Письма в ЖЭТФ, том 120, вып. 6, с. 444 – 450

Транспорт электронов в фотокатодах как отклик на индуцирующий фотоэффект лазерный импульс

М. В. Владимиров[1], *С. М. Полозов*, *В. И. Ращиков*

Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", 115409 Москва, Россия

Поступила в редакцию 28 мая 2024 г.
После переработки 21 августа 2024 г.
Принята к публикации 23 августа 2024 г.

В работе развита аналитическая модель для описания транспорта электронов в полупроводниковых фотокатодах под внешними воздействиями в сверхвысокочастотных фотопушках. Рассмотренная модель, рамки которой обозначены, позволяет получить аналитическое выражение для профиля фототока, что потенциально приводит к более корректному моделированию режима работы сверхвысокочастотных фотопушек в качестве генераторов сверхкоротких (пико- и субпикосекундных) электронных сгустков. Отдельно рассматривается и обсуждается зависимость фронтов фототока от модельных параметров. Намечены основные направления развития модели.

DOI: 10.31857/S0370274X24090201, EDN: HTROQI

1. Введение. На протяжении последних четырех десятилетий сверхвысокочастотные (СВЧ) фотопушки играют значительную роль в ускорительной физике и смежных областях знания [1, 2]. Этот класс источников электронов в существенной степени определяет работу коллайдеров [3, 4], источников излучения [5] и других научно-исследовательских установок, в основе которых – ускорение заряженых частиц [6–8]. Кроме того, СВЧ фотопушки являются безальтернативными инжекторами сверхкоротких электронных сгустков для ряда методик, таких как микроскопии (STEM, TEM) [9] и сверхбыстрая МэВ электронная дифракция (UED) [10, 11].

Генерацию пико- и субпикосекундных электронных сгустков в СВЧ фотопушках делает возможным фотоэффект. Под воздействием сверхкоротких лазерных импульсов из фотокатода выходят фотоэлектроны, которые далее формируются в плотные электронные сгустки и ускоряются до энергий в несколько МэВ. Лазерная система и фотокатод являются ключевыми составляющими фотопушек, совместно с СВЧ резонатором задающими начальное качество поставляемых сгустков: их заряд, частоту следования, продольный и поперечный профили (длительность и поперечный размер сгустка) и другие.

К настоящему времени для описания фотоэмиссии используются главным образом модели Фаулера–Нордгейма [12, 13] и трехступенчатая [14, 15]. В [16] описан квантово-механический подход, пригодный, по крайней мере, для описания фотоэмиссии из металлических фотокатодов. Каждый подход обладает своими сильными и слабыми сторонами, областью применимости, а единая теория фотоэмиссии, пригодная для металлических и полупроводниковых фотокатодов и различным условиям их функционирования в СВЧ фотопушках, не представлена. В результате, описание некоторых из явлений, наблюдаемых в эксперименте, сводится к полуэмпирике или использованию "модифицированных", "улучшенных" моделей [17, 18].

Одним из основных и практически полезных результатов использования фотоэмиссионной модели в контексте ускорительной физики является получение профиля фототока, который позволяет расчитывать дальнейшую динамику электронных сгустков в СВЧ фотопушке и далее. Поперечное распределение электронов в сгустке определяется радиальным профилем лазерных импульсов и картой квантовой эффективности (QE) на поверхности фотокатода. Профиль фототока (продольное распределение электронов в сгустке) при сравнительно "длинных" сгустках считают пропорциональным профилю индуцирующего лазерного импульса (или их последовательности). Для достижения большего согласия с экспериментальными данными используется свертка профиля лазерного импульса с функцией отклика фотокатода [19–21].

При движении в область все меньших длительностей электронных сгустков, помимо задачи получения соответствующих индуцирующих лазерных импульсов, все более остро встает вопрос корректного учета продольного профиля фототока. Одной из осо-

[1]e-mail: MVVladimirov@mephi.ru

бенностей отклика фотокатода на сверхкороткие лазерные импульсы является затягивание фронтов фототока из-за конечного времени выхода электронов из твердого тела. Корректный учет времени отклика фотокатода (photocathode response time), в том числе на этапе проектирования фотопушки, является значимым при профилировании электронных сгустков (bunch shaping) – методики, состоящей в генерации "правильных" распределений электронных сгустков (flat-top, гауссовы), которые минимизируют паразитное действие на параметры пучка кулоновских эффектов [22–24].

Время отклика фотокатода особенно важно учитывать при использовании полупроводниковых материалов, глубина проникновения лазерного излучения в которые, как правило, значительна. Для наиболее передовых полупроводниковых фотокатодов (арсенид галия, теллурид цезия и другие) время отклика фотокатода $t_{\rm resp}$ нередко определяется экспериментально [21, 25, 26]. Работы теоретического характера, несмотря на их количество, идейно представлены более скромно [19, 20, 27, 28]. Например, в [20] индуцирующий лазерный импульс рассмотрен в виде дельта-функции, а толщина арсенид-галлиевого фотокатода считается условно бесконечной. Это не может в полной мере удовлетворять пользователей. С одной стороны, желательно знать профиль фототока при произвольном воздействии. С другой, современный технологический задел в наиболее передовых ускорительных центрах в качестве эффективных фотокатодов предполагает использование пленочных и многослойных полупроводниковых структур толщин единицы–десятки нм.

В рамках настоящего исследования развивается подход, позволяющий получать аналитическую зависимость фотоэлектронного тока в СВЧ фотопушках с полупроводниковым фотокатодом. Расчитывается динамика электронной концентрации в полупроводнике, возмущение которой вызвано индуцирующим фотоэффект лазерным импульсом произвольного профиля. Эволюция избыточной концентрации электронов проводимости в данной работе определяется не только диффузией (как, например, в [19, 20]), но и дрейфом. С рядом допущений решается возникающая задача дрейфа-диффузии для электронов проводимости в фотокатоде, которая определяет выражение для профиля фототока $j_{\rm ph}(t)$. Последний, в свою очередь, делает возможным нахождение (оценку) времени отклика фотокатода.

2. Эволюция электронной концентрации. В основе дальнейших рассуждений лежит предположение о существовании равновесной концентрации электронов проводимости n_0. Электроны, соответствующие этой концентрации, не обладают достаточной энергией для выхода из твердого тела, а потому отсутствуют в приведенных далее рассуждениях.

В присутствии лазерных импульсов концентрация электронов проводимости n_0 возмущается на величину $n(\mathbf{r},t)$: $n_0 \to n_0 + n(\mathbf{r},t)$. Соответствующие $n(\mathbf{r},t)$ электроны, получив от фотонов лазерного импульса энергетическую добавку и оказавшись у контакта "фотокатод–вакуум", выходят из твердого тела.

Физические механизмы к рассмотрению. Диффузия является первым механизмом к учету, а выражение для диффузионного тока принимает вид:

$$\mathbf{j}_{\rm dif}(\mathbf{r},t) = eD\nabla n, \tag{1}$$

где e – заряд электрона, а D – коэффициент диффузии. Следующим существенным механизмом является дрейф, соответствующая компонента тока для которого дается

$$\mathbf{j}_{\rm drift}(\mathbf{r},t) = -en\mathbf{v}(\mathbf{E}), \tag{2}$$

где $\mathbf{v}$ – дрейфовая скорость.

В работе причиной дрейфового движения полагается внешнее СВЧ поле $\mathbf{E}_{\rm ext} \propto \exp(i\omega_{\rm rf}t)$, проникающее в тонкий (единицы–десятки нм) полупроводниковый фотокатод. Это поле считается не только однородным (толщина скин-слоя $\mathcal{L}_{\rm skin}$ заведомо больше толщины полупроводника ℓ), но также и стационарным. На характерных временных масштабах задачи (единицы–десятки пс, что соответствует длительности импульса) и для типичных значений рабочих частот СВЧ фотопушек (порядка 1–10 ГГц) фаза СВЧ поля меняется несущественно: $\omega_{\rm rf}\Delta t \ll 1$.

Ключевым феноменом с точки зрения фотоэмиссии является генерация фотоэлектронов под действием лазерных импульсов. В отличие от дрейфового и диффузионного слагаемых, генерационное связано со скоростью генерации $G(\mathbf{r},t)$:

$$G(\mathbf{r},t) = Q\alpha(\lambda)\mathcal{Z}(z)\mathcal{R}(r)\mathcal{T}\left(t - z/c\right). \tag{3}$$

В равенстве (3) используются радиальный и временной профили $\mathcal{R}$ и $\mathcal{T}$ лазерного импульса, а также продольная зависимость $\mathcal{Z} = e^{-\alpha(\lambda)z}{\rm QE}(z)$. Последняя содержит в себе информацию как о проникновении лазерного излучения в твердое тело (α – зависящий от длины волны лазера λ коэффициент поглощения), так и об эффективности взаимодействия фотонов с валентными электронами фотокатода (${\rm QE}(z)$ – количество сгенерированных электронов при поглощении фотона). Кроме того, введен поток входящих в полупроводник в Q.

В рамках данной работы предполагается, что энергия индуцирующих лазерных импульсов относительно невелика (другими словами, рабочая точка находится в линейной области эмиссионной кривой). "Малость" возмущения полупроводниковой среды позволяет существенно упростить математические выкладки и делает аналитическое решение возникающей в дальнейшем задачи возможным. С одной стороны, можно пренебречь внутренним электрическим полем $|\mathbf{E}_{\rm int}| \ll |\mathbf{E}_{\rm ext}|$ ($\nabla \cdot \mathbf{E}_{\rm int} \propto p - n$, где p – избыточная дырочная концентрация, которая так же, как и электронная n, возникает в результате фотоэффекта). С другой стороны, это же обстоятельство позволяет не учитывать частичную компенсацию внешнего поля собственным полем выходящих сгустков[2)].

Наконец, мы рассматриваем релаксацию избыточной электронной концентрации. В простейшем случае (за пределы которого в данной работе мы не выходим) соответствующая ей скорость дается выражением

$$R(\mathbf{r}, t) = \frac{n}{\tau}, \tag{4}$$

где τ – характерный временной параметр. Время релаксации τ может быть, в частности, связано с тем или иным механизмом рекомбинации. Однако в отсутствие какой бы то ни было информации о полупроводнике (тип полупроводника, тип проводимости, примесная концентрация и др.) не приходится говорить о механизме рекомбинации и τ. В этом смысле учет релаксации согласно выражению (4) в нашем подходе является опциональным.

Уравнение дрейфа-диффузии. Равенства (1)–(4) совместно с уравнением непрерывности позволяют записать уравнение дрейфа-диффузии:

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \nabla \cdot (D \nabla n - n\mathbf{v}) = G(\mathbf{r}, t) - R(\mathbf{r}, t). \tag{5}$$

Учитывая постоянство дрейфовой скорости $\mathbf{v}$ вдоль полупроводникового фотокатода (напряженности поля в СВЧ фотопушках – порядка единиц–десятков МВ/м, а дрейфовая скорость насыщена) $\nabla \cdot (n\mathbf{v}) \approx \nabla n \cdot \mathbf{v}$, получим:

$$D \Delta n + \mathbf{v} \cdot (\nabla n) - \frac{n}{\tau} - \frac{\partial n}{\partial t} = -G(\mathbf{r}, t). \tag{6}$$

Поскольку геометрия фотоинжекторов и входящих в их состав фотокатодов, в частности, обладает аксиальной симметрией, использование цилиндрической системы координат оправдано. Больше того, в рассматриваемой ситуации характерные поперечные размеры на порядки превосходят продольные, чем обуславливается использование параксиального приближения. Все сказанное выше позволяет редуцировать уравнение (6) до его одномерного вида:

$$D \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} + v \frac{\partial n}{\partial z} - \frac{n}{\tau} - \frac{\partial n}{\partial t} = -G(z, t). \tag{7}$$

Теперь, когда уравнение приняло окончательный вид, обратимся к граничным и начальному условиям, которые дополнят (7) до задачи дрейфа-диффузии.

Задача дрейфа-диффузии. Условие на контакте фотокатод–подложка ($z = \ell$) рассматривается в виде

$$n\big|_{z=\ell} = 0, \tag{8}$$

как если концентрация там всегда не возмущена, что подразумевает $\alpha^{-1} \leq \ell$. Условие на границе вакуум–фотокатод предваряют следующие комментарии.

Суммарный ток электронов в правой окрестности границы вакуум–полупроводник ($z = 0^+$) представим в виде суммы диффузионного и дрейфового

$$j_{\sum} = |e| \left(D \frac{\partial n}{\partial z} - vn \right) \Bigg|_{z=0^+}. \tag{9}$$

Той же величины должен быть и ток электронов в левой окрестности границы вакуум–фотокатод. Фототок в используемом подходе пропорционален концентрации и скорости, которые, вообще говоря, претерпевают изменение при "выходе" электронов в вакуум:

$$j_{\sum} = -|e|\, nv\big|_{z=0^-} \approx -|e|\, nv \sqrt{1 - \frac{A_{\rm eff}}{K}} \Bigg|_{z=0^+}, \tag{10}$$

где $A_{\rm eff}$ – эффективная работа выхода полупроводникового фотокатода, а K – кинетическая энергия электронов до преодоления потенциального барьера. Таким образом, с учетом равенств (9) и (10) и введенного обозначения

$$f \equiv \sqrt{1 - \frac{A_{\rm eff}}{K}} \in (0, 1) \tag{11}$$

граничное условие на контакте вакуум–фотокатода ($z = 0$) приобретает вид

$$\left(\frac{\partial n}{\partial z} - \frac{v}{D} (1 - f)\, n \right) \Bigg|_{z=0} = 0. \tag{12}$$

Начальное условие

$$n\big|_{t=0} = 0, \tag{13}$$

[2)]Учет собственного поля сгустков, хотя необходим для корректного описания процесса эмиссии в самом общем случае, менее интересен с точки зрения рассмотрения простейшего отклика фотокатода на пробный лазерный импульс.

соответствует отсутствию возмущения до момента появления лазерных импульсов. Итого, задача дрейфа-диффузии принимает окончательный вид:

$$\begin{cases} D\dfrac{\partial^2 n}{\partial z^2} + v\dfrac{\partial n}{\partial z} - \dfrac{n}{\tau} - \dfrac{\partial n}{\partial t} = -G(z,t), \\ \left(\dfrac{\partial n}{\partial z} - \dfrac{v}{D}(1-f)n\right)\Big|_{z=0} = 0, \\ n|_{z=\ell} = 0, \\ n|_{t=0} = 0. \end{cases} \tag{14}$$

3. Результаты и обсуждение. С помощью метода Фурье решена задача (14):

$$n(z,t) = Q\alpha \sum_{k=1}^{\infty} \int_0^t \Bigg(e^{-\Omega_k(t-t')} \times \tag{15}$$
$$\times \left(\frac{\int_0^\ell e^{Az'} \mathcal{Z}(z') \mathcal{T}(t'-z'/c)\, \varphi_k(z') dz'}{\int_0^\ell \varphi_k^2(z') dz'} \right) dt' \Bigg) \varphi_k(z) e^{-Az}.$$

В равенстве (15) использованы обозначения

$$\Omega_k = \left(\frac{\gamma_k}{\ell}\right)^2 D + A^2 D + \frac{1}{\tau}, \quad A = \frac{v}{2D}, \tag{16}$$

где γ_k – положительные корни $\gamma = -A(3-2f)\ell \tan\gamma$, и

$$\varphi_k(z) = \sin\left(\frac{\gamma_k}{\ell}(\ell - z)\right). \tag{17}$$

Рисунок 1 иллюстрирует полученное решение при действии на фотокатод прямоугольного лазерного импульса вблизи его фронтов $t = 0$ и $t = t_0$.

После подстановки $z = 0$ в равенство (15) можно получить профиль фототока как отклик фотокатода на индуцирующий лазерный импульс:

$$j_{\text{ph}}(t) = -|e|\, f v Q\alpha \sum_{k=1}^{\infty} \varphi_k(0) \int_0^t e^{-\Omega_k(t-t')} \times$$
$$\times \left(\frac{\int_0^\ell e^{Az'} \mathcal{Z}(z') \mathcal{T}(t'-z'/c)\, \varphi_k(z') dz'}{\int_0^\ell \varphi_k^2(z') dz'} \right) dt'. \tag{18}$$

Обратим внимание на то, что, как и выражение для концентрации, выражение для тока содержит (пусть и в не самом явном виде) свертку временного профиля лазерного импульса со спадающими экспонентами. Этот результат не является неожиданным и свидетельствует, в частности, о принципиальной невозможности повторения профиля лазерного импульса.

Рисунок 2 иллюстрирует следующее: при воздействии на фотокатод лазерного импульса (в данном случае прямоугольного) фронты импульса тока затягиваются, а сам импульс (в смысле ширины на полувысоте FWHM) практически не меняется.

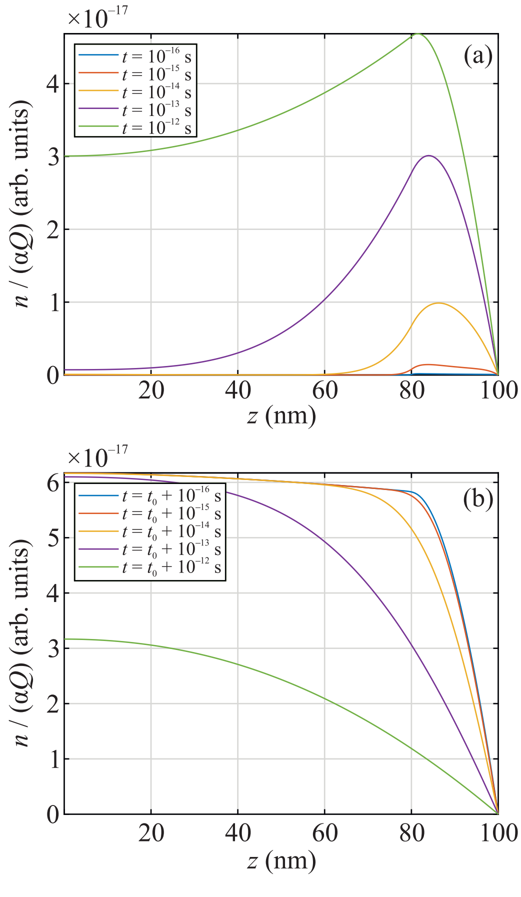

Рис. 1. (Цветной онлайн) Возмущение концентрации электронов проводимости $n(z,t)$ вблизи переднего (a) и заднего (b) фронтов прямоугольного лазерного импульса длительности $t_0 = 10$ пс. Параметры фотокатода: $D = 50$ см^2 с$^{-1}$, $v = -5 \cdot 10^6$ см с$^{-1}$, $\ell = 100$ нм, $\alpha = 0.05 \cdot 10^9$ м$^{-1}$. QE $= 10^{-5}$ ($0 \le z < 80$ нм), QE $= 10^{-1}$ (80 нм $\le z < 100$ нм). Рекомбинацией пренебрегаем ($\tau = 1$ нс $\gg t_0$)

На рисунке 3 приведены профили фототока при воздействии на фотокатод треугольных лазерных импульсов различной длительности. Во всех случаях уширение FWHM составило 0.35 пс, что определяется временем отклика фотокатода. Фронты фототока претерпервают тем более существенные изменения, чем больше t_{resp} и чем короче индуцирующий лазерный импульс.

Можно показать, что коэффициенты ряда (18) спадают и наиболее существенно лишь первое слагаемое. Показатель соответствующей экспоненты в простейшем случае, когда $\text{QE}(z) = \text{const}(z)$, $\mathcal{T}(t - z/c) \approx \mathcal{T}(t)$, позволяет оценить время отклика фотокатода:

$$t_{\text{resp}} \approx \left(A^2 D + \left(\frac{\gamma_1}{\ell}\right)^2 D + \frac{1}{\tau} \right)^{-1}. \tag{19}$$

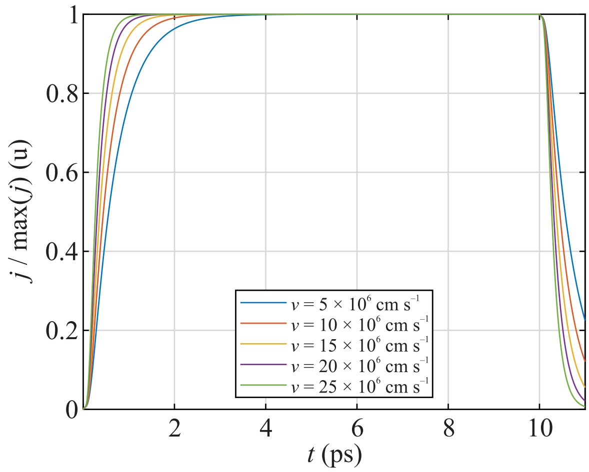

Рис. 2. (Цветной онлайн) Профиль фототока $j(t)$ при воздействии на фотокатод прямоугольного лазерного импульса длительности $t_0 = 10$ пс. Каждый из профилей нормирован на максимальное значение (пологий участок). Параметры идентичны таковым на рис. 1

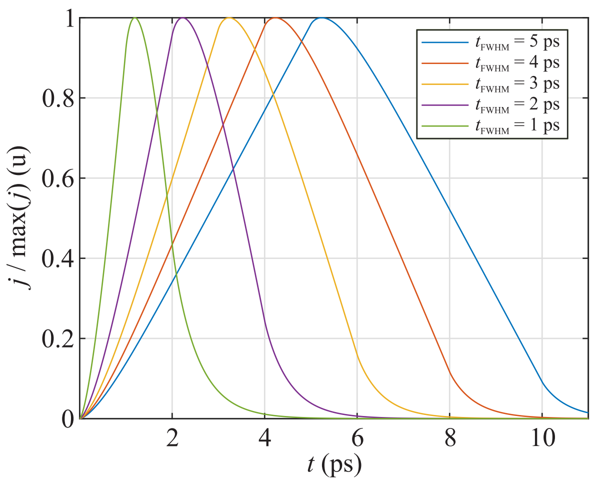

Рис. 3. (Цветной онлайн) Профиль фототока $j(t)$ при воздействии треугольных лазерных импульсов различной длительности. Параметры идентичны таковым на рис. 1

Так как $\gamma = \gamma(A\ell)$, $t_{\rm resp}$ полностью определяется v, ℓ, D и τ. В частности

$$\lim_{\ell\to 0} t_{\rm resp} = 0. \tag{20}$$

Рассмотрим отклик фотокатода на дельта-образный импульс. Полагая $\mathcal{T}(t) = \delta(t)$ и вводя для краткости записи соответствующее обозначение

$$j(t) = \sum_{k=1}^{\infty} C_k \int_0^t \mathcal{T}(t')e^{-\Omega_k(t-t')}dt', \tag{21}$$

получим

$$j(t) = \sum_{k=1}^{\infty} C_k e^{-\Omega_k t}. \tag{22}$$

Заряд выходящего сгустка, а с ним и доля вышедшего заряда сгустка от безразмерного времени, найдена интегрированием равенства (22):

$$\frac{q(t)}{q_{\rm bunch}} = \frac{\sum_{k=1}^{\infty} \frac{C_k}{\Omega_k}\left(1 - e^{-\Omega_k t}\right)}{\sum_{k=1}^{\infty} \frac{C_k}{\Omega_k}}. \tag{23}$$

Поскольку коэффициенты $\{C_k\}$ включают в себя все параметры модели, рисунок 4 дает не более чем качественное представление, которое, впрочем, согласуется, например, с результатами, полученными в [20].

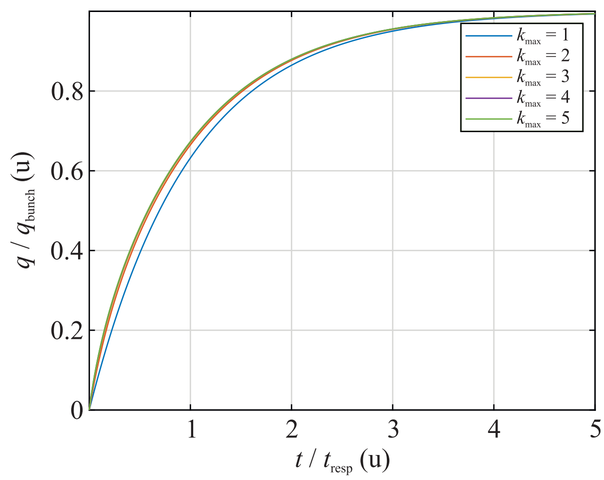

Рис. 4. (Цветной онлайн) Доля вышедшего сгустка при воздействии на полупроводниковый фотокатод дельта-импульса $\delta(t)$. Параметры идентичны таковым на рис. 1, кроме QE = const(z). Кривая $k_{\max} = 1$ соответствует $q(t)/q_{\rm bunch} \sim 1 - \exp(t/t_{\rm resp})$

Рассмотрение профиля импульса в виде $\delta(t - z/c)$ приводит к следующему выражению для тока:

$$j_{\rm ph}(t) = \sum_{k=1}^{\infty} D_k \int_0^t e^{\Omega_k(t-t')}\varphi_k(ct')e^{(A-\alpha)ct'}dt', \tag{24}$$

в котором для краткости вновь введены коэффициенты ряда $\{D_k\}$. В данном случае, не в пример выражению (19), время отклика фотокатода зависит и от α. Однако выражение (24) едва ли позволяет записать $t_{\rm resp}$ в явном виде. При произвольном профиле лазерного импульса ситуация еще более усложняется, а отклик фотокатода, содержит информацию не только об $\alpha(\lambda)$, но и временных параметрах импульса и QE(z).

4. Выводы. В работе предложена модель, позволяющая получать профиль фототока в СВЧ фотопушках при воздействии на полупроводниковый фотокатод одиночного лазерного импульса произвольной формы и, в принципе, последовательности импульсов (режимы single bunch и bunch-train, соответственно). Достигнутые результаты делают возможным описание широкого спектра полупроводниковых фотокатодов, поскольку параметры модели, такие как толщина фотокатода ℓ, дрейфовая скорость v, коэффициент диффузии D, коэффициент поглощения α и др. могут быть варьированы. Продольная зависимость $\mathcal{Z}(z)$, используемая в модели, хотя предложен ее конкретный, физически оправданный вид, в принципе, также может быть произвольной. Все это открывает дорогу к описанию неоднородных полупроводниковых структур (специальным образом допированные, гетероструктуры и другие).

В перспективе целесообразной является соотнесение полученных результатов с экспериментальными данными, а при их отсутствии – получение таковых. Также, предстоит расширить область применимости модели, в частности, учесть кулоновское поле вышедших сгустков, приводящее к экранированию внешнего СВЧ поля и открывающее дорогу к описанию фотоэмиссии в режиме насыщения.

Финансирование работы. Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках Соглашения от 27.05.2022 # 075-15-2022-830. Никаких дополнительных грантов на проведение или руководство данным конкретным исследованием получено не было.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. J. Fraser, R. Sheffield, and E. Gray, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **250**, 71 (1986); https://doi.org/10.1016/0168-9002(86)90862-4.
2. J.G. Power, AIP Conf. Proc. **1299**, 20 (2010); https://doi.org/10.1063/1.3520316.
3. V. Shiltsev and F. Zimmermann, Rev. Mod. Phys. **93**, 015006 (2021); https://doi.org/10.1103/RevModPhys.93.015006.
4. L. Schoeffel, C. Baldenegro, H. Hamdaoui, S. Hassani, C. Royon, and M. Saimpert, Prog. Part. Nucl. Phys. **120**, 103889 (2021); https://doi.org/10.1016/j.ppnp.2021.103889.
5. И.А. Ашанин, Ю.Д. Ключевская, С.М. Полозов, и В.И. Ращиков, Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон. **1**, 231041 (2023); http://doi.org/10.55959/MSU0579-9392.78.2310401.
6. L. Faillace, R. Agustsson, M. Behtouei et al. (Collaboration), Phys. Rev. Accel. Beams **25**, 063401 (2022); https://doi.org/10.1103/PhysRevAccelBeams.25.063401.
7. X.F. D. Stragier, O.J. Luiten, S.B. van der Geer, M.J. van der Wiel, and G.J. H. Brussaard, J. Appl. Phys. **110**, 024910 (2011); https://doi.org/10.1063/1.3610509.
8. Н.Ю. Песков, А.В. Афанасьев, И.В. Бандуркин, А.А. Вихарев, А.М. Горбачев, К.В. Минеев, Ю.С. Опарина, А.В. Савилов, Известия РАН. Серия физическая **87**, 670 (2023); https://doi.org/10.31857/S0367676522701319.
9. R.L. Li and P. Musumeci, Phys. Rev. Appl. **2**, 024003 (2014); https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.2.024003.
10. P. Musumeci, J.T. Moody, C.M. Scoby, M.S. Gutierrez, H.A. Bender, and N.S. Wilcox, Rev. Sci. Instrum. **81**, 013306 (2010); https://doi.org/10.1063/1.3292683.
11. S.P. Weathersby, G. Brown, M. Centurion et al. (Collaboration), Rev. Sci. Instrum. **86**, 073702 (2015); https://doi.org/10.1063/1.4926994.
12. R.H. Fowler, Phys. Rev. **38**, 45 (1931); https://doi.org/10.1103/PhysRev.38.45.
13. Lee A. DuBridge, Phys. Rev. **39**, 108 (1932); https://doi.org/10.1103/PhysRev.39.108.
14. W.E. Spicer, Phys. Rev. **112**, 114 (1958); https://doi.org/10.1103/PhysRev.112.114.
15. W.E. Spicer and H.-G. Alberto, Proc. SPIE, Photodetectors and Power Meters **2022**, 18 (1993); https://doi.org/10.1117/12.158575.
16. Y. Zhou and P. Zhang, J. Appl. Phys. **127**, 164903 (2020); https://doi.org/10.1063/5.0004140.
17. M. Krasilnikov, Y. Chen, and F. Stephan, J. Phys.: Conf. Ser. **1238**, 012064 (2019); https://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/1238/1/012064.
18. М. Красильников, С. М. Полозов, В. И. Ращиков, ЯФИ **13**, 73 (2022); https://doi.org/10.56304/S2079562922010195.
19. P. Hartmann, J. Bermuth, D. v. Harrach, J. Hoffmann, S. Köbis, E. Reichert, K. Aulenbacher, J. Schuler, and M. Steigerwald, Appl. Phys. Lett. **86**, 2245 (1999); https://doi.org/10.1063/1.371037.
20. I.V. Bazarov, B.M. Dunham, Y. Li, X. Liu, D.G. Ouzounov, C.K. Sinclair, F. Hannon, and T. Miyajima, J. Appl. Phys. **103**, 054901 (2008); https://doi.org/10.1063/1.2838209.
21. G. Loisch, Y. Chen, C. Koschitzki et al. (Collaboration), Appl. Phys. Lett. **120**, 104102 (2022); https://doi.org/10.1063/5.0078927.
22. G. Ha, K.-J. Kim, J.G. Power, Y. Sun, and P. Piot, Rev. Mod. Phys. **94**, 025006 (2022); https://doi.org/10.1103/RevModPhys.94.025006.
23. С.Ю. Миронов, А.В. Андрианов, Е.И. Гачева и др. (Collaboration), УФН **187**, 1121 (2017); https://doi.org/10.3367/UFNr.2017.03.038143.
24. A. Hoffmann, J. Good, M. Gross, M. Krasilnikov, and F. Stephan, Photonics **11**, 6 (2023); https://doi.org/10.3390/photonics11010006.

25. L. Cultrera, I. Bazarov, A. Bartnik, B. Dunham, S. Karkare, R. Merluzzi, and M. Nichols, Appl. Phys. Lett. **99**, 152110 (2011); `https://doi.org/10.1063/1.3652758`.
26. A. Aryshev, M. Shevelev, Y. Honda, N. Terunuma, and J. Urakawa, Appl. Phys. Lett. **111**, 033508 (2017); `https://doi.org/10.1063/1.4994224`.
27. H. Jani, L. Chen, and L. Duan, IEEE J. Quantum Electron. **56**, 1 (2019); `https://doi.org/10.1109/JQE.2019.2960774`.
28. T. Jia, L. Gan, X. Guo, H. Qiu, R. Zhang, X. Liu, J. Du, Y. Zhang, and L. Liu, Appl. Opt. **62**, 8804 (2023); `https://doi.org/10.1364/AO.503832`.