

**А. В. Аржанников, В. Т. Астрелин, П. В. Калинин,  
С. Л. Сеницкий, В. Д. Степанов**

Новосибирский государственный университет  
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия

Институт ядерной физики СО РАН  
пр. Акад. Лаврентьева, 11, Новосибирск, 630090, Россия  
E-mail: A.V.Arzhannikov@inp.nsk.su; V.T.Astrelin@inp.nsk.su;  
P.V.Kalinin@inp.nsk.su; sinitsky@inp.nsk.su; V.D.Stepanov@inp.nsk.su

## **ОДНОВРЕМЕННАЯ ГЕНЕРАЦИЯ И ТРАНСПОРТИРОВКА ДВУХ СИЛЬНОТОЧНЫХ ЛЕНТОЧНЫХ ПУЧКОВ**

Приведены результаты исследований по одновременной генерации и транспортировке двух килоамперных ленточных пучков релятивистских электронов, которые предназначены для получения мощных импульсов электромагнитного излучения миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов по схеме многоканального планарного мазера на свободных электронах с двумерной пространственно распределенной обратной связью. В компьютерном моделировании продемонстрирована возможность одновременной генерации нескольких ленточных пучков с приемлемыми параметрами для накачки синфазных колебаний миллиметрового излучения в соответствующем числе каналов такого мазера. В свою очередь, в экспериментах на установке ЭЛМИ осуществлена одновременная генерация двух ленточных микросекундных пучков в диоде с магнитной изоляцией при следующих параметрах: энергия электронов – 0,8 МэВ, ток каждого пучка до 3 кА, сечение одного пучка –  $0,4 \times 7$  см. Обсуждена перспектива использования такой пары пучков для реализации двухстадийной схемы получения терагерцового излучения.

*Ключевые слова:* сильноточная электроника, электронные пучки.

### **Введение**

Для получения мощных ( $P \sim 1$  ГВт) импульсов пространственно когерентного миллиметрового излучения нами была предложена и развита концепция планарного мазера на свободных электронах (МСЭ) с двумерной пространственно распределенной обратной связью (РОС) [1–3]. Эта концепция призвана обеспечивать устойчивый фазовый синхронизм в потоке миллиметрового излучения, создаваемом пучком релятивистских электронов с поперечным размером, на несколько порядков величины превышающим длину волны генерируемого излучения. Указанный механизм обратной связи может быть реализован с помощью двумерных брэгговских резонаторов планарной или коаксиальной геометрии. Теоретический анализ показал, что для обеих конфигураций режим генерации пространственно когерентного излучения достигается даже в условиях указанной выше простран-

ственно развитой электродинамической системы [3]. Возможность эффективной работы такой двумерной РОС продемонстрирована недавно в экспериментах с планарным МСЭ на установке ЭЛМИ. В ходе этих экспериментов была осуществлена одномодовая генерация импульсов 4 мм излучения с мощностью  $\sim 10$  МВт и длительностью до 0,4 нс [4; 5]. В этих экспериментах использовался релятивистский электронный пучок (РЭП) со следующими параметрами: энергия электронов – 1 МэВ, плотность тока –  $1$  кА/см<sup>2</sup>, поперечное сечение –  $0,4 \times 7$  см, длительность импульса – около 3 нс [5]. (Подобный результат получен партнерами из Стратклайдского университета в Великобритании на пучке с аксиально-симметричным сечением и длительностью 200 нс [6].)

Учитывая тот факт, что в компьютерном моделировании нами была выявлена возможность одновременной генерации в одном ускорительном диоде нескольких ленточных пучков с указанными параметрами,

мы предложили вариант МСЭ с двумя ленточными пучками, в котором может реализоваться двухстадийная схема генерации микросекундных импульсов терагерцового излучения мегаваттного уровня мощности [7]. Физический механизм генерации терагерцового излучения в данном случае основан на эффекте вынужденного рассеяния электромагнитной волны накачки на пучке релятивистских электронов. В предлагаемой схеме исходная волна накачки на частоте 75 ГГц генерируется первым ленточным пучком в МСЭ с планарным резонатором, в котором для обеспечения пространственного синхронизма электромагнитных колебаний используется двумерный брэгговский отражатель. Это 75-гигагерцовое излучение через специальный волновод связи поступает в соседний с мазером щелевой канал, где распространяется навстречу второму ленточному пучку релятивистских электронов. Рассеянное на электронах пучка излучение, распространяющееся по направлению движения электронов, будет иметь частоту выше частоты исходной волны накачки в  $4\gamma^2$  раз, что лежит в области частот в несколько терагерц для энергии электронов около 1 МэВ.

Реализация проекта генерации терагерцового излучения по описанной выше двухстадийной схеме требует, прежде всего, разработки ускорительного диода, который обеспечивал бы одновременное получение двух сильнооточных ленточных пучков. Второй не менее важной задачей является осу-

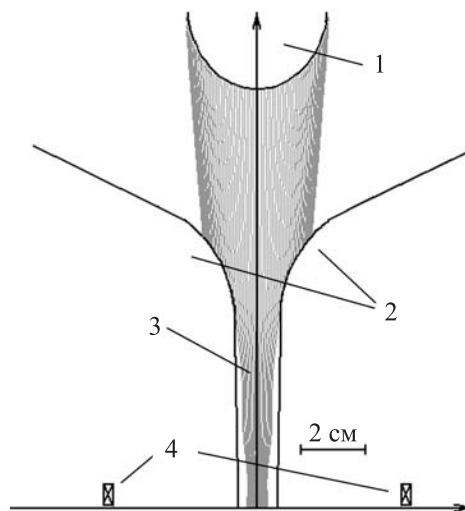


Рис. 1. Геометрия диода с магнитной изоляцией: 1 – катод; 2 – анод; 3 – электронный пучок; 4 – катушки соленоида на канале

ществление транспортировки интенсивных ленточных РЭП в умеренном по величине магнитном поле внутри щелевых каналов в условиях, близких к устойчивому равновесию. Результаты компьютерного моделирования и экспериментальных исследований, направленных на решение этих проблем составляют основное содержание данной работы.

### Компьютерное моделирование

Главная проблема при получении сильнооточных РЭП, приемлемых для воплощения в жизнь схемы двухстадийной генерации терагерцового излучения, состоит в необходимости достижения предельно высокой яркости этих пучков, которая пропорциональна отношению плотности тока пучка к квадрату его угловой расходимости –  $\theta^2$ . Расчеты показывают, что для получения приемлемого уровня перекачки энергии волн в терагерцовую область необходима плотность тока пучка масштаба 3 кА/см<sup>2</sup> при разбросе продольных скоростей электронов  $\Delta V_{\parallel} / V_{\parallel} \approx \theta^2 / 2$  менее  $10^{-2}$  [7]. Следует отметить, что для получения миллиметрового излучения требование на разброс по продольным скоростям электронов пучка существенно менее жесткое:  $\leq 5 \cdot 10^{-2}$ . В ходе аналитического рассмотрения и компьютерного моделирования, проведенного нами ранее в работе [8] для магнитно-изолированного ускорительного диода с ленточной геометрией при напряжении на диоде 1 МВ, плотности тока в пучке 150 А/см<sup>2</sup> и ведущем магнитном поле в канале 0,6 Тл, было показано, что правильным выбором геометрии проводящих границ катод-анодного промежутка, а также хода силовых линий магнитного поля и его величины в области движения электронов возможно подавление угловой расходимости электронного пучка до уровня  $\theta \sim 2 \cdot 10^{-2}$ , что обеспечивает выполнение условия  $\Delta V_{\parallel} / V_{\parallel} \sim 2 \cdot 10^{-4}$ . Более того, в компьютерном моделировании одновременной генерации 4-ленточных пучков в единой ускорительной системе удалось также продемонстрировать получение такой яркости пучков, которая адекватна их использованию для генерации миллиметрового излучения [9].

Что касается перспектив применения ленточных пучков в двухстадийной схеме генерации терагерцового излучения, то по результатам компьютерного моделирования

одновременной генерации двух ленточных пучков в диоде с магнитной изоляцией и выводом этих пучков в узкие щелевые каналы нами показано, что угловая расходимость электронов может быть доведена до уровня  $\theta \sim 5 \cdot 10^{-2}$  (что соответствует  $\Delta V_{\parallel} / V_{\parallel} \sim 10^{-3}$ ) при значительно большей плотности тока пучка  $1 \text{ кА/см}^2$  в магнитном поле  $1,7 \text{ Тл}$ . В качестве примера на рис. 1 представлены электронные траектории, полученные в ходе решения самосогласованной двумерной стационарной задачи о генерации ленточного пучка в диоде с помощью кода POISSON-2. По результатам моделирования была выбрана наиболее подходящая конструкция магнитно-изолированного диода, включая конфигурацию катушек магнитной системы ускорителя.

Не менее важной задачей моделирования явилась проводка ленточных пучков в щелевом канале. Теоретическое рассмотрение прохождения отдельного сильноточного ленточного РЭП в щелевом канале и соответствующие эксперименты были впервые проведены нами в 1989 г. [10; 11]. Нынешние исследования относятся к случаю двух пучков. При решении задачи предполагалось, что каждый ленточный пучок имеет однородную по сечению плотность тока, а масштаб длины, на котором происходит заметная перестройка сечения пучка за счет дрейфовых движений в собственных полях, существенно превышает зазор между стенками канала. Последнее условие эквивалентно малому влиянию собственных полей пучка на движение электронов по сравнению с действием ведущего магнитного поля. В расчетах также предполагалось, что канал имеет форму прямоугольного короба с идеально проводящими стенками, ось которого направлена вдоль вектора однородного внешнего магнитного поля. Для нахождения электрических и магнитных полей пучка решалось двумерное уравнение Пуассона методом разложения в ряды Фурье. При этом граница пучка была аппроксимирована произвольной замкнутой ломаной линией. Затем вместе с электронами, движущимися в полученных электрических и магнитных полях на границе пучка, производилось смещение границы пучка в поперечном сечении канала. На рис. 2 представлена эволюция сечения одного из двух стационарных ленточ-

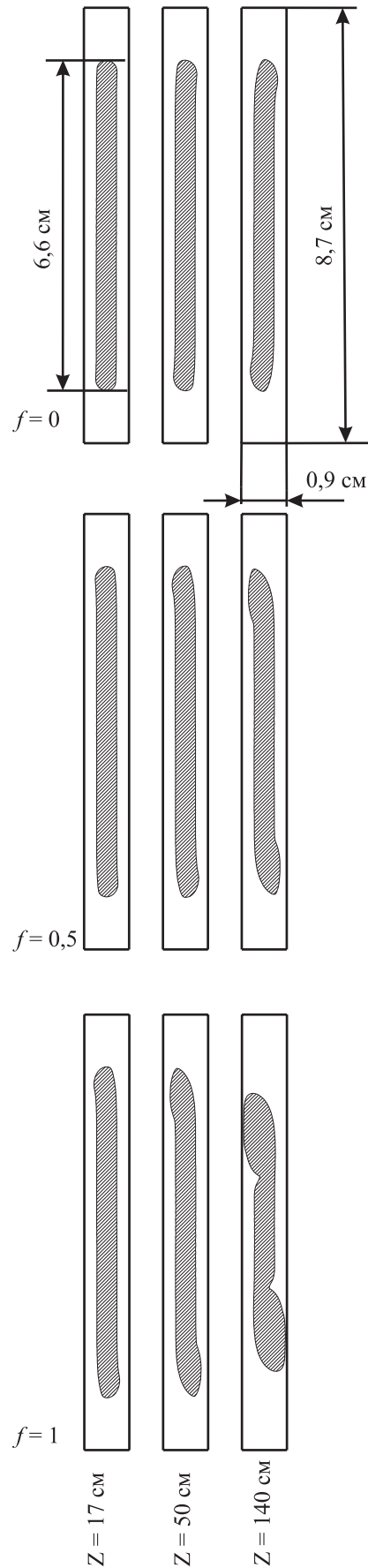


Рис. 2. Форма сечения пучка при движении его в канале на различных координатах  $Z$  для трех величин степени нейтрализации пучка по заряду

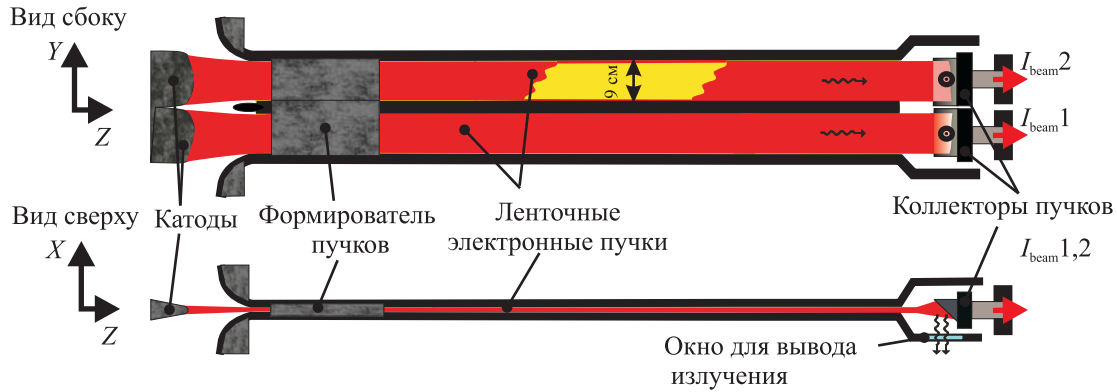


Рис. 3. Схема экспериментов по одновременной генерации двух ленточных пучков

ных пучков с энергией электронов 0,8 МэВ при токе каждого пучка 3кА и первоначальном размере  $0,4 \times 6,6$  см. Здесь представлено изменение сечения пучка по мере продвижения электронов в канале с проводящими стенками с сечением  $0,9 \times 8,7$  см и длиной 140 см в условиях ведущего магнитного поля величиной 1,7 Тл. Результаты представлены для трех случаев, когда степень нейтрализации пучка по заряду ионами, которые могут появиться в объеме пучка за счет ионизации им остаточного газа, была равна 0; 0,5 и 1. Как видно из рисунка, существенное изменение формы сечения пучка в первом и втором случае наблюдается только при приближении к концу канала. Но при полной нейтрализации пучка по заряду изменения сечения пучка имеют место уже на расстоянии 50 см от места его входа в канал. Направления и величины смещений концов ленточного пучка в обоих случаях могут быть легко оценены с помощью известной зависимости скорости

поперечного смещения электрона (см., например, [10]):

$$\vec{V}_{\perp} = c \frac{\vec{E} \times \vec{H}_0}{H_0^2} + v_{\parallel} \frac{\vec{H}}{H_0} = c \frac{\vec{E} \times \vec{H}_0}{H_0^2} \left( \frac{1}{\gamma^2} - f \right), \quad (1)$$

где  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  – суммарные электрическое и магнитное поля, создаваемые зарядами и токами как электронов пучка, так и зарядами и токами в проводящих стенках канала,  $\vec{H}_0$  – однородное внешнее магнитное поле, а  $f$  – степень нейтрализации пучка по заряду.

Для того чтобы форма сечения пучка не изменялась в процессе его движения по каналу (т. е. оставалась равновесной) даже в условиях ненулевой поперечной скорости электронов, необходимо, чтобы поперечное смещение электронов, составляющих границу пучка (смещение направлено вдоль эквипотенциалей), происходило именно вдоль границы. Отсюда следует, что граница пучка должна совпадать с эквипотенциалью. Теоретически задача о нахождении равновесной формы сечения была решена в работе [10], а экспериментально такое равновесие продемонстрировано в [11]. Установлено, что равновесное сечение реализуется при соотношении между толщиной пучка и зазором между стенками канала равном  $\frac{3}{4}$ . Но для воплощения двухстадийной схемы с ленточными пучками выполнить данное условие не представляется возможным. Для обеспечения условий эффективной генерации 4 мм излучения величина зазора в канале не должна превышать 2–3 длин волн, а величина поперечной скорости электронов должна быть равной  $V_{\perp} \approx 0,2 c$ , что дает величину поперечного ларморовского радиуса около 0,1 см. В то же время для

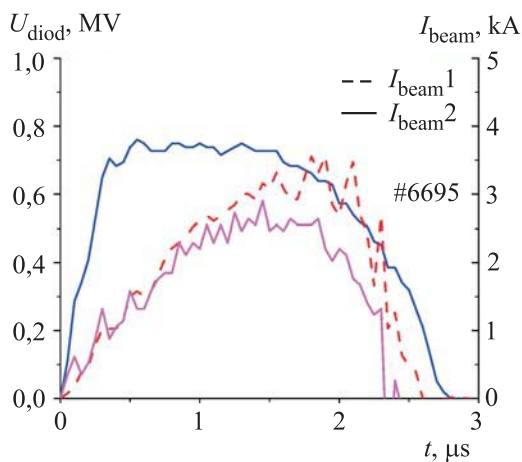


Рис. 4. Оциллограммы напряжения на диоде и двух пучковых токов на выходе из каналов

раскачки такой скорости электронов амплитуда ондуляторного поля должна быть на уровне  $0,1 H_0$ , что приводит к дополнительному колебанию границы пучка в канале на величину масштаба  $0,1$  см. В итоге, граница сечения пучка должна отстоять от стенки канала минимум на  $0,2$  см, что не позволяет в эксперименте выполнить равновесное соотношение. Таким образом, мы намеренно отходим от равновесной формы сечения пучка, предполагая, что в условиях нашего эксперимента деформация сечения пучка на длине резонатора будет допустимой.

### Результаты экспериментов по генерации и транспортировке двух ленточных пучков

Исходя из результатов компьютерного моделирования, были поставлены эксперименты по одновременной генерации двух ленточных пучков и транспортировке их в вакуумных целевых каналах. С этой целью нами использован опыт создания магнитно-изолированных ленточных диодов и моделирования в них процессов генерации пучков с помощью кодов для расчета электронной оптики.

Схема эксперимента представлена на рис. 3. Два ленточных пучка генерируются с помощью двух вытянутых в вертикальном направлении катодов, находящихся друг над другом (см. вид сбоку). Катоды изготовлены из волокнистого графитового материала для обеспечения однородной эмиссии по их поверхности. Магнитное поле при движении пучка от катода в транспортный канал адиабатически нарастает от значения  $0,35$  до  $1,7$  Тл, обеспечивая тем самым магнитную компрессию пучка с повышением плотности тока до  $1-1,5$  кА/см<sup>2</sup>. При этом в соответствии с расчетами питч-угол электронов по отношению к полному магнитному полю в канале не может превышать нескольких градусов. При прохождении пучками области сжатия их сечения магнитным полем на входе в канал транспортировки, внешние области сечения срезались специальным графитовым формирователем так, что только центральная часть сечения пучка с размерами  $0,4 \times 7$  см, в которой электроны должны иметь наименьшие питч-углы, проходила в канал (см. рис. 3). Далее после транспортировки пучка в канале с магнитным полем  $1,7$  Тл на расстояние  $140$  см пучки направля-

лись в спадающем магнитном поле на графитовые коллекторы. В эксперименте коллекторы находились в магнитном поле  $0,15$  Тл, что на порядок величины снижало плотность тока пучка и этим обеспечивало исключение поверхностной эрозии и распыления материала коллекторов внутрь каналов. Толщина ленточного сечения пучков внутри каналов в этом эксперименте была выбрана равной  $0,4$  см при зазоре между стенками каналов  $0,9$  см для того, чтобы электроны пучка, которые в экспериментах по генерации миллиметрового излучения должны колебаться в поперечном направлении под действием магнитного поля ондулятора, не могли достигать стенок каналов. На рис. 4 приведены типич-

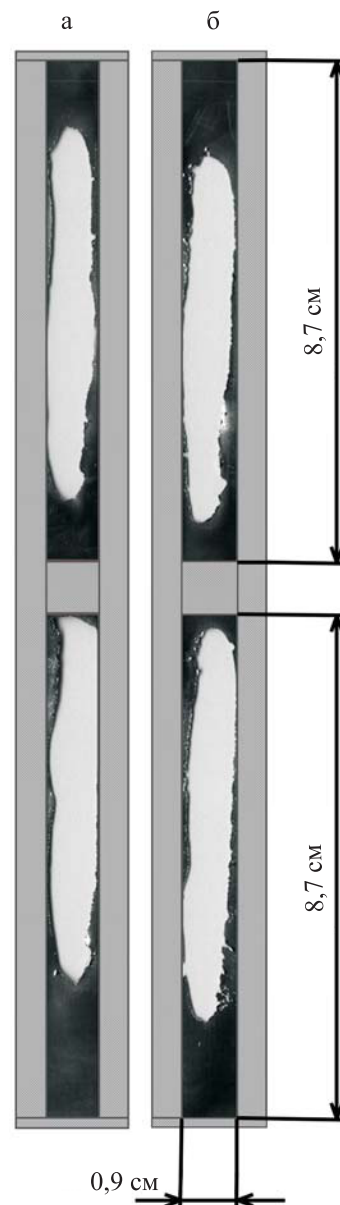


Рис. 5. Отпечатки ленточных пучков на Ti фольгах при  $Z = 140$  см

ные осциллограммы напряжения на диоде и токов двух пучков, поглощенных коллекторами на выходе из каналов. Фольги были изолированы от коллекторов вакуумным зазором в 3 см. Легко видеть, что токи пучков одинаково быстро нарастают во времени благодаря движению плазмы в диоде и сокращению катод-анодного зазора, но по величине несколько отличаются. Для выяснения степени деформации сечений пучков и выявле-

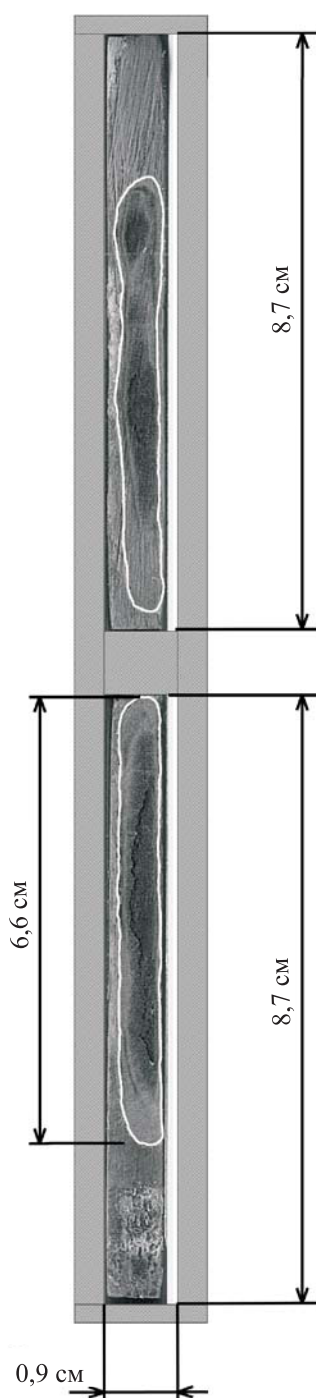


Рис. 6. Отпечаток пучка на графитовой мишени при  $Z = 50$  см

ния причин различия токов мы использовали отпечатки пучков на указанных фольгах. При прохождении сквозь фольгу пучок нагревал материал фольги до испарения и тем самым создавал в ней отверстие с сечением, близким к сечению пучка. Судя по представленным на рис. 5, а отпечаткам пучков, которые были получены в том же выстреле, что и осциллограммы на рис. 4, оба отпечатка пучков смещены вверх от оси канала на расстояние около 1,5 см, так что нижний пучок (осциллограмма  $I_{\text{beam}2}$ ) частично попадает на металлический брусок, отделяющий транспортные каналы. Вследствие этого возникло заниженное значение тока этого пучка на осциллограмме, представленной на рис. 4. Причиной послужило несовпадение направления силовых линий ведущего магнитного поля с направлением оси канала. В данном случае угол между ними составлял около 0,01 рад. Для исправления этого эффекта, связанного с неточностями намотки на канал катушки ведущего поля, нами была использована дополнительная шина с током, которая практически полностью исключила этот недостаток, не испортив формы сечения пучка (рис. 5, б). Это привело к хорошему совпадению токов обоих пучков. Из сопоставления направлений смещения концов сечений пучков и искажения их формы, что зарегистрировано в этих экспериментах, с результатами моделирования поведения сечения (см. рис. 2) можно сделать вывод о том, что степень нейтрализации пучка по заряду  $f$  больше величины  $1/\gamma^2$  – см. формулу (1), но далека от 1, иначе бы пучок сильно сжался по высоте. Некоторое несовпадение формы сечений, полученных в экспериментах, с расчетными формами с большой вероятностью связано с неоднородностью тока по сечению пучков, которая была непосредственно зарегистрирована при сбросе пучков на графитовые мишени, помещенные прямо в канал в средней его части на расстоянии 50 см от формирователя по ходу пучка (рис. 6). Таким образом, в соответствии с тем, что выбранная толщина пучков отличается от равновесной, в эксперименте зарегистрированы некоторые деформации сечения пучков на длине транспортировки 140 см. В то же время видно, что ленточная форма сечения сохранилась. Более того, зазор между пучком и стенкой остался на уровне 0,1 см при распространении пучков на расстояние 50 см. В итоге можно ожидать, что на проме-

жутке длиной 70 см за формирователем, где будет помещен резонатор, отклонения формы сечения пучков будут небольшие и допустят проведение экспериментов по генерации терагерцового излучения.

### Заключение

1. В ходе компьютерного моделирования выбрана схема одновременной генерации двух ленточных пучков в диоде с магнитной изоляцией и их последующей транспортировки в щелевых каналах.

2. Проведен цикл экспериментов по выбранной схеме генерации двух пучков, в которых измерены макроскопические параметры пучков. В эксперименте получены одновременно два близких по всем параметрам ленточных пучка с сечением  $0,4 \times 7$  см при плотности тока до  $1,5 \text{ кА/см}^2$ .

3. Теоретический анализ демонстрирует перспективность использования полученных пучков в двухстадийной схеме генерации мощного терагерцового излучения на базе планарного МСЭ миллиметрового диапазона.

### Список литературы

1. Arzhannikov A. V., Ginzburg N. S., Nikolaev V. S. et al. FEL driven by high current ribbon REB and operated with two dimensional feedback // 14th International FEL Conference. Kobe, Japan, 1992. Technical Digest.

2. Arzhannikov A. V., Ginzburg N. S., Peskov N. Yu. et al. Super-power free electron lasers with two-dimensional distributed feedback // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. 1995. A358. P. 189–192.

3. Ginzburg N. S., Peskov N. Yu., Sergeev A. S. et al. Theory and design of a free-electron maser with two-dimensional feedback driven by a sheet electron beam // Phys. Rev. E. 1999. Vol. 60. No. 1. P. 935–945.

4. Arzhannikov A. V., Ginzburg N. S., Ivanenko V. G. et al. Investigation of mode structure for mm-wave radiation pulses generated by planar FEM at 2-D distributed feedback //

Abstracts of 16th International Conference on High-Power Particle Beams. BEAMS' 2006. Oxford, UK, 2006. No. 19.

5. Аржанников А. В., Гинзбург Н. С., Заславский В. Ю. и др. Исследование генерации миллиметрового излучения в планарном мазере на свободных электронах с комбинированным брэгговским резонатором // Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Серия: Физика. 2006. Т. 1, вып. 2. С. 71–81.

6. Konoplev I. V., Cross A. W., Ginzburg N. S. et al. Study of co-axial free electron maser based on two-dimensional distributed feedback // Proc. of VI International workshop «Strong microwaves in plasmas». N. Novgorod, Russia, 2006. Vol. 1. P. 208–213.

7. Arzhannikov A. V., Ginzburg N. S., Kalinin P. V. et al. Intercavity scattering scheme for two-stage generation of submillimeter radiation on the base of planar 2D bragg FEM // Proc. VI International workshop «Strong Microwaves in Plasmas». N. Novgorod, Russia, 2006. Vol. 1. P. 228–232.

8. Arzhannikov A. V., Sinitsky S. L. Reduction of angular spread at nonadiabatic electron motion in magnetically insulated diode // Proc. of 11th International Conference on High Power Particle Beams. Contr. Prague, 1996. Vol. 1. P. 367–370.

9. Arzhannikov A. V., Astrelin V. T., Bobylev V. B. et al. Four-channel planar FEM for high-power mm-wave generation (theoretical and experimental problems) // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. 2003. Vol. A507. P. 129–132.

10. Астрелин В. Т., Ерофеев В. И. Двумерные равновесия электронного пучка в вращающемся магнитном поле // ЖТФ. 1989. Т. 59, вып. 2. С. 135–141.

11. Arzhannikov A. V., Astrelin V. T., Kapitonov V. A. et al. Studies of microsecond ribbon REB generation and transport // Proc. of the 9th International Conference on High-Power Particle Beams. Novosibirsk, USSR, 1990. Vol. 1. P. 256–263.

Материал поступил в редколлегию 18.10.2007