

02

## Исследование спектральной зависимости времени жизни флуоресценции акридинового оранжевого в одномерных фотонных кристаллах

© Ю.А. Строкова, С.Е. Свяховский, А.М. Салецкий

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет,  
Москва, Россия

e-mail: sam@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 31.08.2024 г.

В окончательной редакции 31.08.2024 г.

Принята к публикации 30.09.2024 г.

Исследованы спектральные зависимости интенсивности флуоресценции  $I$  и среднего времени жизни  $\tau$  возбужденного состояния молекул акридинового оранжевого (АО), внедренных в одномерные фотонные кристаллы (ФК) при различных углах регистрации излучения. С помощью метода матриц рассеяния проведен расчет плотности электромагнитных мод ФК. Произведено сравнение спектральных характеристик флуоресценции АО в образцах ФК и образцах с постоянными порами (пористый кремний), а также с рассчитанными зависимостями относительной плотности электромагнитных мод.

Исследованы кинетики затухания флуоресценции АО в ФК при различных длинах волн, которые аппроксимировались суммой двух экспонент. Установлено, что короткоживущее свечение практически не зависит от длины волны, в то время как для долгоживущего свечения наблюдается немонотонная зависимость от  $\lambda$  с минимумом, соответствующим фотонной запрещенной зоне. Проведена оценка фактора Перселла для исследованных систем. Доказано, что экспериментально полученные зависимости энергетических и временных характеристик флуоресценции АО от  $\lambda$  обусловлены изменением плотности фотонных состояний.

**Ключевые слова:** фотонные кристаллы, фотонная запрещенная зона, плотность электромагнитных мод, акридиновый оранжевый, спектры флуоресценции, время жизни флуоресценции.

DOI: 10.61011/OS.2024.09.59186.7037-24

### Введение

Методы флуоресцентной спектроскопии в настоящее время широко применяются в биологии, экологии и биомедицине [1]. Особое значение эти методы имеют при исследовании взаимодействия малых молекул с биополимерами, в микроскопии и для чувствительного количественного анализа. При этом в этих и во многих других оптических приложениях (миниатюрные лазеры, светоизлучающие диоды, солнечные элементы) представляет большой интерес манипулирование спонтанным излучением флуорофоров. Одним из возможных подходов управления спонтанным излучением флуорофоров является модификация фотонной локальной плотности состояний их ближайшего окружения [2].

За последние десятилетия достигнут прогресс в разработке различных оптических сред, способных эффективно манипулировать фотонной локальной плотностью состояний и, следовательно, флуоресценцией. Это плазмонные метаматериалы [3,4], микрорезонаторы типа шепчущей галереи [5], фотонные кристаллы [6,7].

Фотонные кристаллы (ФК) являются искусственно неоднородными конструкциями, которые можно спроектировать и изготовить в одно- (1D), двух- (2D) и трехмерном измерениях (3D) для управления распространением света в определенном диапазоне частот, называемых фотонной запрещенной зоной (ФЗЗ) [8].

Одномерные ФК, в которых ФЗЗ представляет собой интервал частот, в пределах которого свет, распространяющийся в определенных направлениях, экспоненциально затухает, привлекают к себе большое внимание как с точки зрения фундаментальных исследований взаимодействия света с веществом [9,10], так и с точки зрения их практического применения в новом поколении перспективных оптоэлектронных приборов [11,12]. Они стали популярной платформой для реализации различных эффективных датчиков на основе флуоресцирующих молекул для измерения биомолекулярных взаимодействий, в частности для определения нуклеиновых кислот, обнаружения и исследования спектральных свойств белков и стероидного мониторинга [13,14]. В [14] показана возможность управления спектрами флуоресценции белков с помощью структуры с ФЗЗ.

Спектрально-флуоресцентные характеристики молекул красителей и перенос энергии электронного возбуждения между ними в одномерных ФК изучены в [15,16]. Установлено увеличение эффективности переноса энергии электронного возбуждения в ФК.

Концепция управления спонтанным излучением за счет модификации фотонной плотности состояний в ФК привлекла значительное внимание в последнее десятилетие. При этом ключевой вопрос заключается в том, могут ли ФК изменить динамику спонтанного излучения молекул красителя [17,18]. В [19] управление скоростью

спонтанного излучения флуорофоров было осуществлено с использованием органических молекулярных пленок с лоренцевой дисперсией. Такая дисперсия приводит к усилению и снижению скорости затухания фотолюминесценции на разных длинах волн.

В [20] экспериментально показано увеличение скорости спонтанного излучения квантовых точек внутри микрорезонатора пористого кремния и увеличение почти на порядок интенсивности фотолюминесценции квантовых точек в режиме слабой связи света с веществом. Авторы [20] продемонстрировали резкое изменение интенсивности спонтанного излучения квантовых точек на краю ФЗЗ в распределенных брэгговских отражателях из пористого кремния и доказали его зависимость от изменения плотности фотонных состояний.

В настоящей работе представлены результаты исследования спектральных характеристик и кинетик затухания флуоресценции акридинового оранжевого (АО) в матрицах одномерного ФК на основе мезопористого кремния.

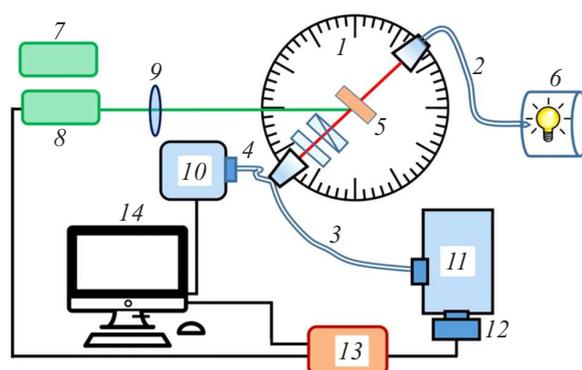
## Материалы и методы

Для исследования использовались одномерные ФК на основе окисленного мезопористого кремния (далее ФК) и образцы окисленного мезопористого кремния с постоянным диаметром пор (далее ПК). Средние радиусы пор ФК и ПК, измеренные методом сорбции газов, равны 5.3 и 3.5 nm соответственно. Образцы изготовлены по методике, описанной в работе [21]. Характеристики слоев ФК (толщина и показатель преломления) определялись по референсным однослойным образцам ПК, изготовленным при тех же условиях. Толщины слоев ФК, определенные таким образом, составляют  $85 \pm 9$  и  $116 \pm 9$  nm, показатели преломления 1.46 и 1.33, число периодов в структуре 100.

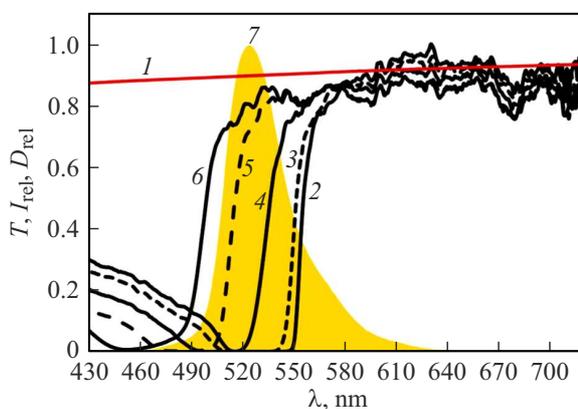
Для исследования был выбран АО, являющийся эффективным фотосенсибилизатором для фотодинамической терапии [22]. Максимум его спектра флуоресценции совпадает со спектром ФЗЗ. Кроме того, АО обладает достаточно высоким квантовым выходом флуоресценции ( $\eta = 0.46$ ) [22]. Несмотря на тушение излучения из-за контакта люминофоров с поверхностью пористого кремния, интенсивность свечения остается достаточно высокой, что обеспечивает его надежную регистрацию. Образцы были допированы молекулами красителя из растворов в этаноле (96%). Концентрация АО была  $4 \cdot 10^{-5}$  mol/l.

Исследования проводились с помощью установки (рис. 1), позволяющей измерять спектры пропускания при различных углах падения света на образец, спектры люминесценции и кинетику люминесценции при различных углах регистрации.

Установка состоит из поворотного столика (1), на котором закреплены торцы трех световодов (2–4). В центре столика расположен держатель образца (5). В качестве источника света для измерения спектров пропускания используется белый светодиод (6). Возбуждение

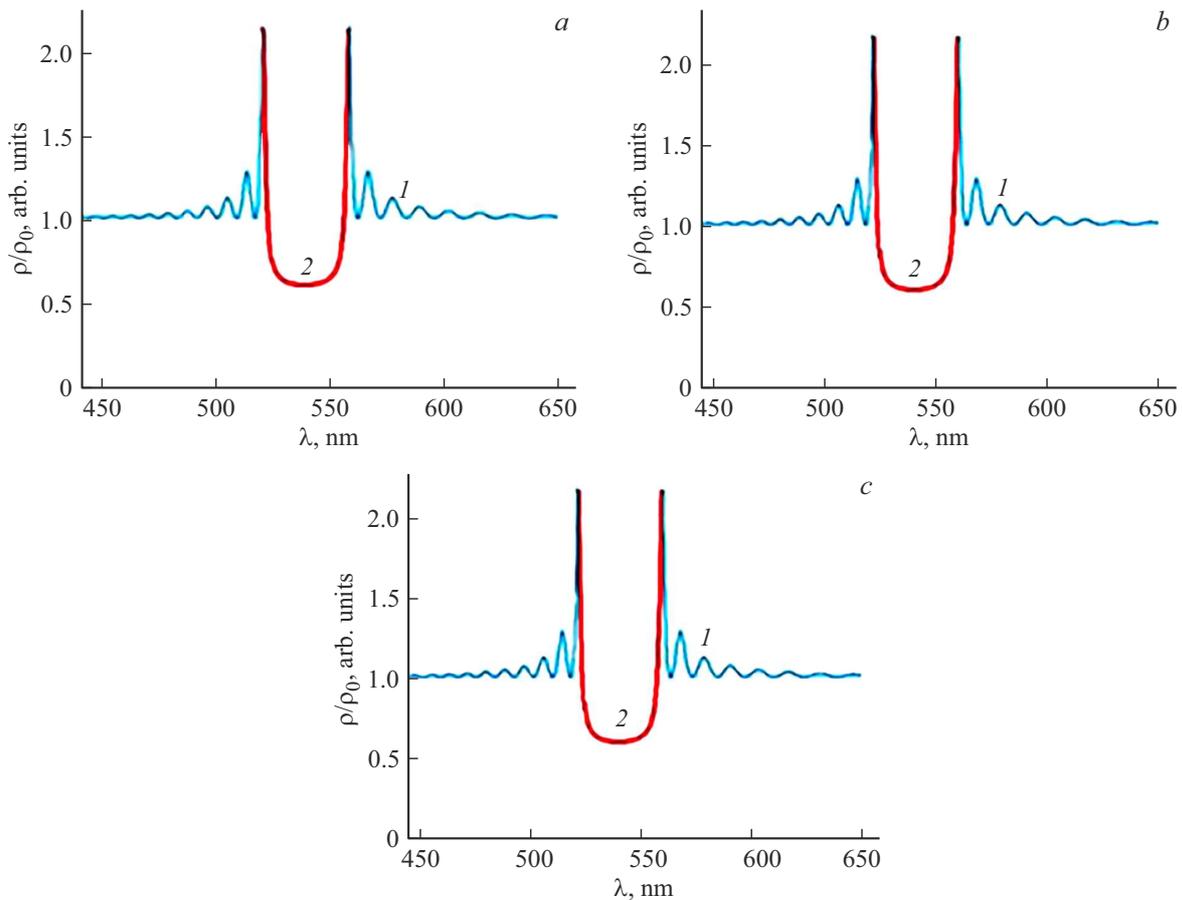


**Рис. 1.** Схема установки: 1 — поворотный столик, 2–4 — световоды, 5 — держатель образца, 6 — белый светодиод, 7, 8 — лазеры, 9 — собирающая линза, 10 — спектрофотометр, 11 — монохроматор, 12 — детектор, 13 — модуль счета одиночных фотонов, 14 — компьютер.



**Рис. 2.** Спектры пропускания: ПК (1) и ФК (2–6) при различных углах падения света:  $0^\circ$  (2),  $5^\circ$  (3),  $10^\circ$  (4),  $15^\circ$  (5),  $20^\circ$  (6). 7 — нормированный спектр флуоресценции АО в ПК при угле падения света  $0^\circ$ .

люминесценции образца осуществляется лазерами (7, 8) с длиной волны 405 nm, свет от которых фокусируется на образец с помощью собирающей линзы (9). Для исследования стационарных спектров флуоресценции использовался непрерывный полупроводниковый лазер с длиной волны излучения 405 nm (7). При исследовании кинетики флуоресценции использовался импульсный лазер BDL-405 (длина волны 405 nm) с длительностью импульса 80 fs. Спектры пропускания и стационарной люминесценции регистрируются спектрофотометром (10) на основе ПЗС-матрицы (3B Scientific GmbH). Для измерения кинетики люминесценции регистрирующий световод подключался ко входу монохроматора (11) (SOLAR TII MS2004), на выходе которого установлен фотодетектор PMC-100 (12). Регистрация кинетики люминесценции осуществляется модулем коррелированно по времени счета одиночных фотонов (13) (Becker & Hickl GmbH). Измеренная ширина на полувысоте аппаратной функции составила 200 ps. Использовалась частота



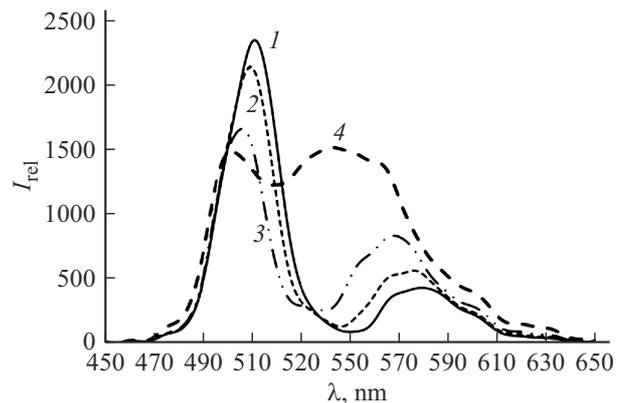
**Рис. 3.** Плотность ЭМ мод в конечном ФК (101 слой, толщина  $10\ \mu\text{m}$ ) с параметрами  $n_1 = 1.33$ ,  $n_2 = 1.46$ ,  $d_1 = 111\ \text{nm}$ ,  $d_2 = 84\ \text{nm}$ , ТМ-поляризация при различных углах распространения света (а)  $0^\circ$ , (b)  $10^\circ$ , (c)  $15^\circ$ . На всех графиках кривая 1 — плотность распространяющихся ЭМ мод, кривая 2 — плотность эванесцентных ЭМ мод.

та повторения импульсов 20 МГц. Спектральная ширина щелей монохроматора 5 нм. Управление экспериментальной установкой осуществлялось компьютером (14).

### Результаты и их обсуждение

*Спектрально-флуоресцентные характеристики исследованных структур.* На рис. 2 представлены спектры пропускания ПК (кривая 1) и ФК (кривые 2–6) для различных углов падающего света. Спектр пропускания ПК (кривая 1) в исследованной области длин волн практически не изменяется, в то время как в ФК (кривые 2–6) при различных углах падающего света наблюдаются немонотонные зависимости коэффициентов пропускания от длины волны с минимумом (обладают ФЗЗ) в диапазоне длин волн  $\sim 30\ \text{nm}$ , причем спектральное положение ФЗЗ изменяется в зависимости от угла падающего света.

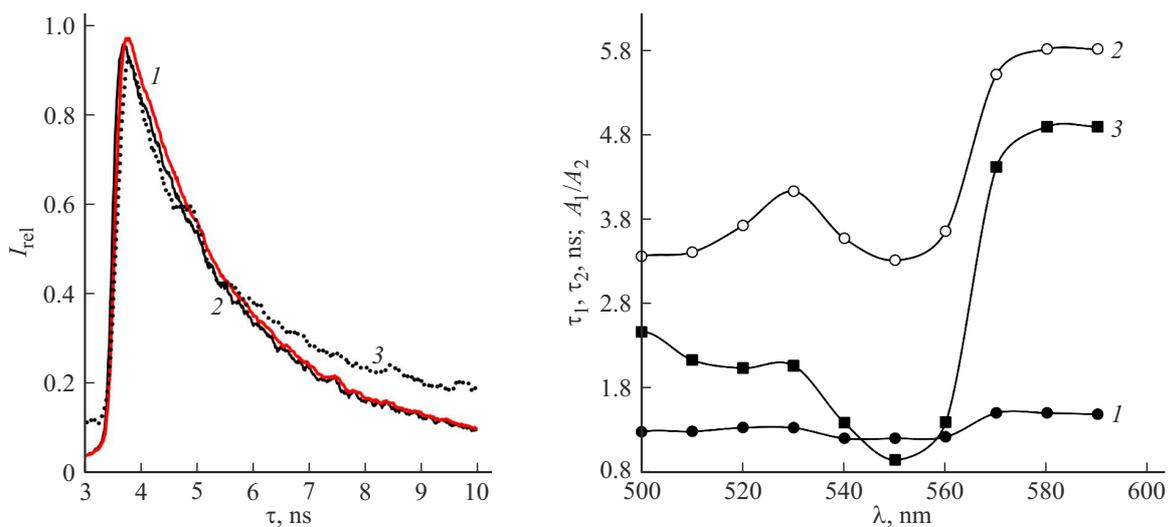
Для анализа экспериментально обнаруженных изменений спектров и кинетики затухания флуоресценции АО в ФК (рис. 4 и 5) необходимо оценить распределение локальной плотности электромагнитного (ЭМ) поля в ФК. Это возможно сделать в рамках диполь-



**Рис. 4.** Спектры флуоресценции АО и ФК при регистрации под углами:  $\alpha = 0^\circ$  (1),  $5^\circ$  (2),  $10^\circ$  (3),  $15^\circ$  (4).

ного приближения. Спектр коэффициента отражения конечного ФК вычислялся при помощи метода матриц распространения [23]. После вычисления комплексный спектр коэффициента отражения приводился к виду

$$r(\lambda) = r_0(\lambda)e^{i\phi(\lambda)}.$$



**Рис. 5.** (а) Зависимость изменения интенсивности флуоресценции молекул АО от времени в ПК (1) и ФК (2, 3) при регистрации на длине волны 510 (1, 2) и 550 nm (3). Длина волны возбуждения 405 nm. (б) Зависимости  $\tau_1$  (1),  $\tau_2$  (2) и  $A_1/A_2$  для АО в ФК от длины волны при  $\alpha = 0^\circ$ .

Фаза коэффициента отражения определяла фазу отраженной волны, на основании которой вычислялась производная  $|\frac{\partial \omega}{\partial k}|$ , где  $\omega$  и  $k$  — частота и волновой вектор фотона внутри ФК соответственно. Эта величина соответствует групповой скорости света в ФК. Плотность состояний ЭМ мод в ФК вычислялась согласно выражению

$$\rho(\omega) = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{|\frac{\partial \omega}{\partial k}|}.$$

Поскольку волновой вектор в ФК имеет действительную и мнимую части, то и плотность ЭМ мод также можно разделить на плотность распространяющихся и эванесцентных мод.

На рис. 3 приведены зависимости  $\rho/\rho_0(\lambda)$  для распространяющихся (кривая 1) и эванесцентных (кривая 2) ЭМ мод для различных углов распространения света ТМ-поляризации. Графики нормированы на  $\rho_0$  — плотность ЭМ мод в изотропной среде с показателем преломления  $n_{\text{eff}}$ , где

$$n_{\text{eff}} = n_1 \frac{d_1}{D} + n_2 \frac{d_2}{D}$$

определяется как средневзвешенный показатель преломления слоев ФК ( $D$  — период ФК,  $d_1$  и  $d_2$  — толщины слоев).

Из графиков видно, что с отклонением направления распространения света от нормали ФЗЗ сдвигается в область коротких длин волн. Плотность распространяющихся мод стремится к бесконечности на краю ФЗЗ, убывает при удалении от границ ФЗЗ и внутри ФЗЗ минимальна. Плотность эванесцентных мод отлична от нуля только внутри ФЗЗ, на краях ФЗЗ стремится к бесконечности. Таким образом, общая плотность ЭМ мод минимальна только в центре ФЗЗ.

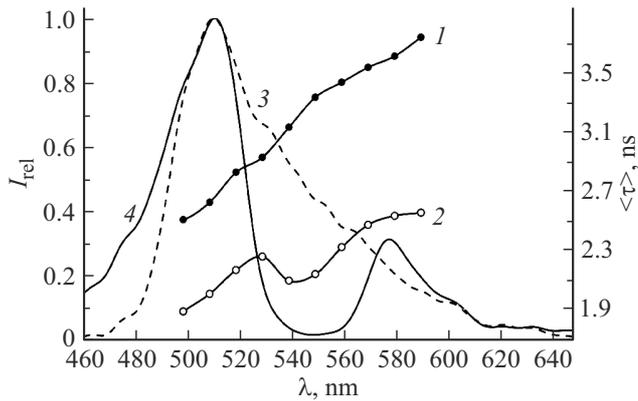
Известно [24], что объемная плотность энергии падающей ЭМ волны распределяется по слоям ФК неравномерно и зависит от частоты (длины волны). Объемная плотность энергии волны с длиной, превышающей ФЗЗ, концентрируется в слоях с большим показателем преломления, и, наоборот, объемная плотность энергии с длиной волны, меньшей ФЗЗ, концентрируется в слоях с меньшим показателем преломления. Следовательно, можно ожидать изменение спектрально-флуоресцентных характеристик молекул красителя, допированных в ФК.

Спектры флуоресценции АО в ФК были измерены при различных углах  $\alpha$  регистрации свечения. На рис. 4 представлены спектры флуоресценции АО в ФК для нескольких углов  $\alpha$ .

Из рис. 4 видно, что на всех спектрах флуоресценции присутствует „провал“, обусловленный ФЗЗ. С увеличением угла детектирования „провал“ в спектре смещается в коротковолновую область аналогично смещению ФЗЗ на спектрах пропускания ФК (рис. 2) и плотности ЭМ волн (рис. 3).

*Временные характеристики флуоресценции АО в ФК.* На рис. 5, а представлены зависимости интенсивности флуоресценции АО от времени ( $I(t)$ ) в ПК (1) и ФК (2, 3) при разных длинах волн наблюдения: вне ФЗЗ (1, 2) и внутри ФЗЗ (3). Из рис. 5, а видно, что при измерениях на длине волны вне зоны ФЗЗ наблюдается совпадение зависимостей  $I(t)$  для ПК и ФК (кривые 1, 2). При наблюдении флуоресценции АО на длинах волн, соответствующих ФЗЗ, наблюдается отклонение  $I$  при больших  $t$ . Удовлетворительное совпадение с экспериментальными кривыми дает аппроксимация затухания флуоресценции АО в ФК суммой двух экспонент:

$$I(t) = A_1 e^{(-t/\tau_1)} + A_2 e^{(-t/\tau_2)}, \quad (1)$$



**Рис. 6.** Зависимости  $\langle \tau \rangle$  для ПК (1) и ФК (2) от длины волны регистрации. Спектры флуоресценции АО в ПК (3) и ФК (4) при угле наблюдения  $\alpha = 0^\circ$ .

где  $A_i$  — амплитуды экспонент,  $\tau_i$  — времена затухания экспонент.

На рис. 5, b представлены зависимости  $\tau_1$  (кривая 1) и  $\tau_2$  (кривая 2) от длины волны флуоресценции. Из рис. 5, b видно, что  $\tau_1$  практически не зависит от  $\lambda$ , в то время как для  $\tau_2$  наблюдается немонотонная зависимость от  $\lambda$  с минимумом, соответствующим „провалу“ в спектре флуоресценции (рис. 4). На этом же рисунке представлена зависимость отношения  $A_1/A_2$  от  $\lambda$ . Видно, что в ФЗЗ растет доля молекул, обладающих долгоживущим свечением.

В дальнейшем для анализа влияния ФЗЗ ФК на кинетические характеристики флуоресценции молекул красителей будем рассматривать среднее время жизни флуоресценции:

$$\tau = \langle \tau \rangle = \frac{A_2\tau_1 + A_2\tau_2}{A_1 + A_2}. \quad (2)$$

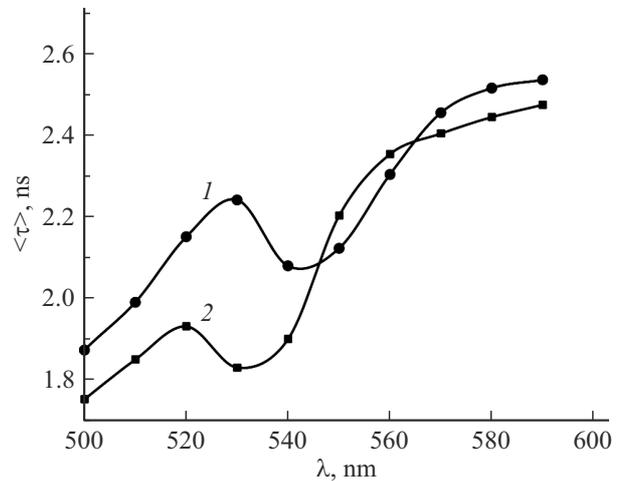
На рис. 6 представлены зависимости  $\langle \tau \rangle$  для ПК (1) и ФК (2) от длины волны свечения. Из рис. 6 видно, что с ростом  $\lambda$  для ПК наблюдается монотонный рост  $\langle \tau \rangle$  по спектру флуоресценции (кривая 3 — спектр флуоресценции АО в ПК). Для  $\langle \tau \rangle$  в ФК наблюдается немонотонная зависимость  $\langle \tau \rangle$  от  $\lambda$  с минимумом, совпадающим с ФЗЗ ФК (кривая 4 на рис. 4 — спектр флуоресценции АО в ФК).

Из зависимости времени жизни АО в ФК видно, что в интервале 535–560 nm (для угла детектирования  $0^\circ$ ) наблюдается сокращение времени жизни флуоресценции  $\langle \tau \rangle$  АО, а при приближении к этому интервалу слева и справа  $\langle \tau \rangle$  увеличивается. Как было показано выше, плотность ЭМ мод (распространяющихся и эванесцентных) максимальна на краях ФЗЗ, что приводит к усилению люминесценции.

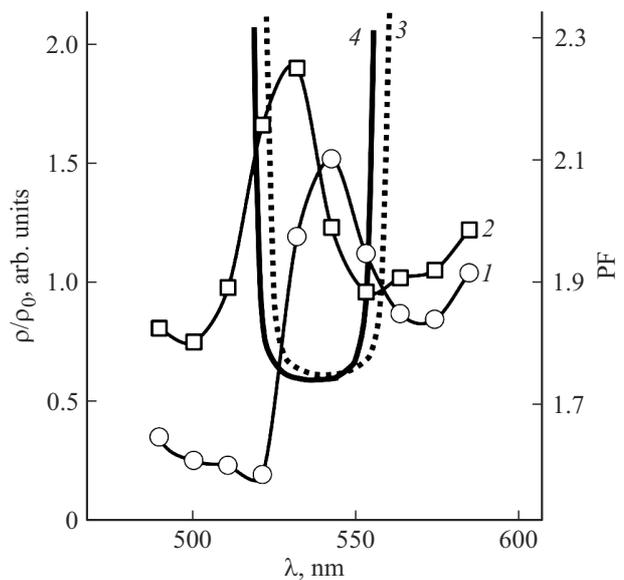
Были измерены спектральные зависимости времени жизни возбужденного состояния АО в ФК от угла  $\alpha$  регистрации флуоресценции. На рис. 7 в качестве примера представлены зависимости  $\langle \tau \rangle$  от длины волны

свечения для двух значений  $\alpha = 0^\circ$  (кривая 1) и  $\alpha = 15^\circ$  (кривая 2). Из рис. 7 видно, что увеличение  $\alpha$  вызывает сдвиг „провала“ в немонотонной зависимости  $\langle \tau \rangle$  от  $\lambda$  в коротковолновую область. При этом минимумы в зависимостях  $\langle \tau \rangle$  от  $\lambda$  совпадают с минимумами в зависимостях  $\rho/\rho_0$  от  $\lambda$  (рис. 3).

Таким образом, энергетические и временные характеристики флуоресценции АО в одномерных ФК отличаются для разных длин волн  $\lambda$  их регистрации. Зависимости интенсивности флуоресценции и среднего времени жизни возбужденного состояния от длины волны регистрации являются нелинейными с „провалом“ при определенных  $\lambda$ . При этом положение этого „провала“ зависит от угла регистрации свечения и совпадает с относительной плотностью фотонных состояний ЭМ поля. Одним из возможных подходов к описанию наблюдаемых спектральных зависимостей интенсивности



**Рис. 7.** Зависимости  $\langle \tau \rangle$  от длины волны флуоресценции для углов регистрации излучения  $\alpha = 0^\circ$  (1),  $15^\circ$  (2).



**Рис. 8.** Зависимости PF (1, 2) и  $\rho/\rho_0$  (3, 4) от  $\lambda$  для  $\alpha = 0^\circ$  (1, 3),  $15^\circ$  (2, 4).

флуоресценции и среднего времени жизни возбужденного состояния молекул АО в фотонных кристаллах может быть эффект Парселла (увеличение скорости испускания осциллятора в резонаторе по сравнению со скоростью спонтанного излучения в свободное пространство).

Используя результаты работы [20], рассчитаем значения фактора Парселла (PF) в ФК для различных длин волн флуоресценции и углов наблюдения свечения по формуле

$$PF = 1 + \left( \frac{\tau_0}{\tau_{PC}} - 1 \right) \frac{1}{\tau}, \quad (3)$$

где PF — квантовый выход флуоресценции АО внутри ПК;  $\tau_0$  — время жизни возбужденного состояния молекул АО внутри ПК,  $\tau_{PC}$  — время жизни возбужденного состояния молекул АО внутри ФК.

На рис. 8 представлены рассчитанные по (3) зависимости фактора Парселла от длины волны для ФК при  $\alpha = 0^\circ$  (кривая 1) и  $\alpha = 15^\circ$  (кривая 2). На этом же рисунке приведены зависимости  $\rho/\rho_0$  (кривые 3, 4). Из рис. 8 видно увеличение PF в области ФЗЗ.

## Заключение

В настоящей работе исследованы спектральные зависимости интенсивности флуоресценции  $I$  и среднего времени жизни  $\langle \tau \rangle$  возбужденного состояния молекул АО, внедренных в одномерные ФК, при различных углах регистрации излучения. Проведено сравнение этих зависимостей в образцах ФК с аналогичными образцами с постоянными порами. Рассчитана плотность распространяющихся и эванесцентных ЭМ мод в ФК. Исследована кинетика затухания флуоресценции АО в ФК для различных длин волн. Показано, что спектральная зависимость среднего времени жизни АО от длины волны обусловлена зависящей от длины волны модифицированной плотностью ЭМ мод в ФК. Проведены оценки фактора Парселла для исследованных систем.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] D.-E. Zacharioudaki, I. Ftilis, M. Kotti. *Molecules*, **27**, 4801 (2022). DOI: 10.3390/molecules27154801
- [2] W.L. Barnes. *J. Mod. Opt.*, **45**, 661 (1998). DOI: 10.1080/09500349808230614
- [3] D. Semeniak, D.F. Cruz, A. Chilkoti, M.H. Mikkelsen. *Adv. Mater.*, **35**, 2107986 (2023). DOI: 10.1002/adma.202107986
- [4] А.Д. Дмитриев, А.М. Салецкий. *Опт. и спектр.*, **127** (2) 264 (2019). DOI: 10.21883/OS.2019.08.48039.68-19 [A.D. Dmitriev, A.M. Saletskii. *Opt. Spectrosc.*, **127** (2) 265 (2019). DOI: 10.1134/S0030400X19080095].
- [5] T. Reynolds, N. Riesen, Al. Meldrum, X. Fan, J.M.M. Hall, T.M. Monro, A. François. *Laser Photonics Rev.*, **11** (2) 1600265 (2017). DOI: 10.1002/lpor.201600265
- [6] S. Wu, H. Xia, J. Xu, X. Sun, X. Liu. *Adv. Mater.*, **30** (47), 1803362 (2018). DOI: 10.1002/adma.201803362
- [7] Ю.А. Строкова, А.М. Салецкий. *Опт. и спектр.*, **130** (12), 1817 (2022). DOI: 10.21883/OS.2022.12.54086.3859-22 [Yu.A. Strokovaya, A.M. Saletskiy. *Opt. Spectrosc.*, **130** (12), 1545 (2022). DOI: 10.21883/EOS.2022.12.55240.3859-22].
- [8] D.S. Sundar, T. Arun, R. Raju, K.S. Kumar, T. Sridarshini. *Photonic Crystal and Its Applications for Next Generation Systems* (Springer Nature, Singapore, 2023). DOI: 10/1007/978-981-99-2548-3
- [9] П.С. Емельянцева, Н.И. Пышков, С.Е. Свяховский. *Письма в ЖЭТФ*, **117** (11), 826 (2023). DOI: 10.31857/S1234567823110058 [P.S. Emeliantsev, N.I. Pyshkov, S.E. Svyakhovskiy. *JETP Letters*, **117** (11), 821 (2023). DOI: 10.1134/S002136402360129X].
- [10] С.Е. Свяховский. *Письма в ЖЭТФ*, **118** (1), 16 (2023). DOI: 10.31857/S1234567823130050 [S.E. Svyakhovskiy. *JETP Letters*, **118** (1), 26 (2023). DOI: 10.1134/S0021364023601641].
- [11] M. Gryga, D. Ciprian, L. Gembalova, P. Hlubina. *Crystals*, **13**, 93 (2023). DOI: 10.3390/cryst13010093
- [12] S. Saravanan, R.S. Dubey. *Nanosystems: Physics, Chemistry, Mathematics*, **11** (2), 189 (2020). DOI: 10.17586/2220-8054-2020-11-2-189-194
- [13] Y. Xiong, S. Shepherd, J. Tibbs, A. Bacon, W. Liu, L.D. Akin, T. Ayupova, S. Bhaskar, B.T. Cunningham. *Micromachines*, **14**, 668 (2023). DOI: 10.3390/mi14030668
- [14] N. Zhdanova, A. Pakhomov, S. Rodionov, Yu. Strokovaya, S. Svyakhovskiy, A. Saletskii. *Опт. и спектр.*, **128** (7), 909 (2020). DOI: 10.21883/OS.2020.07.49561.47-20 [N. Zhdanova, A. Pakhomov, S. Rodionov, Yu. Strokovaya, S. Svyakhovskiy, A. Saletskii. *Opt. Spectrosc.*, **128**, 915 (2020). DOI: 10.1134/S0030400X20070267].
- [15] Ю.А. Строкова, С.Е. Свяховский, А.М. Салецкий. *Опт. и спектр.*, **125** (8), 200 (2018). DOI: 10.21883/OS.2018.08.46360.94-18 [Yu.A. Strokovaya, S.E. Svyakhovskii, A.M. Saletskiy. *Opt. Spectrosc.*, **125** (2), 08 (2018). DOI: 10.1134/S0030400X18080222].
- [16] Ю.А. Строкова, С.А. Свяховский, А.М. Салецкий. *Журн. прикл. спектр.*, **85** (6), 886 (2018). [Yu.A. Strokovaya, S.A. Svyakhovskiy, A.M. Saletskiy. *J. Appl. Spectrosc.*, **85** (6), 1013 (2019). DOI: 10.1007/s10812-019-00752-1].
- [17] H. Megahd, P. Lova, S. Sardar, C. D'Andrea, A. Lanfranchi, B. Koszarna, M. Patrini, D.T. Gryko, D. Comoretto. *ACS Omega*, **7**, 15499 (2022). DOI: 10.1021/acsomega.2c00167
- [18] H. Megahd, M.V. Brito, A. Lanfranchi, P. Stagnaro, P. Lova, D. Comoretto. *Mater. Chem. Front.*, **6**, 2413 (2022). DOI: 10.1039/d2qm00313a
- [19] Kyu-Ri Choi, S. Li, D. H. Park, B. C. Joo, H. Lee, E.S.H. Kang, S.N. Chormaic, J.W. Wu, A. D'Aléo, Y.U. Lee. *Nanophotonics*, **13** (7), 1033 (2024). DOI: 10.1515/nanoph-2023-0631
- [20] D. Dovzhenko, I. Vartynov, P. Samokhvalov, E. Osipov, M. Lednev, A. Chistyakov, A. Karaulov, I. Nabiev. *Optics Express*, **28** (15), 22705 (2020). DOI: 10.1364/oe.401197
- [21] S.E. Svyakhovskiy, A.I. Maydykovsky, T.V. Murzina. *J. Appl. Phys.*, **112** (1), 013106 (2012). DOI: 10.1063/1.4732087
- [22] B. Fornaciari, M.S. Juvenal, W.K. Martins, H.C. Junqueira, M.S. Baptista. *Photochem.*, **3**, 209 (2023). DOI: 10.3390/photochem3020014
- [23] A. Luce, A. Mahdavi, F. Marquardt, H. Wankerl. *JOSA A*, **39** (6), 1007 (2022). DOI: 10.1364/JOSAA.450928
- [24] J.D. Joannopoulos, S.G. Johnson, J.N. Winn, R.D. Meade. *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light*, 2nd ed. (Princeton University Press, Princeton, 2011).