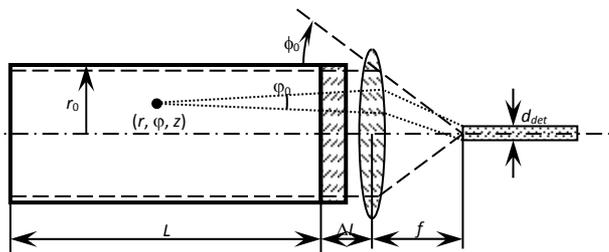


Рис. 8. Светосбор с помощью однолинзовой оптической системы

В случае, если  $Lr_{det} \ll r_0f$ , коэффициент светосбора составляет

$$\eta_f = \frac{\pi\varphi_0^2}{4\pi} = \frac{S_{det}}{4\pi f^2}, \quad \varphi_0 = \frac{d_{det}}{f}, \quad (9)$$

где  $f$  – фокусное расстояние линзы.

Из формулы (9) следует, что коэффициент светосбора увеличивается при использовании линз с малыми фокусными расстояниями (короткофокусные линзы). Однако, в случае, если  $\varphi_0 f < r_0$ , часть объема люминесцентной кюветы, который «виден» из входного окна световода также пропорциональна  $f^2$ , поэтому повысить мощность излучения, попадающую в световод, таким методом нельзя.

На практике наиболее удобно пользоваться длиннофокусными линзами, имеющими меньший астигматизм и большую рабочую область. Поэтому лучше всего использовать следующее значение для фокусного расстояния линзы:  $f_0 = r_0/\varphi_0$ . В этом случае объем кюветы, «видимый» из входного окна световода, совпадает с полным внутренним объемом люминесцентной кюветы, а коэффициент светосбора равен  $\eta_0$  (5), т.е. максимальному коэффициенту светосбора согласно теореме Штраубеля. При этом на длину кюветы накладывается ограничение  $L \ll L_{max} = r_0f/r_{det} - \Delta L$ , гораздо более мягкое, чем ограничение  $L < L_0 = r_0/\varphi_0$ .

Оценим коэффициент светосбора, значения  $f_0$ ,  $\varphi_0$  и  $L_{max}$ . При проведении расчетов используем следующие параметры:  $r_0 = 14$  мм,  $d_{det} = 400$  мкм,  $A_0 = 0,2$ . Получаем:  $f_0 = 6,9$  см,  $\varphi_0 = 2,9$  мрад,  $L_{max} = 4,9$  м. Коэффициент светосбора  $\eta_f = 2,1 \cdot 10^{-6}$ .

На рис. 9 представлены результаты расчетов отношения  $\eta_f/\eta$  в зависимости от длины кюветы для нескольких значений числовой апертуры световода (значения числовой апертуры расставлены около кривых). Из рис. 9 видно, что использование линзы в системе светосбора эффективно при длине кюветы  $L > L_0$ , причем для  $L > L_0$  наблюдается близкое к линейному возрастанию относительного светосбора  $\eta_f/\eta$ .

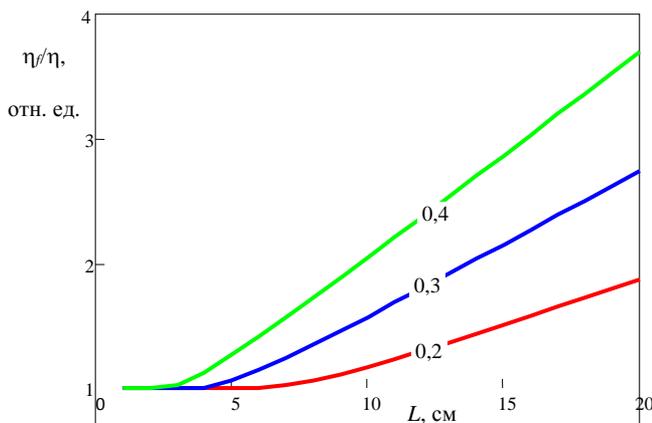


Рис. 9. Зависимость относительного коэффициента светосбора для однолинзовой системы  $\eta_f/\eta$  от длины излучающего объема

### 7.4. Диффузные светособирающие системы

Преодолеть ограничение, накладываемое теоремой Штраубеля и избежать «запирания» излуче-

ния при использовании отражающих светособирающих систем можно с помощью эффекта диффузного отражения [12]. Схема светосбора для люминесцентной кюветы с диффузно отражающими стенками представлена на рис. 10.

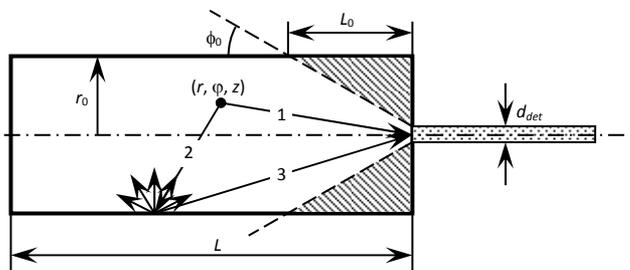


Рис. 10. Светосборение в кювете с диффузно отражающими стенками: 1 – луч света от источника, попадающий на входное окно световода; 2 – луч света от источника, падающий на стенку кюветы; 3 – луч света, попадающий на входное окно световода, испытавший одно диффузное отражение от стенки кюветы

Из рис. 10 видно, что кроме лучей, которые попадают в световод непосредственно от источника излучения (луч 1), имеется множество лучей, которые попадают на входное окно световода после одного или нескольких отражений от стенок кюветы (луч 3).

Для объемного источника излучения, интенсивность которого однородно распределена по внутреннему объему кюветы, достаточно точным является допущение, что стенки кюветы и входное окно световода являются равномерно освещенными. Если  $k = S_{\text{det}}/S \ll 1$ , где  $S$  – площадь внутренней поверхности кюветы, то коэффициент диффузного светосбора  $\eta_{\text{diff}}$  может быть найден по следующей формуле [12]

$$\eta_{\text{diff}} \approx \frac{kR}{1 - \{1 - k\}R}, \quad k = \frac{S_{\text{det}}}{S}, \quad (10)$$

где  $R$  – коэффициент диффузного отражения излучения от стенок кюветы.

При выводе формулы (10) использовалось дополнительное предположение, что часть отраженного света, попадающая на входное окно световода, пропорциональна  $k$ .

В формуле (10) предполагается, что световод «видит» все излучение, приходящее на его входное окно. Для учета ограничения на числовую апертуру световода в формуле (10) нужно использовать «подправленное» выражение для  $k$   $k' = S_{\text{det}} S'/S^2$ , где  $S'$  – часть площади внутренней поверхности кюветы, которую «видит» световод (т.е. доля излучения, попавшая на световод пропорциональна отношению  $S'/S$ ).

Оценим коэффициент диффузного светосбора для цилиндрической кюветы при следующих параметрах:  $r_0 = 14$  мм,  $L = 10$  см,  $d_{\text{det}} = 400$  мкм, коэффициент диффузного отражения  $R = 0,9$ . Имеем: площадь внутренней поверхности кюветы  $S = 100$  см<sup>2</sup>, отношение площадей  $k = 1,3 \cdot 10^{-5}$ , коэффициент диффузного светосбора  $\eta_{\text{diff}} = 1,1 \cdot 10^{-4}$ .

В таблице 4 приведены значения коэффициента светосбора для кюветы в виде цилиндра и конуса при различных коэффициентах диффузного отражения стенок. При проведении расчетов использовались следующие параметры:  $r_0 = 14$  мм,  $L = 10$  см,  $d_{\text{det}} = 400$  мкм. Для  $A_0 = 0,2$  максимальные коэффициенты «прямого» светосбора цилиндра и конуса составляют  $2 \cdot 10^{-6}$  и  $6,1 \cdot 10^{-6}$  соответственно.

Расчеты показывают, что использование ЯОП с диффузно отражающими стенками наиболее эффективно для достаточно коротких кювет, у которых  $L \sim 2r_0$ , причем, для реализации максимального светосбора в этом случае необходимо использовать световоды с достаточно большой числовой апертурой.

Т.о., использование кювет с диффузно отражающими стенками позволяет увеличить коэффициент светосбора на несколько порядков, по сравнению со случаем использования зеркально отражающих и фокусирующих светособирающих систем.

Таблица 4

Коэффициенты диффузного светосбора для кюветы в виде цилиндра и конуса

Коэфф. отражения $R$	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	0,95	0,99
$\eta_{\text{diff}}$	цилиндр	$1,3 \cdot 10^{-5}$	$1,9 \cdot 10^{-5}$	$2,9 \cdot 10^{-5}$	$5 \cdot 10^{-5}$	$1,1 \cdot 10^{-4}$	$2,4 \cdot 10^{-4}$
	конус	$2,4 \cdot 10^{-5}$	$3,6 \cdot 10^{-5}$	$5,7 \cdot 10^{-5}$	$9,7 \cdot 10^{-5}$	$2,2 \cdot 10^{-4}$	$2,4 \cdot 10^{-3}$

## 8. Предел чувствительности оптического детектора нейтронов

Оценим предел чувствительности детектора нейтронов на основе ядерно-оптического преобразователя. Ниже будем полагать, что коэффициент пропускания световода в области длин волн 1–1,2 мкм составляет 100 %.

Определим количество фотонов, достигающих фоторегистрирующего устройства от люминесцентной кюветы. При расчетах используем следующие параметры:  $r_0 = 14$  мм;  $L = 20$  см;  $d_{\text{det}} = 400$  мкм;  $A_0 = 0,2$ .

Как было показано выше, при использовании однолинзовой светособирающей системы максимальный коэффициент «прямого» светосбора составляет  $2 \cdot 10^{-6}$  и с помощью установки плоского 100 % отражающего заднего зеркала может быть повышен до  $4 \cdot 10^{-6}$ . В случае цилиндрической люминесцентной кюветы с диффузно отражающими стенками коэффициент светосбора составляет  $6 \cdot 10^{-5}$  при коэффициенте диффузного отражения  $R = 90$  % и  $6,6 \cdot 10^{-4}$  для  $R = 99$  %.

Для плотности потока тепловых нейтронов  $F_{th} = 1$  т.н./( $\text{см}^2 \cdot \text{с}$ ) скорость образования фотонов в ядерно-оптическом преобразователе составляет  $1-2 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$  для обоих типов энерговклада (см. табл. 3). Для вышеприведенных условий получаем, что скорость счета фотонов на фотоприемном устройстве составляет:

- $\sim 1$  фотон в секунду при использовании схемы «прямого» светосбора;
- $\sim 10 / 100$  фотонов в секунду для кюветы с диффузно отражающими стенками с коэффициентом отражения 90 / 99 %.

Учитывая, что чувствительность ФЭУ в режиме счета фотонов составляет около десяти ИК-фотонов в секунду [16], можно заключить, что предельная чувствительность оптического детектора нейтронов составляет:

- $\sim 10$  т.н./( $\text{см}^2 \cdot \text{с}$ ) при использовании схемы «прямого» светосбора;
- $\sim 1 / 0,1$  т.н./( $\text{см}^2 \cdot \text{с}$ ) для кюветы с диффузно отражающими стенками с коэффициентом отражения 90 / 99 %.

Т.о., оптический детектор нейтронов по своей чувствительности сравним с камерами деления, работающими в счетном режиме (типа КНК-15), чувствительность которых составляет около 1 т.н./( $\text{см}^2 \cdot \text{с}$ ).

## Заключение

Перечислим основные пути повышения чувствительности оптического детектора нейтронов на основе ядерно-оптического преобразователя:

- увеличение площади сечения световода или использование нескольких световодов. В этом случае коэффициент светосбора пропорционален площади входного окна световода и количеству используемых световодов;

- использование световодов с высокой числовой апертурой. Так, увеличение числовой апертуры с 0,2 до 0,4 приведет к повышению световыхода в 4 раза, а увеличение с 0,2 до 0,6 – почти на порядок;

- использование люминесцентных кювет с диффузно отражающими стенками. В этом случае коэффициент светосбора может быть увеличен на два-три порядка по сравнению со случаем «прямого» светосбора. Данный способ может быть применен при использовании газовых смесей на основе  $^3\text{He}$ .

При использовании одного из этих способов детектор нейтронов на основе ЯОП позволит регистрировать потоки нейтронов с плотностью  $\sim 1$  т.н./( $\text{см}^2 \cdot \text{с}$ ) при работе фотоприемного устройства (ФЭУ) в режиме счета фотонов. Это сравнимо с чувствительностью промышленных камер деления, работающих в счетном режиме.

Комплексное использование данных методов позволит увеличить коэффициент светосбора излучения ядерно-оптического преобразователя до значений 1–10 %, что даст возможность регистрировать поток фотонов в токовом режиме работы ФЭУ при уровнях нейтронного потока  $\sim 1$  т.н./( $\text{см}^2 \cdot \text{с}$ ).

В случае, если на стенки кюветы не может быть нанесено диффузно отражающее покрытие (из-за наличия слоев  $^{235}\text{U}$ ), наилучшим решением является использование однолинзовой фокусирующей с системы в совокупности с плоским 100 % отражающим зеркалом, установленным на глухом торце кюветы. Такая схема позволяет использовать ЯОП достаточно большой длины (1–2 м) без снижения коэффициента светосбора.

## Список литературы

1. С. П. Мельников, А. Н. Сизов, А. А. Синянский. Лазеры с ядерной накачкой. Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2008.

2. А. А. Sinyanskii, S. P. Melnikov, L. E. Dovbysh, G. L. Johnson Nuclear-optical convert-

ers for neutron detection. Proc. 4th Amer. Nucl. Soc. Int. Topical Meeting on Nuclear Plant Instrumentation, Controls and Human-Machine Interface Technologies, Columbus, Ohio, 2004.

3. В. В. Горбунов, Л. Е. Довбыш, С. П. Мельников, А. А. Синянский, В. М. Цветков, А. В. Сеницын. Нейтронный детектор на основе ядерно-оптического преобразователя // Труды РФЯЦ-ВНИИЭФ. 2007. Вып. 11. С. 180–199.

4. А. А. Абрамов, В. В. Горбунов, С. П. Мельников, А. В. Сеницын, А. А. Синянский, В. М. Цветков, А. Х. Мухаматуллин. Спектры люминесценции инертных газов и их смесей в ближней ИК-области при возбуждении осколками деления урана. Труды РФЯЦ-ВНИИЭФ // 2005. Вып. 8. С. 180–199.

5. В. В. Горбунов, В. Д. Григорьев, Л. Е. Довбыш, С. П. Мельников, А. В. Сеницын, А. А. Синянский, В. М. Цветков Спектры люминесценции плотных газов в области 350–875 нм при возбуждении осколками деления урана. I. Инертные газы и их смеси // Труды РФЯЦ-ВНИИЭФ. 2004. Вып. 6. С.148–173.

6. А. А. Abramov, V. V. Gorbunov, S. P. Melnikov, A. Kh. Mukhamatullin, A. A. Pikulev, A. V. Sinitsyn, A. A. Sinyanskii, V. M. Tsvetkov Luminescence of nuclear-induced rare-gas plasmas in near infrared spectral range // Proceedings of SPIE. 2006. V.6263. P.279–296.

7. А. Б. Дмитриев, Е. К. Малышев Нейтронные ионизационные камеры для реакторной техники. Москва: Атомиздат, 1975.

8. ОАО «Научно-исследовательский институт технической физики и автоматизации» (НИИТФА). Каталог продукции, 2010.

9. Г. В. Кулаков, Е. К. Малышев, О. И. Щетинин. Вакуумные детекторы излучения. Москва: Энергоатомиздат, 1982.

10. В. Т. Казазян, Б. А. Литвиненко, Л. П. Рогинец, И. А. Савушкин Физические основы использования кинетической энергии осколков деления в радиационной химии. Минск: Наука и техника, 1972.

11. С. В. Стародубцев, А. М. Романов Прохождение заряженных частиц через вещество. Ташкент: Изд-во АН УзССР, 1962.

12. Ю. А. Цирлин Светособирание в сцинтилляционных счетчиках. Москва: Атомиздат, 1975.

13. В. Б. Вейнберг, Д. К. Саттаров Оптика световодов. Ленинград: Машиностроение, 1977.

14. Ю. А. Ананьев Оптические резонаторы и лазерные пучки. Москва: Наука, 1990.

15. Г. Корн, Т. Корн Справочник по математике для научных работников и инженеров. Москва: Наука, 1984.

16. Дж. Э. Джемисон, Р. Х. Мак-Фи, Дж. Н. Пласс, Р. Г. Грубе, Р. Дж. Ричардс Физика и техника инфракрасного излучения. Москва: Советское Радио, 1965.