

Ускорение электронов в поле медленной волны плазменного волновода

А. М. ЕГОРОВ, Я. Б. ФАЙНБЕРГ, В. И. КУРИЛКО,
А. Ф. КИВШИК, Л. И. БОЛОТИН, А. Ф. БАЦ

УДК 533.9

Экспериментальные исследования, проведенные на малых уровнях сигнала, подтвердили существование медленных волн в плазменном волноводе и дисперсионные зависимости, предсказываемые теорией [1—3]. Как показали дальнейшие исследования [4], замедляющие свойства плазменного волновода сохраняются вплоть до мощностей порядка нескольких мегаватт.

Проведенные до настоящего времени экспериментальные исследования [4] были ограничены изучением дисперсионных свойств плазменного волновода и топографии электромагнитных полей. Эта работа посвящена экспериментальному исследованию взаимодействия электронного пучка с полем медленной волны конечной амплитуды в анизотропном плазменном волноводе. Цель работы — обнаружить захват частиц инжектируемого пучка медленной волной такого волновода; измерить зависимости основных параметров пучка захваченных частиц от характеристик плазмы, внешнего магнитного поля и уровня СВЧ-мощности; проверить соответствия этих зависимостей основным закономерностям, предсказываемым теорией.

Блок-схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Плазменный волновод образовывался плазменно-пучковым разрядом в стеклянной трубе диаметром 50 мм и длиной 200 см. Диаметр волновода 20 мм. Ионизация осуществлялась электронным пучком с энергией 6—10 кэВ и током 5А. Волновод помещен в медный экран диаметром 100 мм и находится в постоянном магнитном поле. СВЧ-мощность подводится от усилительного клистрона КИУ-12 ($P_u = 1 \div 16$ Мвт, $\tau_u = 2,5$ мксек, $f = 2800$ МГц). Плотность плазмы измерялась СВЧ-зондированием 3-см сигналом.

Введенная в плазменный волновод СВЧ-энергия распространяется вдоль него в виде медленной волны, фазовая скорость которой v_ϕ определяется плотностью плазмы, величиной магнитного поля, геометрией плазмы и амплитудой волны [1,6]. При достаточно больших значениях амплитуды продольного поля этой волны (E_0) и энергии пучка инжектируемых частиц $W_{инж} = \frac{mv_0^2}{2}$ может оказаться выполненным условие захвата частиц пучка полем волны [8]

$$\left(1 - \frac{v_0}{v_\phi}\right)^2 < \frac{2eE_0\lambda}{m_0c^2\beta_\phi}, \quad \beta_\phi = \frac{v_\phi}{c}. \quad (1)$$

В условиях эксперимента фазовая скорость волны в плазменном волноводе менялась в пределах $0,45 c < v_\phi < 0,6 c$. Подставляя в (1) минимальное значение энергии инжекции и минимальное значение фазовой скорости волны ($W_{инж} = 6$ кэВ, $\beta_\phi = 0,45$), получаем для порогового значения напряженности поля волны $E_0 \text{ порог} = 5$ кВ/см. Захваченные волной частицы пучка будут двигаться вдоль волно-

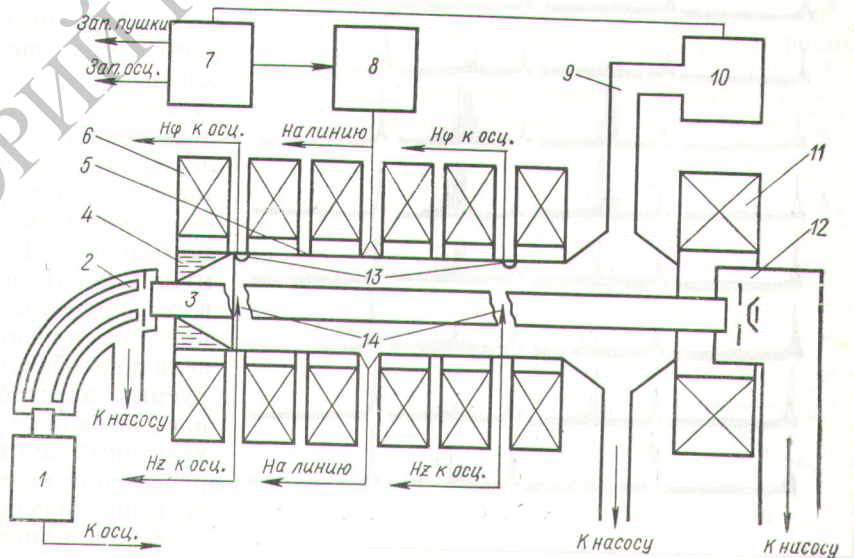


Рис. 1. Блок-схема установки:

1 — ФЭУ со сцинтиллятором (цилиндр Фарадея); 2 — электростатический анализатор; 3 — разрядная труба; 4 — нагрузка — поглотитель СВЧ-мощности; 5 — внешний экран; 6 — соленоид внешнего магнитного поля; 7 — запускающее устройство; 8 — измерительный СВЧ-генератор $\lambda = 3,2$ см; 9 — регулярный волновод; 10 — клистронный усилитель $\lambda = 10$ см; 11 — соленоид магнитного поля инжектора; 12 — инжектор электронов; 13, 14 — СВЧ-зонды.

вода со средней скоростью, равной фазовой скорости волны v_ϕ . Наличие потенциальной ямы волны приводит к появлению у захваченных частиц колебательного движения — фазовых колебаний с частотой $\Omega^2 \equiv \frac{eE_0 k_{\parallel}}{m}$, которым определяется (при достаточно больших полях E_0) ширина энергетического спектра ускоренного пучка:

$$W_{\text{макс}} = \frac{m}{2} (v_\phi \pm v_{\Omega \text{макс}})^2; \quad v_{\Omega \text{макс}} = v_\phi \sqrt{\frac{2eE_0 \lambda}{m_0 c^2 \beta_\phi}} \quad (2)$$

Ток этого пучка пропорционален плотности захваченных частиц, максимальное значение которой может быть оценено из соотношения $\omega_b^2 = \Omega^2$ [5] ($\omega_b^2 = \frac{4\pi n_b e^2}{m}$ — ленгмюровская частота пучка):

$$I = n_b (E_0) S v_\phi \Delta\phi (E_0), \quad (3)$$

где S — поперечное сечение пучка; $\Delta\phi$ — фазовая ширина области захвата.

В общем случае последняя величина определяется целым рядом параметров: величиной превышения порогового уровня амплитуды поля, энергетическим разбросом инжектируе-

мого пучка и степенью однородности плазменного волновода и т. д. [8]. Количественное измерение и учет этих параметров затруднены, поэтому дальше проверяется лишь зависимость тока от уровня подводимой мощности, а величину $\Delta\phi$ будем оценивать из данных эксперимента.

Ускоренные электроны наблюдались с помощью ФЭУ по высвечиванию сцинтиллятора, расположенного на выходе электростатического анализатора, а также непосредственно на цилиндре Фарадея. На рис. 2 представлены осциллограммы энергетических спектров ускоренных электронов, соответствующие различным плотностям плазмы в волноводе (горизонтальная шкала) и различным уровням подводимой СВЧ-мощности (вертикальная шкала). Левый пик на каждой осциллограмме соответствует инжектируемому пучку, правый — ускоренным электронам. Эти осциллограммы показывают, что при фиксированном уровне подводимой мощности ускоренные электроны появляются только в определенной области значений плотности плазмы*.

Отсутствие захваченных волной частиц при малых ($n_0 \leq 10^{11} \text{ см}^{-3}$) и больших ($n_0 \geq 10^{13} \text{ см}^{-3}$) плотностях плазмы объясняется тем, что в этих условиях амплитуда ускоряющего поля мала из-за отсутствия согласования плазменного волновода с регулярным волноводом [4]. Кроме того, с увеличением плотности плазмы наблюдается уменьшение шунтового сопротивления плазменного волновода. Как видно из представленных осциллограмм (рис. 2), амплитуда тока инжектируемых электронов с появлением ускоренных электронов уменьшается, так как в ускорение захватывается в первую очередь высокоскоростная часть инжектируемого пучка. В результате положение максимума незахваченных электронов смещается в сторону малых энергий. Расчеты, произведенные по полученным спектрам, показывают, что величина общего тока ускоренных и инжектируемых электронов с точностью 20% сохраняется. Зависимости тока захваченных и незахваченных частиц, а также энергетических спектров ускоренных (захваченных) электронов от энергии инъекции приведены на рис. 3. Из графиков, приведенных на этом рисунке, видно, что с увеличением энергии инъекции ток ускоренных электронов возрастает быстрее, чем ток инъекции. Этот факт объясняется тем,

* Увеличение тока инжектируемых частиц приводит к аналогичным результатам, так как с изменением тока меняется плотность плазмы.

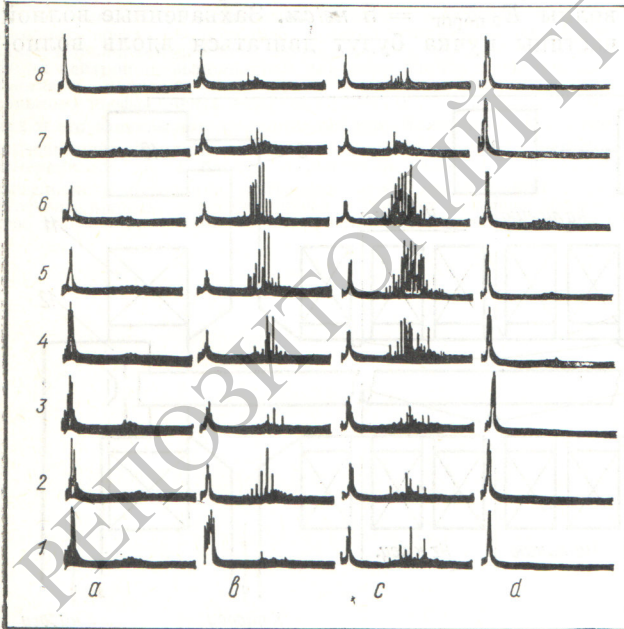


Рис. 2. Осциллограммы спектров электронов с изменением плотности плазмы:

$a - (0,2 \div 0,5) \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$; $b - (2 \div 4) \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$; $c - (5 \div 7) \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$; $d - (8 \div 10) \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$; при различных уровнях вводимой СВЧ-мощности: 1 — 5,8 Мвт; 2 — 4,2 Мвт; 3 — 3,1 Мвт; 4 — 2,3 Мвт; 5 — 1,7 Мвт; 6 — 1,3 Мвт; 7 — 0,9 Мвт; 8 — 0,67 Мвт. Полная шкала развертки луча осциллографа соответствует энергии 160 кэВ.

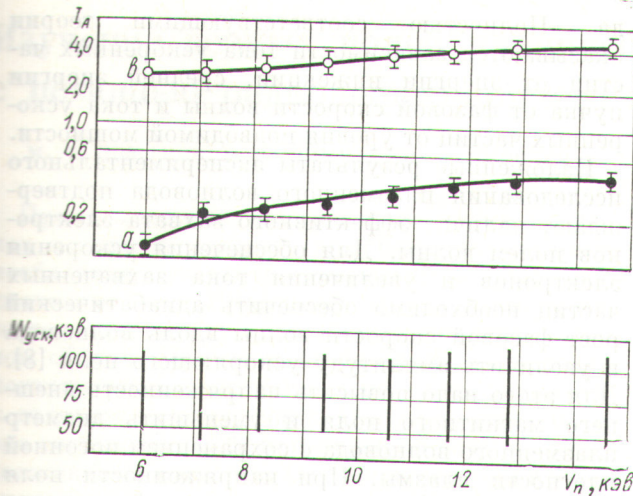


Рис. 3. Зависимости тока инжектируемых (а) и ускоренных (а) электронов (верхний график) и полуширины спектра ускоренных электронов (нижний график) от энергии инжекции:

$P_{\text{СВЧ}} = 2,5 \text{ Мвт}$; $\omega_H = 2,04 \cdot 10^{10}$; $\omega_0 = 1,13 \cdot 10^{10}$.

что при фиксированной амплитуде поля волны условия захвата улучшаются с увеличением энергии инжекции (когда $v_{\text{инж}} \rightarrow v_{\text{ф}}$). При этом полуширина спектра ускоренных частиц, определяемая напряженностью ускоряющего поля и фазовой скоростью волны, остается неизменной. Фазовая скорость электромагнитной волны в экспериментах составляла (0,45 ÷ 0,6) с. Эти значения фазовой скорости получены из непосредственных измерений распределения поля [4], которые находятся в удовлетворительном соответствии с теорией и результатами измерения положения максимума тока в спектре ускоренных электронов. На рис. 4 приведены зависимости спектра захваченных электронов от напряженности магнитного поля. Видно, что с увеличением напряженности магнитного поля положение максимума тока в спектре ускоренных электронов, определяемое фазовой скоростью, смещается в сторону больших энергий. Увеличение фазовой скорости с ростом магнитного поля следует из теории распространения электромагнитных волн в плазменном волноводе [1]. Независимые измерения фазовой скорости волны также подтверждают этот вывод теории. Различия в формах спектров объясняются следующим: при значении магнитного поля $H_0 = 1100 \text{ э}$ (кривая с) увеличиваются потери энергии, так как в этом случае рабочая частота близка к электронной циклотронной частоте и амплитуда ускоряющего поля волны оказывается сравнительно малой. Максимальное значение тока ускоренных частиц в этом случае

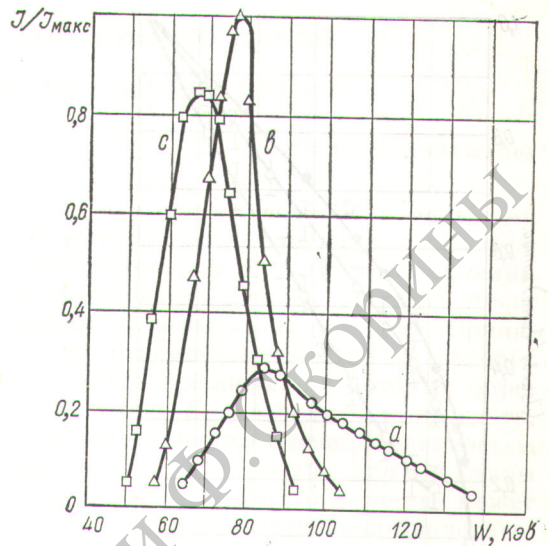


Рис. 4. Спектры тока [ускоренных электронов с изменением напряженности внешнего магнитного поля при $W_{\text{инж}} = 11,7 \text{ кэВ}$; $\omega_0 = 1,13 \cdot 10^{10}$; $P_{\text{СВЧ}} = 3 \text{ Мвт}$:

а — $\omega_H = 2,29 \cdot 10^{10}$; б — $\omega_H = 2,11 \cdot 10^{10}$; с — $\omega_H = 1,94 \cdot 10^{10}$.

также меньше, чем при $H_0 = 1200 \text{ э}$ (кривая в). Уширение спектра при $H_0 = 1300 \text{ э}$ (кривая а) объясняется тем, что в этом случае амплитуда поля, определяющая энергетический разброс захваченных частиц, сравнительно велика. Увеличение подводимой мощности на рис. 5 приводит к уширению спектра ускоренных электронов и смещению максимума тока в спектре в сторону больших энергий. Последний эффект объясняется тем, что с увеличением

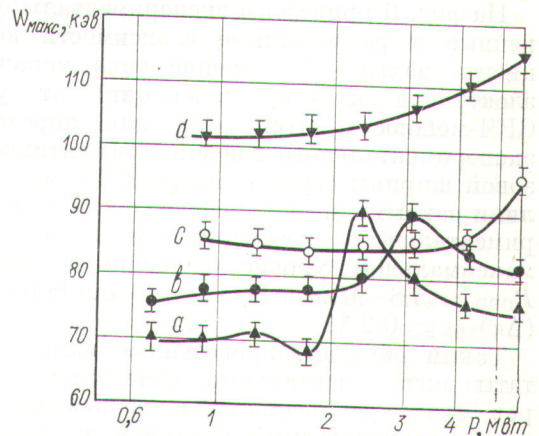


Рис. 5. Зависимость энергии максимального значения ускоренного тока от величины подводимой СВЧ-мощности для различных значений внешнего магнитного поля:

а — $\omega_H = 1,88 \cdot 10^{10}$; б — $\omega_H = 2,04 \cdot 10^{10}$; с — $\omega_H = 2,18 \times 10^{10}$; д — $\omega_H = 2,33 \cdot 10^{10}$.

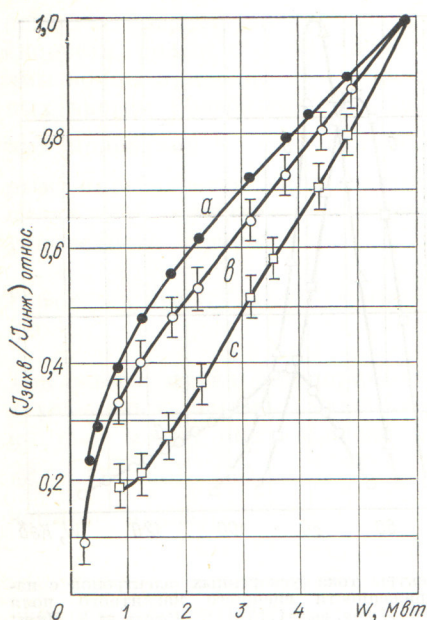


Рис. 6. Зависимость коэффициента захвата от величины подводимой СВЧ-мощности: *a* — расчетный коэффициент; *b*, *c* — эксперимент для $\omega_H = 1,88 \cdot 10^{10}$ и $\omega_H = 2,18 \cdot 10^{10}$ соответственно.

уровня СВЧ-мощности фазовая скорость волны возрастает из-за нелинейных эффектов [6].

Оценка напряженности ускоряющего поля может быть получена из измерений максимальной и минимальной энергии в спектрах ускоренных электронов. При $W_{\text{макс}} = 160 \text{ кэВ}$, $W_{\text{мин}} = 6 \text{ кэВ}$ и $\beta_\phi = 0,5$ напряженность поля $E_0 = 10 \text{ кВ/см}$.

На рис. 6 приведены экспериментально измеренные и рассчитанные зависимости коэффициента захвата (отношение тока ускоренных электронов к току инжекции) от уровня СВЧ-мощности. При этом для определения экспериментального значения эффективной фазовой ширины ступки $(\Delta\phi)_{\text{эфф}}$ в (3) мы определили равными значения теоретического и экспериментального коэффициентов захвата при максимальном уровне подводимой мощности $P_{\text{СВЧ}} = 5,8 \text{ Мвт}$. При этом оказалось, что $(\Delta\phi)_{\text{эфф}} \approx 0,2^*$.

Таким образом, проведенные выше результаты экспериментальных измерений параметров пучка ускоренных электронов подтверждают предполагаемый механизм захвата электронов медленной волной плазменного волново-

да. Полностью соответствующими теории оказываются зависимости тока ускоренных частиц от энергии инжекции, средней энергии пучка от фазовой скорости волны и тока ускоренных частиц от уровня подводимой мощности.

Изложенные результаты экспериментального исследования плазменного волновода подтверждают наличие эффективного захвата электронов полем волны. Для обеспечения ускорения электронов и увеличения тока захваченных частиц необходимо обеспечить адиабатический рост фазовой скорости волны вдоль волновода и увеличить амплитуду ускоряющего поля [8]. Для этого надо повысить напряженность внешнего магнитного поля и уменьшить диаметр плазменного волновода с сохранением погонной плотности плазмы. При напряженности поля порядка $30\text{--}50 \text{ кВ/см}$ рассмотренный плазменный волновод, по-видимому, наиболее эффективен для ускорения ионов в области фазовых скоростей $(0,3 \div 0,8)c$ благодаря наличию одновременной радиальной и фазовой устойчивости [5, 6]. Электроны при напряженности поля порядка 10 кВ/см на коротком расстоянии приобретают энергию порядка энергии покоя. Поэтому для ускорения электронов необходима разработка плазменных волноводов с фазовой скоростью, близкой к скорости света. Перспективы осуществления ускорения электронов в плазменном волноводе улучшились благодаря обнаруженному в последнее время эффекту фокусировки поля волны с $v_\phi = c$ внутри плазменного волновода [7].

Поступила в Редакцию 24/III 1972 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. A. Fainberg. Proc. Symp. CERN, 1, 84 (1956).
2. Я. Б. Файнберг. Тезисы докладов на Всесоюзной конференции по физике частиц высоких энергий. М., Изд-во АН СССР, 1956, стр. 182.
3. О. Г. Загороднов и др. Proc. Symp. CERN, 1, 685 (1959). О. Г. Загороднов, А. Ф. Кившик, В. П. Прищепов. «Укр. физ. ж.», 14, 641 (1969).
4. А. М. Егоров и др. «Атомная энергия», 25, 9 (1968).
А. М. Егоров, А. Ф. Кившик. «Ж. техн. физ.», 4, 508 (1970).
5. Я. Б. Файнберг. «Атомная энергия», 6, 437 (1959).
6. Я. Б. Файнберг. «Атомная энергия», 6, 441 (1959).
7. А. К. Березин и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 13, 498 (1971).
8. Я. Б. Файнберг. В сб. «Теория и расчет линейных ускорителей». М., Госатомиздат, 1962, стр. 19.
9. О. А. Вальднер, О. Д. Власов, А. В. Шальнов. Линейные ускорители. М., Атомиздат, 1969.

* Условие захвата такие же, как и в обычных линейных ускорителях [9]. Расчетный коэффициент захвата $\approx 0,19$.