

КВАЗИСТАЦИОНАРНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ПУЧКОВОЙ ПЛАЗМЫ ИНЕРТНОГО ГАЗА ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ ПРИ НАЛИЧИИ СТУПЕНЧАТЫХ ПРОЦЕССОВ

В. Л. Бычков, А. В. Елецкий, В. А. Уцаповский

Рассмотрена слабоионизованная плазма, образующаяся в результате прохождения пучка быстрых электронов в инертном газе высокого давления. На основе анализа элементарных процессов в плазме такого типа с использованием приближенного метода учета ступенчатой ионизации установлена связь между параметрами плазмы и условиями эксперимента (давление газа, интенсивность пучка). Исследовано изменение характера неравновесности плазмы в зависимости от давления и скорости ионизации газа пучком электронов, связанное с конкуренцией различных механизмов нагрева и охлаждения электронов.

1. Пучковая плазма высокого давления образуется в результате прохождения пучка быстрых заряженных частиц (электронов, ионов, продуктов ядерного распада) в плотном газе [1, 2]. В отличие от плазмы низкого давления, где важную роль в кинетике может играть электромагнитное коллективное взаимодействие пучка с плазменными электронами, все свойства плазмы высокого давления определяются столкновительными процессами. При достаточно длительном воздействии пучка на газ устанавливается квазистационарное состояние пучковой плазмы.

Задача нахождения параметров этого состояния ставилась в ряде работ последних лет, среди которых заметное место занимают расчеты квазистационарных параметров пучковой плазмы инертного газа [2-5]. Бросается в глаза существенное различие результатов цитированных работ, относящихся к близким условиям поддержания плазмы. Так, квазистационарное значение температуры электронов, установленное авторами работ [4, 5], составляет 0.4—1.0 эВ, что в несколько раз ниже значений, полученных авторами [2, 3]. Указанное различие, по мнению авторов [4, 5], объясняется недостаточно последовательным учетом вклада ступенчатых процессов, выполненным в работах [2, 3]. Цель данной работы установить причины описанной противоречивой ситуации и предложить независимый способ учета влияния ступенчатых процессов на квазистационарные параметры пучковой плазмы.

Основная трудность, стоящая на пути последовательного анализа влияния ступенчатых процессов на кинетику низкотемпературной плазмы, связана с необходимостью учета большого количества процессов неупругого соударения плазменных электронов с возбужденными атомами, а также процессов излучательного перехода между возбужденными состояниями атомов. Такая необходимость вызывает наряду с вычислительными также и серьезные принципиальные проблемы, которые связаны с недостаточной надежно известными значениями соответствующих констант неупругих переходов. Один из распространенных путей преодоления указанных проблем состоит в использовании диффузионного приближения [6], согласно которому неупругие переходы валентного электрона в атоме рассматриваются как диффузия в пространстве энергий, а выражение для коэффициента диффузии определяется на основании борновского приближения. Ограниченная применимость подобного подхода связана с тем обстоятельством, что ошибка, возникающая при использовании борновского приближения

для расчета сечений различных переходов, различна в зависимости от энергии перехода и степени его «оптической разреженности». Поэтому при суммировании вкладов различных переходов в диффузионный поток связанных электронов по энергетической оси вряд ли происходит взаимное погашение ошибок, что может привести к неконтролируемой погрешности в определении диффузионного потока.

В ситуации, типичной для пучковой плазмы высокого давления, указанная трудность может быть преодолена благодаря тому обстоятельству, что квазистационарное значение плотности электронов в такой плазме обычно достаточно велико ($\sim 10^{14}$ см $^{-3}$ и выше), а температура электронов T_e не превышает 1—2 эВ. При таких условиях вклад излучательных процессов в кинетику возбужденных состояний практически несуществен, а квазистационарное распределение атомов по возбужденным состояниям имеет больцмановский вид

$$N_k = g_k N_0 \exp\left(-\frac{E_k}{T_e}\right). \quad (1)$$

Здесь N_k — заселенность k -го уровня с энергией, отсчитанной от основного состояния E_k , и кратность вырождения g_k . Функция распределения по энергиям также имеет равновесную, максвелловскую форму, единственным проявлением неравновесности в плазме рассматриваемого типа остается несоответствие квазистационарных значений температуры и плотности электронов соотношению Саха, т. е. отсутствие ионизационного равновесия.

В такой ситуации для описания ионизационно-рекомбинационной кинетики с учетом ступенчатых процессов достаточно использовать константы лишь двух детально противоположных процессов: ступенчатой ионизации $K_{ст}$ и тройной рекомбинации $\alpha_{тр}$. Выражения для указанных констант, полученные с учетом того факта, что основное время в процессе ступенчатой ионизации (рекомбинации) слабосвязанный электрон проводит на высоковозбужденных уровнях, имеющих водородоподобную структуру, следующие [7]:

$$K_{ст} = B \frac{g_i}{g_a} m e^{10} \exp\left(-\frac{I_i}{T_e}\right) (\hbar^3 T_e^3), \quad (2)$$

$$\alpha_{тр0} = C e^{10} N_e / (m^{1/2} T_e^{9/2}) \equiv \alpha_{тр} N_e, \quad (3)$$

где m , e — масса и заряд электрона; I_i — потенциал ионизации атома; g_i , g_a — статистические веса иона и атома соответственно; B , C — численные множители, значения которых, как следует из обработки экспериментальных и расчетных данных с учетом принципа детального равновесия, равны 0.6 и 4.6 соответственно [7].

Можно надеяться, что учет ступенчатых процессов на основании выражений (2), (3) приведет к меньшей неопределенности в значениях параметров пучковой плазмы, нежели использование поуровневой ионизационно-рекомбинационной кинетики [4, 5].

2. При анализе квазистационарного состояния плазмы будем исходить из системы уравнений баланса для плотностей электронов N_e , атомарных N_a^+ , молекулярных N_m^+ ионов, дополненной уравнением баланса для средней энергии электронов $\bar{\epsilon}_e$ и уравнением квазинейтральности плазмы

$$\frac{dN_e}{dt} = 0 = Q + K_{ст} N N_e - \alpha_{тр} N_e^2 (N_m^+ + N_a^+) - \alpha_{тр} N_e N_m^+, \quad (4)$$

$$\frac{dN_a^+}{dt} = 0 = Q + K_{ст} N N_e - \alpha_{тр} N_e^2 N_a^+ - K_c N^2 N_a^+, \quad (5)$$

$$\frac{dN_m^+}{dt} = 0 = K_c N^2 N_a^+ - \alpha_{тр} N_e^2 N_m^+ - \alpha_{рек} N_e N_m^+, \quad (6)$$

$$\frac{d\bar{\epsilon}_e}{dt} = P_{обп} + P_{рек} - P_{унп} - P_{нп} = 0, \quad (7)$$

$$N_e = N_a^+ + N_m^+. \quad (8)$$

В уравнениях (4)–(8), имеющих стандартный вид (см., например, [2]), Q — число атомов, испытывающих ионизацию в единице объема за единицу времени в результате воздействия пучка на газ; K_c — константа конверсии атомарных ионов в молекулярные, $\alpha_{рек}$ — коэффициент диссоциативной рекомбинации электронов и молекулярных ионов; $P_{обр}$, $P_{рек}$, $P_{упр}$, $P_{иу}$ — интенсивность обмена энергией между электронным газом и нейтральными частицами, который имеет место при образовании и нейтрализации заряженных частиц, при упругих и неупругих соударениях соответственно. При написании сформулированной системы уравнений учитывалось, что характерное время терманизации вторичных электронов в пучковой плазме высокого давления обычно много меньше характерного времени нейтрализации заряженных частиц, поэтому относительный вклад быстрых, нетепловых электронов пренебрежно мал по сравнению с вкладом термических электронов, которые характеризуются максвелловским распределением по энергиям. Это позволяет использовать константы $\alpha_{тр}$, $K_{ст}$, $\alpha_{рек}$, зависящие только от электронной температуры и не зависящие от характеристик пучка. Кроме того, при написании этих уравнений учитывалось, что в силу особенностей механизма тройной рекомбинации значения констант тройной рекомбинации для атомарного и молекулярного ионов совпадают с точностью до статистических весов.

Конкретный вид слагаемых, входящих в уравнение баланса энергии электронов (7), подробно обсуждается в прежних публикациях [2, 3]. Не повторяя этого обсуждения, приведем выражения для указанных слагаемых

$$P_{обр} = \frac{Q}{N_e} \left(\frac{I_p}{2} - \bar{\epsilon}_e \right), \quad (9)$$

$$P_{рек} = (I_i + \bar{\epsilon}_e) (N_m^+ + N_a^+) \alpha_{тр} N_e + \frac{\bar{\epsilon}_e}{3} \alpha_{рек} (\bar{\epsilon}_e) N_m^+, \quad (10)$$

$$P_{упр} = \frac{2m^1}{M} K_{упр} \left(\bar{\epsilon}_e - \frac{3}{2} T_r \right) N, \quad (11)$$

$$P_{иу} = (I_i + \bar{\epsilon}_e) K_{ст} (\bar{\epsilon}_e) N. \quad (12)$$

Здесь I_p — потенциал возбуждения резонансного состояния атома, T_r — газовая температура, M — масса атома газа, N — плотность атомов, $K_{упр}$ — константа упругого рассеяния электрона на атоме. Следует отметить, что выражение (10), отражающее эффективность нагрева электронного газа в результате рекомбинационных процессов, включает в себя не только нагрев электронного газа за счет выделения энергии связи рекомбинирующих электронов, но также нагрев, обусловленный падающей температурной зависимостью коэффициента диссоциативной рекомбинации.

3. Результаты решения системы уравнений (4)–(7) для пучковой плазмы Ag представлены на рис. 1, 2. Эти результаты выражались в виде зависимостей $N_e(Q)$, $\bar{\epsilon}_e(Q)$ либо для удобства сравнения с экспериментальными данными в виде зависимостей $N_e(N)$, $\bar{\epsilon}_e(N)$ (при фиксированном значении плотности электронного пучка j_B). Здесь Q — объемная скорость рождения электрон-ионных пар, которая приближенно выражается соотношением [1, 2]

$$Q = \frac{2\pi N Z e^4}{\epsilon_B \cdot \Delta E} \frac{j_B}{e} \Lambda, \quad (12a)$$

Λ — кулоновский логарифм, ϵ_B — энергия электронного пучка, Z — число электронов в атоме, ΔE — энергетическая цена электрон-ионной пары, e — заряд электрона.

Сравнение результатов расчетов зависимостей параметров пучковой плазмы от параметров пучка и плотности газа с соответствующими экспериментальными данными, а также с результатами расчетов авторов [4, 5] представлено на рис. 1, 2. Как видно (рис. 2), в области малых давлений, соответствующей условию $N \leq 10^{17} \text{ см}^{-3}$, экспериментально наблюдаемые значения плотности электронов значительно превышают результаты расчета. Это связано с разви-

тем плазменно-пучкового разряда, роль которого в механизме торможения электронного пучка с уменьшением давления возрастает.

Кроме того, из представленного на рис. 1, 2 сравнения результатов эксперимента [8] с расчетными зависимостями, полученными в данной работе и в работе [4], где использовалась поуровневая кинетика, следует, что отличие результатов обоих расчетов друг от друга того же порядка, что и их отличие от экспериментальных данных. Тем самым обосновывается использование упрощенного метода учета ступенчатых процессов ионизации и рекомбинации, основанного на выражениях (2), (3) для констант этих процессов.

Еще одна отличительная особенность полученных данных связана с зависимостью ионного состава пучковой плазмы от вкладываемой мощности, а также от давления газа. Эта особенность проявляется на рис. 1 в различии плотностей электронов и атомарных ионов, которое уменьшается с ростом вкладываемой

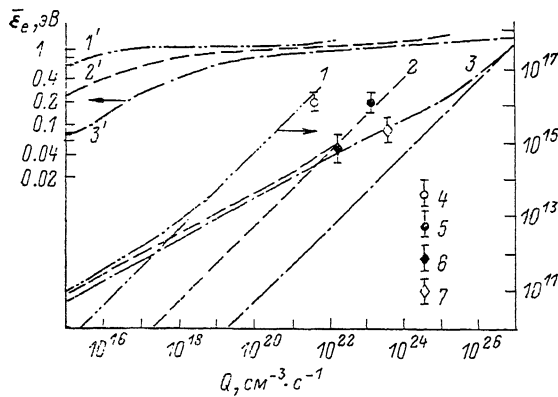


Рис. 1. Зависимость средней энергии $\bar{\epsilon}_e$, концентраций электронов и атомарных ионов от скорости ионизации Q аргона электронным пучком.

1—3, 1'—3' — наш расчет концентраций электронов/ионов и средней энергии электронов при концентрациях нейтралов $N=10^{18}, 10^{19}, 10^{20} \text{ см}^{-3}$ соответственно; верхняя ветвь концентрационных кривых соответствует электронам, нижняя — атомарным ионам; 4, 5 — эксперимент [9] при $N=10^{18}, 10^{19} \text{ см}^{-3}$ соответственно; 6, 7 — эксперимент [8] при тех же N .

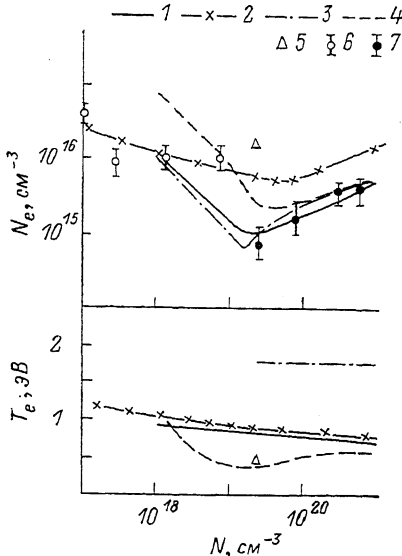


Рис. 2. Зависимость концентраций и температуры электронов в Ag от плотности газа при фиксированной частоте ионизации Q/N электронным пучком.

1 — наш расчет, 3 — теория [2, 3], 4 — расчет [4, 5], 7 — эксперимент [8] при $Q/N \approx 2.5 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$ (при $j_B \approx 170 \text{ А/см}^2$, $E_B \approx 200 \text{ кэВ}$); 2 — наш расчет, 5 — расчет [4, 5], 6 — эксперимент [9] при $Q/N \approx 1.5 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$ (при $j_B \sim 900 \text{ А/см}^2$, $E_B \approx 1.5 \text{ мэВ}$).

мощности Q . Тем самым происходит переход от условий «слабого возбуждения», когда практически все ионы молекулярные, к условиям «сильного возбуждения», когда конверсия атомарных ионов в молекулярные не успевает произойти за время тройной рекомбинации [2]. Естественно, что область перехода от одного режима к другому с ростом давления смещается в направлении более высоких значений удельного энергозатрата.

Этой же особенностью объясняется отмечаемый на рис. 2 немонотонный характер зависимости плотности электронов от плотности газа. Отметим, что уменьшение величины N_e с ростом N при $N \leq 10^{19} \text{ см}^{-3}$ не связано с развитием плазменно-пучковой неустойчивости, которая проявляется при существенно более низких давлениях и поэтому в расчетах не учитывалась. Причиной падающей зависимости $N_e(N)$ оказывается изменение ионного состава плазмы с ростом плотности газа, в результате которого преобладающим сортом ионов становятся молекулярные ионы, характеризующиеся существенно более высокой скоростью рекомбинации, чем атомарные ионы. Рост скорости рекомбинации приводит к снижению плотности заряженных частиц. При высоких плотностях $N \geq 10^{19} \text{ см}^{-3}$, когда доля атомарных ионов становится пренебрежимо малой,

скорость рекомбинации практически перестает зависеть от плотности газа и дальнейшее повышение плотности газа, сопровождаемое повышением удельного энерговклада, приводит к увеличению плотности заряженных частиц. Значение плотности газа, при котором плотность электронов принимает минимальное значение, очевидно, должно возрастать с ростом плотности тока пучка. Отмеченная особенность проявляется при сравнении представленных на рис. 2 зависимостей, относящихся к $j_B \approx 170$ и 900 А/см².

4. Воспользуемся системой уравнений (4)–(8) с учетом (9)–(12) для анализа характера неравновесности пучковой плазмы инертного газа высокого давления. Рассмотрим вначале несколько предельных ситуаций. Первая ситуация соответствует сравнительно низким эффективным температурам ионизации, когда плотность электронов настолько мала, что ни тройная рекомбинация, ни ступенчатая ионизация не вносят сколько-нибудь заметного вклада в баланс заряженных частиц. В этом случае можно считать, что атомарные ионы практически мгновенно конвертируются в молекулярные, а единственным механизмом нейтрализации заряженных частиц оказывается диссоциативная рекомбинация. Учитывая, что $N_e = N_n^+$, из системы (4)–(7) получаем [2, 3]

$$N_e^2 = Q/\alpha_{\text{рек}}, \quad (13)$$

$$\bar{\varepsilon}_e = \frac{3}{2} T_r \frac{\left(1 + I_p \sqrt{Q\alpha_{\text{рек}}}\right) \left(6 \frac{m}{M} K_{\text{упр}} N T_r\right)}{1 + \sqrt{Q\alpha_{\text{рек}}} \left(\frac{3m}{M} K_{\text{упр}} N\right)}. \quad (14)$$

Степень неравновесности исследуемой плазмы удобно характеризовать через отношение x истинного значения плотности электронов N_e к равновесному значению N_{e0} , определяемому соотношением Саха,

$$N_{e0}^2 = \frac{2g_i}{g_a} N_a \left(\frac{2\pi m T_e}{h^2}\right)^{3/2} \exp(-I_i/T_e).$$

Используя (13), (14), получаем

$$x = \frac{N_e}{N_{e0}} = \frac{\sqrt{Q} \exp\left(\frac{I_i}{2T_r}\right) \left(1 + \sqrt{Q} C_1\right)}{C_2 \left(1 + \sqrt{Q} C_1\right)^{3/4}}, \quad (15)$$

где

$$C_1 = \sqrt{Q\alpha_{\text{рек}}} \cdot (I_p/T_r) \left(6 \frac{m}{M} K_{\text{упр}} N T_r\right),$$

$$C_2 = \sqrt{\alpha_{\text{рек}}} \cdot \left(\frac{2g_i}{g_a} N\right)^{1/2} (2\pi m T_r/h^2)^{3/4}.$$

При предельно малых энерговкладах

$$Q \ll \left(\frac{6m}{M} \frac{K_{\text{упр}} N}{\sqrt{\alpha_{\text{рек}}}} \frac{T_r}{I_p}\right)^2 \quad (16)$$

плотность электронов растет пропорционально \sqrt{Q} , в то время как температура электронов остается на уровне комнатной. Отсюда следует резкое возрастание параметра неравновесности x с ростом Q , которое замедляется в области

$$Q \sim \left(\frac{6m}{M} \frac{K_{\text{упр}} N}{\sqrt{\alpha_{\text{рек}}}} \frac{T_r}{I_p}\right)^2, \quad (17)$$

где начинается сказываться механизм нагрева электронов, связанный с их образованием в энергетическом интервале $(0, I_p)$. При этом рост плотности электронов с ростом Q сопровождается также ростом средней энергии электронов по закону

$$\bar{\varepsilon}_e = \frac{3}{2} T_r \left[1 + \sqrt{Q\alpha_{\text{рек}}}\right] \left(6 \frac{m}{M} N K_{\text{упр}}\right) \frac{I_p}{T_r}, \quad (18)$$

что в свою очередь приводит к снижению темпов роста степени неравновесности x , а по мере дальнейшего увеличения Q и к падению этого параметра.

Максимальное значение $x = x_{\max}$ достигается при

$$\bar{Q} = \left(\frac{2T_r^2}{I_p I_i} \frac{6 \frac{m}{M} K_{\text{упр}} N}{\sqrt{\alpha_{\text{рек}}}} \right)^2 \quad (19)$$

и выражается соотношением

$$x_{\max} = \frac{2T^2}{I_p I_i} \frac{\exp\left(\frac{I_i}{2T_r}\right) \frac{6m}{M} K_{\text{упр}} N}{\alpha_{\text{рек}} \left(\frac{2g_i}{g_e} N\right)^{1/2} \left(\frac{2\pi m T}{h^2}\right)^{3/4}}. \quad (20)$$

Это соответствует значению средней энергии электронов

$$\bar{\varepsilon}_{em} = \frac{3}{2} T \left(1 + \frac{2T_r}{I_i} \right) \quad (21)$$

и степени ионизации плазмы

$$\left(\frac{N_e}{N} \right)_m = \frac{2T^2}{I_i I_p} \frac{6m}{M} \frac{K_{\text{упр}}}{\alpha_{\text{рек}}}. \quad (22)$$

Следует отметить, что в силу соотношения $I_i \gg T_r$ значение x_{\max} , определяемое соотношением (20), чрезвычайно велико. Так, для Ar это значение составляет $x_{\max} \approx 4.2 \cdot 10^{110} N^{1/2}$ и достигается при $Q \approx 2 \cdot 10^{-30} N^2$ и $(N_e/N) \approx 2 \cdot 10^{-12}$ (здесь N в $\text{см}^3/\text{с}$). Столь высокий уровень рекомбинационной неравновесности, по-видимому, является рекордным и реализуется только в пучковой плазме высокого давления.

При выполнении соотношения, обратного (16), рост параметра Q сопровождается возрастанием температуры электронов, что в свою очередь приводит к увеличению роли ступенчатых процессов в образовании свободных электронов и атомарных ионов. Проанализируем указанный режим в предельной ситуации «сильного возбуждения» [2], когда лимитирующим процессом, ограничивающим скорость гибели атомных ионов, служит их конверсия $N_e \approx N_a^+$, $N_a^+ \gg N_n^+$, так что система уравнений (4)–(8) сводится к следующему виду:

$$Q + K_{\text{ст}} N \cdot N_e - \alpha_{\text{тр}} N_e^3 - K_c N_e N^2 = 0, \quad (23)$$

$$K_c N_e N^2 = \alpha_{\text{рек}} N_e N_m^+, \quad (24)$$

$$Q \left(\frac{I_p}{2} - \bar{\varepsilon}_e \right) - \frac{2m}{M} K_{\text{упр}} N \cdot N_e \left(\bar{\varepsilon}_e - \frac{3}{2} T_r \right) - (I_i + \bar{\varepsilon}_i) (K_{\text{т}} N \cdot N_e - \alpha_{\text{тр}} N_e^3) + \frac{\bar{\varepsilon}_e}{3} \alpha_{\text{рек}} N_e N_m^+ = 0. \quad (25)$$

В результате несложных преобразований выражения (24), (25) сводятся к виду

$$Q \left(I_i + \frac{I_p}{2} \right) - \frac{2m}{M} K_{\text{упр}} N \cdot N_e \left(\bar{\varepsilon}_e - \frac{3}{2} T_r \right) - \left(I_i - \frac{2}{3} \bar{\varepsilon}_e \right) K_c N_e N^2 = 0, \quad (26)$$

откуда, учитывая принцип детального равновесия $K_{\text{ст}} N N_{e0} = \alpha_{\text{тр}} N_{e0}^3$, следует связь между показателем неравновесности x и параметрами элементарных процессов в пучковой плазме

$$x^2 = 1 + \frac{\frac{2m}{M} K_{\text{упр}} N \cdot \left(\bar{\varepsilon}_e - \frac{3}{2} T_r \right) - \left(\frac{I_p}{2} - \frac{2}{3} \bar{\varepsilon}_e \right) K_c N^2}{\left(\frac{I_p}{2} + I_i \right) \cdot \alpha_{\text{тр}} N_{e0}^3}. \quad (27)$$

Как следует из анализа соотношения (27), знак второго слагаемого в правой части (27) зависит от плотности газа N и с повышением N может изменяться с положительного на отрицательный. Тем самым объясняется зависимость характера неравновесности пучковой плазмы от плотности газа.

Приведенный качественный анализ зависимости степени неравновесности пучковой плазмы от интенсивности возбуждения Q иллюстрируется результатами численного решения системы уравнений (4)–(8) для пучковой плазмы неона, представленными на рис. 3. Как видно из представленных данных, зависимости $x(Q)$ при всех давлениях имеют немонотонный характер, что связано с конкуренцией различных механизмов нагрева и охлаждения электронов при различных энергозкладах. Еще большего усложнения вида указанных зависимостей можно ожидать для инертных газов, характеризующихся эффектом Рамзауэра.

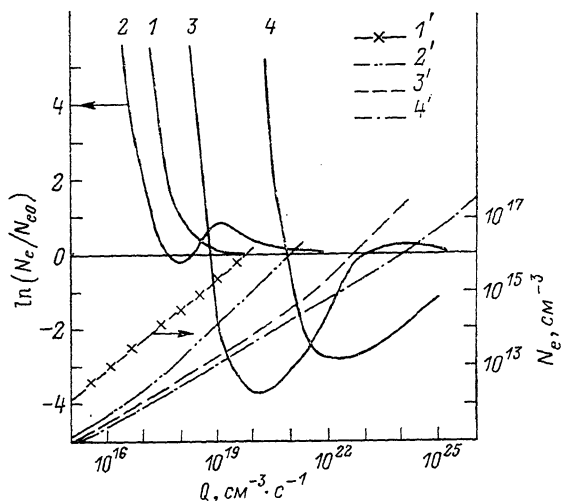


Рис. 3. Зависимость степени неравновесности плазмы $\ln(N_e/N_{e0})$ от скорости ионизации неона электронным пучком.

1–4, 1'–4' соответствуют концентрациям нейтралов $N=10^{17}, 10^{18}, 10^{19}, 10^{20}$ см $^{-3}$; 1'–4' — расчет концентрации электронов на основе (4)–(12); N_{e0} — равновесное значение концентрации электронов.

5. Исползованный в данной работе метод учета ступенчатых процессов при расчете параметров пучковой плазмы инертных газов высокого давления существенно облегчает подход к решению этой задачи, сложность которой связана с необходимостью учета вклада большого числа возбужденных состояний атома. Указанная трудность сравнительно легко преодолевается при относительно высоких уровнях возбуждения, когда вклад радиационных процессов в кинетику тройной рекомбинации атомарных ионов и ступенчатой ионизации атомов пренебрежимо мал и для описания интенсивностей этих механизмов применимы соотношения (2), (3). Отличие полученных при использовании данного подхода результатов от результатов последовательных численных расчетов [4, 5], а также от экспериментальных данных [8, 9] не выходит за пределы различия между результатами цитированных расчетных и экспериментальных работ. Это оправдывает использование рассматриваемого приближенного метода учета вклада ступенчатых процессов и позволяет единым образом описать параметры пучковой плазмы в широкой области измерения давлений газа и интенсивности возбуждения.

Список литературы

- [1] Гудзенко Л. И., Якозленко С. И. Плазменные лазеры. М.: Атомиздат, 1978.
- [2] Бычков В. Л., Елецкий А. В. // Химия плазмы / Под ред. Б. М. Смирнова. М.: Энергоатомиздат, 1985. Вып. 12. С. 119.
- [3] Елецкий А. В., Кулазин В. Д. // Физика плазмы. 1979. Т. 5. Вып. 1. С. 98–105.
- [4] Карлашов А. В., Коршунов О. В. // ТВТ. 1982. Т. 20. Вып. 5. С. 832–841.
- [5] Батенин В. М., Коршунов О. В., Чиннов В. Ф. // ТВТ. 1986. Т. 24. Вып. 1. С. 9–20.
- [6] Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1982.
- [7] Смирнов В. М. Ионы и возбужденные атомы в плазме. М.: Атомиздат, 1974.
- [8] Werner C. W., Zamir E., Georgs E. V. // Appl. Phys. Lett. 1976. Vol. 29. N 4. P. 236–239.
- [9] Загоротный С. И., Карпов О. В., Музалевский В. Е. и др. // ЖТФ. 1983. Т. 53. Вып. 8. С. 1466–1469.