

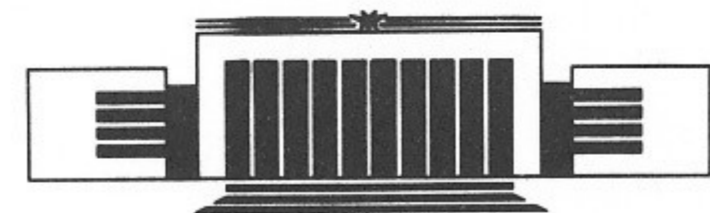


44
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

**А.В. Аржанников, М.П. Лямзин,
С.Л. Синицкий, М.В. Юшков**

**ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ТРАНСПОРТИРОВКЕ
МОЩНОГО МИКРОСЕКУНДНОГО
ЛЕНТОЧНОГО РЭП
В ВАКУУМНОМ КАНАЛЕ**

ПРЕПРИНТ 89-70



НОВОСИБИРСК

Эксперименты по транспортировке
мощного микросекундного ленточного РЭП
в вакуумном канале

А.В. Аржанников, М.П. Лямзин,
С.Л. Сеницкий, М.В. Юшков

Институт ядерной физики
630090, Новосибирск 90, СССР

АННОТАЦИЯ

Описаны эксперименты по транспортировке в вакууме пучка релятивистских ($\gamma \leq 3$) электронов, имеющего сечение $S_b \approx 1 \times 10$ см. В экспериментах зарегистрирована зависимость тока пучка, прошедшего через щелевой канал длиной $L = 100$ см, от величины ведущего магнитного поля. Показано, что микросекундный пучок с высокой (~ 1 кА/см²) плотностью тока можно транспортировать с эффективностью близкой к 100% даже в умеренных магнитных полях $B_c \sim 0.5 \div 1$ Т.

ВВЕДЕНИЕ

В связи с развитием исследований, направленных на создание термоядерного реактора на основе длинной соленоидальной ловушки, в которой плазма нагревается мощными релятивистскими электронными пучками (РЭП), необходимо осуществить переход в экспериментах по генерации таких пучков на уровень энергосодержания в них $Q_b = 1$ МДж [1].

К середине 80-х годов для микросекундных пучков, генерируемых в плоском диоде, был достигнут уровень энергосодержания $Q_b \approx 100$ кДж [2]. Дальнейший подъем энергосодержания микросекундного РЭП, генерируемого в отдельном диоде, оказался трудно осуществимым из-за пережигания катод-анодного промежутка быстрорасширяющейся плазмой. По этой причине в работе [3] было предложено увеличивать энерговклад пучков в плазму путем их поочередной инжекции в соленоид. В работе было отмечено, что наиболее приемлемыми для такого процесса являются ленточные пучки, генерируемые в магнитно-изолированных диодах. Во-первых, такие пучки сравнительно просто можно будет выводить на одну и ту же силовую трубку магнитного поля путем переключения его силовых линий. Во-вторых, генерация ленточных пучков в бесфольговых диодах должна позволить поднять их длительность на уровень около 10 мкс и, наконец, немаловажным является и то, что генерацией в магнитно-изолированных диодах, по-видимому, можно будет получить пучки с существенно меньшим угловым разбросом, чем в диодах с фольговым анодом (см. [4]) и

тем самым достигают более высокой эффективности их взаимодействия с плотной плазмой [5].

Анализ, проведенный в работе [6], показал, что для электронных пучков с ленточным сечением $S_b \approx 4 \times 140$ см можно подобрать условия, при которых осуществима их устойчивая транспортировка в вакуумных каналах с ведущим магнитным полем $B_c \sim 1$ Т на расстоянии в несколько метров при плотности тока ~ 0.1 кА/см² и даже несколько выше. Следовательно, такие пучки могут иметь величину полного тока $I_b \approx 50$ кА, которая приемлема для экспериментов по пучковому нагреву плазмы. Ленточные пучки с указанным сечением должны будут сравнительно легко переводиться с помощью пересоединения силовых линий магнитного поля из нескольких вакуумных каналов поочередно в один, затем в соответствии с дальнейшим ходом силовых линий изменять форму своего сечения из ленточной в круглую и, наконец, сжиматься до необходимого диаметра. Плотность тока сжатого пучка в плазме должна будет при этом достигнуть необходимой величины в несколько кА/см² (см. [7]).

Для изучения перспектив получения и использования ленточных пучков в Институте ядерной физики СО АН СССР сооружается установка У-2 (см. [7]). К настоящему времени на этой установке в проверочных экспериментах с плоским диодом при КПД ускорителя $\eta \approx 75\%$ получен аксиально-симметричный пучок со следующими параметрами [8]: энергия электронов $\mathcal{E}_e \approx 1.2$ МэВ, ток пучка $I_b \sim 60$ кА, длительность пучка $\tau_b \sim 7$ мкс, полное энергосодержание $Q_b \sim 160$ кДж^{*}). Сейчас на установке У-2 ведутся эксперименты по Транспортировке Электронных Ленточных пучков (ТЭЛ-10), сечение которых может иметь ширину $b = 10 \div 20$ см и толщину $2\delta = 0.5 \div 3$ см. Ток пучка при этом может достигать нескольких десятков килоампер.

ОПИСАНИЕ СХЕМЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Схема экспериментов ТЭЛ-10 представлена на рис. 1. Электроны вытягиваются электрическим полем из холодноэмиссионного катода, изготовленного из волокнистого графитового материала, ускоряются вдоль сжимающего электронный поток магнитного

* Отметим, что близкий по параметрам пучок получен также на установке У-1 [9].

поля и затем проходят в транспортный вакуумный канал с сечением $S_c = 2\Delta \times a = 4 \times 25$ см. Сечение электронного пучка на начальном участке канала задается геометрическими размерами катода и коллиматора, установленного на входе в канал, расстоянием между ними, а также конфигурацией силовых линий ведущего магнит-

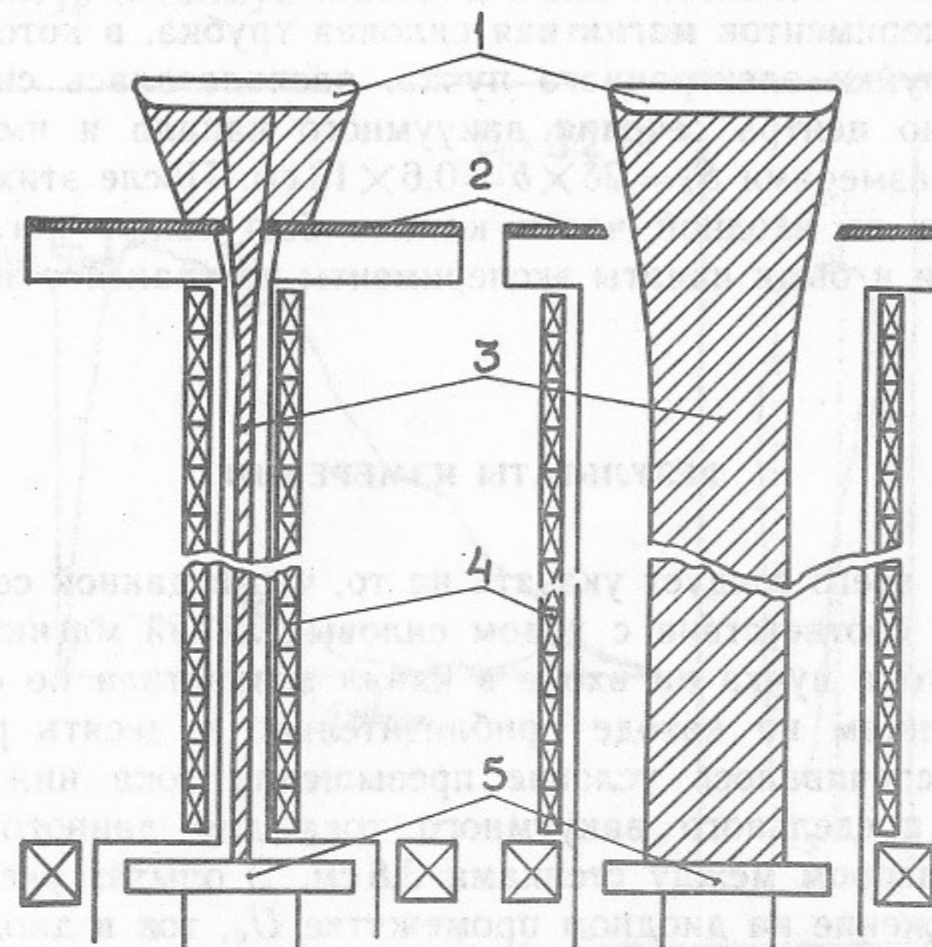


Рис. 1. Схема эксперимента:

1 — катод ускорительного диода; 2 — графитовый коллиматор; 3 — электронный пучок; 4 — катушки магнитного поля; 5 — коллектор.

ного поля. Ведущее магнитное поле, которое является однородным в вакуумном канале, может варьироваться в нем от 0 до 1.0 Т. При этом вблизи катода ускорителя оно изменяется пропорционально полю в канале, но величина его в различных сериях опытов может быть различной. Необходимая конфигурация силовых линий была обеспечена системой катушек, расположение которых подбиралось с помощью расчетов на ЭВМ. Проверка правильности хода магнитных силовых линий была осуществлена путем установки на входе в канал графитового поглотителя с большим числом отверстий небольшого (2 мм) диаметра. В этом случае ток электронных струек, вырезанных из пучка, был достаточно мал, и они распространялись вдоль невозмущенных силовых линий ведущего магнитного поля. Конфигурация сечения пучка как на входе в

канал, так и на выходе из него определялась интегрально по времени по его отпечаткам на полимерных пленках и металлических фольгах. Было установлено, что сечение пучка, обозначенное струйками электронов, на выходе из канала совпадало по форме и размерам с его сечением на выходе. Для обсуждаемых в данной работе экспериментов магнитная силовая трубка, в которой содержались струйки электронного пучка, располагалась симметрично относительно центра сечения вакуумного канала и имела в нем сечение с размерами $S_b = 2\delta \times b = 0.6 \times 13$ см. После этих контрольных опытов из входной части канала был вынут поглотитель с отверстиями и были начаты эксперименты по транспортировке пучка.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Прежде всего следует указать на то, что в данной серии экспериментов в соответствии с ходом силовых линий магнитного поля плотность тока пучка на входе в канал возрастала по отношению к ее значениям на катоде приблизительно в десять раз, и тем самым обеспечивалось условие превышения тока инжекции над величиной предельного вакуумного тока для данного щелевого канала с зазором между стенками 3.8 см. В опытах регистрировались напряжение на диодном промежутке U_d , ток в диоде I_d и ток пучка на выходе из транспортного канала I_c . Поскольку в сечении той части пучка, которая уходила в канал, происходило подзапирание электронов, то основная доля тока электронов в диоде замыкалась на входной диафрагме. На рис. 2 представлены осциллограммы сигналов U_d , I_d и I_c , зарегистрированные в случае, когда индукция магнитного поля в канале $B_c = 0.2$ Т, а остаточное давление в нем $P \sim 10^{-4}$ Торр. Здесь же приведен отпечаток пучка на тонкой полимерной пленке, полученный в этом выстреле на выходе из канала. Видно, что поведение во времени тока на выходе из канала I_c следует за изменением напряжения на ускорительном диоде U_d : в начале он быстро (в течение 1 мкс) нарастает, а затем медленно снижается. И это несмотря на то, что ток диода нарастает монотонно в течение всего времени генерации пучка. Следовательно, хотя появление плазмы и ее движение с течением времени приводят к существенному повышению тока пучка в диоде, но в то же время в данном выстреле слабо влияют на величину

ну тока пучка в канале. Лишь в самом конце осциллограммы I_c появляется подъем тока, связанный, по-видимому, с заполнением вакуумного канала плазмой. При этом отпечаток пучка на его выходе из канала несколько отличается от его невозмущенной формы (контур невозмущенного сечения обозначен точками).

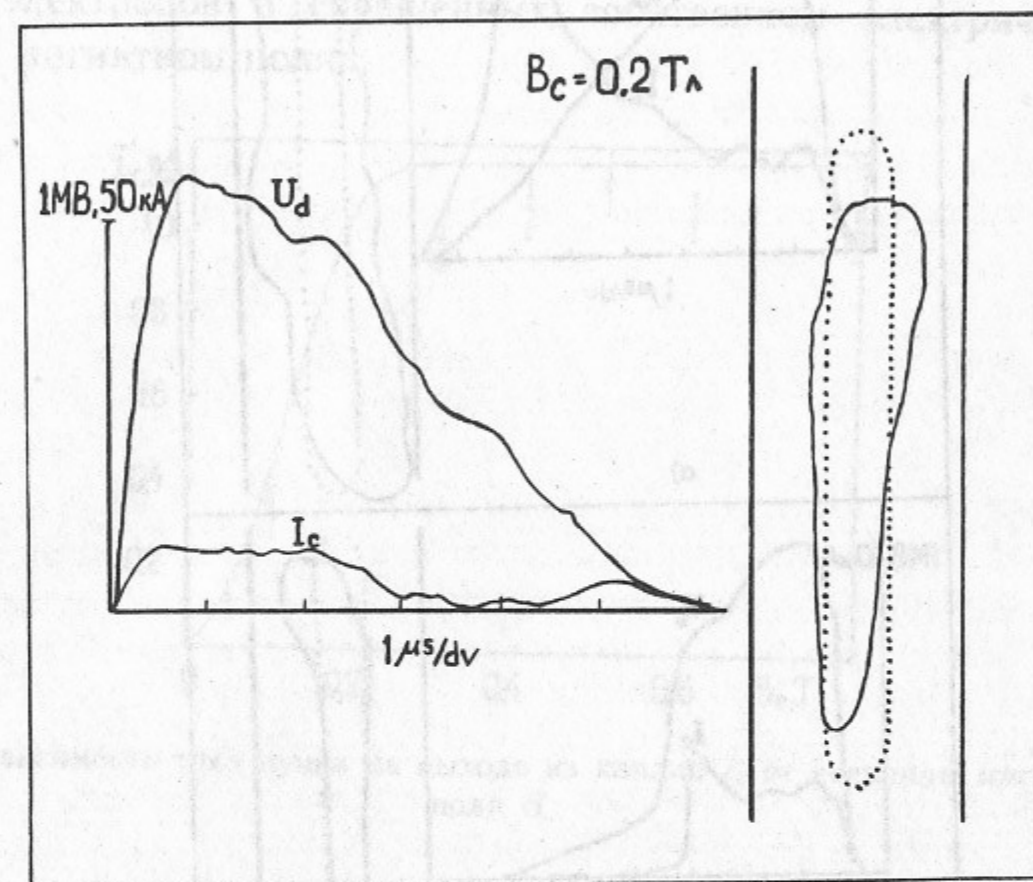


Рис. 2. Осциллограммы и отпечаток пучка, характеризующие его транспортировку в магнитном поле $B_c = 0.2$ Т.

Увеличение ведущего магнитного поля приводит к тому, что поперечный размер отпечатка пучка на выходе из канала постепенно уменьшается, а его концы смещаются все в меньшей и меньшей мере. Однако, как показали эксперименты, сильное уширение пучка в транспортном канале возможно и при большом магнитном поле. Пример такого выстрела с магнитным полем в канале $B_c = 0.8$ Т представлен на рис. 3,а. В этом выстреле ток в канале I_c , начиная с момента времени $t \approx 2.5$ мкс, растет несмотря на то, что напряжение на диоде снижается. При этом отпечаток пучка на выходе из канала оказывается сильно уширен и деформирован. Для того, чтобы получить ответ на вопрос: в какой момент времени возникает сильное увеличение толщины пучка, были проведены опыты с быстрым срезанием напряжения на диоде. Результат одного из таких опытов представлен на рис. 3,в. Видно, что,

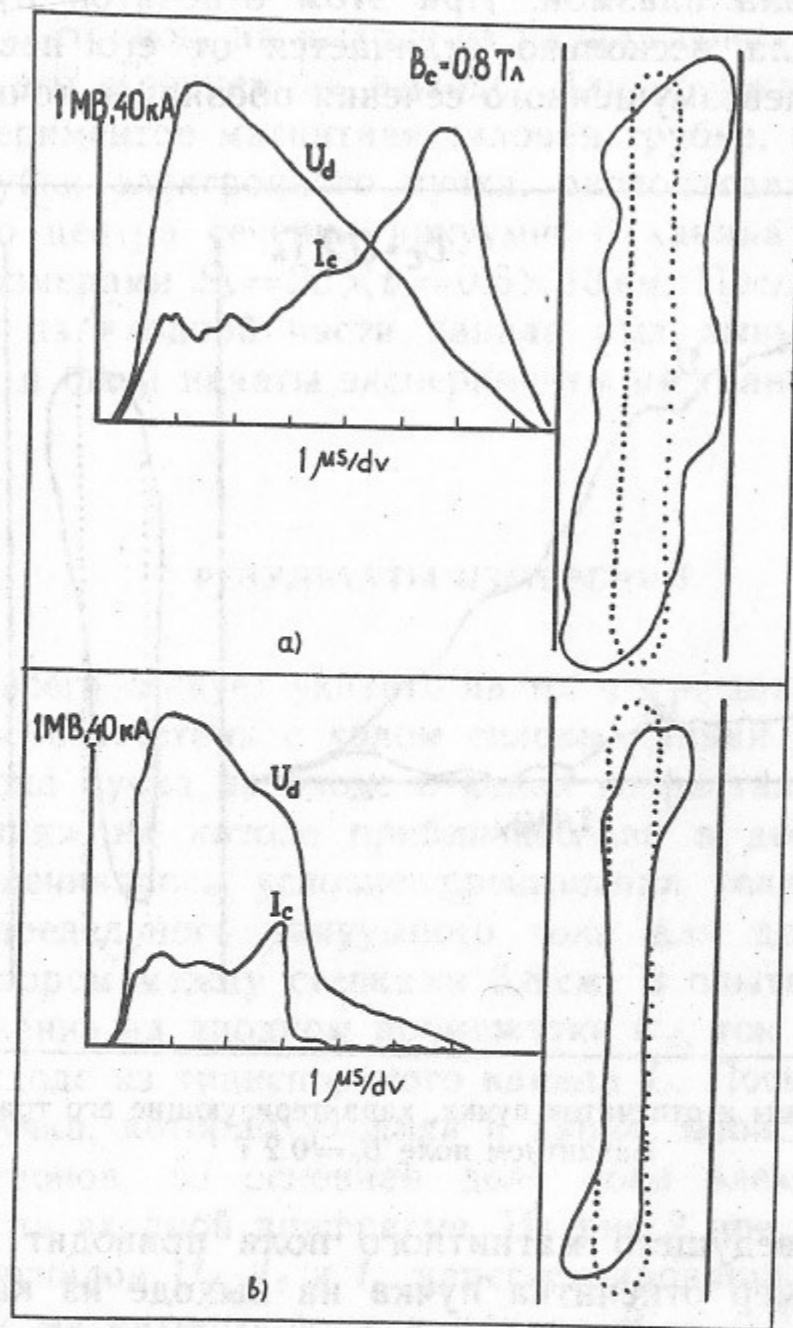


Рис. 3. Осциллограммы и отпечатки пучка для экспериментов с различной длительностью генерации пучка в магнитном поле $B_c = 0.8$ Т.

если в момент начала подъема тока в канале при $t \approx 2 \div 3$ мкс резко снять с диода напряжение и тем самым прекратить генерацию пучка, то отпечаток пучка на выходе из канала остается узким, и лишь его концы несколько смещены. Направление смещения концов отпечатка пучка оказалось противоположным направлению дрейфа электронов в скрещенных собственном электрическом и внешнем магнитном полях.

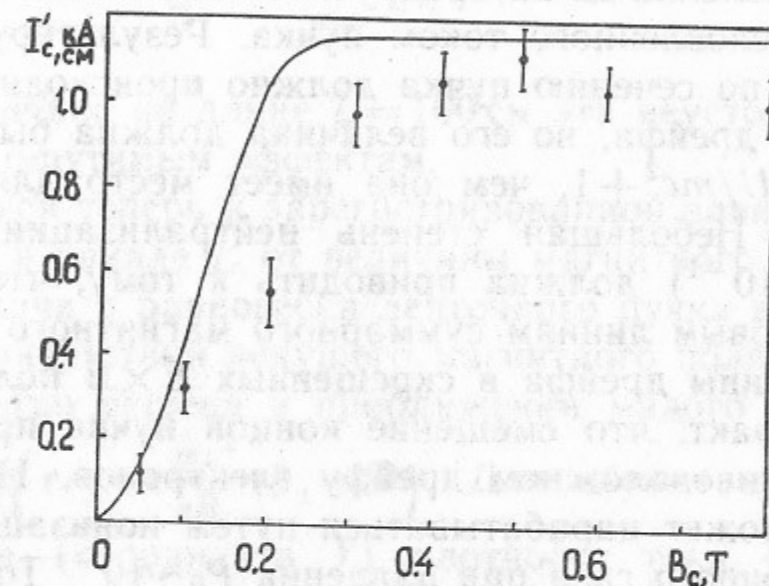


Рис. 4. Зависимость тока пучка на выходе из канала I'_c от величины магнитного поля B_c .

Из сопоставления рис. 2 и 3 можно заметить, что повышение магнитного поля с 0.2 до 0.8 Т приводит не только к уменьшению деформации сечения пучка, но и к некоторому увеличению тока пучка в канале, т. е. магнитное поле существенно влияет на процесс транспортировки ленточного РЭП. Исходя из этого, была проведена серия экспериментов, в которой величину магнитного поля изменяли постепенно от выстрела к выстрелу. На рис. 4 точками нанесена экспериментально зарегистрированная зависимость погонного тока в канале ($I'_c = I_c/b$, где $b = 13$ см — ширина пучка) от величины магнитного поля в нем B_c для момента времени $t = 1$ мкс, когда напряжение на диоде имело максимальное значение, а влияние плазмы в канале на процессы генерации и транспортировки пучка должно быть пренебрежимо мало. Видно, что экспериментально измеренная зависимость $I'_c(B_c)$ носит вначале характер монотонно растущей функции, но затем при $B_c \geq 0.3$ Т погонная плотность тока I'_c обращается в практически постоянную величину, не зависящую от магнитного поля.

ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Наблюдаемые в экспериментах закономерности в поведении ленточного пучка в вакуумном канале могут быть объяснены следующим образом. В отсутствие зарядовой нейтрализации мощных РЭП из дрейфа электронов по сечению пучка, связанного с собственным электрическим полем, вычитается их смещение в противоположном направлении из-за прокручивания силовых линий магнитного поля, обусловленного током пучка. Результирующее смещение электронов по сечению пучка должно происходить в сторону электрического дрейфа, но его величина должна быть в γ^2 раз меньше, где $\gamma = eU/mc^2 + 1$, чем она имеет место для нерелятивистских пучков. Небольшая степень нейтрализации пучка по заряду ($f \sim \gamma^{-2} \simeq 10^{-1}$) должна приводить к тому, что смещение электронов по силовым линиям суммарного магнитного поля будет уже больше величины дрейфа в скрещенных $\vec{E} \times \vec{B}$ полях. Этим и объясняется тот факт, что смещение концов пучка происходит в направлении, противоположном дрейфу электронов. Необходимая плотность ионов может нарабатываться путем ионизации электронами пучка остаточного газа при давлении $P_0 \sim 10^{-4}$ Торр, которое имело место в вакуумном канале. При полной нейтрализации пучка по заряду величина смещения электронов в сечении пучка по силовым линиям суммарного магнитного поля должна возрастать приблизительно в $\gamma^2 \sim 10$ раз по отношению к смещению в отсутствие нейтрализации, что, по-видимому, и объясняет столь сильное размытие пучка, которое демонстрирует рис. 3,а. Отсутствие уширения пучка в течение первых трех микросекунд (см. рис. 3,в) свидетельствует о том, что за такой промежуток времени плазма еще не успевает осуществить нейтрализацию пучка по заряду. Кроме того, отсутствие уширения пучка указывает на то, что несмотря на малую толщину пучка в канале ($2\delta \simeq 0.6$ см) и его высокую плотность тока ($j_b \sim 1$ кА/см²), в нем не развиваются какие-либо неустойчивости, приводящие к существенному расширению и деформации его сечения.

Примером такой неустойчивости могла бы служить диокотронная. Эта неустойчивость может развиваться в случае, когда пучок занимает менее половины зазора между стенками щелевого канала (см., например, [10]). В нашем случае толщина пучка $2\delta = 0.6$ см, зазор между стенками канала $2\Delta = 3.8$ см, и, следовательно, выполнено условие $\xi = \delta/\Delta < 1/2$, необходимое для ее раз-

вития. Однако, если оценить величину максимума пространственного инкремента Γ этой неустойчивости, исходя из конкретных значений параметров эксперимента: степень заполнения канала $\xi = \delta/\Delta = 0.15$, плотность пучка $n_b \simeq 2 \times 10^{11}$ см⁻³ ($\omega_b^2 = 4\pi n_b e^2/m\gamma^3$), магнитное поле в канале $B_c = 0.8$ Т ($\omega_B = eB_c/\gamma mc$), энергия электронов $eU = 1$ МэВ ($\gamma = 3$), то оказывается, что она сравнительно невелика:

$$\Gamma \sim \frac{\omega_b^2}{\omega_B c} F(\xi) \simeq 10^{-2} \text{ см}^{-1}.$$

По этой причине на длине $L = 100$ см эта неустойчивость не может привести к ощутимым эффектам.

Обратимся теперь к зарегистрированной зависимости погонного тока пучка в канале I'_c от величины магнитного поля в нем B_c (см. рис. 4). Задача о равновесии ленточного пучка в плоском щелевом канале в присутствии ведущего магнитного поля может быть относительно легко решена в приближении малого углового разброса электронов ($r_{L\perp} = \frac{mc^2}{eB_c} \gamma \beta_{\perp} \ll \delta$). Для случая однородной по толщине пучка (координата Y) плотности тока ($j_b(Y) = j_b = \text{const}$) решение этой задачи, полученное в работе [11], представлено на рис. 4 в виде непрерывной линии $I'_c(B_c)$ для $\gamma_{\text{эф}} = 2.5$. Выбор данной величины $\gamma_{\text{эф}}$ в расчете обусловлен соответствием теоретической и измеренной экспериментально величины предельного вакуумного тока в канале в сильном магнитном поле ($B_c > 0.3$ Т) при инжекции в него электронов пучка с $\gamma = 3$. По-видимому, уменьшение величины $\gamma_{\text{эф}}$ от 3 до 2.5 связано с наличием углового разброса электронов в пучке θ_b , величина которого должна быть $\simeq 5^\circ$. Полученная теоретическая кривая $I'_c(B_c)$ ставит в соответствие каждому значению B_c величину погонного тока I'_c , начиная с которой при повышении тока пучка равновесное распределение электронов пучка по сечению теряет устойчивость. Потеря устойчивости равновесного движения электронов пучка происходит при нарушении следующего условия:

$$\omega_B^2 \geq \omega_b^2 + \omega_E^2,$$

где $\omega_E = eE_y/\gamma mc$, которое означает превышение давления магнитного поля над давлением электрического поля. Видно, что теоретическая зависимость $I'_c(B_c)$ неплохо соответствует экспериментально зарегистрированной. Существующее различие между ними

может объясняться наличием неоднородности плотности тока пучка по сечению и угловым разбросом электронов пучка.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в экспериментах по транспортировке ленточных пучков в вакуумном щелевом канале для случая тока инжекции выше предельного вакуумного тока получены следующие результаты.

1. Доказано, что существуют условия, при которых в умеренных магнитных полях $B_c \approx 0.5 \div 1$ Т ленточный РЭП может транспортироваться без потерь и существенного изменения своей формы на расстояние 1 м при плотностях тока до значений ~ 1 кА/см².

2. При остаточном давлении в канале 10^{-4} Торр зарегистрировано, что в течение первых нескольких микросекунд ток пучка в канале слабо отличается от вакуумного предела, и деформации его сечения незначительны. Это указывает на невысокую степень нейтрализации пучка по заряду и отсутствие в нем на этих временах заметных проявлений крупномасштабных неустойчивостей. В то же время зарегистрированы случаи, когда, начиная с момента времени $t \approx 3 \div 4$ мкс, происходит быстрое увеличение тока пучка в канале, связанное с повышением степени нейтрализации его по заряду. При этом происходит сильное уширение и деформация сечения пучка даже в относительно сильном ($B_c \approx 1$ Т) магнитном поле.

3. Зарегистрирована зависимость тока пучка в канале от величины магнитного поля. Показано, что для первых нескольких микросекунд, пока нейтрализация пучка еще не играет существенной роли, ток пучка растет с увеличением магнитного поля B_c от 0 до 0.3 Т. Но затем эта зависимость выходит на насыщение, и при изменении B_c от 0.3 до 0.8 Т ток пучка остается практически неизменным. Наблюдаемая в эксперименте зависимость объяснена потерей устойчивости равновесного движения электронов пучка в условиях большой плотности тока и малого по величине ведущего магнитного поля.

Итогом проведенных исследований является вывод о том, что транспортировка ленточных РЭП в вакуумных щелевых каналах возможна в умеренных магнитных полях даже при значениях тока пучка, близких к предельному вакуумному, а это дает уверенность

в осуществимости поочередной инжекции в плазму нескольких сильноточных электронных пучков.

В заключение, выражаем благодарность Д.Д. Рютову за постановку задачи и постоянный интерес к ее выполнению, Б.Н. Брейману за полезные обсуждения результатов эксперимента. Мы искренне признательны Р.П. Зоткину, В.А. Капитонову, В.В. Коныхову, В.С. Николаеву и А.Д. Хильченко за помощь при решении ряда инженерных задач.

ЛИТЕРАТУРА

1. Рютов Д.Д. Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Термоядерный синтез. М., 1978, вып.1, с.96.
2. Воропаев С.Г., Лебедев С.В., Чикунов В.В., Щеглов М.А. Письма в ЖТФ, 1985, т.11, вып.5, с.267.
3. Воропаев С.Г., Князев Б.А., Койдан В.С. и др. Доклад на 3-й конференции по инженерным проблемам УТС, Ленинград, 1984.
4. Рютов Д.Д. Препринт ИЯФ СО АН СССР 83-146. Новосибирск, 1983.
5. Arzhannikov A.V., Burdakov A.V., Burmasov V.S. et al. Proc of the 3-rd Intern. Topical Conf. on High Power Electron and Ion Beam, Novosibirsk, 1979, v.1, p.29-42.
6. Arzhannikov A.V., Astrelin V.T., Sinitsky S.L. In: Proc. of XVIII Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Swansea, 1987, Contrib. Papers 1., p.206.
7. Arzhannikov A.V., Astrelin V.T., Avrorov A.P. et al. XI-th Conference Proceedings Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. 1986, v.2, p.323—336. IAEA, Vienna, 1987.
8. Авроров А.П., Аржанников А.В., Лямзин М.П., Сеницкий С.Л., Юшков М.В. Препринт ИЯФ СО АН СССР 87-153. Новосибирск, 1987.
9. Воропаев С.Г., Князев Б.А., Койдан В.С. и др. Письма в ЖТФ, 1987, т.13, вып.7, с.431—435.
10. Игнатов А.М. Физика плазмы, 1987, т.13, вып.2, с.238—241.
11. Аржанников А.В., Сеницкий С.Л. Равновесие и устойчивость ленточного электронного пучка в вакуумном канале с магнитным полем. В печати.

*А.В. Аржанников, М.П. Лямзин,
С.Л. Сеницкий, М.В. Юшков*

**Эксперименты по транспортировке
мощного микросекундного ленточного РЭП
в вакуумном канале**

Ответственный за выпуск С.Г.Попов

Работа поступила 19.05.1989 г.
Подписано в печать 18.05.1989 г. МН 02161
Формат бумаги 60×90 1/16. Объем 1,3 печ.л., 1,0 уч.-изд.л.
Тираж 250 экз. Бесплатно. Заказ № 70.

*Набрано в автоматизированной системе на базе фото-
наборного автомата ФА1000 и ЭВМ «Электроника» и
отпечатано на ротапринтере Института ядерной физики
СО АН СССР,
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.*