

17. Франц В. Пробой диэлектриков. М., ИЛ, 1961.
 18. Месяц Г. А., Бычков Б. И. Статистическое исследование запаздывания пробоя коротких газовых промежутков в сверхвысоких электрических полях в наносекундном диапазоне.— ЖТФ, 1967, т. 37, № 9, с. 1712.
 19. Станкевич Р. Л., Калинин М. С. Повышение пробивных напряженностей поля в двухэлектродных промежутках с катодами из монокристаллов при высоких давлениях.— ЖТФ, 1966, т. 36, № 8, с. 1499.

УДК 537.529

К ВОПРОСУ ОБ ОТРЫВЕ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ В ЯДРЕ ПОТОКА КАНАЛА МГД-УСКОРИТЕЛЯ

В. И. Белых

(Жуковский)

Рабочие характеристики МГД-устройств зависят от коэффициента электропроводности плазмы, поэтому важно знать, каким образом можно его увеличить, учитывая в то же время конструктивные возможности используемых материалов.

Вообще говоря, в результате взаимодействия плазмы с электрическим полем температура электронов становится отличной от температуры ионов и нейтралов, а так как коэффициент электропроводности плазмы зависит от температуры электронов, то неравновесная ионизация в плазме вызывает большой интерес. В работах [1—3] предпринята попытка теоретически и экспериментально показать наличие неравновесной ионизации в плазме аргона с присадкой калия. В [4, 5] также исследовалась неравновесная ионизация благородных газов с присадкой щелочного металла.

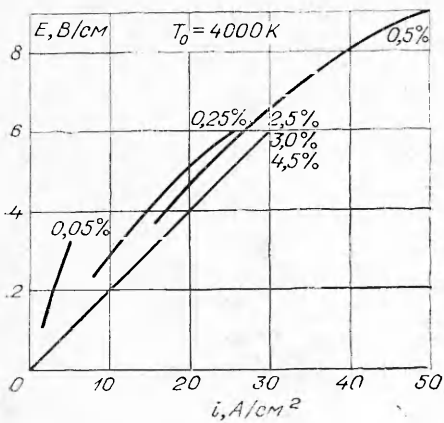
В [6, 7] рассматривалось влияние повышенной электронной температуры вблизи поверхности изоляционной стенки в предположении равновесной концентрации электронов поперек пограничного слоя. Равновесная концентрация определялась из уравнения Саха. Подобное допущение справедливо в ядре потока, т. е. в невозмущенной области плазмы.

В данной работе исследуется невозмущенная область плазмы с учетом диффузии и ионизации заряженных частиц при различных концентрациях присадки калия в азот. Рассматривается плотная плазма при давлении $p \sim 0,1$ ат, так что температуру ионов и основного газа можно считать одинаковой.

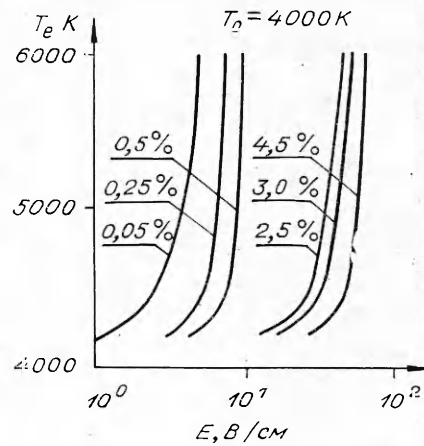
В работе используются следующие допущения: 1) плазма квазинейтральная; 2) все компоненты плазмы, за исключением электронов, находятся в термическом равновесии; 3) магнитное поле отсутствует; электронная температура зависит от напряженности электрического поля и плотности тока.

При сделанных предположениях напряженность электрического поля, потоки частиц и электронная температура связаны соотношениями

$$(1) \quad j = (D_e/\tau_e + D_i/\tau_i)G, \quad G = -j_e\tau_e/D_e, \quad j_i = -j_e\tau_e D_i/\tau_i D_e, \quad j = j_i - j_e, \\ \tau_e = \tau_i + c\sigma_0 G^2/\nu,$$



Ф и г. 1



Ф и г. 2

где τ_e , τ_i , j_e , j_i , D_e , D_i — температура, потоки и коэффициенты диффузии электронов и ионов соответственно

$$D_e = \frac{\tau_e^{1/2}}{\sum_{s \neq e} N_s Q_{es}} \left(\frac{m_i}{m_e} \right)^{1/2}, \quad D_i = \frac{\tau_i^{1/2}}{\sum_{s \neq i} N_s Q_{is}}$$

а G , σ_0 и ν — напряженность электрического поля, коэффициент электропроводности и частота столкновений электронов [8].

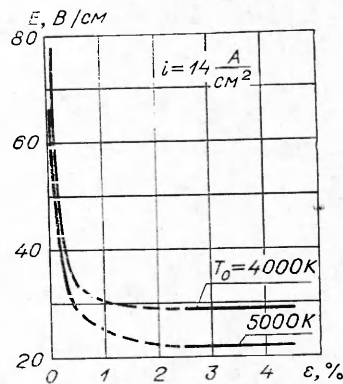
В данной работе используются сечения столкновений, полученные для азота с присадкой калия [9]. Концентрация заряженных частиц находится из уравнения Саха с электронной температурой

$$(2) \quad \frac{n_e^2}{n_h} = \left(\frac{g_e \bar{\sigma}_0 i}{g_0} \right) \left(\frac{2\pi m_e k T_e}{h^2} \right)^{3/2} \exp \left(- \frac{I_i}{k T_e} \right).$$

Соотношения (1) с учетом (2) решены на ЭВМ БЭСМ-6. Процедура расчета сводилась к следующему: задавался электронный поток и подби-

ралась электронная температура, удовлетворяющая балансу энергии электронов. Результаты представлены на фиг. 1—3 (T — статическая температура азота, ε — процент присадки). Как видно из представленных кривых, напряженность электрического поля в невозмущенной области плазмы мала даже при плотностях тока ~ 50 А/см². Из этого следует, что в МГД-установках, имеющих расстояние между электродами порядка 1 см, падение потенциала в приэлектродных слоях значительно превышает падение потенциала в невозмущенной области.

Из приведенных зависимостей напряженности электрического поля от плотности тока следует, что при постоянной плотности тока с уменьшением присадки напряженность электрического поля сначала остается постоянной, а затем начинает расти, в то время как электронная температура с уменьшением



Ф и г. 3

присадки все время растет. Представляется целесообразным ожидать, что оптимальная концентрация присадки лежит между 0,5 и 2,5%.

Как следует из графиков, отрыв электронной температуры от температуры основного газа в рассматриваемом диапазоне плотности электрического тока (до 50 А/см²) при концентрации присадки, близкой к оптимальной, не превышает 2000 К.

Поступила 25 X 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Kerrebrock I. L. Conduction in gases with elevated electron temperature.— In: Engineering aspects of magnetohydrodynamics. N. Y., Columbia Univ. Press, 1962.
2. Kerrebrock I. L. Nonequilibrium ionization due to electron heating. I. Theory.— «AIAA J.», 1964, vol. 2, N 6.
3. Kerrebrock I. L., Hoffman M. A. Nonequilibrium ionization due electron heating II. Experiments.— «AIAA J.», 1964, vol. 2, N 6.
4. Ben Daniel D. J., Bishop C. M. Nonequilibrium ionization in a high-pressure cesium-helium transient discharge.— «Phys. Fluids», 1963, vol. 6, N 2.
5. Hurwitz H. Jr., Sutton G. W., Tamor S. Electron heating in magnetohydrodynamic power generators.— «ARS J.», 1962, vol. 32, N 8.
6. Hale F. J., Kerrebrock I. L. Insulator boundary layers in magnetohydrodynamic channels.— «AIAA J.», 1964, vol. 2, N 3.
7. Sherman A., Reschofko E. Nonequilibrium boundary layer along insulator wall.— «AIAA J.», 1969, vol. 7, N 4.
8. Белых В. И. К расчету термически приэлектродной области в плазме с присадкой щелочного металла.— ПМТФ, 1976, № 1.
9. Garrison G. W. Electrical conductivity of a seeded nitrogen plasma.— «AIAA J.», 1968, N 6.

УДК 621.039.555

ВЛИЯНИЕ СИЛЬНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА СВЕТОВУЮ ВСПЫШКУ, ВОЗБУЖДАЕМУЮ ИСТОЧНИКОМ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ В ВОЗДУХЕ

А. В. Жемерев, Ю. А. Медведев, Б. М. Степанов

(Москва)

При рассмотрении задачи о свечении воздуха, возбуждаемого импульсным γ -излучением, обычно предполагается [1—4], что световая энергия, излучаемая элементарным объемом, пропорциональна поглощенной в этом же объеме энергии γ -излучения. Однако энергетические потери комптоновских электронов на работу против сил возникающего электрического поля эффективно уменьшают поглощенную энергию γ -излучения [5]. Действительно, в воздухе нормальной плотности тормозящее поле E может достигать значений порядка 10^5 В/м [6], при этом параметр, характеризующий влияние электрического поля, $g = eEl/\epsilon_e$ (l и ϵ_e — пробег и кинетическая энергия комптоновского электрона, $\epsilon_e \simeq 1$ МэВ, $l = 2$ м [7]) составляет величину 0,2, т. е. эффект уже становится заметным.