

04

О балансе энергии электронов в ионизационно-неустойчивой плазме в магнитогазодинамическом канале¹

© Р.В. Васильева, Е.А. Дьяконова, А.В. Ерофеев,
Т.А. Лапушкина

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург

Поступило в Редакцию 20 января 1998 г.

В эксперименте исследовалось развитие ионизационной неустойчивости в модели дискового фарадеевского МГД канала, сопряженного с ударной трубой, в чистом инертном газе (ксеноне) без щелочной присадки. Были определены основные составляющие среднего баланса энергии электронов: мощность джоулева нагрева, средняя скорость передачи энергии тяжелой компоненте при упругих ударах и средняя скорость затрат энергии на ионизацию. Оказалось, что дефект энергии электронов, включающий в себя неучтенные потери, резко возрастает при закритических значениях магнитной индукции и составляет примерно половину мощности джоулева нагрева. Делается вывод о том, что часть энергии электронов передается в пульсации.

Одной из фундаментальных задач ионизационно-неустойчивых магнитогазодинамических (МГД) потоков является вопрос о балансе энергии электронов. Баланс энергии электронов изучался в основном при использовании в качестве рабочего вещества инертного газа с легко ионизируемой присадкой щелочного металла. В условиях МГД каналов степень ионизации присадки находится в равновесии с температурой электронов, а селективный нагрев электронов определяется тем, что мощность джоулева нагрева равна средней скорости передачи энергии тяжелой компоненте при упругих ударах [1]. В такой модели все особенности, связанные с возникновением плазменных неоднородностей, сводятся к тому, что эффективная проводимость плазмы σ_{eff} , определяющая джоулев нагрев, оказывается меньше средних значений $\langle \sigma \rangle$. При использовании соотношения $\sigma_{\text{eff}} = \langle \sigma \rangle \cdot \beta_{\text{eff}} \cdot (\omega / \langle \nu \rangle)^{-1}$ [1] для определения степени расслоения температур легкой и тяжелой компо-

¹ Работа осуществляется при поддержке РФФИ.

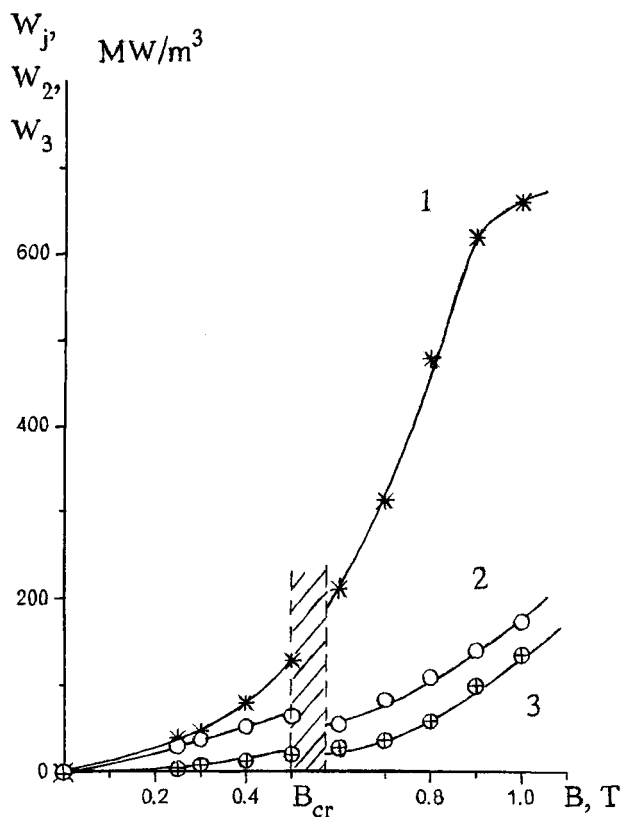


Рис. 1. Мощность джоулева нагрева W_j (1), упругие потери энергии W_2 (2), затраты энергии на ионизацию W_3 (3) при различных значениях магнитной индукции. B_{cr} — значение критического магнитного поля.

нент плазмы предлагается формула, аналогичная формуле Керреброка:

$$\left\langle \left(\frac{T_e}{T} - 1 \right) \right\rangle = \frac{\gamma \cdot M^2}{3\delta} \beta_{\text{eff}} \cdot \langle \beta \rangle (1 - K_y)^2, \quad (1)$$

где $\gamma = c_p/c_v$; M — число Маха потока; β_{eff} , $\langle \beta \rangle$ — эффективный и средний параметры Холла; фактор неупругих потерь $\delta = 1$; K_y —

коэффициент нагрузки. Однако анализ, проведенный в [1], показывает, что не во всех экспериментах эта формула оказывается справедливой. Вероятно, часть джоулевой энергии может переходить в пульсации. Данная работа и направлена на поиски этой доли энергии.

В данной работе в качестве рабочего вещества используется чистый инертный газ без щелочной присадки при условиях, когда в МГД канале ионизация неравновесна. Таким образом, в балансе энергии электронов требуется учитывать неупругие затраты энергии на ионизацию газа. Но при этом остается проблема в целом: сводится ли джоулев нагрев к средним затратам на упругие и неупругие потери.

Эксперимент проводится в дисковом фарадеевском МГД канале, сопряженном с ударной трубой, при $K_y \rightarrow 0$, $K_y \approx 0.1$. Установка и методы измерений описаны в [2–5]. Длительность истечения — 400 μs . Эксперимент проводится в ксеноне при числе Маха фронта ударной волны в ударной трубе 6.9 и начальном давлении 26 mm Hg при слабом МГД взаимодействии. Число Маха потока в дисковом канале находится в диапазоне 2–3, параметр Холла 1–3, степень ионизации газа 10^{-4} – 10^{-3} . В работе измеряются: эффективная проводимость плазмы, локальные значения проводимости, параметра Холла, концентрации и температуры электронов на различных радиусах. Также измеряются скорость потока и давление газа. Значения концентрации атомов и их температура восстанавливаются из сопоставления экспериментальных и расчетных данных.

Баланс энергии электронов составляется для объема газа, достаточно отстоящего от входа в канал, так что он находится в области слабо меняющихся газодинамических параметров. Предполагается, что развивающиеся плазменные неоднородности не возмущают газодинамическое течение. Эксперименты показали, что средний холловский ток и среднее возмущение азимутального поля равны нулю. Далее оценки показали, что потери энергии, связанные с излучением и возбуждением атомов, а также с изменением средней температуры электронов малы по сравнению с энергией, затраченной на ионизацию. При этих предпосылках баланс энергии электронов имеет следующий вид:

$$\sigma_{\text{eff}}(uB)^2 \cdot (1 - K_y)^2 = \frac{3m_e}{m_a} k \langle n_e \rangle \langle \nu \rangle (\langle T_e \rangle - T) + \left(E_i + \frac{5}{2} k \langle T_e \rangle \right) \frac{\langle \Delta n \rangle}{\Delta t} + \Delta W, \quad (2)$$

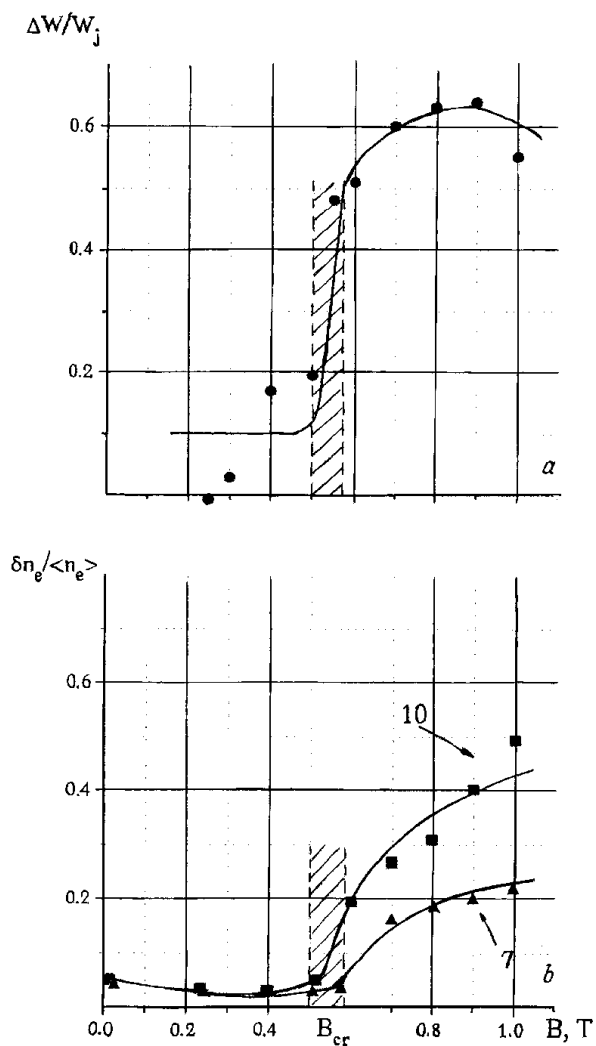


Рис. 2. *a* — относительный дефект энергии электронов при различных значениях магнитного поля; *b* — флуктуации концентрации электронов на двух радиусах при различных значениях магнитной индукции. Цифры у кривых — значения r , см.

E_i — потенциал ионизации. Скорость ионизации определяется по приращению концентрации электронов на двух радиусах $r_1 = 7$ см, $r_2 = 10$ см, $\Delta t = (r_2 - r_1)/u$, $\langle \Delta n \rangle = \langle n_{e2} \rangle - \langle n_{e1} \rangle + \langle n_{e1} \rangle \cdot (n_{a2} - n_{a1}) / n_{a1}$. На участке $r_2 - r_1$ параметры потока плазмы меняются незначительно, поэтому при определении упругих затрат используются средние на этом участке значения параметров плазмы. Значения $\sigma_{\text{эф}}$ измерены также на этом участке. Средняя частота передачи энергии определяется как: $\langle \nu \rangle = n_a \langle c_e \rangle \langle Q_a \rangle \left(1 + \frac{\langle n_e \rangle}{n_a} \frac{\langle Q_i \rangle}{\langle Q_a \rangle} \right)$, где $\langle Q_a \rangle$ и $\langle Q_i \rangle$ сечения передачи энергии для атомов и ионов, определенные для $\langle T_e \rangle$. ΔW — дефект энергии электронов включает в себя добавочные, неучтенные в балансе энергии, потери электронов. На рис. 1 приведены составляющие баланса энергии как для докритических значений магнитного поля, так и для закритических. Замедление роста джоулева нагрева при максимальном значении магнитной индукции обусловлено заметным торможением потока вследствие действия пондеромоторной силы. Упругие потери энергии возрастают как вследствие роста концентрации электронов, так и вследствие роста частоты передачи энергии при увеличении температуры электронов. Неупругие затраты энергии возрастают, так как при увеличении поля растет скорость ионизации. На рис. 2, *a* приведено значение дефекта энергии, отнесенное к мощности джоулева нагрева. За основу сравнения принимаются значения $\Delta W / W_j$ для докритических магнитных полей. Наблюдаемое отличие $\Delta W / W_j$ от нуля в этой области находится в пределах точности эксперимента. Относительная ошибка в определении $\Delta W / W_j$ при сравнении их значений для различных величин магнитной индукции составляет не более 20%. Некоторое уменьшение при $B = 1$ Т связано, очевидно, с уменьшением джоулева нагрева. Приведенные на рис. 2, *b* флуктуации концентрации электронов показывают корреляции между флуктуациями и дефектом энергии. Отмеченный коридор критических значений магнитного поля обусловлен тем, что возникновение флуктуаций в фиксированном сечении зависит как от величины магнитной индукции, так и от времени развития ионизационной неустойчивости. Поскольку время жизни объема плазмы до прихода на дальние расстояния больше, то на более отдаленном радиусе неустойчивость возникает при меньших значениях магнитной индукции. По мере развития неустойчивости при движении объема плазмы от r_1 до r_2 флуктуации в нем усиливаются. На рис. 2 видно, что дефект энергии появляется с возникновением неоднородностей и увеличивается по мере возрастания флуктуаций концентрации электронов.

Таким образом, при развитой ионизационной неустойчивости дефект энергии электронов, связанный со структурированием плазмы, составляет примерно половину мощности джоулевого нагрева. Это свидетельствует о том, что развитие неустойчивости приводит не только к особенностям протекания тока, но существуют, вероятно, некоторые пути потери энергии электронов в пульсациях. Однако для их определения требуется построение более глубокой модели ионизационной турбулентности.

Авторы выражают благодарность Российскому фонду фундаментальных исследований за поддержку работы (проект N 96-02-16904).

Список литературы

- [1] Недоспасов А.В., Хаит В.Д. Основы физики процессов в устройствах с низкотемпературной плазмой. М.: Энергоатомиздат, 1991. 224 с.
- [2] Васильева Р.В., Генкин А.Л., Горячев В.Л. и др. Неравновесная плазма инертных газов с неравновесной ионизацией и МГД генераторы. С.-Петербург: изд. РАН, ФТИ им. А.Ф. Иоффе. 206 с.
- [3] Erofeev A.V., Vasil'eva R.V., Zuev A.D., Lapushkina T.A., D'yakonova E.A., Markhotok A.A. // 12th Internat. Conf. on MHD Electrical Power Generation. Yokohama, Japan, 1996, V. 1. P. 74-82.
- [4] Лапушкина Т.А., Васильева Р.В., Ерофеев А.В., Зувев А.Д. // ЖТФ. 1997. Т. 67. № 12. С. 12-15.
- [5] Лапушкина Т.А., Дьяконова Е.А., Васильева Р.В. // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. В. 2. С. 58-62.