

ЛИТЕРАТУРА

1. В а т а ж и н А. Б. О деформации профиля скорости в неоднородном магнитном поле. ПММ, 1967, т. 31, вып. 1.
2. Ш е р к л и ф Дж. Теория электромагнитного измерения расхода. М., «Мир», 1965.
3. S h e r c l i f f J. Edge in electromagnetic flowmeters. J. Nucl. Energy, 1956, vol. 3, p. 305.
4. К у л и к о в с к и й А. Г., Л ю б и м о в Г. А. Введение в магнитную гидродинамику. М., Физматгиз, 1962.
5. В а т а ж и н А. Б. Определение параметров дозвукового течения в канале за зонной осевой неоднородности слабых возмущающих сил и источников тепла. ПММ, 1967, вып. 3.
6. В а т а ж и н А. Б., Х о л щ е в н и к о в а Е. К. Течение анизотропно проводящей среды по каналу в зоне входа в магнитное поле. ПМТФ, 1967, № 3.

ОЦЕНКА ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ В ПРИЭЛЕКТРОДНОЙ ОБЛАСТИ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА

А. Е. Коновалов

(Москва)

При расчете тепловых потоков в плазме в некоторых работах [1-3] учитываются термоэлектрические эффекты. Одномерная модельная задача о нагреве среды за счет джоулевой диссипации рассматривалась в работе [1]. В ней было показано, что эффекты, связанные с переносом энергии электронами, приводят к несимметричному распределению температуры между электродами. В работе [2] была решена задача о линейном пичевом разряде в водороде. Одним из результатов работы будет установление асимметрии тепловых потоков в анод и катод. Попытка оценить падение потенциала в приэлектродной области применительно к катодному пятну была сделана в [3]. В этом случае задача будет пространственной, и термоэлектрические эффекты должны усилиться вследствие больших градиентов температуры. Интересующее автора [3] решение для предельного случая сильных токов, полученное с помощью численных методов, не позволяет найти распределение параметров в приэлектродной области и проанализировать влияние различных эффектов.

Ниже с использованием для расчета схемы, принятой в [3], рассматривается влияние термоэлектрических эффектов на тепловой поток и падение потенциала в приэлектродной области для широкого диапазона параметров.

Известно, что протекание в плазме тока достаточно большой силы сопровождается образованием пятен на электродах. Будем рассматривать область около электрода, отступая от пятна на расстояние порядка его размера. Тогда все величины в этой области можно считать зависящими только от радиуса. Это возможно в случае уединенного пятна, когда в его окрестности нормальная составляющая плотности тока на поверхности электрода равна нулю, а ток в плазме над электродом растекается диффузно, не шнуруясь.

Процессы, определяемые эмиссионными свойствами электродов и происходящие на расстоянии порядка длины свободного пробега электрона от поверхности электрода, при этом не рассматриваются. Граничные условия будем задавать на сфере радиуса r_0 , называя ее условно электродом, причем в силу симметрии можно ограничиться полусферой.

Запишем уравнение для тока, теплового потока и энергии

$$j_r = \sigma E_r + \Phi \frac{dT}{dr}, \quad q_r = -\lambda \frac{dT}{dr} + \psi j_r, \quad \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 q_r) = j_r E_r \quad (1)$$

Здесь j_r , q_r — плотность тока и теплового потока, E_r — напряженность электрического поля, T — температура, r — координата. Коэффициенты переноса σ , Φ , λ , ψ взяты для полностью ионизованного водорода из работы [2].

$$\sigma = \alpha T^{3/2}, \quad \Phi = \alpha \gamma T^{3/2}, \quad \lambda = k T^{5/2}, \quad \psi = -\zeta T \quad (2)$$

$$\alpha = 1.1 \cdot 10^{-3}, \quad \gamma = 0.69 \cdot 10^{-4}, \quad k = 8.7 \cdot 10^{-12}, \quad \zeta = 2.85 \cdot 10^{-4}$$

(Используется система единиц СИ)

Отметим, что коэффициент ζ объединяет два различных механизма переноса энергии: перенос энтальпии потоком электронов и термоэффект [4], причем основной вклад дает энтальпия электронов (78%).

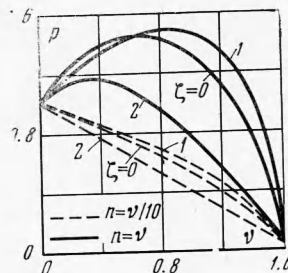
Рассматривается установившийся процесс с постоянным давлением¹, поэтому в уравнении для тока отсутствует член с градиентом давления электронов. Вводя переменные

$$p = (T / T_{\infty})^{5/2}, \quad n = k_1^{1/2} I / r T_{\infty}^{3/2}$$

предложенные Смаем [3], из (1) и (2) получим

$$-p \frac{d^2 p}{dn^2} = \frac{2}{5} \left(\frac{dp}{dn} \right)^2 - 2 \frac{k_2}{k_1^{1/2}} \frac{dp}{dn} + \frac{20}{7} \quad (3)$$

$$k_1 = 7/32 \pi^2 \alpha k, \quad k_2 = (\zeta - \gamma) / 4k\pi, \quad I = 2\pi r^2 j_r$$



Фиг. 1

Здесь I — заданный полный ток через полусферу, T_{∞} — температура в бесконечно удаленной точке. В качестве граничных условий задана температура на электроде и на бесконечности

$$n = n_0, \quad p = p_0; \quad n = 0, \quad p = 1 \quad (4)$$

Для полного теплового потока и потенциала относительно бесконечно удаленной точки получаются следующие выражения:

$$Q = -\zeta T_{\infty} I p^{3/5} \left[1 - \left(\frac{4\pi}{5} \frac{k k_1^{1/2}}{\zeta} \right) \frac{dp}{dn} \right] \quad (5)$$

$$V = \zeta T_{\infty} \left\{ p^{3/5} \left[1 - \left(\frac{4\pi}{5} \frac{k k_1^{1/2}}{\zeta} \right) \frac{dp}{dn} \right] + \left(\frac{4\pi}{5} \frac{k k_1^{1/2}}{\zeta} \right) \frac{dp}{dn} \Big|_{\infty} - 1 \right\}$$

Направление нормали взято внешним, так что $Q < 0$, если тепловой поток направлен к электроду. В случае анода $I > 0$, в случае катода $I < 0$.

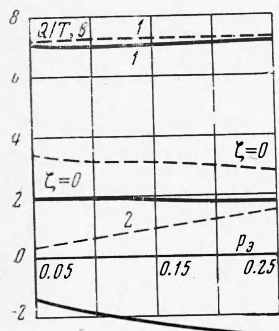
Уравнение (3) вместе с условием (4) интегрировалось численно на ЭЦВМ методом Рунге — Кутты. При достаточно большом значении параметра n_0 (область «сильных» токов) решение качественно изменяется. В кривой распределения температуры появляется максимум, поэтому в качестве примера рассмотрим два случая: «малые» ($n_0 = 0.16$) и «большие» ($n_0 = 1.6$) токи, которые соответствуют плотности тока 10^5 и 10^7 а/м² при $T_{\infty} = 20\,000^\circ$ К.

1. *Малые токи.* (На фигурах этому случаю соответствуют пунктирные линии.) На фиг. 1 приведены графики функции $p(n)$, характеризующей распределение температуры. Решение показывает, что вследствие термоэффекта и переноса энтальпии электронами температура в анодной области (кривая 1) увеличивается, а в катодной (кривая 2) уменьшается по сравнению со случаем переноса энергии только теплопроводностью (кривая $\zeta = 0$). Соответственно этому изменяются градиенты температуры на электроде.

Графики зависимости приведенных тепловых потоков Q/I от параметра температуры электрода p_0 даны на фиг. 2. Слабое влияние на тепловые потоки температуры электрода объясняется большой разницей между температурой плазмы и электрода. Тепловой поток к аноду (кривая 1) определяется суммой термоэффекта и теплопроводности, тепловой поток к катоду (кривая 2) — их разностью. При $\zeta = 0$ (только теплопроводность) тепловые потоки в катод и анод одинаковы.

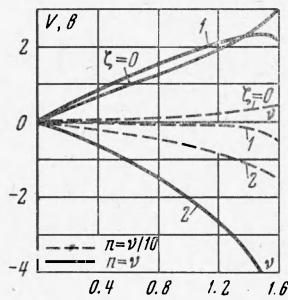
Отметим, что термоэлектрические эффекты и перенос энтальпии электронами проявляются в виде увеличения градиента температуры и соответствующего роста теплопроводности. Второе слагаемое в выражении для теплового потока (1) оказывается малым из-за малой температуры электрода.

¹ В этом случае, как нетрудно убедиться, градиент концентрации уравновешивается градиентом температуры и система уравнений (1) является замкнутой, так как концентрация в нее не входит.



Фиг. 2

Другим интересным случаем, когда тепловой поток содержит член, пропорциональный току, будет разряд в частично ионизованном газе, причем в холодном слое у электрода температура электронов оказывается значительно выше температуры газа



Фиг. 3

и основной вклад в тепловой поток дает член, пропорциональный току. Такая схема рассматривалась в [5]. Расчеты показали, что и в этом случае имеет место значительная асимметрия тепловых потоков в электроды.

Распределение потенциала показано на фиг. 3. Отрицательный потенциал у анода (кривая 1) образуется вследствие компенсации большого градиента температуры для обеспечения заданного тока (режим термогенератора, см. первое уравнение (1)).

2. *Большие токи.* (Этот случай отмечен на фигурах сплошными линиями). Как указывалось в [3], при больших токах кривая распределения температуры имеет максимум (фиг. 1). Максимум обусловлен джоулевым тепловыделением (кривая $\zeta = 0$) и сдвигается в сторону анода (кривая 1) вследствие термоэффекта и переноса энтальпии электронами. Температура в катодной области (кривая 2), как и при «малых» токах, ниже, чем в анодной.

Приведенные тепловые потоки фиг. 2 при увеличении тока в 10 раз изменяются незначительно. Лишь в случае катода (кривая 2) тепловой поток изменяет направление (тепло идет из электрода в плазму).

Распределение потенциала представлено на фиг. 3. Анодный потенциал (кривая 1) положителен, но вследствие причины, указанной выше, начинает уменьшаться около электрода. В результате распределение потенциала у анода имеет максимум. Аналогичный результат получен в [1], где вычислялась напряженность электрического поля и показано, что E обращается в нуль около анода.

Другие графики (кривая 2 и $\zeta = 0$) качественно не отличаются от кривых, изображенных на фиг. 3 пунктирными линиями.

Что касается сопоставления полученных результатов с экспериментальными данными, то оно затруднительно из-за приэлектродных эффектов, связанных с эмиссионными свойствами электродов [6] и имеющих тот же порядок. Эмиссия электронов из металла, за исключением автоэлектронной, требует затраты энергии около $4 e\phi$ (работа выхода), которая затем выделяется на аноде. Это должно привести к еще большей асимметрии тепловых потоков. Возникающие у электродов на расстоянии порядка длины свободного пробега электрона скачки потенциала будут причиной дополнительного поступления энергии к электродам. Этот дополнительный вклад может быть различным для катода и анода.

Автор благодарит Г. М. Бам-Зеликовича, А. Б. Ватажина и Г. А. Любимова за замечания, сделанные при обсуждении работы.

Поступила 11 XII 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. В а т а ж и н А. Б. О нагреве среды вследствие джоулевой диссипации энергии. ПМТФ, 1965, № 5.
2. H a i n e s M. G. The effect of electrodes in a linear pinched discharge. Proc. Phys. Soc., 1961, vol. 77, pt. 3, No. 495.
3. S m a y P. R., D r i v e r H. S. T. Impedance of a magnetohydrodynamic generator. Brit. J. Appl. Phys., 1965, vol. 16, No. 6.
4. Б р а г и н с к и й С. И. Явления переноса в плазме. Вопросы теории плазмы, М., Атомиздат, 1963, вып. 1.
5. O a t e s G. C., R i c h m o n d J. K., A o k i Y., G r o h s G. Loss mechanisms of a low temperature plasma accelerator. ARS Journal, 1962, vol. 32, No. 4.
6. Ф и н к е л ь н б у р г В., М е к к е р Г. Электрические дуги и термическая плазма. М., Изд-во иностр. лит., 1961.