

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

9-82-541

С.А.Корнев, Н.Б.Рубин, К.В.Ходатаев

**ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ
ИНТЕНСИВНОГО РЕЛЯТИВИСТСКОГО
ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА
В БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ ПЛАЗМЕ
МАЛОЙ ПЛОТНОСТИ**

Направлено в журнал "Физика плазмы"

1982

ВВЕДЕНИЕ

В работе^{1/} было теоретически показано, что интенсивные релятивистские электронные лучи /ИРЭП/ при распространении в плазме способны самофокусироваться. Экспериментальное подтверждение этого явления /см., например, обзоры^{2,3/} / стимулировало дальнейшие исследования транспортировки ИРЭП в плазме применительно к задачам коллективного ускорения, передачи электроэнергии, промышленной технологии и пр.

Основной проблемой транспортировки ИРЭП является ее эффективность. На эффективность транспортировки влияет множество факторов. Простейший из них - потери на фронте самофокусировки. Скорость фронта самофокусировки меньше скорости частиц. Чем больше эта разница, тем больше потери в процессе установления равновесного состояния. Большинство экспериментов по транспортировке ИРЭП ведется в условиях, когда пучок сам генерирует плазму заранее. Согласно^{1/} концентрация плазмы n_p должна превышать в γ^{-2} раз концентрацию ИРЭП n_B / γ - релятивистский фактор электронов пучка/, чтобы мог осуществляться режим самофокусировки. В^{4/} на численной модели было показано, что для самофокусированного распространения инжектированного в плазму пучка, ток которого превышает критический:

$$J_{кр} = \frac{3}{16} \cdot (\gamma - 1) \cdot \frac{mc^3}{e}, \quad /1/$$

где m, e - масса и заряд электрона, необходимо, чтобы

$$\frac{n_p}{n_B} > 2 \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right). \quad /2/$$

Таким образом, самофокусированное распространение ИРЭП возможно, если

$$n_p > n_{p \min} \equiv n_B \cdot \begin{cases} \frac{1}{\gamma^2}, & J < J_{кр}, \\ 2 \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right), & J > J_{кр}. \end{cases} \quad /3/$$

Другим определяющим фактором является возможность возбуждения неустойчивостей при транспортировке. При транспортировке

в плотной столкновительной плазме могут раскачиваться резистивные неустойчивости /например, шланговые/, а в бесстолкновительной - двухпоточковые на плазменных частотах.

Если концентрация плазмы удовлетворяет обоим условиям Беннета^{1/1}:

$$\frac{1}{\gamma^2} < \frac{n_p}{n_B} < 1, \quad /4/$$

то возможно равновесное состояние, при котором в объеме, занимаемом ИРЭП, нет электронов плазмы. Они вытеснены кулоновским полем пучка. На границе левого неравенства /4/ электроны плазмы отодвинуты на радиус, в γ раз превышающий радиус пучка, а на границе правого неравенства /4/ - на радиус, совпадающий с радиусом пучка.

Такая ситуация исследовалась численно в нестационарной двумерной кинетической модели^{4/}. Было показано, что в плазме, концентрация электронов в которой меньше, чем в пучке, действительно образуется полость, свободная от электронов. В ней возбуждается регулярная поверхностная волна на электронной плазменной частоте, которая, захватив практически все электроны пучка, осуществляет транспортировку пучка в режиме динамической самофокусировки. Если же разница в диаметрах трубы дрейфа и пучка невелика, то электронная компонента плазмы может быть полностью вытеснена из объема и возбуждение колебаний не происходит. Это, естественно, облегчает задачу устойчивости транспортировки пучка. Встречный ток в этом режиме протекает вне пучка и не оказывает дефокусирующего действия. В более плотной плазме развитие межкомасштабной неустойчивости приводит к уширению энергетического спектра ИРЭП и увеличению его поперечного сечения, после чего дальнейшая транспортировка может осуществляться без генерации неустойчивости.

Важно отметить, что в условиях /4/ равновесная "температура" ионов плазмы, находящейся в пределах пучка, соответствует глубине потенциальной ямы нескомпенсированного объемного заряда пучка, что затрудняет возбуждение неустойчивостей на ионной плазменной частоте.

Транспортировка ИРЭП в заранее приготовленной плазме успешно применялась в сложных экспериментах^{5,6/} по реализации идеи "зеркального захвата"^{7/}. Причем в^{8/} отмечалось, что наилучшие условия для транспортировки в плазме возникают, если ее электронная концентрация меньше концентрации пучка.

В настоящей работе экспериментально исследуется эффективность транспортировки ИРЭП в плазме малой плотности.

1. ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Схема установки для исследования распространения ИРЭП приведена на рис.1. Электронный импульсный ускоритель прямого действия /17/787 генерирует пучок со следующими параметрами:

Максимальная энергия электронов	- 0,3 МэВ
Максимальный ток	- 2 кА
Длительность импульса тока по основанию	- 150 нс
Радиус пучка	- 1,5 см
Однородность плотности тока в пределах пучка на выходе ускорителя	- 20%.

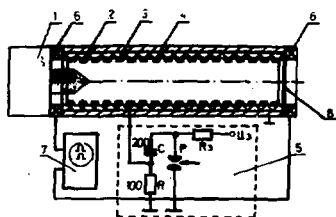
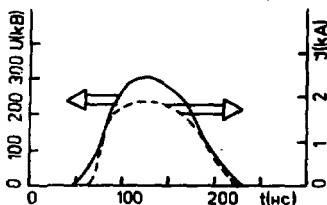


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для исследования распространения ИРЭП: 1 - электронный импульсный ускоритель; 2 - металлический цилиндр; 3 - слой винипласта; 4 - металлическая сетка; 5 - генератор импульсного напряжения; 6 - пояс Роговского; 7 - наносекундный регистратор БЛОР-04; 8 - поглощающая фольга.

Рис. 2. Осциллограммы напряжения U на диоде ускорителя и тока пучка J .



Осциллограммы напряжения на диоде ускорителя и тока пучка приведены на рис. 2. Соответствующие им зависимости $n_p(t)$, $n_{p \min}(t)$ и $J/J_{кр.}(t)$ представлены на рис. 3. На фронтах импульса ток докритический и распространение возможно, если $n_p > 2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$. В средней части ток приблизительно равен критическому, при этом значение пороговой концентрации плазмы лежит в пределах интервала $1/4$ и в нашем случае равно $5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$.

Пучок инжектируется в трубу дрейфа длиной 180 см и внутренним диаметром 5 см. Она представляет собой металлический цилиндр /2/, покрытый изнутри слоем винипласта /3/ толщиной 0,5 см. С внутренней стороны на винипласт положена металлическая сетка /4/ с ячейкой $0,15 \text{ см} \times 0,15 \text{ см}^2$ из проволочек диаметром 0,01 см. Генератор импульсов /5/ подает напряжение на сетку /4/, поддерживая незавершенный разряд на поверхности диэлектрика в течение 5-10 нс при удельной мощности порядка 1 кВт/см^2 . Распределение электронной концентрации плазмы n_p , измеренное двойным

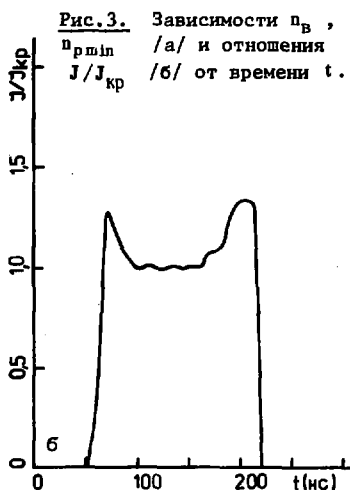
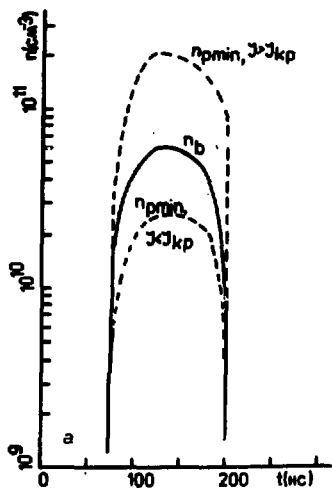


Рис. 3. Зависимости n_e , $n_{\text{p min}}$ /а/ и отношения $J/J_{\text{кр}}$ /б/ от времени t .

зондом Ленгмюра, в зависимости от времени показано на рис. 4, в зависимости от координат - на рис. 5. Подбирая напряжение на конденсаторе генератора поджига, можно получать плазму с электронной концентрацией в требуемом диапазоне $10^{10} - 10^{11} \text{ см}^{-3}$; пространственная неоднородность электронной концентрации вполне удовлетворительная. Давление остаточного газа в трубе дрейфа поддерживалось на уровне 10^{-5} Тор . Кроме ионизированной компоненты из пристеночного разряда в объем поступает в результате десорбции также неионизированный газ. По оценкам, его мгновенная концентрация соответствует давлению при комнатной температуре порядка 10^{-2} Тор .

При этом частота столкновений имеет порядок 10^8 с^{-1} , это много меньше электронной плазменной частоты $\approx 10^{10} \text{ с}^{-1}$ и величины $\frac{a}{R} = 2 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1} / a$ - радиус пучка/, так что для сравнительно быстрых процессов генерируемая плазма может рассматриваться как слабостолкновительная. Однако для медленных процессов, время протекания которых порядка длительности импульсов $/10^{-7} \text{ с}/$, плазма должна рассматриваться как столкновительная.

Полученные при измерении низкочастотной проводимости плазмы результаты подтверждают оценочное значение частоты столкновений. Время, в течение которого электронная концентрация увеличивается в 2 раза за счет ионизации десорбированного газа, в нашем случае превышает длительность импульсов. Развитие таудсендовской лавины ослаблено, поскольку длина свободного пробега электронов плазмы - порядка радиуса трубы. Продукты эро-

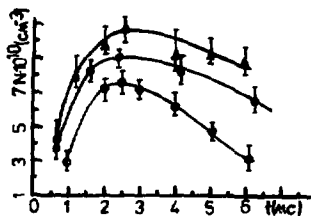
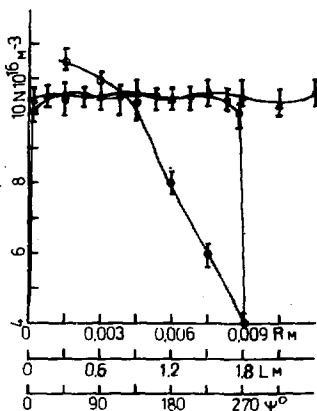


Рис. 5. Распределение электронной концентрации плазмы $n_p = N$ в зависимости от координат: \bullet - по оси Z , \blacktriangle - по азимуту ψ ; \circ - по радиусу R .

Рис. 4. Распределение электронной концентрации плазмы $n_p = N$ в зависимости от времени: \circ - $U = 8$ кВ; \bullet - $U = 10$ кВ; \blacktriangle - $U = 12$ кВ.



зии, возникающие при попадании электронов пучка на стенку камеры, не успевают за время импульса заполнить объем /плазма, генерируемая разрядом, в основном экранирует кулоновское поле пучка, что отличает наши условия от случая распространения по вакуумной трубе с диэлектрическими стенками/. Измерения показали, что электронная концентрация плазмы после прохождения ИРЗП возрастает не более чем на 20%, то есть можно считать, что в наших условиях интенсивной наработки плазмы пучком не происходит.

Многочисленное рассеяние пучка при заданной плотности газа и длине трубы заведомо несущественно. Параметры инжектируемого пучка меняются достаточно мало за характерное время процесса /пролетное время, период плазменных колебаний/, чтобы в разумных пределах считать процесс квазистационарным. Это также облегчает трактовку результатов измерений.

Для измерения коэффициента токопрохождения, равного отношению пройденного тока электронов к току инжекции, на обоих концах канала устанавливаются пояса Роговского /6/, сигналы с которых поступают на наносекундный регистратор БЛОР-04 /7/. Для отсеки плазменных электронов на выходе канала устанавливается поглощающая алюминиевая фольга толщиной 25 мкм, при этом пояс Роговского, измеряющий ток прошедших электронов, находится в вакуумной части канала.

Определение энергетических спектров пучка электронов производится спектрометром с частичным поглощением электронов в металлической фольге. Он состоит из поглощающей фольги из алюминия толщиной 100 мкм и двух поясов Роговского, которые измеряют прошедший через фольгу ток и падающий ток пучка электронов.

В результате обработки определяется распределение электронов по энергии, которое представляется в виде гистограмм при нормировке по максимальному значению числа частиц.

Распределение потерь электронов по длине канала определяется при помощи термолуминесцентных детекторов ТЛД-100^{19/}. Потери определяются по дозе тормозного излучения, воспринимаемого ТЛД-100 при высадке электронов на стенки канала. Для этого детекторы размером 2,5 x 1,5 мм² располагаются по длине канала с интервалом 20 см. После прохождения ИРЭП через канал /единичный импульс/ они снимаются и подвергаются обработке, которая позволяет получать относительное распределение потерь электронов вдоль трубы.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Измерение зависимости коэффициента токопрохождения /в максимуме тока/ от электронной концентрации плазмы показало наличие довольно острого максимума при $n_p = 6 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, что соответствует концентрации электронов инжектируемого пучка /рис.6/.

Осциллограммы тока пучка на выходе трубы дрейфа при различных n_p в сопоставлении с осциллограммой тока на входе показаны на рис.7.

При малых концентрациях пучок не транспортируется, поскольку не выполнены условия самофокусировки /4/. Пучок, расталкиваемый собственным кулоновским полем, попадает на стенки трубы дрейфа вблизи инжектора. Об этом свидетельствует показание ТЛД-100, регистрирующих интенсивность тормозного излучения вдоль трубы дрейфа /см. рис.8, $n_p = 0$ /, а также зависимость тока пучка, регистрируемого цилиндром Фарадея, от расстояния /см. рис.9, $n_p = 3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ /.

Зависимость энергии, перенесенной пучком на калориметр /рис.11, $n_p = 3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ /, повторяет кривую тока $J(z)$. При $n_p = n_B = 6 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ условия транспортировки наилучшие. Потерь в токе практически нет, $K = J_{\text{вых.}} / J_{\text{вх.}} > 0,9$ /рис.6, рис.8, рис.9, $n_p = 6 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ /.

Условия равновесия выполнены, а электронов плазмы в пучке нет. При этом, как предсказано в^{4/}, возможна транспортировка пучка в режиме динамической самофокусировки. Возбуждение регулярной волны сопровождается перестройкой пучка на группы захваченных частиц с соответствующим изменением энергетического спектра. Спектр несколько уширяется и часть энергии электронов расходуется на начальном участке на возбуждение волны. Временное разрешение аппаратуры не позволяет различать

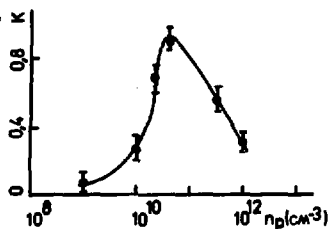


Рис. 6. Зависимость коэффициента токопрохождения K от электронной концентрации плазмы n_p .

Рис. 7. Сопоставление осциллограмм тока пучка электронов на выходе и входе /пунктирная линия/ трубы дрейфа при различных значениях n_p .

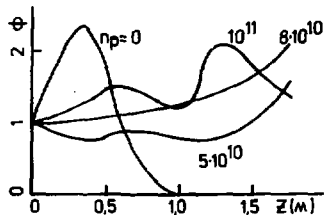
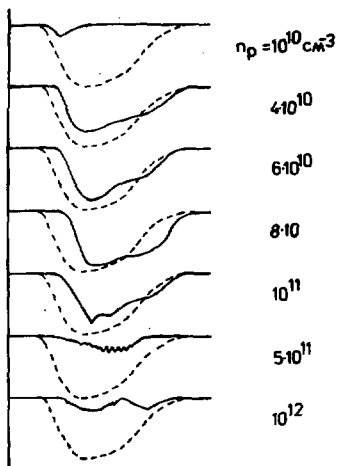


Рис. 8. Распределение интенсивности тормозного излучения /потерь электронов/ в относительных единицах вдоль трубы дрейфа при различных значениях n_p .

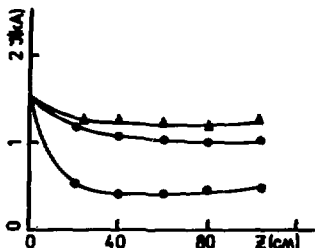


Рис. 9. Распределение потерь электронов тока пучка по длине трубы дрейфа при различных значениях n_p : \bullet - $n_p = 3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$; \blacktriangle - $n_p = 6 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$; \square - $n_p = 10 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$.

колебания на плазменной частоте $/10^{10} \text{ с}^{-1}/$. Однако перестройка спектра и энергетические потери на начальном участке отчетливо регистрируются /рис. 10 и 11/. При $n_p > n_B$ электроны плазмы занимают весь объем. Плазменные колебания становятся мелкомасштабными и нерегулярными. Возбуждаемые колебания тормозят /рис. 10, $n_p = 10^{11} \text{ см}^{-3}$ / и рассеивают /рис. 8/ пучок на всех участках трассы.

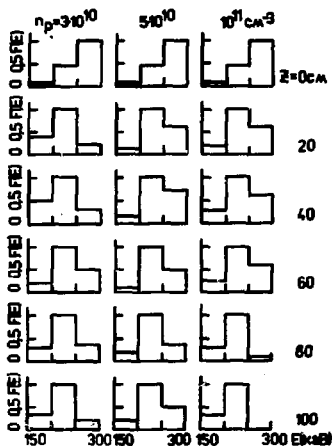


Рис.10. Энергетический спектр электронного пучка вдоль трубы дрейфа при различных значениях n_p .

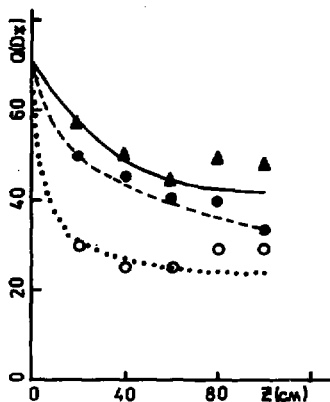


Рис.11. Распределение переносимой энергии пучка электронов по длине трубы дрейфа при различных значениях n_p : $\circ - n_p = 3 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$; $\triangle - n_p = 6 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$; $\bullet - n_p = 10 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$.

На осциллограммах тока /рис.7/ при большой концентрации плазмы отчетливо видны проявления неустойчивости в виде низкочастотных флуктуаций.

3. ВЫВОДЫ

В результате проведенного экспериментального исследования распространения ИРЭП в бесстолкновительной плазме в трубе дрейфа длиной 180 см при давлении остаточного газа $P \sim 10^{-5}$ Тор можно сделать следующие выводы:

- Самофокусирующая транспортировка ИРЭП в плазме малой плотности может быть эффективной, если условия равновесия выполнены в плазме с концентрацией электронов, меньшей /или равной/ концентрации электронов в пучке. Это условие, выполняемое лишь для инжектированных токов, меньше критического

($J_{кр.} = \frac{3}{16} \frac{mc^3}{e} (\gamma - 1)$), предопределяет отсутствие электронов

плазмы в пучке, что либо "срывает" электронные плазменные колебания /например, в тесной трубе дрейфа/, либо допускает возбуждение регулярной волны, осуществляющей упорядоченную транспортировку ИРЭП в режиме динамической самофокусировки.

- При концентрации, меньшей оптимальной, эффективность транспортировки снижается из-за нарушения условий равновесия; при большой - из-за рассеяния и торможения на возбуждаемых мелко-масштабных и плазменных колебаниях.
- В оптимальных условиях распространение ИРЭП происходит без существенной временной задержки.

В заключение авторы выражают свою благодарность В.И.Цовбуну за обработку термолюминесцентных детекторов, А.П.Сумбаеву за полезные обсуждения результатов экспериментов, И.А.Судакову за помощь в изготовлении отдельных узлов установки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bennett W.H. Phys.Rev., 1934, 45, 12, p. 890.
2. Агафонов А.В. Атомная техника за рубежом, 1973, №10, с.31.
3. Валлис Г. и др. УФН, 1974, 113, №3, с. 435-462.
4. Ginzburg S.L. et al. In: Proc. XV Inter. Conf. on Phenomena In Ionized Gases. ВИНТИ, 1981, 1, p. 237.
5. Диденко А.Н. и др. Письма в ЖТФ, 1975, 21, №3, с. 186.
6. Петров А.В. и др. В кн.: Труды НИИЯФЭА при ТПИ, вып.8. Атомиздат, М., 1979, с. 40.
7. Ходатаев К.В. АЭ, 1972, 32, №5, с. 379-382.
8. Коранев С.А. ОИЯИ, 9-81-573, Дубна, 1981.
9. Долбилов Г.В., Цовбун В.И. ОИЯИ, Р16-11934, Дубна, 1978.

Рукопись поступила в издательский отдел
8 июля 1982 года.

Коренев С.А., Рубин Н.Б., Ходатаев К.В.

9-82-541

Исследование распространения интенсивного релятивистского электронного пучка в бесстолкновительной плазме малой плотности

Приводятся результаты экспериментального исследования распространения интенсивного релятивистского электронного пучка с $\frac{v}{c} = 0,1$ и $\gamma = 1,6$ в бесстолкновительной плазме малой плотности на длине 180 см. Плазма генерируется с помощью незавершенного разряда на поверхности диэлектрика при давлении остаточного газа $P \sim 10^{-6}$ Торр. Показано, что эффективность транспортировки может быть достаточно высокой, если концентрация электронов в плазме удовлетворяет условиям равновесия и если она меньше, чем в пучке. Исследованы причины снижения эффективности транспортировки.

Работа выполнена в Отделе новых методов ускорения ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Korenev S.A., Rubin N.B., Khodataev K.V. Investigation: 9-82-541 of Intense Relativistic Electron Beam Transport in Non-Colliding Plasma of Small Density

The results of the experimental studies of the transportation of the relativistic electron beam in the $\frac{v}{c} = 0,1$ and $\gamma = 1,6$ range in non-colliding plasma in vacuum plasma channel at the residual gas pressure $P \sim 10^{-6}$ Torr over the 1.8 m length are given. At plasma generation an incomplete discharge over dielectric surface is used. It is experimentally shown that the factor of current passing approaches a unit, if the electron concentration in plasma satisfies the equilibrium conditions. The reasons of lowering the efficiency of transportation are studied.

The investigation has been performed at the Department of New Methods Acceleration, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод О.С.Виоградовой.

Редактор Т.Я. Жабницкая. Макет Р.Д. Фоминой.
Набор Н.П. Сергеевой, Н.И. Коротковой.

Подписано в печать 29.07.82.

Формат 60x90/16. Офсетная печать. Уч.-изд. листов 0,86.

Тираж 240. Заказ 31633.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.
Дубна Московской области.