

УДК 533.9

К ВОПРОСУ О МЕХАНИЗМЕ НАГРЕВА МОЛЕКУЛЯРНОГО ГАЗА В ИМПУЛЬСНОМ СВОБОДНО-ЛОКАЛИЗОВАННОМ СВЧ-РАЗРЯДЕ

А. М. Девятков, А. А. Кузовников, В. В. Лодинев, В. М. Шибков

(кафедра физической электроники)

Исследован механизм нагрева молекулярного газа в свободно-локализованном СВЧ-разряде в сфокусированном пучке. Эксперименты проводились в азоте и воздухе при давлении от 1 до 100 Тор. Показано, что при больших значениях приведенного электрического поля одним из основных механизмов, вызывающих нагрев газа в свободно-локализованном СВЧ-разряде, является тушение долгоживущих электронно-возбужденных состояний молекул азота.

Во многих областях практического применения газоразрядной плазмы необходимо использовать безэлектродные способы подвода энергии, например с помощью свободно-локализованного СВЧ-разряда в сфокусированном пучке электромагнитных волн [1]. Разряд данного типа может найти широкое применение в различных областях науки и техники, поэтому необходимо изучение физических процессов, протекающих в плазме, и отыскание способов оптимизации параметров разряда. Одним из важнейших параметров неравновесной плазмы является поступательная температура, поэтому в последнее время проводятся интенсивные теоретические и экспериментальные исследования кинетики нагрева молекулярного газа и механизма, ответственного за «аномально» быстрый нагрев газа при импульсном включении поля.

В данной работе исследование кинетики нагрева молекулярного газа в импульсном свободно-локализованном СВЧ-разряде в сфокусированном пучке электромагнитных волн проводилось на установке, аналогичной использованной в работе [1]. Для исключения влияния стенок эксперименты проводились в условиях, приближенных к свободному пространству: $R/\lambda \gg 1$ (где R — размер разрядной камеры, λ — длина волны СВЧ-излучения сантиметрового диапазона). Амплитуда электрического поля в фокусе пучка $E \leq 5$ кВ/см, волна была линейно поляризованной. Длительность СВЧ-импульса могла изменяться от 1 мкс до 1 мс. Давление газа (азот, воздух) варьировалось от 1 до 100 Тор. Временной ход температуры газа T_g определялся по распределению относительных интенсивностей вращательных линий полосы (0; 2) второй положительной системы азота (2^+CA). Для измерения T_g после окончания действия СВЧ-импульса использовался диагностирующий импульс малой амплитуды и длительности, вызывающий свечение газа, но не изменяющий его температуру из-за малого энерговклада. Температура газа определялась также по измеренному интерференционно-голографическим методом распределению плотности газа в зоне разряда в различные моменты времени после окончания СВЧ-импульса. Колебательная температура измерялась по относительным интенсивностям полос 2^+CA , концентрация электронов регистрировалась с помощью 8-мм микроволнового интерферометра, температура электронов определялась из абсолютных интенсивностей полос 2^+ и 1^-CA .

Когда напряженность электрического поля в сфокусированном пучке превышает пороговое значение, в фокальной области разрядной камеры происходит пробой газа. После пробоя образовавшаяся в фо-

кусе пучка плазма начинает интенсивно поглощать подводимую к разряду энергию. При этом плазмод не стоит на месте, а перемещается по направлению к фокусирующей антенне со скоростью $\sim 10^5$ см/с. Исследование кинетики нагрева молекулярного газа в зоне существования бегущего СВЧ-разряда показало, что при импульсном включении поля происходит «аномально» быстрый нагрев. Так, в условиях эксперимента (давление воздуха 35 Тор, плотность потока энергии $S = 10^4$ Вт/см², длительность СВЧ-импульса $\tau_{im} = 100$ мкс) в первые 10–15 мкс идет нагрев со скоростью до ~ 40 К/мкс (рис. 1, б), к 20-й мик-

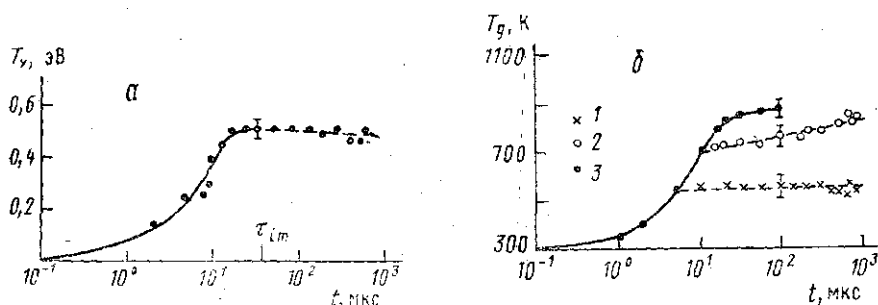


Рис. 1. Временной ход колебательной температуры (а) и температуры газа (б) во время действия СВЧ-импульса и после его окончания при различных длительностях воздействия τ_{im} , мкс: 1 — 5; 2 — 10; 3 — 100 ($n_e = 10^{12}$ см⁻³, $p = 35$ Тор, $S = 10^4$ Вт/см²)

росекунде температура достигает значения ~ 850 К и в дальнейшем во время действия импульса практически не изменяется, что указывает на неэффективность использования длинных СВЧ-импульсов для нагрева газа до высоких температур в фиксированной области пространства. Это объясняется тем, что энергия из-за эффекта скинирования вкладывается в основном в узкий слой переднего фронта движущегося разряда и распределяется по большой массе газа, вовлеченной в область существования этого разряда. Полученная в эксперименте скорость нагрева в активной фазе разряда не может быть обусловлена ни упругим нагревом, ни выделением энергии за счет ангармонизма при формировании функции распределения молекул по колебательным уровням, ни процессами VT-релаксации. Так, по данным [2] характерное время колебательной релаксации молекул азота в наших условиях равно ~ 2 мс, что на два порядка величины больше наблюдаемого в эксперименте.

Для определения влияния энергии, запасенной в колебательно возбужденных молекулах, на кинетику нагрева газа проводилось измерение временного хода колебательной температуры в плазме СВЧ-разряда в воздухе. Оказалось (рис. 1, а), что энергия, запасаемая в колебательном резервуаре молекул, увеличивается с ростом длительности СВЧ-импульса до 20 мкс, а после окончания воздействия остается практически постоянной в течение примерно 1 мс, что указывает на то, что время колебательной релаксации в условиях эксперимента порядка или больше миллисекунды. Этот результат хорошо согласуется с полученными данными о кинетике нагрева воздуха после окончания СВЧ-импульса. Так, после окончания СВЧ-импульса длительностью 5 мкс температура газа в течение 1 мс практически не меняется (см. рис. 1, б, кривую 1), тогда как при $\tau_{im} = 10$ мкс, т. е. при увеличении

энерговклада в колебательные степени свободы, после окончания импульса продолжается дальнейший разогрев газа со скоростью $\sim 0,1$ К/мкс (см. рис. 1, б, кривую 2). Из данных, полученных интерференционно-голографическим методом, также следует, что нагрев газа после окончания СВЧ-импульса продолжается в течение нескольких миллисекунд. Оценки показывают, что скорость нагрева газа в стадии деионизации плазмы вполне обеспечивается колебательно-поступательной релаксацией.

В работах [3, 4] для объяснения нагрева молекулярного газа в активной фазе разряда предлагается механизм, связанный с передачей энергии в поступательные степени свободы молекул азота при самотушении метастабильных состояний азота. Для выяснения роли электронно-возбужденных состояний азота в настоящей работе был проведен численный расчет временного хода концентраций молекул азота в состояниях $A^3\Sigma_u^+$, $B^3\pi_g$ и температуры газа. По оценкам в условиях эксперимента главным каналом заселения состояний $A^3\Sigma_u^+$ и $B^3\pi_g$ является электронное возбуждение из основного состояния азота (зависимость констант возбуждения от величины приведенного электрического поля дана в [5]). Основными причинами девозбуждения молекул N_2 ($A^3\Sigma_u^+$) являются самотушение при взаимодействии их друг с другом (в литературе приводятся значения данной константы от 10^{-12} до $1,5 \cdot 10^{-9}$ $\text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$, в расчетах нами использовалась $k_{AA} = 5 \cdot 10^{-10}$ $\text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$), тушение при столкновении с колебательно возбужденными молекулами азота $k_{N_2} = 3 \cdot 10^{-10}$ $\text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ [6] и молекулами кислорода $k_{O_2} = 3 \times 10^{-12}$ $\text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ [7]. Молекулы азота в состоянии $B^3\pi_g$ эффективно девозбуждаются при переходе на уровень $A^3\Sigma_u^+$ за счет столкновений с тяжелыми частицами и спонтанных переходов ($\tau = 5 \cdot 10^{-6}$ с). В расчетах учитывалось также девозбуждение электронным ударом и диффузионный уход молекул N_2 ($A^3\Sigma_u^+$) из зоны разряда ($D_m N = 5,9 \cdot 10^{18}$ $\text{см}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ [8]). Так как расчет проводился для начальных стадий импульсного разряда, то влияние атомарного азота не принималось во внимание. При расчете кинетики нагрева газа учитывались передача энергии в поступательные степени свободы при самотушении электронно-возбужденных состояний азота (доля передаваемой при этом энергии $\eta_1 = 0,4$) и тушении их при взаимодействии с колебательно возбужденными молекулами азота ($\eta_2 = 0,3$) и потери энергии из зоны разряда в окружающее пространство. Влияние скинирования и движения разряда при расчете моделировалось введением в уравнение баланса поправочного множителя. Передачей энергии из колебательного резервуара в поступательные степени свободы в условиях импульсного разряда пренебрегалось. Расчет проводился при варьировании величины приведенного электрического поля в пределах $(0,5-5) \cdot 10^{-15}$ В·см². Следует отметить, что, как показали результаты численного счета, величина констант k_{AA} и k_{N_2} сильно влияет на рассчитанное значение концентрации молекул азота в состояниях $A^3\Sigma_u^+$ и $B^3\pi_g$, но практически не оказывает влияния на скорость нагрева газа. Так, увеличение констант приводит к уменьшению концентрации, однако произведение $k n_m$ остается неизменным.

Расчет показал, что зависимость концентрации метастабильных молекул от времени немонотонная, максимальное значение концентрации $n_m(A^3\Sigma_u^+)$, достигаемое в начале воздействия, на порядок величины превышает стационарное значение $n_m^{\text{ст}} = (1-5) \cdot 10^{14}$ см^{-3} , и заселенность состояния $A^3\Sigma_u^+$ приблизительно в два раза превышает заселен-

ность $V^3\pi_g$. При этом рост приведенного электрического поля приводит к резкому увеличению скорости нагрева газа (рис. 2).

Для выяснения роли электронно-возбужденных молекул азота были проведены измерения скорости нагрева газа в плазме локализованного СВЧ-разряда. Для локализации СВЧ-разряда, создаваемого в сфокусированном пучке электромагнитных волн в фиксированном месте свободного пространства, использовался режим программированно-

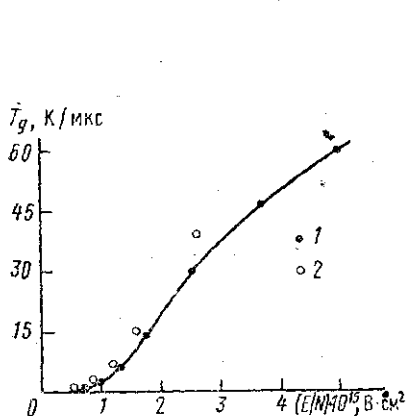


Рис. 2. Зависимость скорости нагрева от величины приведенного электрического поля: 1 — расчет, 2 — эксперимент ($p=35$ Тор, $n_e=10^{12} \text{ см}^{-3}$)

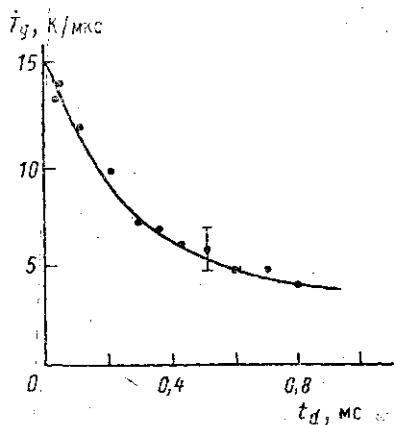


Рис. 3. Зависимость скорости нагрева газа от величины задержки импульса накачки относительно пробойного импульса

го воздействия, когда пробой газа осуществляется мощным коротким импульсом, в течение которого разряд не успевает уйти из фокальной области, а поддержание разряда осуществляется вторым импульсом малой амплитуды, не способным самостоятельно вызвать пробой газа, но если пробой осуществлен, то СВЧ-мощность импульса накачки достаточна для поддержания разряда в течение длительного времени. При этом, изменяя амплитуду второго импульса, возможно управлять в широком диапазоне параметрами локализованного СВЧ-разряда (скорость распространения разряда, концентрация и температура электронов, нагрев газа). Полученная в эксперименте скорость нагрева газа в плазме локализованного СВЧ-разряда при различных значениях плотности энергии в импульсе накачки представлена на рис. 2. Видно, что рассчитанные значения скорости нагрева удовлетворительно согласуются с экспериментальными. Измерялась также скорость нагрева газа в течение воздействия импульса накачки при различных задержках его относительно первого импульса. На рис. 3 представлены полученные результаты. Видно, что темп нагрева газа уменьшается от 15 до 4 К/мкс при увеличении t_d от 0 до 1 мс. Колебательная температура в локализованном разряде остается постоянной для всех t_d , т. е. вклад колебательного резервуара в нагрев газа при этом не меняется. Так как напряженность электрического поля в импульсе накачки меньше напряженности электрического поля в первом импульсе ($E_2 < E_1$) и концентрация электронов в плазме локализованного СВЧ-разряда меньше концентрации электронов в бегущем разряде, то в соответствии с расчетом скорость нагрева газа в импульсе накачки при нулевой задержке его относительно пробойного должна быть меньше скоро-

сти T_g в первом импульсе, что и наблюдается в эксперименте. С увеличением t_d концентрация метастабильных молекул азота после окончания первого импульса за время $\sim 10^{-4}$ с уменьшается на порядок величины. Соответственно и скорость нагрева газа падает (см. рис. 3).

Таким образом, в работе показано, что при больших значениях приведенного электрического поля E/N одним из основных механизмов, вызывающих нагрев газа в свободно локализованном СВЧ-разряде в сфокусированном пучке, является тушение долгоживущих электронно-возбужденных состояний молекул азота.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Батанов Г. М., Грицынин С. И., Косый И. А. и др. // Тр. ФИАН. 1985. 160. С. 174. [2] Мнацаканян А. Х., Найдис Г. В. // ТВТ. 1985. 23, № 4. С. 640.
- [3] Boeuf J. P., Kiphardt E. E. // J. Appl. Phys. 1986. 60, N 3. P. 915. [4] Бердышев А. В., Вихарев А. О., Гитлин М. С. и др. // ТВТ. 1988. 26, № 4. С. 661.
- [5] Русанов В. Д., Фридман А. А. Физика химически активной плазмы. М., 1984.
- [6] Богатов Н. А., Гитлин М. С., Голубев С. В., Разин С. В. Препринт № 219 ИИФАН СССР. Горький, 1988. [7] Словецкий Д. И. Механизмы химических реакций в неравновесной плазме. М., 1980. [8] Смирнов Б. М. Ионы и возбужденные атомы. М., 1974.

Поступила в редакцию
25.06.90

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1991. Т. 32, № 2

УДК 537.86

ТЕПЛОВЫЕ ШУМЫ ГРАВИТАЦИОННОЙ АНТЕННЫ С ПЬЕЗОПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕМ

А. В. Гусев, И. В. Мележников

(ГАИШ)

Теоретически исследованы тепловые шумы в гравитационной антенне с пьезопреобразователем. Расчет шумовых параметров пьезоэлектрического преобразователя выполнен с использованием флуктуационно-диссипативной теоремы и стандартной методики описания шумов в линейных четырехполюсниках. Определены геометрические размеры пьезопластины, необходимые для обеспечения малой интенсивности избыточных шумов при реактивном импедансе источника.

При разработке комнатных гравитационных антенн с пьезоэлектрическим преобразователем для геофизических исследований [1] необходим подробный анализ тепловых флуктуаций в таких системах. В работах итальянской группы [2] рассматривается вырожденная модель пьезопреобразователя как двухполюсника: $z_{ik}(p) = (pC^e)^{-1}$, где $p = d/dt$, C^e — емкость преобразователя в отсутствие перемещения. Такое описание представляется недостаточно обоснованным при конечных значениях коэффициента электромеханической связи $\gamma_0 < 1$.

В предлагаемой работе исследованы тепловые шумы и рассчитан коэффициент шума гравитационной антенны с пьезоэлектрическим преобразователем, представимым в виде взаимного линейного четырехполюсника.

Для описания пьезопреобразователя как четырехполюсника используем систему y -параметров, получивших широкое распространение в прикладных исследованиях: $y_{11} = j\omega(k^E)^{-1}$, $y_{12} = y_{21} = j\omega d$, $y_{22} = j\omega C^e$. Здесь $k^E = E^e S/r$; E^e — модуль упругости при разомкнутых обкладках;