

04;12

Спектры электронных колебаний в магнитоплазодинамическом ускорителе

© К.П. Кирдяшев, Ю.В. Кубарев

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
Фрязинский филиал, Фрязино
Московский государственный университет приборостроения
и информатики
E-mail: kpk@ms.ire.rssi.ru

Поступило в Редакцию 3 октября 2011 г.

Представлены результаты экспериментального исследования интенсивности и спектров электронных колебаний в магнитодинамическом ускорителе. Определены режимы генерации колебаний, соответствующие различным соотношениям между относительными градиентами напряженности магнитного поля, концентрации электронов и давления газа в вакуумной камере экспериментальной установки. Выявлена связь режимов возбуждения колебаний с формированием азимутального тока и изменением потенциала плазменного потока. Развита модельные представления о неустойчивости плазменного потока на низкочастотной и высокочастотной ветвях электронных колебаний.

Установлено [1,2], что режимы истечения плазмы из магнитоплазодинамического (МПД) ускорителя зависят от соотношения между относительными величинами и направлениями градиентов давления газа, индукции магнитного поля и концентрации электронов в плазменном потоке. Специфические условия для ускорения плазмы возникают при равенстве этих параметров, когда силы, действующие на заряженные и нейтральные частицы, направлены вдоль оси выходящего из ускорителя

плазменного потока. В этих условиях движение плазмы происходит вдоль силовых линий магнитного поля подобно движению нейтрального газа. При нарушении указанной закономерности движение плазмы из ламинарного течения переходит в турбулентное с широким спектром шумоподобных колебаний и азимутальных плазменных волн. При этом существенный вклад в ускорение плазмы вносит взаимодействие возникающих в плазме токов с магнитным полем, при котором реализуется режим электромагнитного ускорения плазмы.

Исследованные режимы формирования плазменных потоков в МПД ускорителе проявляются при различных конфигурациях магнитного поля и соответствующих этим конфигурациям давлениях газа в вакуумной камере экспериментальной плазменной установки. Аналогичные режимы ускорения плазмы отмечены в экспериментах по активному воздействию на верхние слои атмосферы плазменных образований, создаваемых МПД ускорителем [3]. Представляет интерес исследование особенностей проявления неустойчивости МПД ускорителя и определение возможного вклада возбуждаемых колебаний в ускорение плазмы и формирование плазменных потоков и образований.

В данной работе проведен анализ спектров колебаний плазмы в МПД ускорителе при изменении давления газа в вакуумной камере экспериментальной стендовой установки и реализации различных механизмов ускорения плазмы. В конструкции МПД ускорителя обеспечивалось формирование несамостоятельного электрического разряда во внешнем магнитном поле между центральным вольфрамовым катодом и профилированным кольцевым анодом (рис. 1). Экспериментально исследованы режимы генерации колебаний при следующих эксплуатационных параметрах ускорителя: разрядное напряжение 70–120 В, ток разряда 50–130 А, расход плазмообразующего газа (воздуха) порядка 1 мг/с, магнитное поле на срезе ускорителя 0.05–0.1 Т. Изменение давления газа в вакуумной камере экспериментальной установки осуществлялось в пределах $3 \cdot 10^{-4}$ – $2 \cdot 10^{-2}$ мм Нг при непрерывной подаче газа в область катода и перекрытии второй ступени вакуумной системы откачки.

Как следует из результатов зондовых измерений, на выходе МПД ускорителя формируется плазменный поток с максимальной концентрацией электронов $n_e = 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и температурой $T_e = 5$ –10 эВ. В выходящем из ускорителя плазменном потоке формируется азимутальный ток, измерение которого проводилось с помощью магнитных

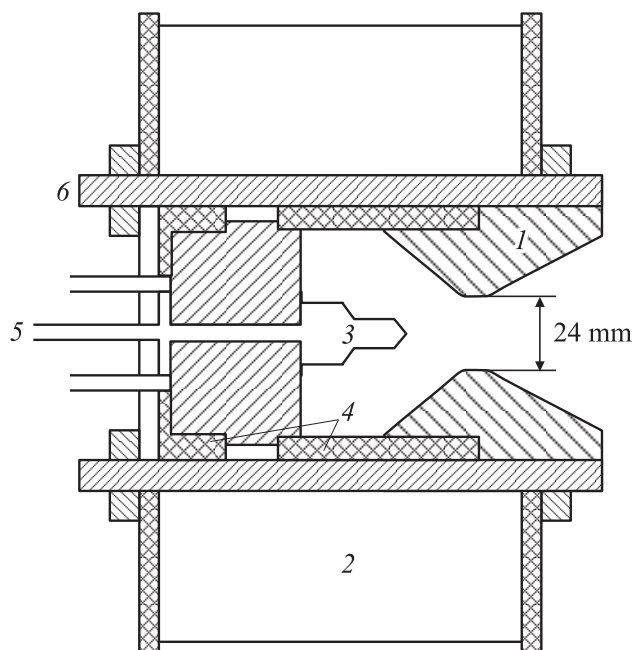


Рис. 1. Схематическое изображение экспериментальной модели МПД ускорителя: 1 — охлаждаемый анод, 2 — магнитная катушка, 3 — вольфрамовый катод, 4 — изоляторы, 5 — подача рабочего газа, 6 — анодный блок, 24 mm — поперечный размер внутренней части анода.

зондов, выполненных в виде катушек, охватывающих плазменный поток. Максимальные значения азимутального тока составляют 0.2–0.3 от величины тока разряда и наблюдаются в выходящем плазменном потоке на расстоянии 10–12 см от среза ускорителя.

Экспериментально исследованы спектры электромагнитных полей, связанные с возбуждением колебаний в области ускорения плазмы и в выходящем плазменном потоке. Измерения проведены в диапазонах частот 10–100 и 1000–6000 МГц с помощью дипольных электрических и магнитных антенн, расположенных с внешней стороны диэлектрической стенки вакуумной камеры. Обращают на себя внимание широкополосность спектра возбуждаемых полей в диапазоне частот до 100 МГц

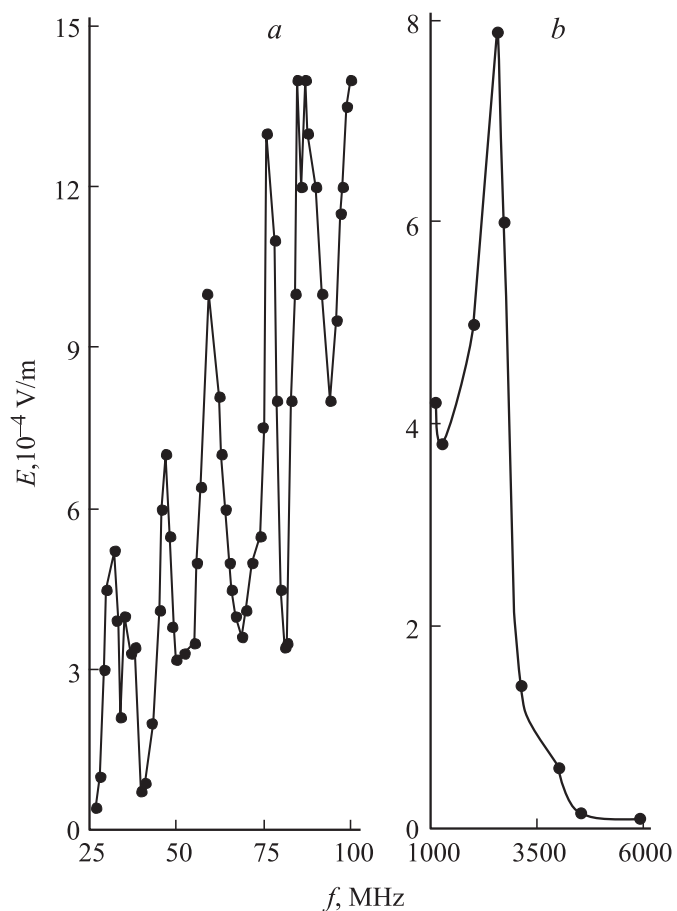


Рис. 2. Спектры электромагнитных полей, возбуждаемых МПД ускорителем на низкочастотной (*a*) и высокочастотной (*b*) ветвях электронных колебаний.

и наличие в спектре дискретных составляющих приблизительно на кратных частотах (рис. 2). На частотах 1000–6000 МГц наблюдается максимум интенсивности возбуждаемых полей, который может быть связан с выходом электромагнитного излучения из внешней области плазменного потока с концентрацией электронов $(2.5-5) \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$.

Из результатов проведенных измерений следует, что в исследованных диапазонах частот интенсивность электромагнитных полей, создаваемых МПД ускорителем, существенно превосходит тепловой уровень, что свидетельствует о развитии неустойчивости и колебательных процессов в плазменном потоке. Характерно, что на частотах, соответствующих выходу электромагнитного излучения из областей плазменного потока с концентрацией электронов $n_e \geq 4.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, напряженность электромагнитного поля не превышает тепловой уровень. Это позволяет рассматривать возбуждение равновесных (тепловых) флуктуаций в центральной области плазменного потока.

При изменении давления газа в вакуумной камере экспериментальной установки выявлены зоны генерации колебаний и повышенного электромагнитного излучения (рис. 3). Характерно, что зоны генерации колебаний соответствуют отличным от нуля значениям потенциала плазменного потока φ_{Pl} , при которых в выходящем из МПД ускорителя плазменном потоке формируется азимутальный ток. В области давления газа $p \approx 0.001 \text{ мм Hg}$, в которой реализуется режим газодинамического истечения плазмы из МПД ускорителя, положение минимума интенсивности электромагнитного излучения совпадает с минимумом азимутального тока и величиной потенциала $\varphi_{Pl} \approx 0$.

Из представленных спектров электромагнитных полей следует, что при ускорении плазмы развиваются неустойчивости плазменного потока на различных ветвях электронных колебаний. Действительно, при измеренных значениях концентрации электронов и напряженности магнитного поля на выходе из ускорителя наблюдаемые в эксперименте электромагнитные поля в диапазоне 1–100 МГц соответствуют низкочастотной ветви электронных колебаний. Спектр частот этих колебаний можно представить в виде зависимости $\omega_1(\theta)$ от угла θ между магнитным полем и волновым вектором возбуждаемых колебаний [4]:

$$\omega_1(\theta) = \omega_{pe} \cos \theta / (1 + \omega_{pe}^2 / \omega_{ce}^2)^{1/2}, \quad (1)$$

здесь ω_{pe} и ω_{ce} — плазменная и циклотронная частоты электронов соответственно. При значениях $\omega_{pe}^2 \gg \omega_{ce}^2$, характерных для области выходящего плазменного потока, спектр низкочастотной ветви электронных колебаний можно представить в виде $\omega_1(\theta) = \omega_{ce} \cos \theta$. Максимальная частота колебаний определяется циклотронной частотой электронов ω_{ce} для плазменных колебаний, распространяющихся вдоль

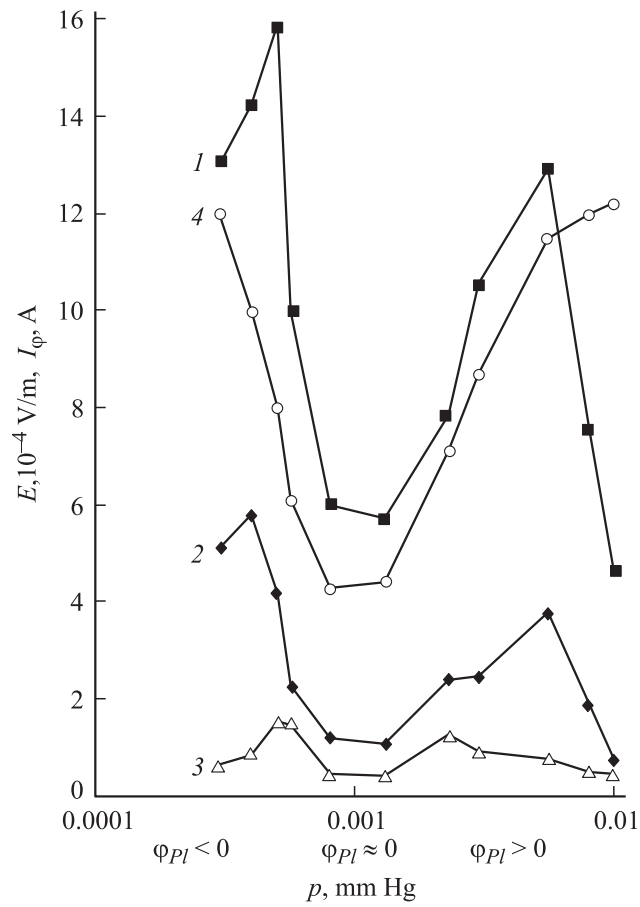


Рис. 3. Сопоставление напряженности электромагнитного поля на различных частотах с азимутальным током в плазменном потоке, создаваемом МПД ускорителем, при изменении давления газа в вакуумной камере экспериментальной установки: 1.1 GHz (1); 2.55 (2), 4 GHz (3), I_ϕ (4), ϕ_{PI} — потенциал плазменного потока.

магнитного поля. В условиях проведенного эксперимента циклотронная частота электронов составляет порядка 100 МГц, что согласуется с результатами спектральных измерений. Минимальные значения частот

в спектре этой ветви электронных колебаний определяются величиной нижней гибридной частоты (≤ 10 МГц) и связаны с возбуждением колебаний, распространяющихся поперек магнитного поля. Это означает, что в характерных токовых структурах МПД ускорителя необходимо учитывать вклад ионов в возбуждение колебаний и формирование структуры турбулентности плазменного потока.

Диапазон частот свыше 1000 МГц соответствует высокочастотной ветви электронных колебаний. При значениях $\omega_{Pe}^2 \gg \omega_{Ce}^2$ зависимости частоты высокочастотной ветви электронных колебаний $\omega_2(\theta)$ от угла θ можно представить в виде

$$\omega_2(\theta) = \omega_{Pe} + (\omega_{Ce}^2/2\omega_{Pe}) \sin^2 \theta. \quad (2)$$

Ширина спектра высокочастотной ветви электронных колебаний, определяемая по изменению угла θ в пределах $\pi/2$, составляет $\Delta\omega = \omega_{Ce}^2/2\omega_{Pe}$, что согласуется с результатами проведенных измерений (рис. 2).

Рассмотрим возможный механизм реализуемой в эксперименте электронной неустойчивости МПД ускорителя. Сопоставление режимов возбуждения колебаний при изменении давления газа с формированием азимутального тока позволяет представить область возбуждения колебаний в плазменном потоке в виде кольцевой структуры с азимутальным пучком электронов. Обоснованность такого представления следует из формирования круговых траекторий электронов под действием электрического поля, обусловленного нескомпенсированным зарядом в плазменном потоке, и продольной составляющей магнитного поля $B_z \geq B_r$. Как показывают оценки, при измеренных значениях индукции магнитного поля за срезом ускорителя радиус электронной траектории соответствует радиусу периферийной области плазменного потока. Скорость азимутального вращения электронов можно определить по величине потенциала φ_{Pl} , соответствующего максимуму азимутального тока. Концентрацию пучка быстрых электронов оценим исходя из установленного в эксперименте соотношения между азимутальным током Холла и разрядным током ускорителя. С учетом этих факторов скорость азимутального пучка электронов, по нашим оценкам, составляет $V_\varphi = (3.5-4.0) \cdot 10^8$ см/с, что превосходит тепловую скорость электронов на периферии плазменного потока. Относительная концентрация электронов в пучке, оценка которой необходима для определения интенсивности возбуждаемых колебаний, составляет $5 \cdot 10^{-2} - 10^{-1}$.

С возбуждением азимутальных мод плазменных колебаний связана особенность спектров электромагнитных полей, возбуждаемых МПД ускорителем в диапазоне частот 1–100 МГц (рис. 2). Эта особенность проявляется в спектральных составляющих на кратных частотах, определяемых дискретностью значений азимутальных волновых чисел возбуждаемых в плазменном потоке колебаний. Частоты этих составляющих можно представить в виде $f_m = (m/R_0)V_\phi$, зависящем от текущего радиуса плазменного потока R_0 , номера азимутальной моды колебаний m и азимутальной скорости электронного пучка V_ϕ .

Интенсивность электронных колебаний в МПД ускорителе оценим исходя из предположения о пространственном усилении тепловых плазменных флуктуаций при развитии конвективной неустойчивости плазменного потока. При этом будем рассматривать механизм ограничения роста интенсивности колебаний, обусловленный продольными неоднородностями магнитного поля и концентрации электронов в плазменном потоке. Такое представление о развитии неустойчивости плазменного потока представляется оправданным в связи с изменением фазовых скоростей возбуждаемых волн и наличием составляющей скорости электронов V_z вдоль плазменного потока. Нарастание интенсивности колебаний в плазменном потоке прекращается при выходе фазовых скоростей плазменных волн из интервала значений, определяемого разбросом скоростей электронов в пучке [5].

Учитывая угловую зависимость инкремента неустойчивости электронного пучка в плазме [4] и ограниченность времени нарастания колебаний в продольно-неоднородном магнитном поле, коэффициент усиления тепловых плазменных флуктуаций на низкочастотной ветви электронных колебаний $\Lambda_1 = \ln(W_1/W_0)$ представим в виде

$$\Lambda_1(\theta) = (n_{be}/n_{0e})(\omega_{ce}\Delta L_M/V_z)(V_\phi/\Delta V_\phi)(V_{Te}/V_\phi)^2 \cos \theta (\sin \theta)^{2/3}, \quad (3)$$

здесь W_0 — плотность энергии тепловых плазменных колебаний, определяемая температурой и концентрацией электронов в периферийной области плазменного потока, n_{be} — концентрация пучка электронов, n_{0e} — концентрация тепловых электронов, образующихся при ионизации газа, ΔV_ϕ — разброс скоростей электронов в пучке, ΔL_M — характерный размер продольной неоднородности магнитного поля.

Для высокочастотной ветви электронных колебаний аналогично получен коэффициент усиления тепловых флуктуаций в продольно-

неоднородном плазменном потоке

$$\Lambda_2 = (n_{be}/n_{0e})(V_\varphi/\Delta V_\varphi)(\Delta L_{Pl}\omega_2(\theta)/V_z)(V_{Te}/V_\varphi)^2(\cos\theta)^{2/3}, \quad (4)$$

здесь ΔL_{Pl} — характерный размер продольной неоднородности плазменного потока, определяемый по распределению концентрации тепловых электронов.

Условие возбуждения неустойчивости на обеих ветвях электронных колебаний определим, исходя из равенства показателей эффективности усиления тепловых плазменных флуктуаций (3) и (4), которое можно представить в виде

$$(\nabla n_{0e}/n_{0e})(\omega_{Ce}/\omega_{Pe}) \cos\theta = \nabla B_z/B_z. \quad (5)$$

В этом выражении учитывается соотношение градиентов концентрации электронов и напряженности магнитного поля в выходящем из ускорителя плазменном потоке. Для волн, распространяющихся под углом к магнитному полю $\theta \leq \pi/2$, условие возбуждения неустойчивости на обеих ветвях электронных колебаний соответствует экспериментально выделенной области давления газа, в которой выполняется градиентное соотношение $\nabla n_e/n_e > \nabla B_z/B_z$.

Таким образом, развитие электронной неустойчивости МПД ускорителя является показателем электромагнитного механизма ускорения, основанного на взаимодействии азимутального тока в плазме с внешним магнитным полем. Возбуждение колебаний на низкочастотной ветви электронной неустойчивости ускорителя приводит к турбулентному электронно-ионному трению и аномальному ускорению плазмы. С возбуждением высокочастотной ветви наблюдаемой в эксперименте электронной неустойчивости связаны эффекты аномальной поперечной проводимости плазмы в области ускорения плазмы и турбулентного нагрева электронного компонента плазменного потока [6].

Результаты проведенных экспериментов позволяют развить методы диагностики режимов ускорения плазмы по спектрам возбуждаемых колебаний при стендовых испытаниях МПД ускорителя и при формировании плазменных потоков и образований вблизи космических аппаратов. Применение МПД ускорителя в качестве элемента космической двигательной установки с газодинамическим режимом ускорения позволяет существенно снизить интенсивность электромагнитных излучений, создающих шумовые помехи системам радиосвязи с космическими аппаратами.

Список литературы

- [1] *Кубарев Ю.В.* // Наука и технологии в промышленности. 2006. № 2. С. 19–35.
- [2] *Кубарев Ю.В.* Закономерность возникновения электростатической неустойчивости плазмы, движущейся в неоднородных электрических и магнитных полях. Научное открытие № 14. Приоритет 02.10.62 и 04.12.63 г. // Бюллетень ВАК РФ, 1995. № 6. С. 43.
- [3] *Кубарев Ю.В., Часовитин Ю.К., Романовский Ю.А.* и др. // IV Всесоюзная конференция по плазменным ускорителям и ионным инжекторам. Тезисы докладов. М., 1978. С. 336–337.
- [4] *Михайловский А.Б.* Теория плазменных неустойчивостей. Т. 1. Неустойчивости однородной плазмы. М.: Атомиздат, 1975. С. 272.
- [5] *Брейзман Б.Н., Рютов Д.Д.* // ЖЭТФ. 1969. Т. 57. В. 4 (10). С. 1401–1410.
- [6] *Кирдяшев К.П.* Высокочастотные волновые процессы в плазмодинамических системах. М.: Энергоатомиздат, 1982. С. 144.