

DOI: 10.17586/1023-5086-2022-89-12-46-53

УДК 53.082.52; 535.37

## Токовый режим работы фотоэлектронного умножителя для регистрации кинетики слабых световых сигналов

Владимир Иванович Соломонов<sup>1</sup>, Альфия Виликовна Спирина<sup>2</sup>,  
Анна Сергеевна Макарова<sup>3</sup>✉, Александр Иванович Липчак<sup>4</sup>,  
Алексей Викторович Спирин<sup>5</sup>, Василий Викторович Лисенков<sup>6</sup>

1, 2, 3, 4, 5, 6Институт электрофизики Уральского отделения Российской академии наук,  
Екатеринбург, Россия

<sup>1</sup>plasma@iep.uran.ru <https://orcid.org/0000-0003-1868-2647>

<sup>2</sup>rasuleva@iep.uran.ru <https://orcid.org/0000-0002-0253-2479>

<sup>3</sup>anniebubnova@mail.ru <https://orcid.org/0000-0001-8731-5125>

<sup>4</sup>lipchak@iep.uran.ru <https://orcid.org/0000-0002-7928-3992>

<sup>5</sup>spirin@iep.uran.ru <https://orcid.org/0000-0003-1292-1133>

<sup>6</sup>lisenkov@iep.uran.ru <https://orcid.org/0000-0001-8609-1481>

### Аннотация

**Предмет исследования.** Исследовалась возможность использования нелинейного токового режима работы фотоэлектронного умножителя для измерения кинетики люминесценции. **Цель работы.** Обосновать возможность применения нелинейного токового режима работы фотоэлектронного умножителя для определения кинетических характеристик слабых сигналов люминесценции конденсированных сред, в том числе не регистрируемых при линейном токовом режиме. **Метод.** Измеряется сигнал, поступающий по коаксиальному кабелю с фотоэлектронного умножителя на высокоомный (1 МОм) вход цифрового осциллографа. Этот сигнал представляет собой свёртку импульса фототока с кинетической аппаратной функцией, определяемой законом разряда ёмкости измерительной цепи фотоэлектронного умножителя. Полоса частот пропускания схемы обуславливается наименьшей частотой её элементов, а не характерным временем аппаратной функции. Восстановление истинного сигнала фототока проводится путём математической операции деконволюции цифрового массива свёртки. Для регистрации кинетики использовался метод импульсной катодолюминесценции. **Основные результаты.** Представлена методика измерения кинетики слабых световых сигналов в токовом режиме работы фотоэлектронного умножителя при его нагрузке на высокоомный вход цифрового осциллографа. Приводятся результаты применения этой методики для измерения кинетики импульсной катодолюминесценции примесных и собственных центров в керамических и монокристаллических образцах иттрий-алюминиевого граната. Показано, что при экспоненциальном законе спада люминесценции характерные времена затухания могут быть найдены напрямую при аппроксимации кривых свёртки, то есть без проведения операции деконволюции. **Практическая значимость.** Предложенная методика регистрации характерных времён кинетики люминесценции позволяет проводить полноценный качественный люминесцентный анализ, который может быть использован в различных отраслях народного хозяйства.

**Ключевые слова:** импульсная катодолюминесценция, кинетика, время затухания, фотоэлектронный умножитель

**Благодарность:** работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 20-08-00018.

**Ссылка для цитирования:** Соломонов В.И., Спирина А.В., Макарова А.С., Липчак А.И., Спирин А.В., Лисенков В.В. Токовый режим работы фотоэлектронного умножителя для регистрации кинетики слабых световых сигналов // Оптический журнал. 2022. Т. 89. № 12. С. 46–53. <http://doi.org/10.17586/1023-5086-2022-89-12-46-53>

**Коды OCIS:** 300.6280; 300.6500; 040.5250.

## ВВЕДЕНИЕ

Для регистрации оптического излучения и его дальнейшего преобразования используют фотоэлектронные умножители (ФЭУ). При регистрации слабых световых сигналов и измерении их кинетических параметров применяют классический режим работы ФЭУ — импульсный режим или режим счёта фотонов. Другой, токовый режим работы, позволяет регистрировать относительно большие светимости, например, люминесценцию газовой плазмы, при этом, по сравнению с импульсным режимом, обладает меньшей пороговой светочувствительностью, но характеризуется большей стабильностью работы при относительно простом техническом исполнении регистрирующей аппаратуры [1, 2].

Эквивалентная схема измерительной цепи для реализации токового режима работы ФЭУ приведена на рис. 1. Обычно в этом режиме для обеспечения линейной связи измеряемого сигнала  $U_r(t)$  и фототока  $I_p$  постоянную времени измерительной цепи RC снижают путём уменьшения сопротивления  $R$ , поскольку ёмкость  $C$  является паразитной ёмкостью цепи, включающей в себя собственную ёмкость ФЭУ, ёмкость передающей линии (кабеля) и входную ёмкость осциллографа. Для согласования ФЭУ с передающими сигналами кабелями, как правило, сопротивление  $R$  выбирают равным 50 Ом, при котором даже при максимально допустимом для ФЭУ фототоке 0,2 мА сигнал не будет превышать 10 мВ. Поэтому для регистрации осциллографом такой сигнал предварительно усиливают, а затем подвергают частотной фильтрации от шумов, вносимых самим ФЭУ и предварительным усилителем.

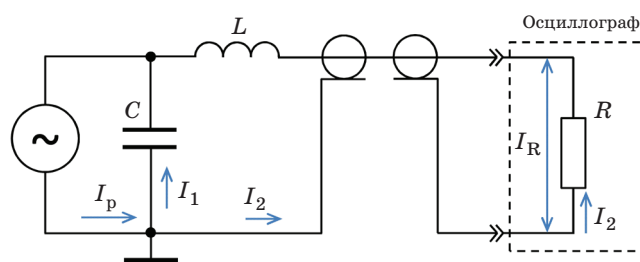
Для усиления амплитуды сигнала без применения предусилителей можно использовать большое сопротивление нагрузки, порядка 1 МОм. Это приводит к нелинейной зависимости фототока, протекающего в ФЭУ под действием светового импульса, от измеряемого на осциллографе сигнала, и, казалось бы,

может привести к значительному снижению временного разрешения измерительной системы. Целью данной работы является обоснование возможности применения нелинейного токового режима работы ФЭУ для определения кинетических характеристик слабых световых сигналов конденсированных сред.

## АППАРАТУРА

Для этого обратимся к эквивалентной электрической схеме измерительной цепи, представленной на рис. 1, отличающейся от схемы, приведённой в [3], где ФЭУ выступает в роли генератора напряжения. В нашем же случае ФЭУ является генератором тока, который нагружается посредством коаксиального кабеля на входное сопротивление осциллографа  $R$ . Полоса частот пропускания этой схемы определяется наименьшей частотой элементов схемы. В данном случае ограничителем является ФЭУ с временным разрешением 4 нс согласно паспорту.

Для проведения кинетических исследований нами были использованы ФЭУ-100 (200–700 нм) и ФЭУ-62 (700–1200 нм) с простейшей схемой их измерительных цепей (рис. 1). А именно, в качестве сопротивления нагрузки использовалось входное сопротивление  $R = 1$  МОм цифрового широкополосного осциллографа Keysight DSOX2014A с временным разрешением 10 нс. Соединение ФЭУ с осциллографом осуществлялось коаксиальным



**Рис. 1.** Эквивалентная электрическая схема измерительной цепи ФЭУ

кабелем RG-58A/U с волновым сопротивлением 50 Ом и длиной 1,5 м. Малая длина кабеля позволяет рассматривать его в схеме замещения в виде сосредоточенных ёмкости и индуктивности при времени нарастания импульсов вплоть до 4 нс. Ёмкость измерительной цепи  $C$  с учётом паразитных ёмкостей ФЭУ и кабеля, определённая прецизионным измерителем иммитанса LCR-6100 (GW Instek), составляла  $C = 159,9 \pm 0,1$  пФ для ФЭУ-100 и  $C = 165,1 \pm 0,1$  пФ для ФЭУ-62. Входная ёмкость осциллографа не превышала 11 пФ. Индуктивность  $L$  измерительной цепи ФЭУ-100 и ФЭУ-62 равна 400 и 415 нГн соответственно.

## МЕТОДИКА

Фототок  $I_p$  с ФЭУ течёт на анод по двум параллельным цепям: через ёмкость  $C$  ( $I_1$ ) и измерительное сопротивление нагрузки  $R$  с индуктивностью контура  $L$  ( $I_2$ ). Система уравнений Кирхгофа для контурных токов цепи, представленной на рис. 1, позволяет выразить фототок  $I_p$  через измеряемое падение напряжения на сопротивлении  $U_R = RI_2$  следующим образом:

$$I_p = \frac{LC}{R} \frac{d^2 U_R}{dt^2} + C \frac{dU_R}{dt} + \frac{U_R}{R}. \quad (1)$$

Здесь  $t$  — текущее время. Использование сопротивления, равного 50 Ом, обеспечивает работу ФЭУ в так называемом линейном токовом режиме, когда в уравнении (1) пренебрегаются члены с первой и второй производной, а фототок линейно зависит от измеряемого падения напряжения на сопротивлении  $R$ . В случае сопротивления нагрузки 1 МОм измеряемый фототок будет полностью подчиняться закону (1). Проведём оценку вклада каждого члена уравнения в рассчитываемый фототок. Считаем, что процесс затухания люминесценции на отдельной спектральной полосе, а значит и фототок, описывается экспоненциальным законом с характерным временем  $\tau$ . Причём  $\tau$  может меняться от  $10^{-8}$  с (люминесценция газовой плазмы) до  $10^{-6}$  с (люминесценция конденсированных веществ) и даже до  $10^{-2}$  с (метастабильная люминесценция твёрдого тела). В случае  $\tau < RC$  членом с первой производной в (1) пренебрегать нельзя, так как оценки при вышеуказанных па-

раметрам измерительной цепи показывают, что в уравнении (1) этот член является доминирующим. Его вклад снижается с увеличением характерного времени  $\tau$ . Вклад же члена со второй производной на несколько порядков меньше и значительно уменьшается с ростом  $\tau$ , что позволяет пренебречь им в уравнении (1). Тогда решение уравнения (1) относительно измеряемого сигнала  $U_R = I_2 R$  имеет вид

$$U_R = R \frac{\exp(-t/\tau_a)}{\tau_a} \int_0^t I_p(t') \exp(t'/\tau_a) dt'. \quad (2)$$

В зависимости от интенсивности измеряемых световых импульсов и изменения напряжения питания ФЭУ от 1200 до 1600 В амплитуда полезного сигнала  $U_R$  на осциллографе в наших опытах изменялась в пределах 0,1–10 В. По существу, выражение (2) представляет собой свёртку двух сигналов — импульса фототока  $I_p$  с кинетической аппаратной функцией измерительной цепи

$$f(t, t') = \exp[-(t - t')/\tau_a], \quad (3)$$

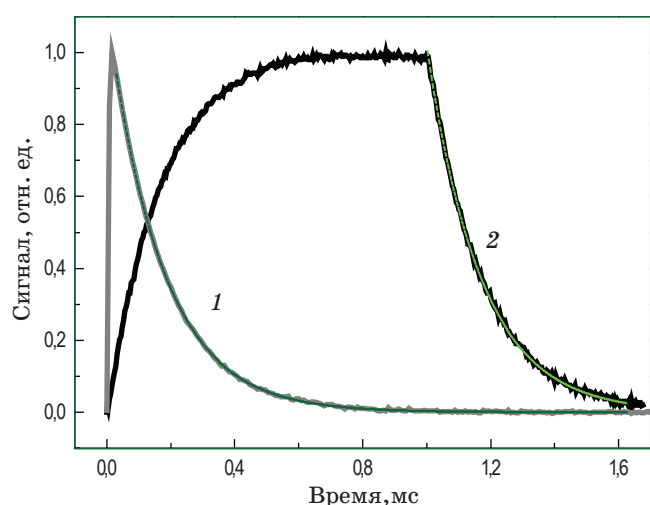
где  $t - t'$  — промежуток между временем измерения  $U_R$  и текущим временем фототока, а  $\tau_a = RC$  — характерное время разряда ёмкости или аппаратное время измерительной цепи, которое можно определить без процедуры точного измерения  $R$  и  $C$  цепи.

Действительно, кинетическая аппаратная функция (3) достаточно просто находится при измерении импульсов излучения малой длительности  $\Delta t \ll \tau_a$ . Такой импульс с хорошим приближением можно представить в виде  $\delta$ -функции  $I_p = I_{p0} \delta(t - 0)$ , тогда измеряемый импульс (2), по крайней мере при  $t > \Delta t$ , представляется в виде выражения

$$U_R = RI_{p0} \exp(-t/\tau_a), \quad (4)$$

которое с точностью до амплитудного параметра является аппаратной функцией (3). Кроме того, аппаратную функцию можно определить по спаду сигнала (2) относительно большой длительности  $\Delta t$ , но с характерным временем спада, много меньшим  $\tau_a$ .

Для иллюстрации на рис. 2 приведена зависимость сигнала  $U_R(t)$  с ФЭУ-100 от рассеянного излучения второй гармоники лазера



**Рис. 2.** Зависимость сигналов  $U_R(t)$  с ФЭУ-100 от рассеянного излучения импульса второй гармоники лазера на неодиме LS-2134 (кривая 1) и с ФЭУ-62 от светодиода типа DSL65005 (кривая 2). Зеленым цветом проведены линии регрессии

на неодиме LS-2134 ( $\lambda = 532$  нм) длительно-стью 15 нс на полувысоте (кривая 1) и сигнала  $U_R(t)$  с ФЭУ-62 от светодиода типа DSL65005 ( $\lambda = 650$  нм) с прямоугольной формой импуль-са длительно-стью 1 мс (кривая 2). Спад обеих кривых аппроксимируется экспоненциаль-ной функцией (4) с характерными временами  $\tau_a = 169 \pm 1$  мкс для ФЭУ-100 и  $\tau_a = 172 \pm 1$  мкс для ФЭУ-62 (на рис. 2 линии регрессии прове-дены зеленым цветом).

Как было уже сказано выше, для определе-ния кинетических параметров можно исполь-зовать уравнение (1) в пренебрежении членом со второй производной. С математической точки зрения оно является уравнением деконволюции свёртки (2), которое удобно записать в виде

$$I_p = \frac{\tau_a}{R} \left( \frac{dU_R}{dt} + \frac{U_R}{\tau_a} \right). \quad (5)$$

Дифференцирование числовых массивов сигнала  $U_R$  (1) и алгебраические вычисле-ния несложно осуществляются с помощью общедоступных математических программ. Следует заметить, что для более корректного воспроизведения коротких световых сигна-лов, в том числе фронтов разгорания и затуха-ния свечения, временное разрешение осцил-лографа должно быть не хуже длительно-сти этих фронтов.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

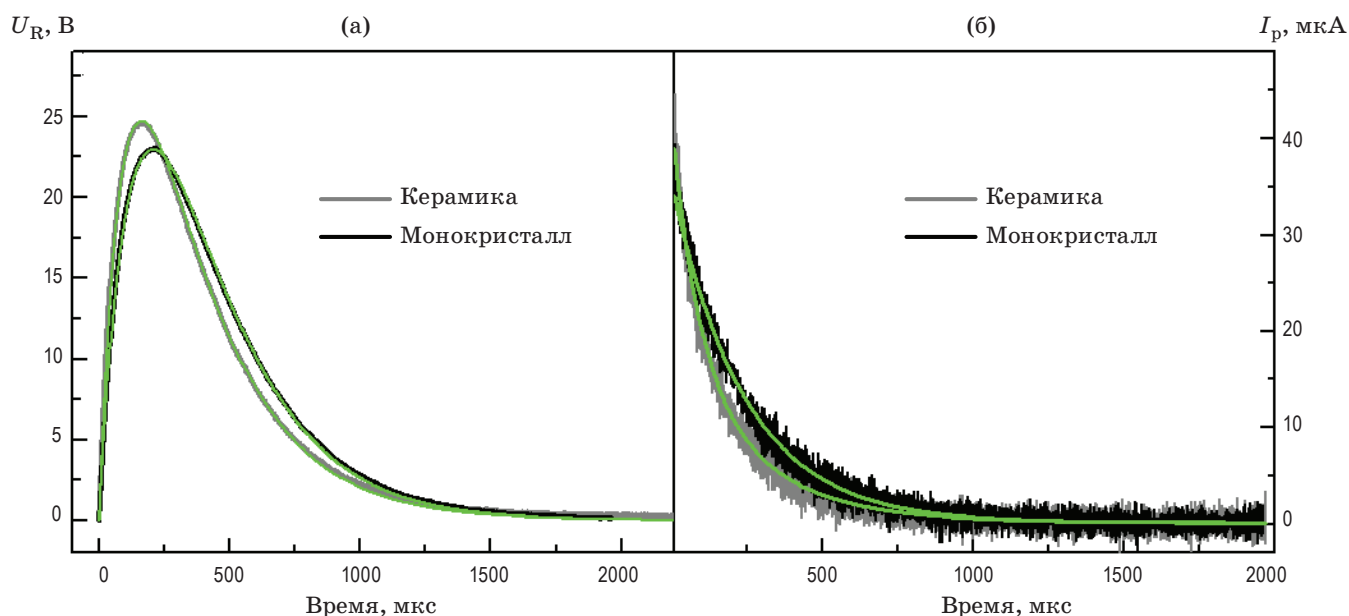
Ниже приводятся примеры использования предложенного нелинейного токового режима работы ФЭУ для измерения кинетики и опре-деления соответствующих времён. Деконво-люция измеренных сигналов осуществля-лась с помощью пакета программ Origin. На рис. 3–5 представлены осциллограммы свёр-ток  $U_R$  (а) и их деконволюция  $I_p$  (б), полу-ченные при регистрации кинетики импульсной катодолюминесценции собственных и при-месных полос в моно- и поликристалличе-ских образцах иттрий-алюминиевого грана-та (ИАГ). Люминесценция возбуждалась при комнатной температуре образцов электрон-ным пучком длительно-стью 2 нс при плотно-сти тока  $130$  А/см<sup>2</sup> и средней энергии электро-нов 170 кэВ. Определение кинетических зако-нов, а также характерных времен затухания  $\tau_d$  люминесценции осуществлялось путём ап-проксимации деконволированных сигналов. Погрешность определения времени спада лю-минесценции не превышала 5%.

На рис. 3 приведены измеренные сигна-лы свёртки  $U_R$  (а), их деконволюция и соот-ветствующая аппроксимация (б) линии лю-минесценции  $Nd^{3+}$  на длине волны 1064 нм ( $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$ ) для монокристалла и керамики иттрий-алюминиевого граната, активирован-ных ионами неодима ( $Nd:ИАГ$ ) с concentra-цией легирующей примеси около 1%.

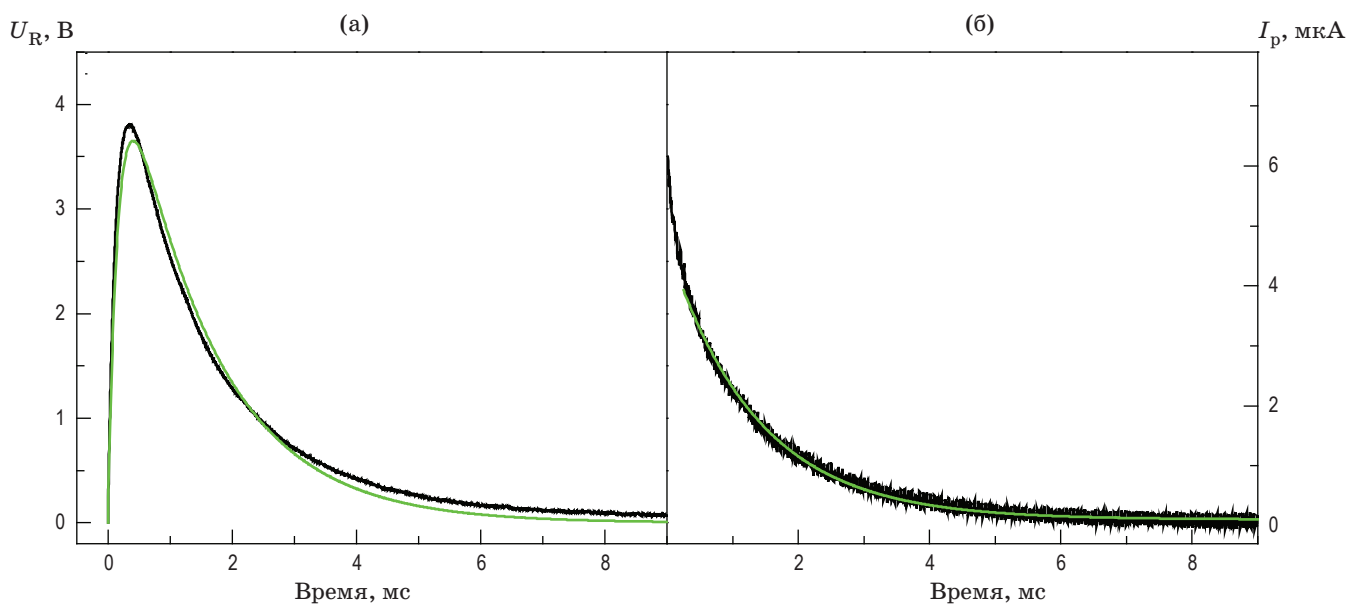
Линией регрессии для кинетической кри-вой, соответствующей монокристалличе-скому образцу, является экспоненциальная функция с характерным временем, равным 244 мкс, что вполне соответствует литерату-рным данным для времени жизни уровня  $^4F_{3/2}$  [4–6]. Для керамических же образцов спад кривой деконволюции описывается суммой двух экспоненциальных функций с прибли-зительно одинаковым интегральным вкладом в светосумму полосы

$$I_p = A_1 \exp(-t/\tau_{d1}) + A_2 \exp(-t/\tau_{d2}) \quad (6)$$

с  $\tau_{d1} = 264$  мкс и  $\tau_{d2} = 87$  мкс. При этом вре-мя  $\tau_{d1}$  согласуется с известными литерату-рными данными [6, 7]. Наличие в керамиках двух характерных времён спада люминесцен-ции говорит о присутствии дополнитель-ного механизма подкачки излучательного уров-ня. Данный канал передачи энергии может



**Рис. 3.** Измеренные сигналы свёртки  $U_R$  (а) и их деконволюция (б) примесной полосы люминесценции  $\text{Nd}^{3+}$  при 1064 нм в монокристаллических и керамических образцах ИАГ

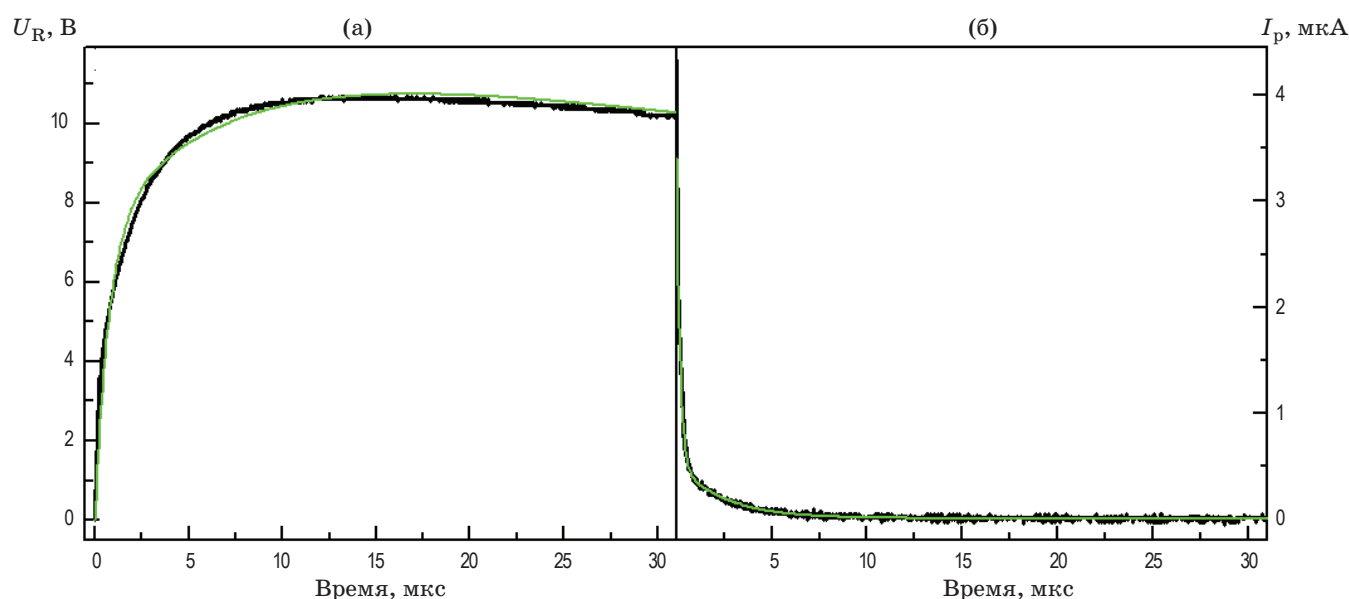


**Рис. 4.** Измеренный сигнал свёртки  $U_R$  (а) и его деконволюция (б) примесной полосы люминесценции  $\text{Cr}^{3+}$  при 687,4 нм в монокристаллических образцах ИАГ

возникать, например, из-за неконтролируемых примесей в керамических образцах, попадающих на каком-нибудь этапе многостадийного производства, при котором в том числе добавляются разные спекающие добавки. В любом случае данный результат интересен и требует дальнейших исследований вне рамок данной статьи.

Измеренная кинетическая кривая люминесценции иона  $\text{Cr}^{3+}$  в ИАГ на длине волны 687,4 нм ( ${}^2\text{E} \rightarrow {}^4\text{A}_2$ ) в виде свёртки сигнала  $U_R$  и его деконволюция приведены на рис. 4. Характерное время экспоненциального спада составило в среднем 1,36 мс. В [4], например, при концентрации ионов хрома 0,5% время жизни метастабильного уровня  ${}^2\text{E}$  составляет





**Рис. 5.** Измеренный сигнал свёртки  $U_R$  (а) и его деконволюция (б) собственной полосы люминесценции при 350 нм в керамических образцах ИАГ

1,49 мс, так что полученное характерное время вполне согласуется с известными данными, а небольшое отличие говорит лишь о том, что в исследуемых образцах концентрация ионов хрома чуть больше и составляет около 0,55%.

На рис. 5 приведён сигнал свёртки  $U_R$  (а) и его деконволюция (б) полосы люминесценции собственного дефекта при 350 нм в керамическом иттрий-алюминиевом гранате, образованного межузельными ионами  $Al^{3+}$  и  $Y^{3+}$  [8]. Кривая деконволюции свёртки аппроксимируется суммой двух экспоненциальных функций (6) с характерными временами  $\tau_{d1} = 0,19$  мкс и  $\tau_{d2} = 2,42$  мкс. Здесь присутствует, скорее всего, два механизма возбуждения собственного дефекта путём захвата электрона или дырки и их последующей рекомбинации.

Рисунки 3–5 наглядно демонстрируют существенное увеличение амплитуды шумов после операции деконволюции. Эти шумы могут приводить к снижению точности аппроксимации спада кривых, а иногда и к затруднению интерпретации процессов затухания люминесценции. Частично избавиться от проблемы шумов можно в случае, когда кинетика интенсивности полос люминесценции (фототока) выражается одной или суммой экспоненциальных функций. Например, если реальный

неискаженный фототок ФЭУ представляется выражением типа (6), то в этом случае свёртка этого тока с аппаратной функцией (3) представляется простым выражением

$$U_R = R \left\{ \frac{A_1 \tau_{d1}}{\tau_a - \tau_{d1}} [\exp(-t/\tau_a) - \exp(-t/\tau_{d1})] + \frac{A_2 \tau_{d2}}{\tau_a - \tau_{d2}} [\exp(-t/\tau_a) - \exp(-t/\tau_{d2})] \right\}. \quad (7)$$

Пример описания сигнала  $U_R$  выражением (7) с учётом кинетического времени аппаратной функции представлен на рис. 3–5 (а) (кривые выделены зелёным цветом). Видно, что полученные кривые практически ложатся на исходные сигналы, а соответствующие времена затухания отличаются, но не выходят за пределы погрешности аппроксимации деконволированного сигнала. Так, для ионов  $Nd^{3+}$  времена затухания люминесценции составили 252 мкс для монокристаллов и 268 и 90 мкс — для керамик, а для ионов  $Cr^{3+}$  — 1,41 мс. Таким образом, в случаях, когда известен механизм затухания люминесценции, вполне можно использовать полученный с осциллографа более гладкий сигнал  $U_R$ , не прибегая к процедуре деконволюции. Для собственной же полосы применение экспоненциальной аппроксимации сигнала  $U_R$  даёт

времена затухания, отличающиеся по величине в 3–4 раза от времени, полученного при аппроксимации деконволюированных сигналов. Причина этого может быть связана с недостаточной точностью применения экспоненциального приближения к реальному закону спада.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлена методика измерения кинетики слабых световых сигналов в токовом режиме работы фотоэлектронного умножителя при его нагрузке на мегаомный вход цифрового ос-

циллографа. Показано, что при таком методе без использования предварительных усилителей регистрируется низкошумящий сигнал напряжения амплитудой в несколько вольт, представляющий собой свёртку фототока и известной аппаратной функции измерительной цепи. Реальное поведение фототока от времени определяется путём деконволюции измеренного сигнала. Предложенный токовый режим работы ФЭУ расширяет возможности измерений и позволяет использовать его для оперативной регистрации кинетики слабых световых сигналов, в частности, полос люминесценции конденсированных сред.

## СПИСОК ИСТОЧНИКОВ

1. Демтрёдер В.Л. Современная лазерная спектроскопия: Учеб. пособие / В. Демтрёдер: пер. с англ. М.В. Рябиной, Л.А. Мельников, В.Л. Дебров под ред. Л.А. Мельникова. Долгопрудный: ИД «Интеллект», 2014. 1071 с.
2. Эмануэль Н.М. Экспериментальные методы химической кинетики: Учеб. пособие / Под ред. Н.М. Эмануэля и М.Г. Кузьмина. Москва: Изд-во Московского университета, 1985. 384 с.
3. Валиев Д.Т., Лисицын В.М., Полисадова Е.Ф. Моделирование искажения кинетики вспышки люминесценции при измерениях с высоким временным разрешением // Известия вузов. Физика. 2011. Т. 54. № 11/3. С. 143–147.
4. Справочник по лазерам: В 2-х томах. Т. I.: Пер. с англ. с изм. и доп. / Под ред. А.М. Прохорова. Москва: Сов. радио, 1978. 504 с.
5. Егоров А.С., Савикин А.П. Твердотельные лазеры с диодной накачкой на керамике, допированной ионами  $\text{Nd}^{3+}$  и  $\text{Yb}^{3+}$ : Эл. методич. пособие. Нижний Новгород, 2011. 44 с.
6. Lu J., Prabhu M., Song J., Li C., Xu J., Ueda K., Kaminskii A.A., Yagi H., Yanagitani T. Optical properties and highly efficient laser oscillation of Nd:YAG ceramics // Applied Physics B. 2000. V. 71. P. 469–473. <http://doi.org/10.1007/s003400000394>
7. Pokhrel M., Ray N., Kumar G.A., Sardar D.K. Comparative studies of the spectroscopic properties of  $\text{Nd}^{3+}$ :YAG nanocrystals, transparent ceramic and single crystal // Optical Materials Express. 2012. V. 2. № 3. P. 235–249. <http://doi.org/10.1364/OME.2.000235>
8. Соломонов В.И., Осипов В.В., Шитов В.А., Лукьяшин К.Е., Бубнова А.С. Собственные центры люминесценции керамических иттрий-алюминиевого граната и оксида иттрия // Оптика и спектроскопия. 2020. Т. 128. № 1. С. 5–9. <http://doi.org/10.21883/OS.2020.01.48831.117-19>

## АВТОРЫ

**Владимир Иванович Соломонов** — доктор физ.-мат. наук, ведущий научный сотрудник, профессор, Институт электрофизики Уральского отделения Российской академии наук, 620016, Екатеринбург, Россия, Scopus ID: 7004410034, <http://orcid.org/0000-0003-1868-2647>, [plasma@iep.uran.ru](mailto:plasma@iep.uran.ru)

**Альфия Виликовна Спирина** — канд. физ.-мат. наук, старший научный сотрудник, Институт электрофизики Уральского отделения Российской академии наук, 620016, Екатеринбург, Россия, Scopus ID: 26027615800, <http://orcid.org/0000-0002-0253-2479>, [rasuleva@iep.uran.ru](mailto:rasuleva@iep.uran.ru)

## AUTHORS

**Vladimir I. Solomonov** — Dr. Sci. in Physics and Mathematics, Leading Researcher, Professor, Institute of Electrophysics of the Ural Branch of the Russian Academy of Sciences, 620016, Yekaterinburg, Russia, Scopus ID: 7004410034, <http://orcid.org/0000-0003-1868-2647>, [plasma@iep.uran.ru](mailto:plasma@iep.uran.ru)

**Alfiya V. Spirina** — PhD in Physics and Mathematics, Senior Researcher, Institute of Electrophysics of the Ural Branch of the Russian Academy of Sciences, 620016, Yekaterinburg, Russia, Scopus ID: 26027615800, <http://orcid.org/0000-0002-0253-2479>, [rasuleva@iep.uran.ru](mailto:rasuleva@iep.uran.ru)

**Анна Сергеевна Макарова** — инженер, Институт электрофизики Уральского отделения Российской академии наук, 620016, Екатеринбург, Россия, <http://orcid.org/0000-0001-8731-5125>, [anniebubnova@mail.ru](mailto:anniebubnova@mail.ru)

**Александр Иванович Липчак** — канд. физ.-мат. наук, научный сотрудник, Институт электрофизики Уральского отделения Российской академии наук, 620016, Екатеринбург, Россия, <http://orcid.org/0000-0002-7928-3992>, [lipchak@iep.uran.ru](mailto:lipchak@iep.uran.ru)

**Алексей Викторович Спирин** — канд. техн. наук, старший научный сотрудник, Институт электрофизики Уральского отделения Российской академии наук, 620016, Екатеринбург, Россия, Scopus ID: 7005771190, <http://orcid.org/0000-0003-1292-1133>, [spirin@iep.uran.ru](mailto:spirin@iep.uran.ru)

**Василий Викторович Лисенков** — канд. физ.-мат. наук, старший научный сотрудник, доцент, Институт электрофизики Уральского отделения Российской академии наук, 620016, Екатеринбург, Россия, <http://orcid.org/0000-0001-8609-1481>, [lisenkov@iep.uran.ru](mailto:lisenkov@iep.uran.ru)

**Anna S. Makarova** — Engineer, Institute of Electrophysics of the Ural Branch of the Russian Academy of Sciences, 620016, Yekaterinburg, Russia, <http://orcid.org/0000-0001-8731-5125>, [anniebubnova@mail.ru](mailto:anniebubnova@mail.ru)

**Alexander I. Lipchak** — PhD in Physics and Mathematics, Researcher, Institute of Electrophysics of the Ural Branch of the Russian Academy of Sciences, 620016, Yekaterinburg, Russia, <http://orcid.org/0000-0002-7928-3992>, [lipchak@iep.uran.ru](mailto:lipchak@iep.uran.ru)

**Alexey V. Spirin** — PhD in Engineering Sciences, Senior Researcher, Institute of Electrophysics of the Ural Branch of the Russian Academy of Sciences, 620016, Yekaterinburg, Russia, Scopus ID: 7005771190, <http://orcid.org/0000-0003-1292-1133>, [spirin@iep.uran.ru](mailto:spirin@iep.uran.ru)

**Vasiliy V. Lisenkov** — PhD in Physics and Mathematics, Senior Researcher, Associate Professor, Institute of Electrophysics of the Ural Branch of the Russian Academy of Sciences, 620016, Yekaterinburg, Russia, <http://orcid.org/0000-0001-8609-1481>, [lisenkov@iep.uran.ru](mailto:lisenkov@iep.uran.ru)

Статья поступила в редакцию 06.06.2022, одобрена после рецензирования 31.08.2022, принята к печати 24.10.2022