

УДК 531.721

ПАРАМЕТРЫ, КИНЕТИКА, ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ И МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕРАВНОВЕСНОЙ ПЛАЗМЫ СВОБОДНО ЛОКАЛИЗОВАННОГО СВЧ-РАЗРЯДА В ВОЗДУХЕ

**А. Ф. Александров, А. А. Кузовников, В. М. Шибков,
Л. В. Шибкова, В. В. Злобин**

Московский государственный университет

С использованием традиционных и специальных диагностических методов проведено систематическое исследование параметров и кинетики неравновесной плазмы микроволнового разряда в молекулярных газах в условиях свободного пространства при различных давлениях, длинах волн и режимах излучения. Показано, что имеется возможность контроля геометрических размеров, скорости их распространения, электронной концентрации и нагрева нейтральной компоненты путем выбора соответствующих параметров разряда. Полученные данные приводят к выводу, что для высоких значений приведенного электрического поля тушение электронно-возбужденных уровней молекул является одним из главных механизмов нагрева газа при импульсном разряде в воздухе.

Интенсивные исследования в области физики неравновесной плазмы стимулируются ее широким применением в качестве активной среды газовых лазеров, развитием плазмохимии, различных методов плазменной технологии. Успехи в развитии электроники сверхвысоких частот в последние десятилетия привели

к возможности создания новой формы газового разряда — безэлектродного СВЧ-разряда в сфокусированном пучке электромагнитной энергии в свободном пространстве [1, 2]. Исследование свойств свободно локализованного в атмосфере воздуха разряда в сфокусированном СВЧ-пучке представляется актуальным как для решения ряда фундаментальных задач физики плазмы, так и с точки зрения его практического применения, например, в задаче о транспортировке энергии мощного электромагнитного излучения через земную атмосферу по трассе космос — Земля [3]; в проблеме плазменно-факельного метода преобразования энергии СВЧ-пучка в энергию постоянного тока [4]; для создания радиоотражающих областей искусственной ионизации в верхних слоях атмосферы [5]; для накачки мощных газовых лазеров [6]; в плазмохимии [7]; для создания реактивной тяги при использовании источника энергии, расположенного вне ускоряемого летательного аппарата [8]; для создания перед летательными аппаратами плазменных областей, служащих для изменения условия обтекания газовым потоком поверхности твердых тел и снижения лобового сопротивления при их движении в атмосфере со сверхзвуковыми скоростями.

СВЧ-разряд, возникающий в области фокуса пучка электромагнитной энергии, представляет собой сложное нелинейное явление, включающее нестационарный пробой газа, распространение фронтов ионизации, взаимодействующих с излучением, поддержание падающим потоком энергии образующейся в области фокуса пучка неравновесной плазмы, возбуждение и нагрев молекул, сопровождаемые деформацией плотности нейтрального газа. При рассмотрении процесса распространения электромагнитных волн через слабоионизованный газ, сопровождаемого воздействием осциллирующего электрического поля на электроны плазмы, которые в свою очередь влияют на пространственно-временное распределение амплитуды поля, в большинстве моделей [1] до недавнего времени принималась упрощенная кинетическая схема, когда основным источником электронов в разряде считается ионизация молекул электронным ударом, потери электронов определяются прилипанием и рекомбинацией, а молекулы газа, что существенно, не возбуждены и не нагреты. В рамках таких моделей экспериментальные данные удается интерпретировать в основном в тех случаях, когда эволюция низкотемпературной плазмы определяется электродинамическими эффектами. Тогда как многие наблюдаемые явления остаются за рамками данных упрощенных схем и при описании развитой стадии неравновесных волновых разрядов в газах необходим совместный учет электродинамических, кинетических и газодинамических явлений. Решение таких трудоемких задач приблизило бы нас к пониманию наблюдаемых явлений. Однако их численная реализация, не говоря уж об аналитическом решении, в настоящее время трудно осуществима. Проблема усугубляется еще и тем, что задачи взаимодействия электромагнитных волн с плазмой, как правило, многомерны и нестационарны. Отсюда возрастает роль экспериментальных исследований процессов, протекающих в неравновесной плазме свободно локализованного СВЧ-разряда в воздухе.

Объектом исследования является свободно локализованный СВЧ-разряд в воздухе [9—18]. Эксперименты проводились в условиях, приближенных к свободному пространству, когда размер камеры много больше длины волны СВЧ-излучения. Сходящийся СВЧ-пучок формировался либо рупорно-линзовой антенной, либо фазированной решеткой. Использовался сантиметровый диапазон длин волн СВЧ-излучения $\lambda = 2\text{--}10$ см. Длительность СВЧ-импульсов варьировалась в пределах $1\text{ мкс} \text{--} 1\text{ мс}$. Амплитуда электрического поля в фокусе пучка не превышала 6 кВ/см , плотность потока мощности в фокальной области пучка $10^2\text{--}10^5\text{ Вт/см}^2$, при этом энергия колебательного движения электронов меньше либо порядка средней энергии электронов $\varepsilon_{\infty} \leq \varepsilon_e$. Волна линейно

поляризована. Излучение вводилось в барокамеру, заполняемую исследуемым газом (азот, воздух, гелий, водород) до давлений, варьируемых от 1 до 760 торр, при которых частота столкновений электронов с нейтральными частицами газа в основном больше или порядка круговой частоты поля $\nu \geq \omega$. В торце камеры устанавливалась согласованная нагрузка, поглощающая прошедшее через разряд СВЧ-излучение.

Известно, что под воздействием мощного сфокусированного пучка электромагнитных волн СВЧ-диапазона при условии, что напряженность электрического поля превышает пороговое значение, в фокальной области разрядной камеры происходит пробой газа. После пробоя образовавшаяся в фокусе пучка плазма начинает интенсивно поглощать подводимую к разряду энергию, а СВЧ-разряд в пучке с достаточно малым углом сходимости имеет тенденцию за счет тех или иных механизмов (волна пробоя, диффузия резонансного излучения, диффузия заряженных частиц, режим теплопроводностного медленного горения и ряд других процессов) перемещаться по направлению к источнику излучения, а вместе с ним и зона эффективного энерговыделения быстро уходит из фокуса навстречу потоку энергии, что не дает возможности строго фиксировать положение разряда в пространстве, а энергия, вложенная в разряд, распределяется по большой массе газа. Спустя некоторое время, в течение которого плазмOID достигает периферийных границ пороговой области, открывается доступ электромагнитной энергии к фокальной области пучка и в фокусе может снова происходить пробой газа. Процесс происходит периодически в течение времени воздействия СВЧ-энергии. Так как по мере своего перемещения к источнику излучения плазмOID попадает в области пространства, где из-за фокусировки пучка плотность потока энергии становится меньше, чем в фокальной области, то это приводит к уменьшению скорости движения фронта ионизации и возможно более эффективному вкладу в этой зоне энергии в разряд.

Для многих практических приложений требуется локализовать СВЧ-разряд в фиксированном месте пространства. Существуют различные способы локализации СВЧ-разряда в сфокусированном пучке. Например [10], если использовать короткие (порядка микросекунды) СВЧ-импульсы, следующие с большой частотой повторения, то разряд можно фиксировать в данной области пространства. Чтобы фиксировать местонахождение искусственной ионизованной области в атмосфере Земли, ряд авторов [19, 20] предлагает создавать ее в зоне пересечения двух или нескольких пучков радиоволн. При этом энергия каждого пучка недостаточна для пробоя газа, однако в области пересечения пучков возможно реализовать самостоятельный СВЧ-разряд.

Для локализации в фиксированном месте свободного пространства СВЧ-разряда в сфокусированном пучке электромагнитных волн в данной работе используется другой метод реализации остановки СВЧ-разряда — метод программированного воздействия [9, 21]. Суть данного метода заключается в том, что пробой газа осуществляется мощным коротким импульсом, в течение которого передний фронт разряда не успевает уйти из фокальной области, а поддержание плазмы осуществляется вторым импульсом малой амплитуды, не способным самостоятельно вызвать пробой газа, но если пробой уже осуществлен, то СВЧ-мощность импульса накачки достаточна для поддержания разряда в фиксированном месте свободного пространства длительное время.

Для экспериментального изучения свободно локализованного СВЧ-разряда нужно по-возможности применять бесконтактные методы, чему в полной мере отвечает оптическая диагностика плазмы. Используемый в работе комплекс методик позволил получить с пространственно-временным разрешением надежные сведения об эволюции таких основных параметров молекулярной плазмы, как E_0 и

ФРЭЭ, N_e и T_e , T_v и T_g , l и v , $\Delta N_{0,e}$ и ряд других характеристик. При этом импульсный режим работы дает возможность исследовать законы релаксации параметров плазмы в активной фазе разряда и в стадии послесвечения плазмы, а также "разрешить" во времени различные физические процессы, определить вклад тех или иных процессов в изучаемое явление и выявить основные механизмы и каналы их протекания.

Понимание физики неравновесных плазмохимических систем, к которым можно отнести и свободно локализованный СВЧ-разряд в воздухе, невозможно без знания полной информации о кинетике процессов, протекающих в плазме. Поступательная температура газа — один из основных параметров плазмы, определяющий скорость и направления протекания многих процессов. Однако до последнего времени вопрос о нагреве газа в СВЧ-разряде оставался открытым и требовал тщательного изучения.

Исследование кинетики нагрева газа показало (рис. 1), что при импульсном включении поля происходит быстрый нагрев газа со скоростью десятки градусов на микросекунду, который спустя 10—20 мкс из-за движения разряда по направлению к источнику излучения и сканирования поля резко уменьшается. Временную эволюцию температуры газа долгое время не могли объяснить с помощью известных в то время механизмов, и соответственно этому наблюдаемый в начале воздействия мощного СВЧ-излучения на плазму нагрев газа был назван "аномально быстрым".

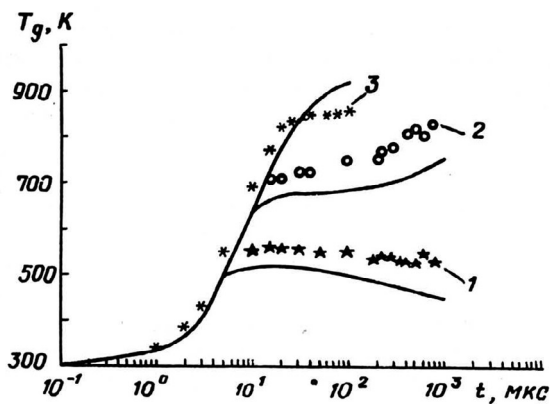


Рис. 1. Временной ход температуры газа в плазме свободно локализованного СВЧ-разряда в воздухе (сплошные кривые — эксперимент; расчетные — при $s = 1,5 \cdot 10^4$ Вт/см²; $P = 35$ торр; $t_{\text{ц}}$, мкс: 1—5; 2—10; 3—100)

Рассмотрим механизмы, которые могли бы приводить к передаче энергии в поступательные степени свободы молекулярного газа.

При упругом взаимодействии часть энергии электронов передается в поступательные степени свободы молекул. Однако из-за большой разницы масса взаимодействующих частиц и, как показывает эксперимент [9], малой степени ионизации плазмы $N_e/N \approx 10^{-6} - 10^{-5}$ скорость нагрева газа за счет упругих взаимодействий не превышает величины, равной сотой доли градуса на микросекунду, что на несколько порядков меньше экспериментально измеренной (десятки градусов на микросекунду).

При умеренных значениях приведенного поля $E_{\text{эф}}/N \approx 50 T_d$ основная часть (до ~80 %) энергии электронов тратится на колебательное возбуждение молекул. При этом за счет колебательно-поступательной релаксации часть энергии может передаваться на нагрев газа. Однако для азота из-за большой величины колебательного кванта вероятность VT-релаксации при низких температурах газа мала и, как показывает эксперимент [13], время VT-релаксации на нижних

колебательных уровнях основного состояния азота составляет сотни миллисекунд, тогда как время нагрева газа $\sim 10-20$ мкс.

Для объяснения нагрева газа при низких давлениях в ограниченном тлеющем разряде постоянного тока в свое время был предложен механизм релаксации возбужденных молекул на поверхности с передачей части колебательной энергии молекул в поступательные степени свободы. Однако эксперименты, выполненные нами в условиях свободно локализованного разряда, показали [10], что и в отсутствие поверхности газ нагревается столь же эффективно, как и в разряде, ограниченном стенками, т. е. рассматриваемый механизм не является определяющим.

В условиях эксперимента газ мог бы нагреваться за счет процесса, связанного с тушением колебательно возбужденных молекул NO, образующихся в СВЧ-разряде в воздухе в процессе его горения, так как вероятность VT-релаксации молекул NO существенно превосходит вероятность VT-релаксации колебательно возбужденных молекул азота. Однако эксперименты в импульсно-периодическом режиме разряда в воздухе показали [9, 10], что газ начинает греться уже в первом импульсе после включения СВЧ-энергии, тогда как значительная концентрация молекул NO нарабатывается в плазме только спустя несколько десятков импульсов. К тому же и при отсутствии NO (свободно локализованный СВЧ-разряд в азоте [10]) газ также эффективно греется.

Важную роль в формировании распределения молекул по колебательным уровням играет обмен колебательными квантами. Этот процесс, если учесть ангармонизм колебаний, сопровождается превращением лишь небольшой части колебательной энергии в поступательную. Поэтому он идет с большой скоростью даже при низких температурах и в принципе мог бы обеспечить достаточно большую скорость нагрева газа. Как показывает эксперимент (см. рис. 1), быстрый нагрев газа в фиксированной области пространства спустя $10-20$ мкс прекращается, что связано с движением разряда и экранировкой поля, хотя, если бы за нагрев газа был ответственен VV-обмен, быстрый нагрев должен был бы наблюдаться и даже после выключения поля. Однако сравнительно медленный нагрев газа со скоростью $\sim 0,1$ К/мкс, который наблюдается после выключения поля в стадии деионизации, вполне обеспечивается за счет этого процесса.

С ростом величины $E_{эф}/N$ доля энергии, передаваемая на колебательное возбуждение молекул, уменьшается, тогда как растет доля энергии, идущая на возбуждение электронных состояний молекул. При этом, если колебательно-поступательная релаксация в воздухе протекает достаточно медленно, то процессы тушения электронно возбужденных молекул [22-24], протекающие по различным каналам с передачей части энергии в поступательные степени свободы молекул, идут достаточно быстро и могли бы, в принципе, обеспечить наблюдаемый быстрый нагрев газа.

Для проверки этого предположения проводились эксперименты по одновременному исследованию кинетики нагрева газа и функции распределения электронов по энергиям. На начальной стадии импульсного разряда велико значение напряженности электрического поля в плазме и, как следствие этого, функция распределения обогащена быстрыми электронами [10]. Это приводит к увеличению скорости заселения высокорасположенных электронных состояний молекул и росту их концентрации (рис. 2), а их тушение — к быстрому нагреву газа на начальной фазе импульсного воздействия (рис. 3). При этом, по мере релаксации функции распределения к стационарному виду, уменьшается число быстрых электронов в плазме, что ведет к уменьшению к концу импульса скорости нагрева газа.

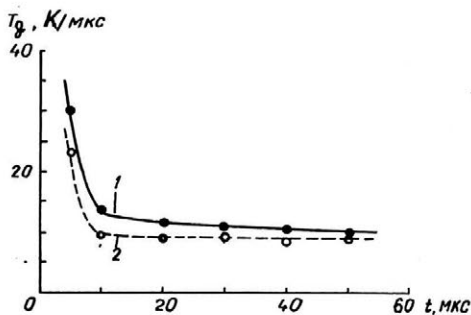
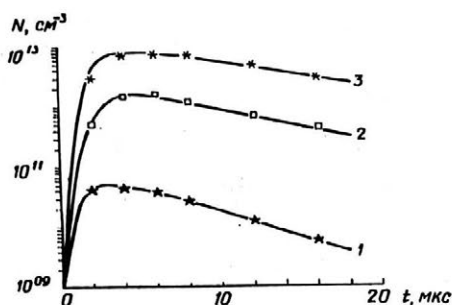


Рис. 2. Временной ход концентрации молекул азота в состояниях $C^3\pi_u$ (1); $B^3\pi_g$ (2);

$A^3\Sigma_u^+$ (3) при $P = 0,5$ торр, $I = 14$ А

Рис. 3. Зависимость скорости нагрева газа от времени воздействия:

1 — эксперимент; 2 — расчет

В самостоятельных СВЧ-разрядах в воздухе в сфокусированных пучках при пороговых значениях плотности потока подводимой энергии концентрация электронов в плазме ограничивается в зависимости от условий эксперимента на уровне порядка или несколько ниже критической [9]. Увеличение s приводит к росту скорости движения плазмоида по направлению к источнику излучения, а из-за эффекта скинирования происходит экранирование поля и концентрация электронов в области фокуса пучка из-за различных процессов потерь частиц начинает с течением времени уменьшаться. В случае эффективного протекания процесса отлипания уравнение баланса для концентрации электронов описывается эффективной частотой ионизации, учитывающей, что часть электронов, прилипших к молекулам, как бы и не рождалась вовсе, и эффективной константой рекомбинации, учитывающей кроме электрон-ионной рекомбинации и дополнительный канал гибели частиц за счет ионной рекомбинации. В этом случае в условиях несамостоятельного СВЧ-разряда, ярким примером которого является локализованный разряд, создаваемый в режиме программированного импульса, концентрация электронов зависит от плотности потока подводимой энергии, т. е. степенью ионизации плазмы можно управлять, изменяя режим воздействия СВЧ-энергии на среду [16]. При этом концентрация электронов в плазме локализованного разряда ниже критической величины, поле свободно проникает в плазму, скорость распространения разряда резко уменьшается, а накачка электронно-возбужденных состояний молекул эффективно продолжается в течение всего СВЧ-импульса, при этом в течение всего времени воздействия электромагнитной энергии на среду фиксируется быстрый нагрев газа (рис. 4, а). Увеличение плотности подводимой к разряду энергии приводит к увеличению скорости движения разряда и росту концентрации электронов в плазме, что ведет к уменьшению величины поля в плазме и соответственно к снижению скорости нагрева к концу импульса накачки (см. рис. 4, б).

Результаты эксперимента, полученные при различных режимах создания СВЧ-разряда, показывают, что изменяя режим воздействия электромагнитной энергии на среду, можно регулировать скорость накачки электронных степеней свободы молекул и тем самым скорость и величину нагрева газа при фиксированном положении разряда в воздухе, а также и степень колебательно-поступательной неравновесности. При этом при низких давлениях газа и коротких СВЧ-импульсах можно получать достаточно высокую степень неравновесности, когда колебательная температура на порядок величины больше поступательной.

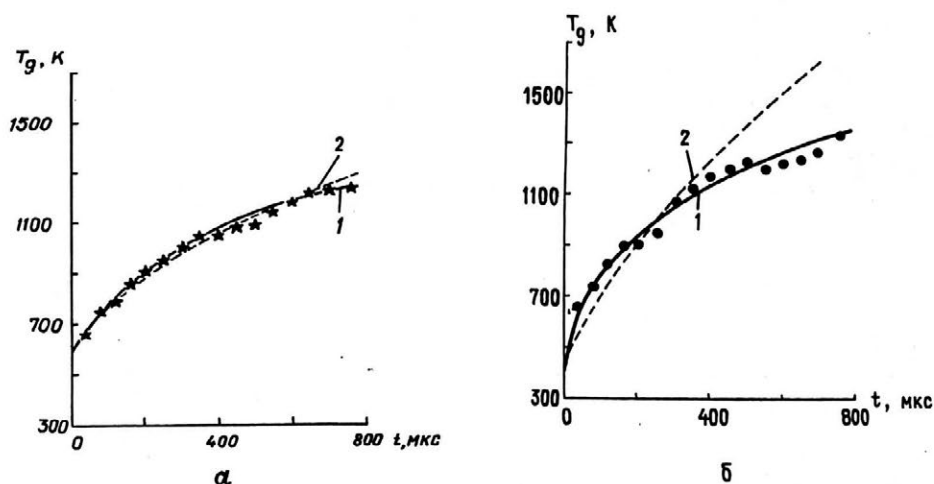


Рис. 4. Сравнение экспериментально измеренной (1) временной зависимости температуры газа в плазме свободно локализованного СВЧ-разряда в воздухе при $P = 50$ торр с рассчитанной (2); ($s_1 = 10^4$ Вт/см²; $\tau_{u2} = 800$ мкс); а — при $\tau_{u1} = 3$ мкс; $s_2 = 2 \cdot 10^2$ Вт/см²; б — при $\tau_{u1} = 1,5$ мкс; $s_2 = 6 \cdot 10^2$ Вт/см²

Наряду с традиционными экспериментальными методами исследования плазменных объектов все большую роль начинают играть методы математического моделирования, позволяющие не только объяснить наблюдаемые явления, но и предсказать характеристики и оптимальные режимы работы разрабатываемых устройств. Для понимания неравновесных плазменных систем необходимо знать полную кинетику процессов, протекающих в плазме. С этой целью в работе рассматривается кинетическая модель [14, 15], включающая в себя нестационарное уравнение Больцмана для функции распределения электронов по энергиям, систему нестационарных уравнений баланса для заселенностей колебательных уровней основного состояния $X^1 \Sigma_g^+$ молекулы азота, электронно возбужденных состояний $A^3 \Sigma_u^+$, $B^3 \pi_g$, $C^3 \pi_u$, $a^1 \Sigma_u^-$, $a^1 \pi_g$ молекулы азота и $a^1 \Delta_g$, $b^1 \Sigma_g^+$ молекулы кислорода, концентраций активных (N , O , O_3 , NO , NO_2 , N_2O) и заряженных (Ne , O^- , O_2^- , O_3^- , O_4^- , NO^- , NO_2^- , N_2O^- , N^+) частиц, образующихся в плазме, и, наконец, нестационарное уравнение теплопроводности для температуры газа

$$\frac{\partial N(\epsilon, t)}{\partial t} = -\frac{\partial J_f}{\partial t} - \frac{\partial J_t}{\partial t} + In + Sup + Rot;$$

$$\frac{\partial N_v}{\partial t} = \left(\frac{\partial N_v}{\partial t}\right)_{eV} + \left(\frac{\partial N_v}{\partial t}\right)_{vV} + \left(\frac{\partial N_v}{\partial t}\right)_{vT} + \left(\frac{\partial N_v}{\partial t}\right)_{eD} + \left(\frac{\partial N_v}{\partial t}\right)_{vD} + \left(\frac{\partial N_v}{\partial t}\right)_{XV};$$

$$\frac{\partial N_X}{\partial t} = \left(\frac{\partial N_X}{\partial t}\right)_{eX} + \left(\frac{\partial N_X}{\partial t}\right)_{XX} + \left(\frac{\partial N_X}{\partial t}\right)_{XY} + \left(\frac{\partial N_X}{\partial t}\right)_{XV} + \left(\frac{\partial N_X}{\partial t}\right)_{XR};$$

$$\frac{\partial N_y}{\partial t} = \left(\frac{\partial N_y}{\partial t}\right)_{YI} + \left(\frac{\partial N_y}{\partial t}\right)_{YX} + \left(\frac{\partial N_y}{\partial t}\right)_{YY};$$

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} = \left(\frac{\partial N_i}{\partial t}\right)_{ii} + \left(\frac{\partial N_i}{\partial t}\right)_{iX} + \left(\frac{\partial N_i}{\partial t}\right)_{iY} + \left(\frac{\partial N_i}{\partial t}\right)_{iV};$$

$$c n_0 \frac{\partial T_g}{\partial t} = \left(\frac{\partial T_g}{\partial t}\right)_{el} + \left(\frac{\partial T_g}{\partial t}\right)_{VT} + \left(\frac{\partial T_g}{\partial t}\right)_{VV} + \left(\frac{\partial T_g}{\partial t}\right)_{XT} - Q_{\text{loses}};$$

Данная задача, учитывающая всевозможные процессы передачи энергии между различными степенями свободы молекулярного газа, позволяет рассчитывать временную эволюцию электронной, колебательной и поступательной энергий как в активной фазе при наличии сильных полей, так и в стадии деионизации плазмы разряда в сухом воздухе. В данной работе при расчете нагрева газа учитывалась передача энергии из колебательного резервуара в поступательные степени свободы в процессах VT- и VV-релаксации, при самотушении электронно-возбужденных состояний азота ($k_{AA}^{XC} = 1,1 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$; $k_{AA}^{XB} = 2,6 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ [25, 26]), тушении их при взаимодействии с колебательно-возбужденными молекулами азота ($k_{AX} = 3 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ [27]) и потери энергии из зоны разряда в окружающее пространство. При этом энергия участвующих в рассматриваемых реакциях частиц делится между поступательными и колебательными степенями свободы молекулы азота. Приблизительно половина остающейся энергии идет в колебательное возбуждение, а оставшаяся часть — в нагрев [22]. Отсюда доля энергии, идущая в нагрев в результате процесса $A + A \rightarrow X + B$, $\eta_1 \approx 0,5$, для процесса $A + A \rightarrow X + C$ — $\eta_2 \approx 0,13$, а для процесса $A + X \rightarrow X + B, C$ — $\eta_3 \approx 0,16$. Влияние скинирования и движение разряда в пространстве при расчете моделировалось введением в уравнение баланса поправочного множителя. Как показали результаты численного счета, скорость нагрева газа сильно зависит от интенсивности накачки электронно возбужденных состояний молекул (рис. 5), т. е. от величины $E_{\text{эф}}/N$, тогда как величины констант $k_{AA}^{XC,B}$ и k_{AV} , оказывающие существенное влияние на рассчитанные значения концентрации возбужденных молекул азота, практически не оказывают воздействия на скорость нагрева [16].

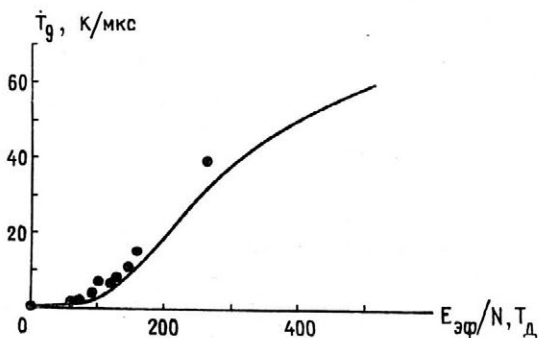


Рис. 5. Зависимость скорости нагрева газа от приведенного значения $E_{\text{эф}}/N$; точки — эксперимент; кривая — расчет

Из результатов численного счета процесса нагрева газа следует (рис. 6), что для схемы нагрева за счет только VV- и VT-релаксации характерно наличие временной задержки в эволюции температуры газа порядка нескольких десятков микросекунд, величина которой зависит от вкладываемой в разряд энергии и давления газа, тогда как нагрев последнего за счет тушения электронно-возбужденных молекул азота происходит практически без задержки и обеспечивает наблюдаемую скорость нагрева газа.

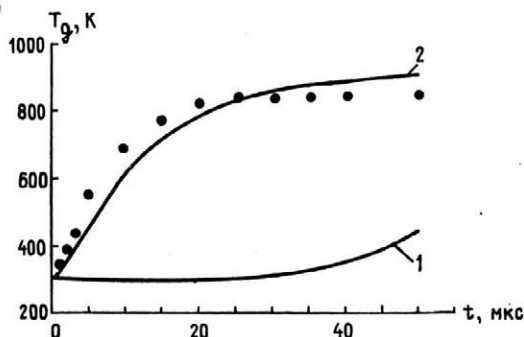


Рис. 6. Временной ход температуры газа, рассчитанный по модели, учитывающей только VT- и VV-процессы релаксации энергии (1) и тушение электронно-возбужденных молекул азота (2); точки — эксперимент

Следует отметить, что в последнее время в литературе появился ряд работ [28, 29], в которых авторы развивают несколько иной подход к данной проблеме. Так, в работе [28] предлагается модель, учитывающая вклад в нагрев газа тушения электронно-возбужденных атомов кислорода, образующихся в плазме разряда в воздухе при диссоциации через электронно-возбужденные состояния молекул. В работе [29] предлагается модель нагрева, учитывающая каскадную колебательно-поступательную релаксацию колебательно-возбужденных электронных состояний молекул азота при высоких давлениях газа.

Расчеты, выполненные по всем этим схемам, дают удовлетворительное согласие с экспериментом и в совокупности с полученными в данной работе результатами по нагреву молекулярного газа позволяют сделать вывод о том, что при больших значениях приведенного электрического поля $E_{эф}/N$ одним из возможных механизмов, приводящих к нагреву газа в безэлектродном СВЧ-разряде в сфокусированном пучке, может быть тушение электронно-возбужденных состояний молекулы азота.

Л и т е р а т у р а

1. Высокочастотный разряд в волновых полях/Под. ред А. Г. Литвака. — Горький: ИПФ АН СССР, 1988. — 297 с.
2. Батанов Г. М., Грицинин С. И., Косый И. А. и др.//Тр./ФИАН СССР. 1985. Т. 160. С. 174—203.
3. Ванке В. А., Лопухин В. М., Саввин В. Л.//УФН. 1977. Т. 123. С. 633—654.
4. Аскарьян Г. А., Батанов Г. М., Бережецкая Н. К. и др.//Письма в ЖЭТФ. 1979. Т. 29. № 11. С. 706—709.
5. Гуревич А. В.//УФН. 1980. Т. 132. Вып. 4. С. 685—805.
6. Батанов Г. М., Косый И. А., Лукьянчиков Г. С.//ЖТФ. 1980. Т. 50. Вып. 2. С. 346—349.
7. Русанов В. Д., Фрийдман А. А. Физика химически активной плазмы. — М., 1984. — 415 с.
8. Батанов Г. М., Косый И. А., Рабинович М. С.//Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5. Вып. 7. С. 432—435.
9. Devyatov A. M., Kuzovnikov A. A., Shibkov V. M. et. al.//Int. workshop "Strong microwave in plasmas". — Suzdal, USSR. 1990. V 1. P. 374—394.
10. Александров А. Ф., Кузовников А. А., Шибков В. М.//Инженерно-физический журнал. 1992. Т. 62. № 5. С. 726—732.
11. Shibkov V. M. — Proc. XX ICPIG. — Pisa, Italy, 1991. Paper 5. P. 1137—1140.
12. Кузовников А. А., Лодинев В. В., Шибков В. М.: Всес. конф. "Взаимодействие акустических волн с плазмой". — Мери, Ереван, 1989. С. 39—40.
13. Devyatov A. M., Kuzovnikov A. A., Lodinev V. V., Shibkov V. M.//Вестник Моск. ун-та. Сер. 3. Физика, астрономия. 1991. Т. 23. № 2. С. 29—33.
14. Aleksandrov A. F., Devyatov A. M., Kuzovnikov A. A., Shibkov V. M. — Proc. X ESCAMPIG, Orleans, France, 1990. P. 274—275.
15. Shibkov V. M., Isaev K. Sh., Lodinev V. V., Shibkova L. V.: Proc. XI ESCAMPIG. — S.-Petersburg, Russia, 1992. P. 244—245.
16. Aleksandrov A. F., Kuzovnikov A. A., Shibkov V. M., Zarin A. S. Int. workshop "Strong microwave in plasmas". — N. Novgorod, Russia, 1993. V. 1.

17. Aleksandrov A. F., Kuzovnikov A. A., Shibkov V. M. Int. workshop "Strong microwave in plasmas". — Zvenigorod, Russia, 1994. P. 6, 25, 36.
18. Злобин В. В., Кузовников А. А., Лодинев В. В., Шибков В. М. — II Всес. конф. "Высокочастотный разряд в волновых полях". — Куйбышев, 1989. С. 5—6, 8—9, 24—25.
19. Борисов Н. Д., Гуревич А. В., Милих Г. М. Искусственная ионизованная область в атмосфере. — М.: ИЗМИРАН, 1985. — 184 с.
20. Вихарев А. Л., Гильденбург В. Б., Иванов О. А., Степанов А. Н. // Физика плазмы. 1984. Т. 10. № 1. С. 165—168.
21. Арманд Н. А., Зарин А. С., Мишук В. Е. и др. // Науч.-техн. сб. Радиофизика/МРТИ АН СССР. — М., 1991. С. 135—142.
22. Voeuf J. P., Kunhardt E. E. // J. Appl. Phys. 1986. V. 60. № 3. P. 915—923.
23. Loureiro J., Ferreira C. M. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1986. V. 19. P. 17.
24. Бердышев А. В., Вихарев А. Л., Гитлин М. С. и др. // ТВТ. 1988. Т. 26. № 4. С. 661—666.
25. Hays G. N., Oskam H. J. // J. Chem. Phys. 1973. V. 59. № 3. P. 1507—1516.
26. Голубовский Ю. Б., Тележко В. М., Стоянов Д. Г. // Оптика и спектроскопия. 1990. Т. 69. № 2. С. 322—327.
27. Богатов Н. А., Гитлин М. С., Голубев С. В., Разин С. В. // Препринт № 219/ИПФАН СССР. — Горький, 1988. — 38 с.
28. Попов Н. А. // Физика плазмы. 1994. Т. 20. № 3. С. 335—343.
29. Безменов И. Б., Силаков В. П. Газодинамика неравновесного разряда в азоте, создаваемого полем двух пересекающихся пучков СВЧ-волн // Препринт № 30/ИМП им. М. В. Келдыша РАН. — М., 1993. — 30 с.

Работа доложена на Международной конференции "Микроволновая плазма и ее применения".

PARAMETERS, KINETICS, EXPERIMENTAL AND MATHEMATICAL MODELING OF NON-EQUILIBRIUM PLASMA OF THE FREELY LOCALIZED MICROWAVE DISCHARGE IN AIR

A. F. Alexandrov, A. A. Kuzovnikov, V. M. Shibkov, L. V. Shibkova, V. V. Zlobin

Moscow State University, Moscow, Russia

A systematic investigation of parameters and kinetics of non-equilibrium plasma of the microwave discharge in the free space in molecular gases at various pressures, wave lengths, times and regimes of the microwave radiation influence was carried out by using a wide complex of traditional and special diagnostic methods. It is shown that there's the possibility to control geometrical dimensions of the localized discharges, the spread velocity, the gas density deformation, the electron concentration and the neutral gas heating by selecting appropriate localized discharge parameters. The data obtained let us conclude that for high values of reduced electric field quenching of electronically excited states of molecules is one of the main mechanisms resulting in gas heating in the pulse discharge in air.