

## О ВЛИЯНИИ ПОПЕРЕЧНЫХ ТЕПЛОВЫХ СКОРОСТЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ В СХОДЯЩИХСЯ ЛЕНТОЧНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКАХ, ФОРМИРУЕМЫХ ПУШКАМИ С ЧАСТИЧНОЙ МАГНИТНОЙ ЭКРАНИРОВКОЙ КАТОДА

© 2020 г. Ю. Г. Гамаюнов<sup>а</sup>, \*, Е. В. Патрушева<sup>а</sup>

<sup>а</sup>Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского,  
ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012 Российская Федерация

\*E-mail: [GamaunovYG@info.sgu.ru](mailto:GamaunovYG@info.sgu.ru)

Поступила в редакцию 14.06.2019 г.

После доработки 10.07.2019 г.

Принята к публикации 20.07.2019 г.

Представлены результаты исследований влияния начальных тепловых скоростей электронов в сходящихся ленточных электронных пучках, формируемых пушками с частичной магнитной экранировкой катода. Результаты представлены в виде обобщенных графических зависимостей, которые применимы как для контроля конфигурации теплового пучка при различных его параметрах и уровнях фокусирующего магнитного поля, так и для моделирования электронно-оптических систем, обеспечивающих необходимый уровень токопрохождения таких пучков в пролетном канале.

DOI: 10.31857/S0033849420050058

### ВВЕДЕНИЕ

Продвижение источников излучения *O*-типа в коротковолновый диапазон предъявляет жесткие требования к величине токопрохождения электронного пучка в пролетном канале малых поперечных размеров. Высокое токопрохождение пучка необходимо, чтобы избежать возможного разрушения мелкоструктурных элементов электродинамической системы в случае попадания на них даже небольшой части пучка, имеющего большую плотность тока и удельную мощность. Помимо чисто технических причин, осложняющих формирование и транспортировку таких пучков, появляются факторы, которые в источниках излучения длинноволнового диапазона не имели решающего значения. К ним следует отнести влияние начальных тепловых скоростей электронов на конфигурацию и структуру пучка, приводящее к расплыванию пучка, перераспределению плотности тока по сечению, ограничению по предельному сжатию. Это характерно как для аксиально-симметричных пучков, так и ленточных пучков. Уже в ранних работах (см., например, [1, 2] и ссылки в них) были получены формулы, проведены расчеты и построены графики, иллюстрирующие влияние тепловых скоростей электронов в пучках, формируемых электростатическими пушками. Но фактором, уменьшающим расплывание теплового пучка, когда невозможно перейти к мень-

шим компрессиям пучка из-за ограниченной термозмиссии катода, является магнитное поле в области пушки и его величина на катоде, что не учитывалось в указанных работах. Поэтому в [3] изложен метод учета влияния начальных скоростей электронов в ленточных электронных пучках, который является дальнейшим развитием метода для анализа тепловых пучков, представленного в [4]. Метод основан на параксиальном приближении, но, тем не менее, позволяет получить достаточно полную информацию о характеристиках теплового пучка.

В данной работе метод [3] применен для исследования влияния начальных скоростей электронов в сходящихся ленточных пучках, формируемых пушками с частичной магнитной экранировкой катода и транспортируемых в однородном магнитном поле. Результаты представлены в виде обобщенных графических зависимостей, которые можно использовать для оценки этого влияния в электронно-оптических системах (ЭОС) с различными параметрами электронного пучка, а также для моделирования ЭОС с учетом теплового движения электронов.

### 1. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Эффективность взаимодействия теплового электронного пучка с высокочастотным полем электродинамической структуры и его токопро-

хождение в пролетном канале во многом зависит от распределения плотности тока по сечению пучка и его конфигурации. Разработанный в работе [3] метод и полученные уравнения позволяют определить условную границу с заданным токо содержанием и распределение плотности тока по сечению в тепловом пучке при максвелловском распределении начальных поперечных скоростей электронов. Уравнения получены с применением криволинейной системы координат, используемой в методе синтеза ЭОС сходящихся ленточных электронных пучков [5], и их решение дает информацию о том, в какой мере тепловой пучок отличается от ламинарного. Суть метода заключается в определении траекторий двух характерных электронов, один из которых покидает кромку катода с нулевой начальной скоростью (нетепловой электрон), а второй вылетает из центра катода, имея начальную поперечную скорость (тепловой электрон). В параксиальном приближении траектории любых электронов, вылетающих из произвольных точек катода с произвольными поперечными скоростями, выражаются через траектории характерных электронов, что позволяет, используя максвелловское распределение начальных скоростей, определить основные интегральные характеристики теплового пучка. Уравнения имеют вид [4]

$$q_n'' + \frac{1}{2} q_n' \left( \frac{u'}{u} + 4 \frac{\varphi'}{\varphi} \right) + \frac{in(x_1)(n_0^2 - 1)}{2\varphi u n_0} (q_n - 1) = \frac{iq_n}{2\varphi u} \left[ \frac{1}{q_n} \operatorname{erf} \left( \frac{q_n}{q_T} \right) - 1 \right], \quad (1)$$

$$q_T'' + \frac{1}{2} q_T' \left( \frac{u'}{u} + 4 \frac{\varphi'}{\varphi} \right) + \frac{in(x_1)(n_0^2 - 1)}{2\varphi u n_0} q_T = \frac{iq_T}{2\varphi u} \left[ \frac{1}{q_T} \operatorname{erf} \left( \frac{q_n}{q_T} \right) - 1 \right], \quad (2)$$

$$\varphi'' + \frac{u'}{2u} \varphi' + \frac{u''}{2u} \varphi + \frac{in(x_1)}{2u} \left[ n(x_1) \frac{\varphi}{\varphi_0} - \frac{n_0^2 - 1}{n_0} \right] = \frac{i}{2u^{3/2}}, \quad (3)$$

где  $q_n(x_1)$ ,  $q_T(x_1)$  – функции, описывающие траектории нетеплового и теплового электронов соответственно,  $x_1$  – нормированная продольная криволинейная координата;  $\varphi(x_1)$  – нормированная функция, описывающая граничную траекторию ламинарного пучка,  $\varphi_0$  – значение этой функции в кроссовере пушки;  $n_0$  – превышение рабочего магнитного поля над бриллюэновским полем  $B_{\text{бр}} = 1.04 \times 10^{-3} \sqrt{p_\mu U_0 / ds}$ , Тл,  $p_\mu$  – микропервеанс, мкА/В<sup>3/2</sup>,  $U_0$  – ускоряющее напряжение, В,  $d$  и  $s$  – толщина и ширина пучка, мм;  $n(x_1)$  – текущее превышение;  $u(x_1)$  – нормированное к  $U_0$  осевое

распределение потенциала;  $i = 0.0952 p_\mu / \mu_1$ ,  $\mu = \Phi_0 / l$ ,  $\mu_1 = s/l$ ,  $\varphi_0 = d/2\Phi_0$  ( $\Phi_0$  и  $l$  – нормировочные величины поперечных и продольных размеров).

Уравнение (3) является уравнением внутренней задачи синтеза сходящихся ленточных электронных пучков и описывает формирование ламинарных пучков при частичной магнитной экранировке катода [5]. Распределение плотности тока по поперечной криволинейной координате  $q_2$ , т.е. по сечению теплового пучка, дается формулой

$$j(x_1, q_2) = \frac{1}{2} j_k \frac{\varphi_k}{q_n \varphi} \times \left[ \operatorname{erf} \left( \frac{q_n}{q_T} \left( \frac{q_2}{q_n} + 1 \right) \right) - \operatorname{erf} \left( \frac{q_n}{q_T} \left( \frac{q_2}{q_n} - 1 \right) \right) \right], \quad (4)$$

где  $\operatorname{erf}(u)$  – интеграл вероятности,  $j_k$  – плотность тока на катоде,  $\varphi_k = \varphi(0)$ , в расчетах полагается  $\varphi_k = 1$ , что можно сделать выбором нормирующей величины  $\Phi_0$ . Долю тока в пределах условных границ теплового пучка, отстоящих симметрично от плоскости  $q_2 = 0$  на величину  $q$ , определяем по формуле

$$\frac{I}{I_0} = \frac{1}{2} \left( \frac{q}{q_n} + 1 \right) \operatorname{erf} \left( \frac{q_n}{q_T} \left( \frac{q}{q_n} + 1 \right) \right) - \frac{1}{2} \left( \frac{q}{q_n} - 1 \right) \times \operatorname{erf} \left( \frac{q_n}{q_T} \left( \frac{q}{q_n} - 1 \right) \right) + \frac{q_T}{2\sqrt{\pi} q_n} \times \exp \left( -\frac{q_n^2}{q_T^2} \left( \frac{q}{q_n} + 1 \right)^2 \right) - \frac{q_T}{2\sqrt{\pi} q_n} \exp \left( -\frac{q_n^2}{q_T^2} \left( \frac{q}{q_n} - 1 \right)^2 \right). \quad (5)$$

Интегрирование уравнений (1), (2) проводим от плоскости  $x_1$  вблизи катода с начальными условиями  $q_n(x_1) = 1$ ,  $q_T'(x_1) = 0$ :

$$q_T(x_1) = \frac{n_0 p}{n_0^2 - 1} \sin \left[ \left( 18 \frac{i \varphi_0^3}{\varphi_k^4} \right)^{1/6} \frac{(n_0^2 - 1)}{n_0} x_1^{1/3} \right], \quad (6)$$

$$q_T'(x_1) = \frac{p}{3} \left( 18 \frac{i \varphi_0^3}{\varphi_k^4} \right)^{1/6} x_1^{-2/3} \times \cos \left[ \left( 18 \frac{i \varphi_0^3}{\varphi_k^4} \right)^{1/6} \frac{(n_0^2 - 1)}{n_0} x_1^{1/3} \right], \quad (7)$$

где  $p = 0.06 \sqrt{s/d\lambda}$  – параметр теплового пучка,  $\lambda = \sqrt{p_\mu U_0 / T}$  – параметр тепловых скоростей. При расчетах тепловой электрон, двигаясь в верхней полуплоскости, может при некоторых значениях продольной координаты  $x_1$  достигать центральной плоскости и пересекать ее. Так как движение электронов пучка симметрично относительно этой плоскости, то в программе предусмотрено “отражение” электрона от плоскости  $q_2 = 0$ .

## 2. ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

В уравнениях (1)–(3) и формулах (6), (7) параметры электронного пучка входят в комплексы  $i$ ,  $n_0$ ,  $p$ , а распределение потенциала  $u(x_1)$  и магнитного поля  $n(x_1)$  представлены в нормированном виде. Поэтому решение уравнений не требует задания конкретных электрических и геометрических параметров электронного пучка. Это означает, что электронные пучки, имея различные параметры, но одинаковые значения указанных комплексов и формируемые ЭОС, в которых нормированные распределения потенциала и магнитного поля также одинаковы, будут подобны как по конфигурации, так и по распределению плотности тока в сечении. Иначе говоря, указанные комплексы следует рассматривать как критерии подобия для теплового пучка, придавая которым определенные значения можно моделировать системы формирования электронных пучков с разными параметрами. Так, например, нормированной полуширине  $\phi_0$  ламинарного пучка в кроссовере, входящей в уравнения (1)–(3) и формулы (6), (7), соответствует линейная компрессия  $S_0 = 1/\phi_0$ , если катод плоский, и несколько меньшая компрессия с точностью до величины  $\mu^2 \ll 1$ , если катод цилиндрический (см. [5, с. 1129]). Тем самым выбор значения  $\phi_0$  означает выбор компрессии пушки, но не конкретных размеров катода или толщины пучка.

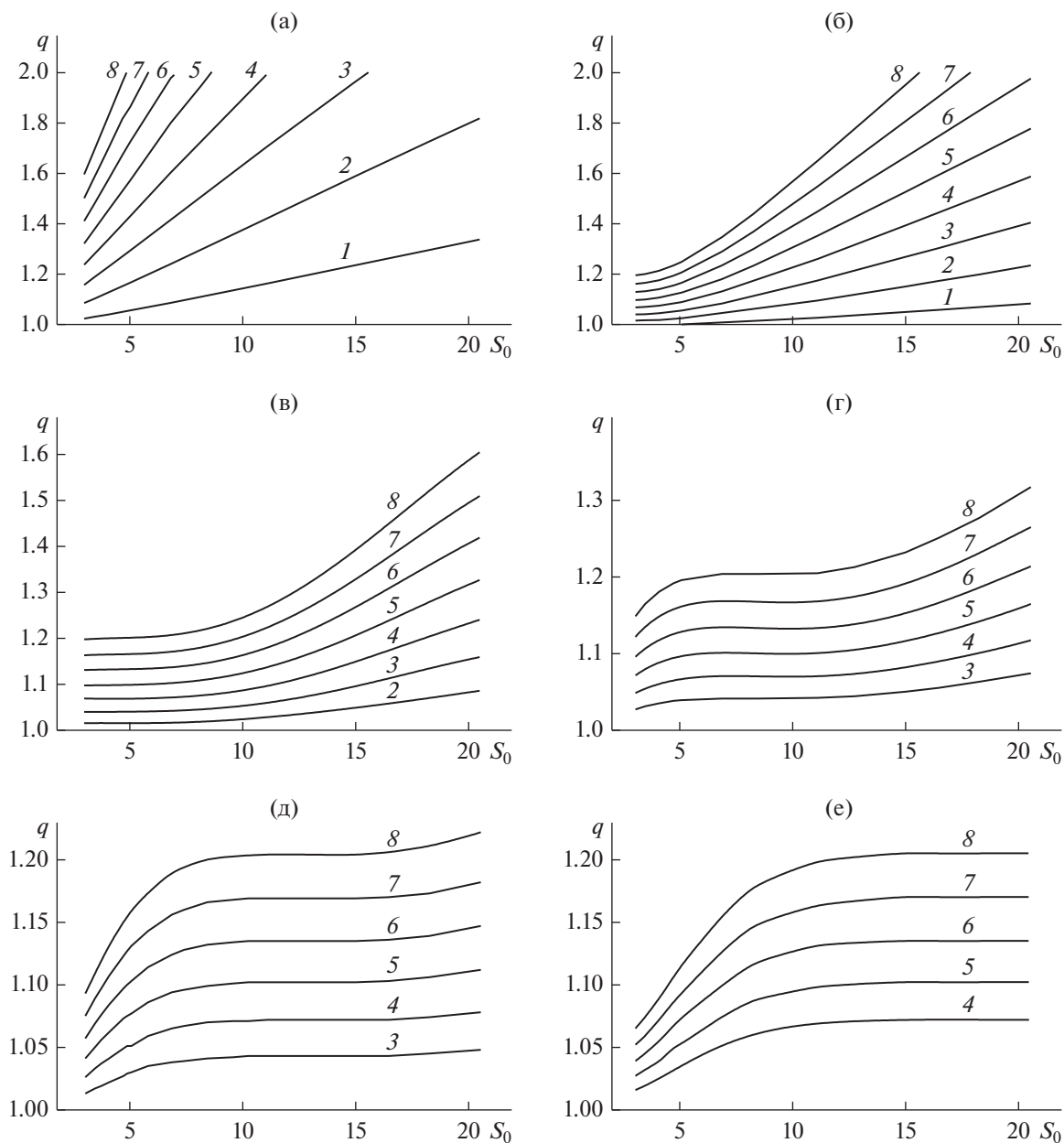
Исследование влияния тепловых скоростей электронов в электронных пучках, формируемых пушками с частичной магнитной экранировкой катода, проводили поэтапно. На первом этапе для выбранных нормированных параметров ламинарного пучка (превышение  $n_0$  магнитного поля над бриллюэновским полем, линейная компрессия  $S_0$ , значение параметра  $i$ ) интегрировали уравнения (3) так, как это изложено в [5]. Определяем функцию  $\phi(x_1)$ , описывающую граничную траекторию ламинарного пучка, распределения потенциала  $u(x_1)$  и магнитного поля  $n(x_1)$ , которые обеспечивают формирование электронного пучка с нормированной полутолщиной  $\phi_0$  в кроссовере, согласованно входящего в область рабочего магнитного поля. На втором этапе интегрировали уравнения (1), (2), используя найденные функции  $\phi(x_1)$ ,  $u(x_1)$ ,  $n(x_1)$ , и для выбранного значения  $p$  параметра теплового пучка находили функции  $q_n(x_1)$ ,  $q_r(x_1)$ . Затем по формуле (4) определяли распределение плотности тока по сечению теплового пучка, т.е. по координате  $q_2$ , а по формуле (5) – конфигурацию  $q(x_1)$  теплового пучка для заданной величины токосодержания в его границах. Эти характеристики теплового пучка наиболее важны в области пролетного канала, где величины  $q_2$  и  $q(x_1)$  имеют простой смысл. В про-

летном канале функция  $\phi(x_1)$ , описывающая граничную траекторию ламинарного пучка, принимает постоянное значение  $\phi_0$ , и криволинейная система координат, связанная с этой функцией, переходит в декартовую систему координат<sup>1</sup>. Поэтому значению поперечной криволинейной координаты  $q_2$ , входящей в формулу (4), будет соответствовать декартова поперечная координата  $y = q_2 \phi_0 \Phi_0$ , а значению  $q(x_1)$  в формуле (5) – условная полутолщина теплового пучка  $d_r/2 = q(x_1) \phi_0 \Phi_0$ . Учитывая, что ламинарный пучок в пролетном канале имеет полутолщину  $d/2 = \phi_0 \Phi_0$ , получаем  $q_2 = 2y/d$  (т.е.  $q_2$  совпадает с текущей координатой  $y$ , нормированной к полутолщине пучка), а величина  $q(x_1) = d_r/d$ , т.е. показывает во сколько раз поперечные размеры  $d_r$  теплового пучка при заданном токосодержании в его границах отличаются от размеров ламинарного пучка.

В отличие от ламинарного пучка тепловой пучок в пролетном канале пульсирует с чередованием узлов и пучностей. Поперечные размеры теплового пучка в пучностях определяют уровень его заполнения и токопрохождения в пролетном канале. Поэтому важно знать, в какой мере реальный тепловой пучок будет отличаться от соответствующего ламинарного пучка и какие условия должны быть выполнены, чтобы отличие в конфигурации пучков было в допустимых пределах. Расчеты относительных поперечных размеров  $q$  в пучностях теплового пучка от линейной компрессии  $S_0$  ламинарного пучка были проведены при различных значениях величин  $p$  и  $n_0$  для случая, когда электронный пучок формируется электронной пушкой с цилиндрическим катодом. Результаты представлены на рис. 1, где величины  $p$  и  $n_0$  выступают как параметры.

Зависимости рис. 1 хорошо подтверждают факт сдерживающего влияния магнитного поля и влияния компрессии  $S_0$  ламинарного пучка на распыление соответствующего теплового пучка. Видно, что с увеличением магнитного поля возмущение теплового пучка уменьшается, а увеличение компрессии приводит к большему распылению пучка при том же отношении рабочего магнитного поля к бриллюэновскому полю и неизменном параметре  $p$  теплового пучка (в этом случае увеличение компрессии связано с увеличением высоты катода). Увеличение же параметра  $p$  при неизменном  $n_0$  также приводит к больше-

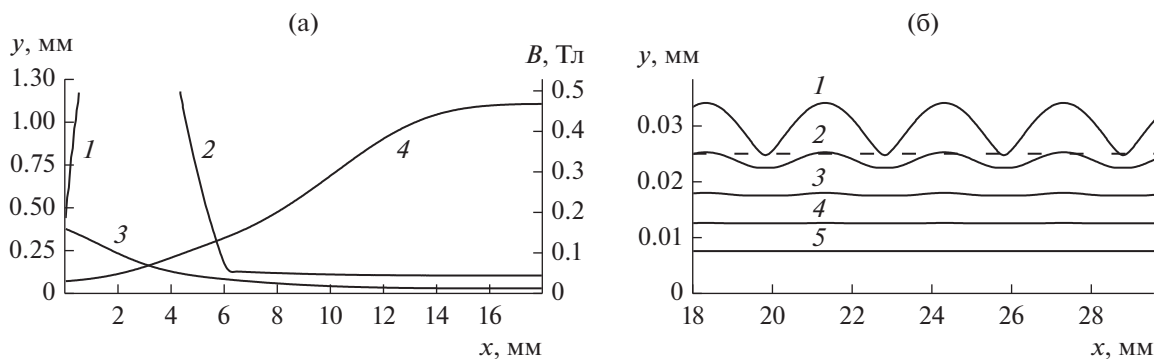
<sup>1</sup> Формулы перехода от криволинейной системы координат к декартовой имеют вид [5]:  $\frac{x}{l} = x_1 - \mu^2 q_2^2 \frac{\phi(x_1) \phi'(x_1)}{2}$ ,  $\frac{y}{l} = \mu q_2 \phi(x_1) \left[ 1 - \mu^2 q_2^2 \frac{\phi'^2(x_1)}{2} \right]$ . В пролетном канале  $\phi'(x_1) = 0$ ,  $\phi(x_1) = \phi_0$ ,  $x = x_1 l$ ,  $y = q_2 \phi_0 \Phi_0$ .



**Рис. 1.** Зависимость в пролетном канале относительных поперечных размеров в пучностях теплового пучка от линейной компрессии ламинарного пучка для нескольких значений превышения рабочего магнитного поля:  $n_0 = 2$  (а), 3 (б), 4 (в), 5 (г), 6 (д), 7 (е), и различных значений параметра теплового пучка:  $p = 0.06$  (1), 0.12 (2), 0.18 (3), 0.24 (4), 0.3 (5), 0.36 (6), 0.42 (7), 0.48 (8). Величина токосодержания в границах теплового пучка 0.99.

му расплыванию пучка. Величина этого параметра зависит от значения параметра тепловых скоростей  $\lambda = p_{\mu} U_0/T$  и отношения  $s/d$  ширины пучка к его толщине. Меньшим значениям  $\lambda$  соответствуют меньшие ускоряющие напряжения и большие температуры катода, что только усиливает влияние тепловых скоростей электронов на структуру пучка. К этому приводит также и уменьшение первеанса пучка. Физически последнее объясняется тем, что в пучках с большим пер-

веансом конфигурация пучка в большей мере определяется пространственным зарядом пучка, а не тепловым движением электронов. Если же увеличивается ширина пучка  $s$ , то это проявится в уменьшении линейной (на единицу ширины пучка) плотности тока и к проявлению эффекта, аналогичному эффекту в низкопервеансных пучках, т.е. к большему влиянию начальных скоростей электронов на конфигурацию пучка. Если же возрастание отношения  $s/d$  связано с уменьшением толщины пучка, то ясно, что возмущение пучка



**Рис. 2.** Геометрия электродов пушки: фокусирующий электрод (1), анод (2), граничная траектория ламинарного пучка (3), распределение магнитного поля (4), радиус кривизны катода  $R_{кр} \approx 5.7$  мм, высота катода  $H \approx 0.75$  мм (а); конфигурация теплового пучка в области транспортировки при токосодержании 0.99 (1), 0.9 (2), 0.7 (3), 0.5 (4), 0.3 (5) в его границах. Штриховой линией показана граница ламинарного пучка (б).

проявится сильнее в ЭОС с тонким пучком, чем в ЭОС, у которых толщина пучка больше. В большинстве случаев при расчетах конкретных ЭОС параметры  $p$  и  $n_0$  не будут совпадать со значениями на рис. 1. Поэтому для более точной оценки расплывания теплового пучка, можно провести дополнительные несложные вычисления. Так, если компрессия ламинарного пучка есть  $\tilde{S}_0$ , превышение фокусирующего поля  $\tilde{n}_0$  и параметр теплового пучка  $\tilde{p}$ , то справедлива приближенная формула для условной границы  $\tilde{q}(\tilde{p}, \tilde{n})$  теплового пучка

$$\tilde{q}(\tilde{p}, \tilde{n}_0) \approx q(p, n_0) + \left(\frac{\nabla q}{\nabla p}\right)_{n_0} (\tilde{p} - p) + \left(\frac{\nabla q}{\nabla n_0}\right)_p (\tilde{n}_0 - n_0), \quad (8)$$

в которой функции  $q(p, n_0)$ ,  $\left(\frac{\nabla q}{\nabla p}\right)_{n_0}$ ,  $\left(\frac{\nabla q}{\nabla n_0}\right)_p$  следует определять из графиков рис. 1, используя значения  $p$ , близкие к  $\tilde{p}$ , и значения  $n_0$ , близкие к  $\tilde{n}_0$ .

Зависимости рис. 1 позволяют также целенаправленно выбирать параметры ламинарного пучка, при которых соответствующий тепловой пучок будет уверенно транспортироваться в пролетном канале. При этом следует помнить, что всегда должно быть выполнено условие  $s/d \gg 1$ , так как при выводе рабочих уравнений использована модель бесконечно широкого пучка<sup>2</sup>. В качестве примера проведем моделирование ЭОС с параметрами: микропереванс  $p_\mu = 0.05$ , ускоряющее напряжение  $U_0 = 16000$  В, толщина ламинарного пучка  $d = 0.05$  мм, ширина  $s = 1$  мм. Плотность тока ламинарного пучка достигает  $\sim 200$  А/см<sup>2</sup>. Та-

кую плотность тока может обеспечить только компрессионная оптика. Примем, что эмиссионная способность катода такова, что необходимый ток пучка может быть получен, если компрессия пучка будет не менее  $S_0 \sim 15$ . Пусть температура катода  $T = 1300$  К, тогда в этой ЭОС параметр тепловых скоростей  $\lambda \approx 0.615$  и параметр теплового пучка  $\tilde{p} \approx 0.34$ . Если принять, что тепловой пучок по уровню токосодержания 0.99 не должен превышать в пучностях поперечные размеры ламинарного пучка в  $\tilde{q} \approx 1.4$  раз, то это может быть достигнуто при соответствующем уровне  $\tilde{n}_0$  рабочего магнитного поля. Для определения уровня магнитного поля  $\tilde{n}_0$  воспользуемся зависимостями рис. 1 и формулой (8). Из рис. 1б для компрессии  $S_0 = 15$  и для значения параметра  $p = 0.36$ , близкого к параметру  $\tilde{p}$  при  $n_0 = 3$ , находим входящую в формулу (8) величину  $q(p, n_0) \approx 1.66$ . Величину  $(\Delta q/\Delta p)n_0 \approx 2.17$  вычисляем по значениям величин  $q(p, n_0)$  при  $p = 0.3$  и  $p = 0.36$  на рис. 1б. Аналогично определяем величину  $(\Delta q/n_0)_p \approx 0.39$ , используя значения величин  $q(p, n_0)$  на рис. 1б и 1в для превышений магнитного поля  $n_0 = 3$  и  $n_0 = 4$  при  $p = 0.36$ . Подставляя эти значения в приближенную формулу (8), определяем превышение рабочего магнитного поля над бриллюэновским полем, оно равно  $\tilde{n}_0 \approx 3.55$ . При указанных выше параметрах пучка и найденном  $\tilde{n}_0$  методом синтеза [5] рассчитываем электронную пушку с частичной магнитной экранировкой катода, а по уравнениям (1)–(3) и формулам (4), (5) – конфигурацию теплового пучка для ряда значений токосодержания в его условных границах<sup>3</sup>.

Геометрия пушки, осевое распределение магнитного поля, конфигурация теплового пучка в

<sup>2</sup> Более строго для модели бесконечно широкого пучка должно быть выполнено в области пушки условие  $s/(dS_0) \gg 1$ . Но, по-видимому, это условие можно для сходящего пучка ослабить, так как текущая толщина пучка в пушке уменьшается.

<sup>3</sup> Расчеты по уравнениям (1)–(3) при  $\tilde{n}_0 \approx 3.55$  и токосодержании 0.99 дают превышение условной границы теплового пучка в пучностях над ламинарным пучком в  $\sim 1.37$  раза.

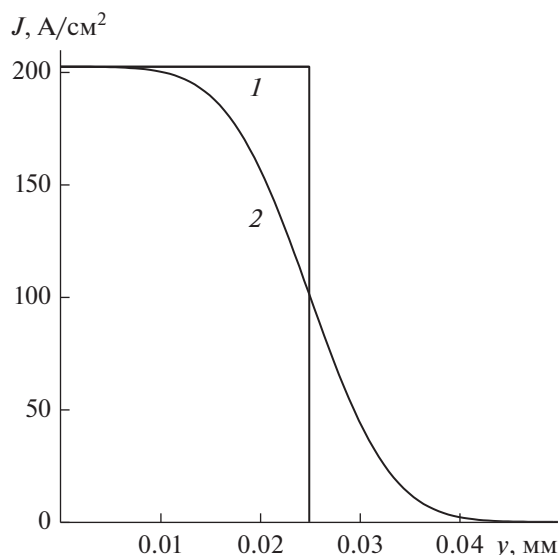


Рис. 3. Распределение плотности тока по сечению теплового пучка в узлах (1) и пучностях (2).

пролетном канале представлены на рис. 2. Из рисунка видно, что в узлах тепловой пучок не отличается от ламинарного пучка по толщине при одних и тех же значениях токосодержания, в пучностях же условная граница теплового пучка тем заметнее отходит от соответствующей границы ламинарного пучка, чем больше величина токосодержания. При малых величинах токосодержания границы ламинарного и теплового пучка совпадают. На рис. 3 представлено распределение плотности тока по сечению пучка в узлах и пучностях. Отношение  $q_n/q_t$ , от которого зависит распределение плотности тока, в узлах и пучностях имеют значение  $q_n/q_t \rightarrow \infty$  и  $q_n/q_t \approx 2.7$  соответственно. Поэтому плотность тока в сечении пучка постоянна в первом случае и изменяется во втором. Темп изменения плотности тока различен по мере удаления от центральной плоскости пучка  $y = 0$ , но до значений  $y \approx 0.01$  мм плотности тока в ламинарном и тепловом пучках почти совпадают. Это объясняет совпадение границ этих пучков на рис. 2 при малых значениях токосодержания.

Ранее отмечалось, что все расчеты были проведены для электронно-оптических систем с цилиндрическим катодом. Для сопоставления был проведен расчет электронно-оптической системы с плоским катодом и теми же самыми параметрами, которые были у ЭОС на рис. 2. Получено хорошее совпадение по конфигурации теплового пучка и распределению плотности тока по его сечению. Геометрия пушек и распределение магнитного поля в пушках различаются незначительно, осевая длина пушки с плоским катодом несколько больше.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные исследования влияния поперечных тепловых скоростей электронов в сходящихся ленточных электронных пучках показали, что использованный для этих исследований метод дает возможность оперативно и достаточно полно получать информацию о характеристиках теплового пучка. Этот метод совместно с методом синтеза и уточняющими расчетами ЭОС по программам анализа целесообразно применять при разработке электронно-оптических систем для источников излучения  $O$ -типа коротковолнового диапазона.

### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 18-02-00666).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алямовский И.В. Электронные пучки и электронные пушки. М.: Сов. радио, 1966.
2. Молоковский С.И., Сушков Ф.Д. Интенсивные электронные и ионные пучки. М.: Энергоатомиздат, 1991.
3. Гамаюнов Ю.Г., Патрушева Е.В. // РЭ. 2019. Т. 64. № 5. С. 498.
4. Кириштейн П., Кайно Г., Уотерс У. Формирование электронных пучков. М.: Мир, 1970.
5. Гамаюнов Ю.Г., Патрушева Е.В. // РЭ. 2017. Т. 62. № 11. С. 1126.