

КИНЕТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СВЧ ИЗЛУЧЕНИЯ С ЛАЗЕРНОЙ ИСКРОЙ

Ю.Ф. Колесниченко, Д.В. Хмара

Объединенный Институт Высоких Температур РАН, Москва
dkhmara@list.ru

Аннотация

Посредством кинетического моделирования исследована динамика зарождения СВЧ разряда на распадающейся лазерной искре в воздухе при различных давлениях. Показано, что существуют интервалы времени задержки СВЧ импульса относительно лазерного пробоя, на которых возможно возникновение СВЧ разряда при плотностях мощности много меньших чем те, что необходимы для самостоятельного СВЧ разряда в воздухе. Работа ориентирована на круг задач плазменного управления газовыми потоками в аэродинамике.

KINETIC MODELING OF INTERACTION OF MW WITH LASER SPARK

By means of kinetic modeling the dynamics of MW discharge origination on the decaying laser spark in air under different pressures is investigated. It is shown that there exist time delay intervals of MW pulse relative laser breakdown under which origination of MW discharge is possible at power densities sufficiently less than those for self-breakdown in air. Investigation is aimed at plasma control of gas flows in aerodynamics.

Исследования последнего времени показали возможность использования СВЧ энергоклада в воздух для управления потоком в задачах аэродинамики. В частности, СВЧ плазменные образования экспериментально продемонстрировали исключительно высокое снижение сопротивления при сверхзвуковом обтекании тупых тел за счет тепловых эффектов, при СВЧ накачке плазменных образований. В связи с этим выявилась необходимость разработки детальной кинетической модели нагрева газа СВЧ пучком.

Для наиболее эффективного взаимодействия СВЧ плазмоида с потоком необходимы его строгое положение и ориентация относительно обтекаемого тела, что достигается следующими способами: созданием в заданной точке пространства затравочной электронной концентрации, локальным снижением плотности среды и модификацией ее состава таким образом, что бы минимизировать прилипательные потери электронной концентрации (разложить молекулярный кислород, одновременно наработав активные частицы, способствующие разрушению отрицательных ионов).

В принципе все эти требования реализуются при создании лазерной искры (ЛИ) в нужной точке пространства. Длительность лазерного импульса, создающего ЛИ, составляет порядка наносекунд и при этом в малом объеме воздуха концентрируется большая плотность энергии, создающая плазму с очень высокой температурой, проводимостью и по своему составу близкую к равновесной. Такая плазма распадается достаточно медленно – в течение ~ 1 мс: при этом происходит снижение электронной концентрации и изобарическое сжатие объема ЛИ. В какой-то момент времени в ходе распада ЛИ возможно возникновение условий, оптимальных для осуществления СВЧ энергоклада в газ. Под оптимальными понимается такая комбинация условий, когда электронная концентрация (проводимость) снизилась настолько, что возможно проникновение в объем ЛИ СВЧ излучения, а плотность

ЛИ еще не достигла плотности окружающей среды (временное “окно прозрачности” ЛИ для СВЧ).

С целью выяснения возможности существования таких условий и было предпринято кинетическое моделирование взаимодействия СВЧ с распадающейся ЛИ. При этом общая задача распадается на две последовательно решаемые: 1) моделирование распада ЛИ и 2) моделирование взаимодействия СВЧ с возбужденной средой при заданной задержке относительно момента лазерного пробоя. При этом конечный газовый состав ЛИ служил начальными условиями для СВЧ разрядной стадии общей задачи.

Критерием оптимальных условий создания СВЧ разряда являлась минимальная плотность СВЧ мощности, необходимая для старта лавинной ионизации на лазерной искре.

1 Моделирование распада ЛИ при различных давлениях окружающей среды

Кинетическое моделирование выполнялось для диапазона давлений 100-750 Тор. При этом предполагалось, что ЛИ имеет сферическую форму как это видно из рис.1, на котором показана ЛИ, сфотографированная через узкополосный интерференционный фильтр. В силу того, что при своем создании ЛИ исключительно горяча (> 40000 К), начальный компонентный состав среды брался равновесным. В ходе распада изменение температуры ЛИ бралось по результатам экспериментальных измерений [1, 2] при этом предполагалось, что по мере охлаждения искра испытывает изобарическое сжатие и ее плотность возрастает.

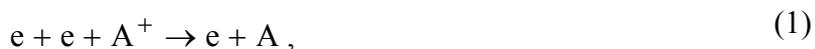
В качестве начальной для атмосферного давления была принята температура 16000 К, отмеченная на рис.2. Было так же сделано предположение, что при остальных давлениях окружающей среды изменение (огигающая) температуры такое же как и на рис.2. Измерения [2] (рис.3) показали, что при высоких давлениях окружающей среды (> 300 Тор) и при временах распада > 150 нс абсолютные значения температуры и характер ее снижения (в пределах экспериментальной погрешности 10%) одинаковы для всех давлений. По этой причине динамика охлаждения плазмы бралась из рис.2 для давлений более 300 Тор, а для 100 Тор – из рис.3 и перенормировалась согласно рис.2. Во всех случаях начальной температурой принималась температура в момент на момент времени распада 1 мкс (эта точка отмечена на рис.2). Для давлений выше 300 Тор она составляет 16000 К, для 100 Тор - ≈ 14000 К. Начальный компонентный состав среды брался равновесным при соответствующей температуре. При этом предполагались изобарические условия распада ЛИ.

При проведении кинетического моделирования использовался программный пакет, описанный в [3]. Кинетический механизм включал 762 реакции между 43 компонентами (атомы, молекулы, ионы, возбужденные частицы).

Результаты кинетических расчетов представлены на рис.4,5,6, где приведена динамика концентраций заряженных, возбужденных и нейтральных частиц для давлений окружающей среды 750 и 100 Тор. Как видно из рисунков с уменьшением давления изменение концентраций замедляется.

На начальной стадии распада ЛИ среда внутри объема оказывается практически полностью ионизованной с преобладанием атомарных ионов. При этом на изменение электронной концентрации оказывают влияние две группы процессов:

трехчастичная электрон - ионная рекомбинация с участием электрона в качестве третьей частицы



($A = N, O$), при которой нарабатываются нейтральные атомы в различных электронных состояниях.

Одновременно электрон-ионная рекомбинация “запускает” реакции противоположного характера – ассоциативную ионизацию, при которой воспроизводятся электроны и молекулярные ионы NO^+ :



здесь N и O атомы, находящиеся как в основном, так и в возбужденном электронном состоянии. Таким образом, электронная концентрация на ранней стадии распада ЛИ определяется конкуренцией процессов (1) и (2).

По мере уменьшения концентрации электронов значимость реакций (1) снижается. При понижении температуры в объеме ЛИ эффективность реакций (2) так же постепенно уменьшается. Это связано с уменьшением кинетической энергии атомов, поскольку реакция (2) имеет порог в $\approx 2.8 \text{ eV}$ – в случае, если атомы N и O находятся в основном электронном состоянии – т.е. скорость протекания реакции сильно зависит от температуры, а другие ветви этой реакции – с участием возбужденных атомов – хотя и слабо зависят от температуры, но требуют достаточно высокой их концентрации для эффективного протекания процесса. Между тем, как видно из рис.5, концентрация этих частиц постоянно снижается.

На промежуточной стадии распада основным каналом электронных потерь становится двухчастичная диссоциативная рекомбинация с участием молекулярных ионов



$\text{AB}^+ = \text{N}_2^+, \text{O}_2^+, \text{NO}^+$, а по мере увеличения плотности среды в результате изобарического сжатия объема ЛИ – и трех-частичная рекомбинация



На рис.4 особое внимание привлекает ионный состав среды. Абсолютно доминирующим оказывается ион NO^+ , в то время как ионы основных воздушных компонентов практически отсутствуют. Причина - в низком пороге ионизации при образовании NO^+ . В результате этого реакции перезарядки иона NO^+ в столкновениях с другими нейтральными частицами (N, O, N_2 , O_2) имеют значительный энергетический порог 4-5 эВ, что существенно замедляет образование других положительных ионов. В то же время комплексные и кластерные ионы (N_4^+ , N_2O_2^+ , O_4^+ , O_4^- и т.д.), типичные для развития разрядов в холодных плотных средах так же отсутствуют.

На поздних стадиях распада компонентный состав ЛИ представляет собой воздух с повышенной концентрацией NO.

По мере распада ЛИ проводимость ее объема при внешнем приложенном поле

снижается как $\sigma = n_e(\tau) \times \frac{e^2}{m} \times \frac{v_e}{v_e^2 + \omega^2}$, e , m – заряд и масса электрона, $n_e(\tau)$ – текущая

концентрация электронов, ω - круговая частота поля ($\omega = 2\pi f$, f – линейная частота), v_e - частота столкновений электронов $v_e = \sum_i K_i \times N_i$, где $K_i(T_e)$ – константа скорости

столкновений электрон – нейтральная частица, зависящая от температуры электронов, которая на стадии распада равна газовой, N_i - текущая концентрация частиц, $i = \text{N}, \text{O}, \text{NO}, \text{N}_2, \text{O}_2$. Таким образом, проводимость плазмы зависит от концентрации электронов, температуры и плотности газа.

Амплитуда СВЧ волны E_0 , падающей на лазерную искру испытывает деполяризационное ослабление при проникновении в объем ЛИ до величины

$$E_{local} = E_0 \times \left[1 + \left(q \times \frac{4\pi\sigma}{\omega} \right)^2 \right]^{-1/2}, \quad (5)$$

q – коэффициент ослабления (для сферической формы ЛИ $q = 1/3$). Кроме этого величина действующего поля связана с его волновой природой когда при изменении концентрации частиц изменяется и соотношение $\frac{v_e}{\omega}$ changes, что влияет на эффективную величину поля в

соответствии с множителем $\frac{v_e}{\sqrt{v_e^2 + \omega^2}}$. При этом и локальная величина поля и локальная

плотность газа определяют плазменные процессы с участием электронов в соответствии с величиной приведенного поля $\left(\frac{E}{N} \right)_{local}$.

Для оценок возможности взаимодействия падающей СВЧ волны с ЛИ удобно ввести соотношение $\eta = \frac{(E/N)_{local}}{E_0/N_0}$, определяющее степень “прозрачности” искрового объема для внешней СВЧ волны (N_0 – плотность газа в окружающей среде). Основываясь на

вышеприведенных зависимостях, величина $\eta(\tau)$ равна $\frac{N_0}{N_{local}(\tau)} \times \left[1 + \left(q \times \frac{4\pi\sigma(\tau)}{\omega} \right)^2 \right]^{-1/2}$.

Зависимости прозрачности объема ЛИ в ходе ее распада приведены на рис.7 для СВЧ частоты $f = 13$ ГГц. Как видно из рисунка, на определенных временных интервалах распада, локальное приведенное поле даже “усиливается” по отношению к приведенному полю в окружающей среде. Так, при давлениях 750 Тор величина усиления составляет 8, а с уменьшением давления до 100 Тор – возрастает до 40. При этом время достижения максимума смещается в сторону более поздних времен. Причина этого в том, что по мере уменьшения концентрации электронов (проводимости) деполяризационное ослабление убывает ($E_{local} \approx E_0$), но объем ЛИ остается еще достаточно горячим и поэтому имеет пониженную плотность $N_{local} < N_0$.

2 Взаимодействие СВЧ с распадающейся лазерной искрой

Моделирование взаимодействия проводилось для фиксированной длительности СВЧ импульса 10 мкс. При этом время задержки СВЧ импульса относительно момента лазерного пробоя бралось из условия максимума η . Начальное соотношение компонентов в объеме ЛИ для всех давлений бралось в соответствии с временем задержки. В табл. 1 приведены начальные удельные содержания основных компонентов. Как видно из таблицы, при низких окружающих давлениях объем ЛИ состоит, в основном, из атомов, несмотря на относительно невысокие температуры и большие времена задержки. Причина этого в сильной замедленности трехчастичной атомной рекомбинации из-за низкого давления. При высоких давлениях среда представляет собой смесь N_2 и O. Для сравнения в верхней части рис.5 показаны так же зависимости $\eta(\tau)$.

Состав среды (прежде всего соотношение O/O₂) влияет на характер энергетического спектра электронов в плазме и, как следствие, на величины констант скорости столкновений электрон - нейтрал (возбуждение, ионизация, диссоциация, прилипание). По этой причине константы скорости, зависящие от приведенного поля, рассчитывались для каждого состава среды из таблицы 1 и затем применялись в расчетах для каждого давления.

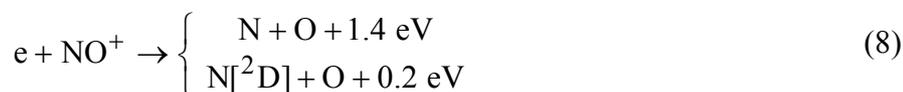
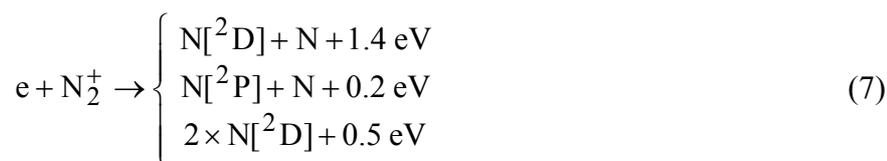
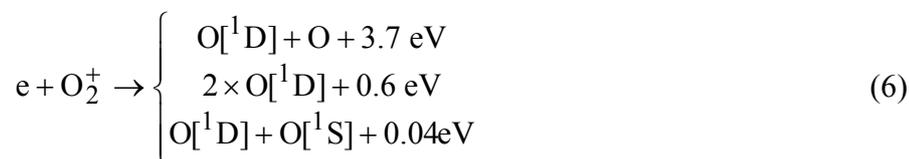
Таблица 1

Начальные условия и газовый состав при различных давлениях

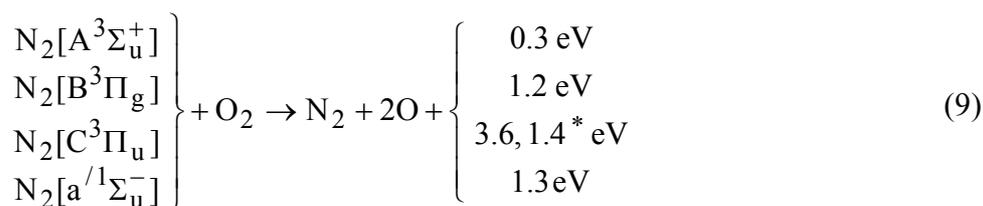
Давление, Тор	Плотность, см ⁻³	n _e , см ⁻³	T _g , К	Состав, %			
				N*	O*	N ₂	O ₂
100	5.8×10 ¹⁷	2.0×10 ¹¹	1630	59	26	15	0
300	1.6×10 ¹⁸	6.0×10 ¹¹	1990	18	34	48	0
500	2.4×10 ¹⁸	8.4×10 ¹¹	2210	0	36	62	0
750	3.0×10 ¹⁸	1.1×10 ¹²	2660	0	34	64	2

* включая электронно возбужденные состояния

Кинетический механизм нагрева среды в течение СВЧ импульса детально описан в [4, 5]. Он включает вращательный нагрев, рекомбинационный нагрев:



И нагрев при столкновительном тушении возбужденных атомов и молекул:



* В зависимости от электронного состояния атомов O



Пример динамики n_e и газовой температуры показан на рис.8. Как видно, в течение СВЧ импульса температура возрастает до 5000 К. Обобщающие результаты приведены на рис.9, где даны зависимости максимального усиления приведенного СВЧ поля, время его достижения и минимально необходимые плотности СВЧ мощности, необходимой для развития СВЧ разряда. Сравнительно слабая зависимость плотности мощности при низких давлениях является результатом двух факторов:

- 1) на момент СВЧ импульса среда является практически атомарной, что обогащает высокоэнергетический спектр электронов и, таким образом, ускоряет процессы, имеющие высокий порог, - прежде всего ионизацию;
- 2) в то же время соотношение $\frac{V_e}{\omega}$ при низких плотностях газа оказывается неблагоприятной для пробоя ($\ll 1$), что приводит к дополнительному ослаблению приведенного поля, частично компенсирующему его локальное усиление при понижении давления окружающей среды.

3 Выводы

Кинетическое моделирование взаимодействия СВЧ с распадающейся искрой, создаваемой наносекундным лазерным импульсом в воздухе при давлениях 100-750 Тор, позволило ответить на принципиальный вопрос о существовании “временного окна прозрачности”, когда соотношение остаточной электронной концентрации и плотности среды позволяет СВЧ излучению не только проникать в искровой объем, но и, что особенно важно, достигать эффекта локального усиления приведенного поля E/N внутри искрового объема по сравнению с полем в окружающей среде. Такой эффект достигается при изобарическом распаде искры когда электронная концентрация уменьшается настолько, что деполяризационное ослабление СВЧ волны становится пренебрежимым, а искровой объем остается достаточно горячим, т.е. его плотность N меньше чем плотность окружающей среды.

Средствами кинетического моделирования выявлено три режима взаимодействия СВЧ с лазерной плазмой. Так, при атмосферном давлении окружающей среды до ≈ 60 мкс задержке относительно момента лазерного пробоя искровой объем остается непроницаемым для СВЧ. При задержках ≈ 100 мкс он становится не только прозрачным для СВЧ, но сам компонентный состав среды оказывается благоприятным для СВЧ пробоя: развитию электронной лавины способствует отсутствие молекулярного кислорода, что исключает такой канал потерь свободных электронов как их диссоциативное прилипание к O_2 . Кроме этого улучшению условий пробоя способствует пониженное удельное содержание N_2 , что увеличивает долю высокоэнергетических электронов. При задержках ≈ 300 мкс увеличение концентрации молекулярного кислорода компенсируется наработкой молекул NO , имеющих низкий порог ионизации. Максимальное локальное усиление E/N составляет 8 раз при времени задержки 110 мкс, а с понижением давления окружающей среды до 100 Тор возрастает до 40 раз при задержке 200 мкс. Соответственно, минимальная плотность СВЧ мощности, необходимая для развития лавиной ионизации меняется от ≈ 1 кВт/см² при 100 Тор до ≈ 10 кВт/см² при атмосферном давлении.

В основном результаты моделирования согласуются с результатами экспериментов.

Литература

1. *Glumac N., Elliott G., and Boguszko M.*, Temporal and Spatial Evolution of the Thermal Structure of a Laser Spark in Air. 43rd AIAA Aerospace Meeting and Exhibit, AIAA Paper 2005-204
2. *Glumac N., Elliott G.*, The Effect of Ambient Pressure on Laser-Induced Plasmas in Air, 44th AIAA Aerospace Meeting and Exhibit, AIAA Paper 2006-399
3. *Khmara D.V., Kolesnichenko Yu.F.*, “Software package for kinetic and spectra emission modeling of gas discharge plasma”, in Proc. of VI International Workshop on Microwave Discharges: Fundamentals and Applications, Zvenigorod, September 11-15, 2006, p.129
4. *Khmara, D., Kolesnichenko, Y., Knight, D.*, “Modeling of Microwave Filament Origination,” AIAA Paper 2006-0794, 2006

5. *Popov N.* Investigation of the Mechanism for Fast Air Heating in Gas Discharges // Proc. 4th Workshop (Intern) on Magneto- and Plasma Aerodynamics for Aerospace Applications. Moscow: IVTAN, 2002. p.254.

Статья поступила в редакцию 14 июля 2008 г.

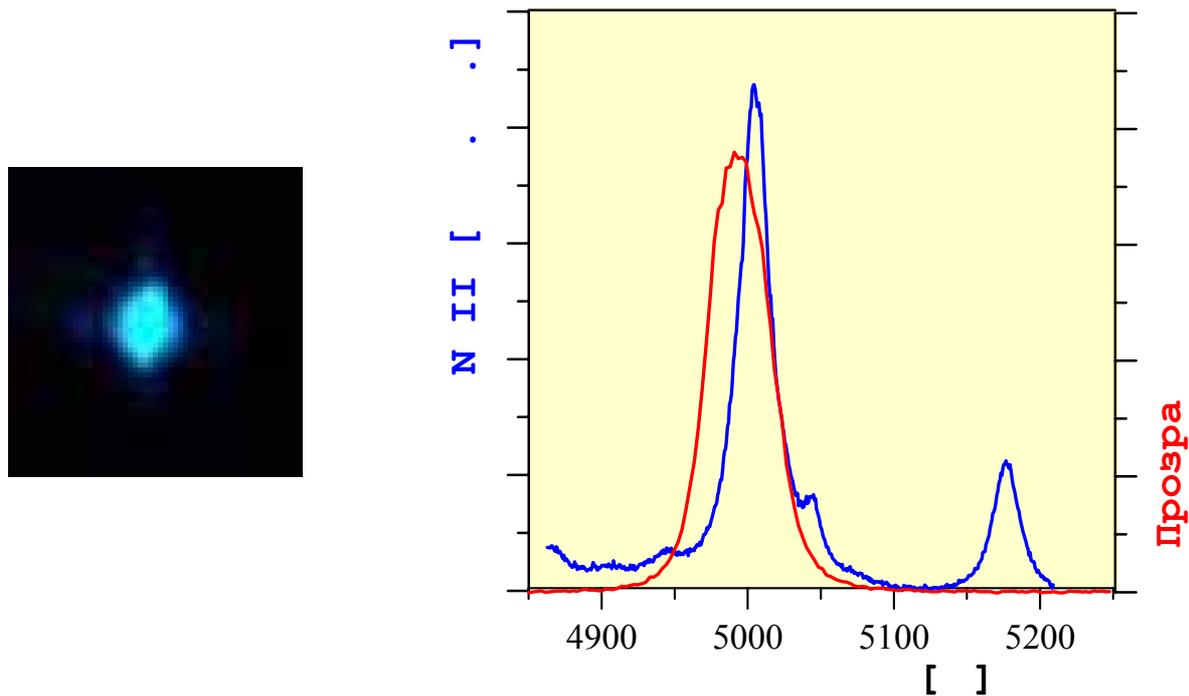


Рис.1. Изображение лазерной искры, эмиссия ионов атомарного азота и пропускная способность фильтра

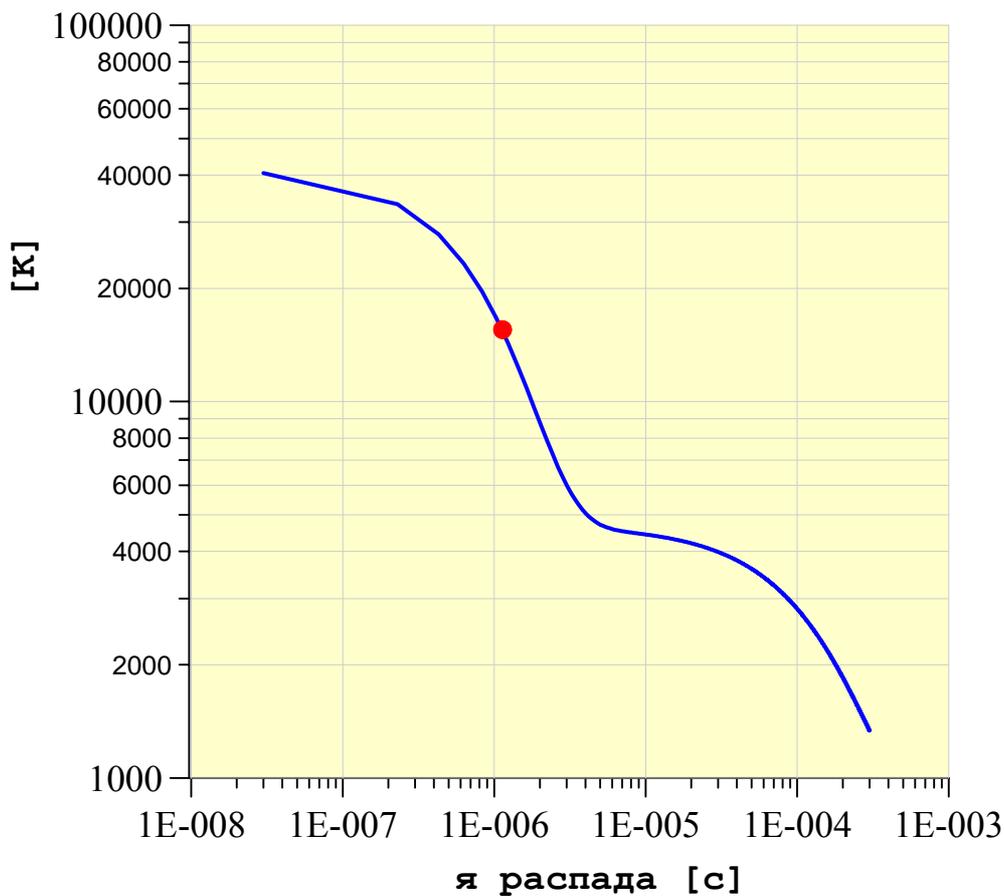


Рис.2. Динамика температуры при распаде ЛИ. Давление окружающей среды 750 Тор [1]

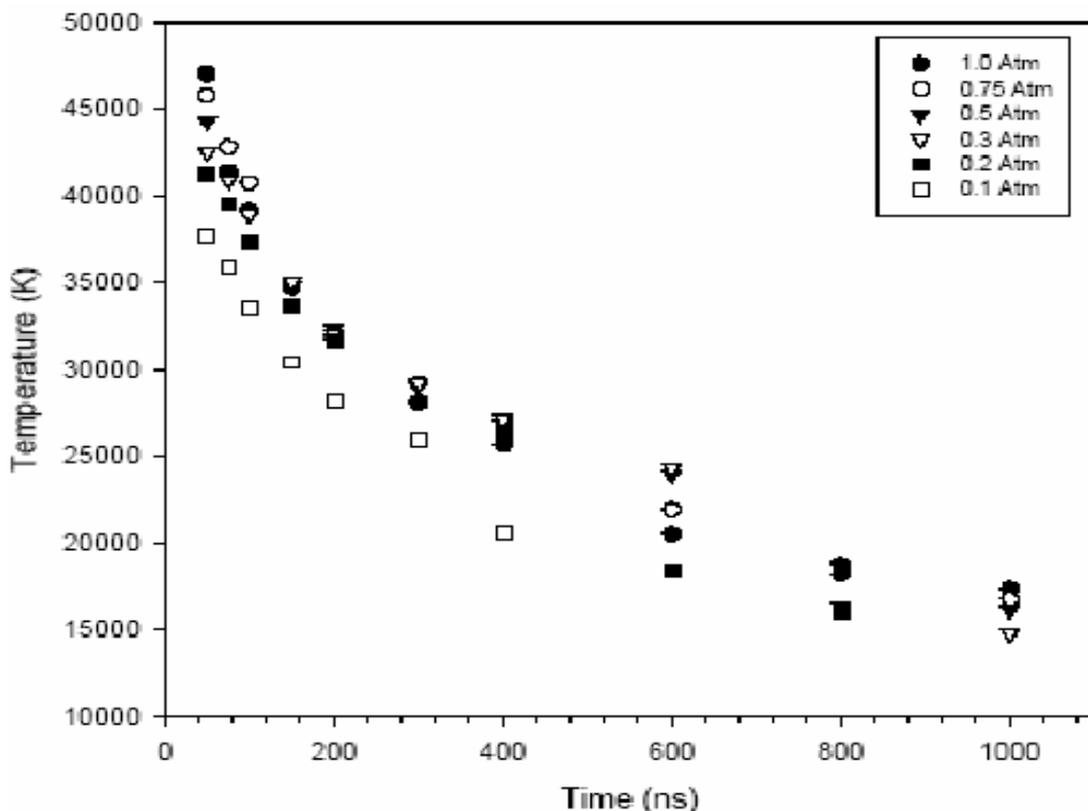


Рис.3. Динамика температуры при распаде ЛИ при различных окружающих давлениях [2]

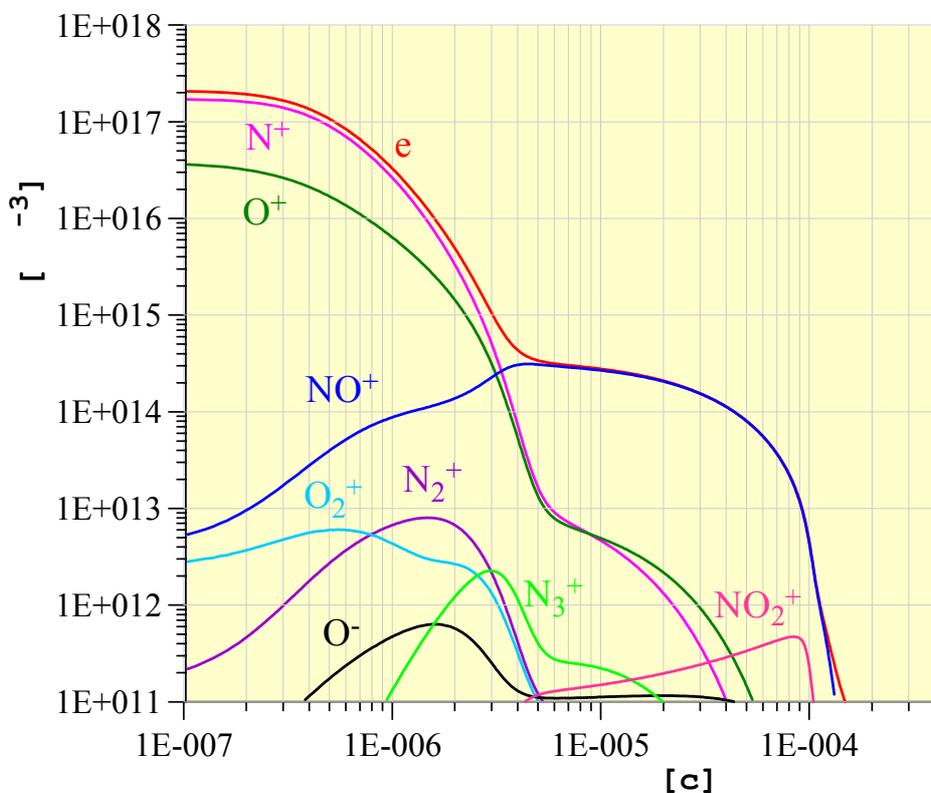


Рис.4а. Динамика концентраций заряженных частиц при распаде лазерной искры $P = 750$ Тор

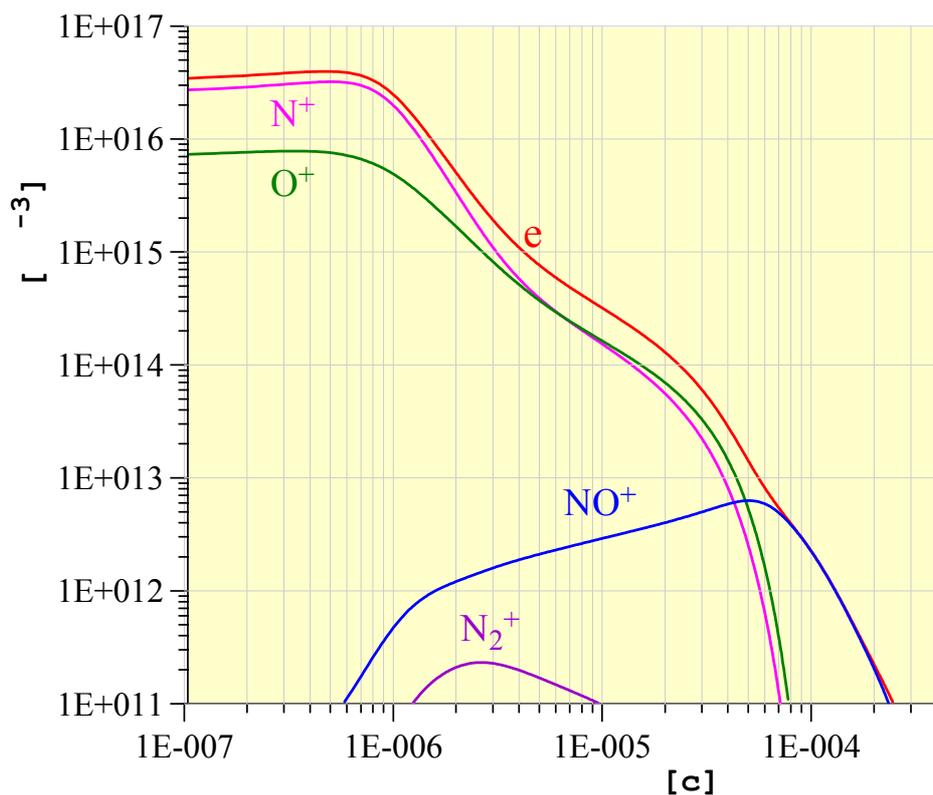


Рис.4б. Динамика концентраций заряженных частиц при распаде лазерной искры $P = 100$ Тор

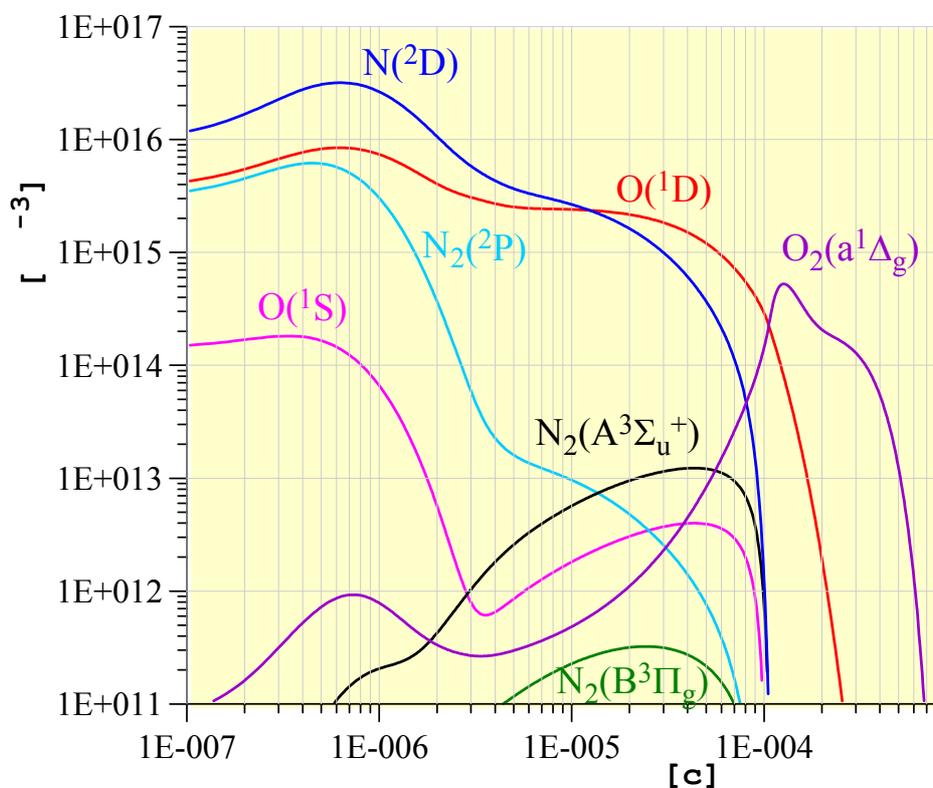


Рис.5а. Динамика концентраций электронно возбужденных частиц при распаде лазерной искры $P = 750$ Тор

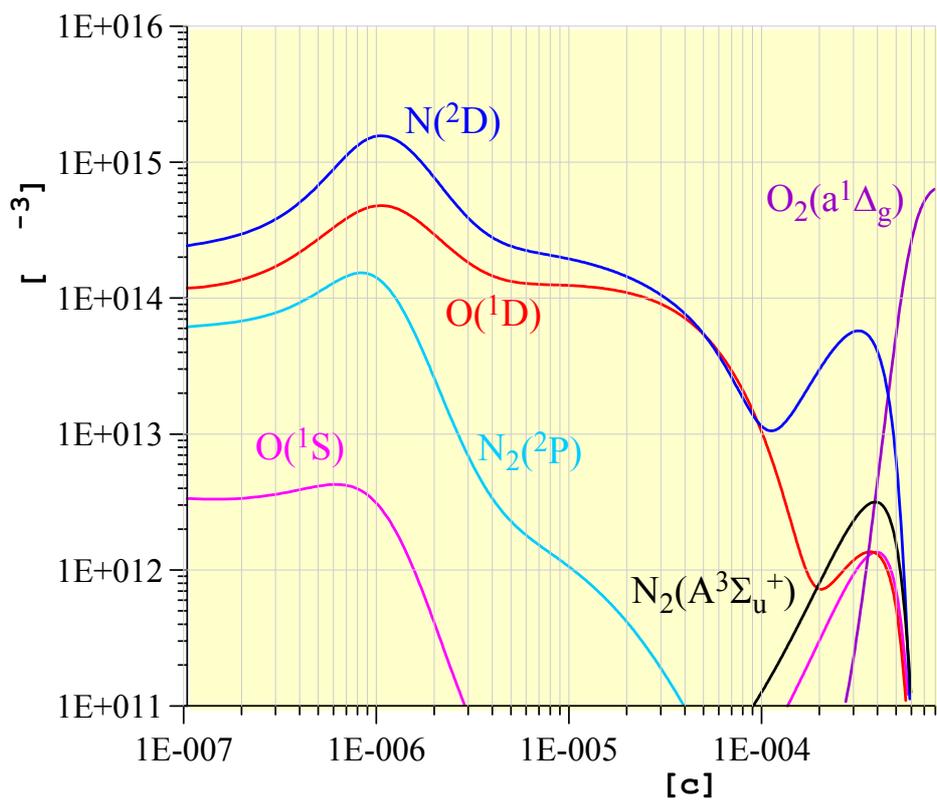


Fig.56. Динамика концентраций электронно возбужденных частиц при распаде лазерной искры $P = 100$ Тор

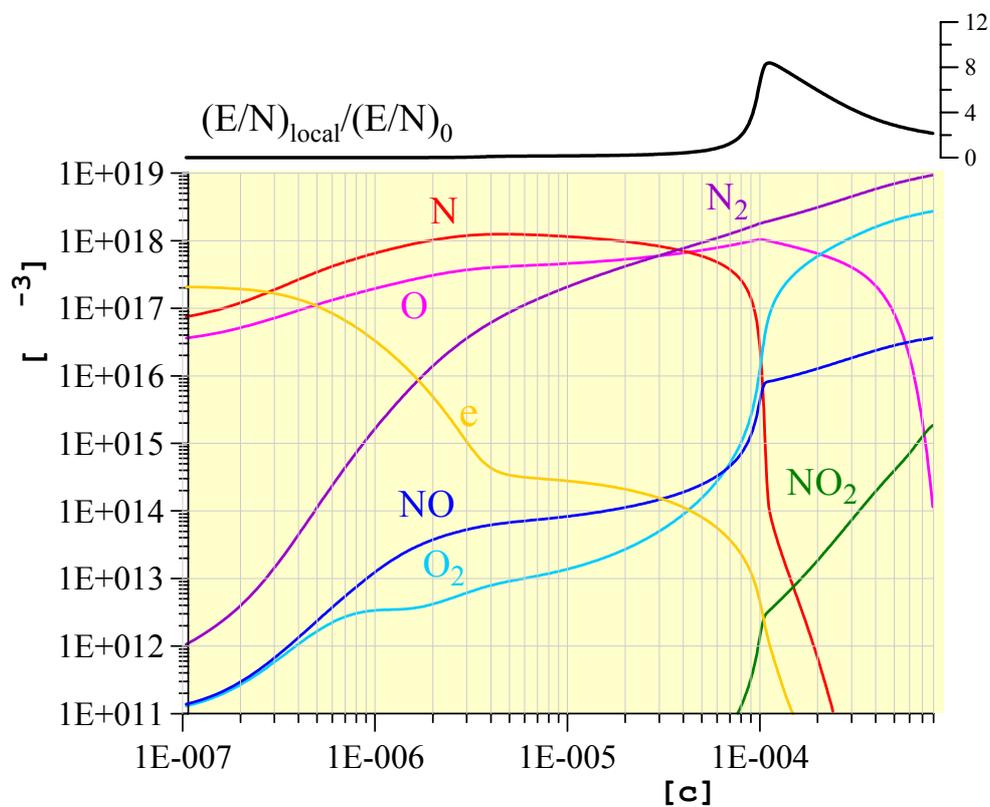


Рис.6а. Динамика концентраций нейтральных частиц при распаде лазерной искры $P = 750$ Тор

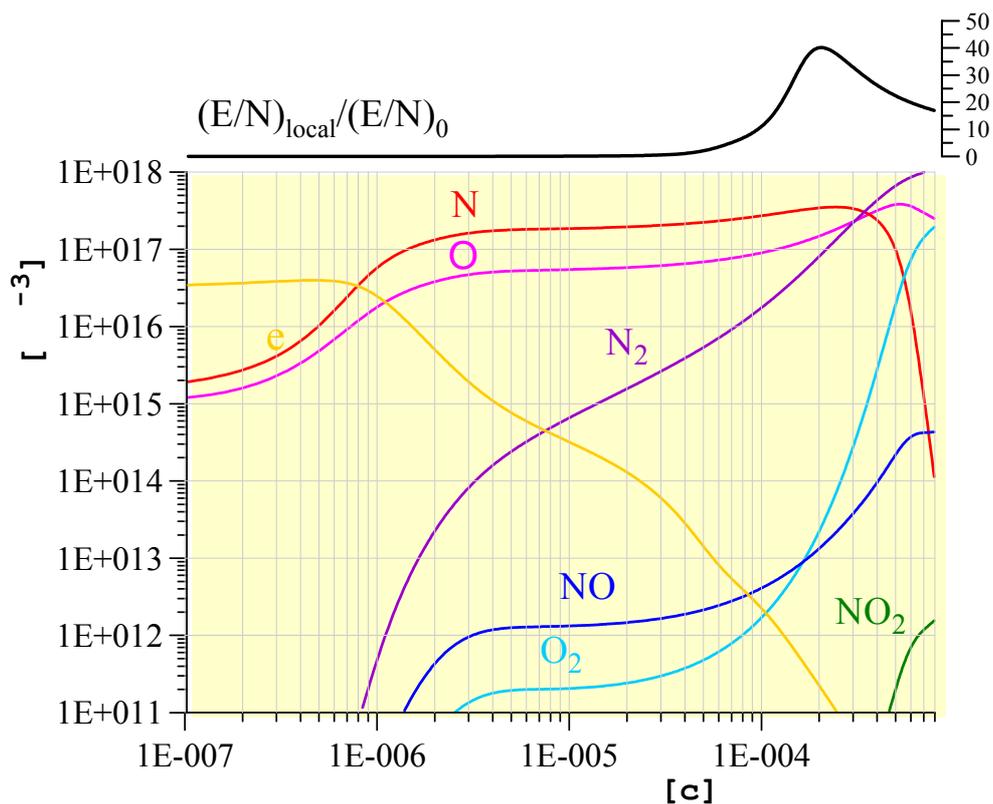


Рис.6б. Динамика концентраций нейтральных частиц при распаде лазерной искры $P = 100$ Torr

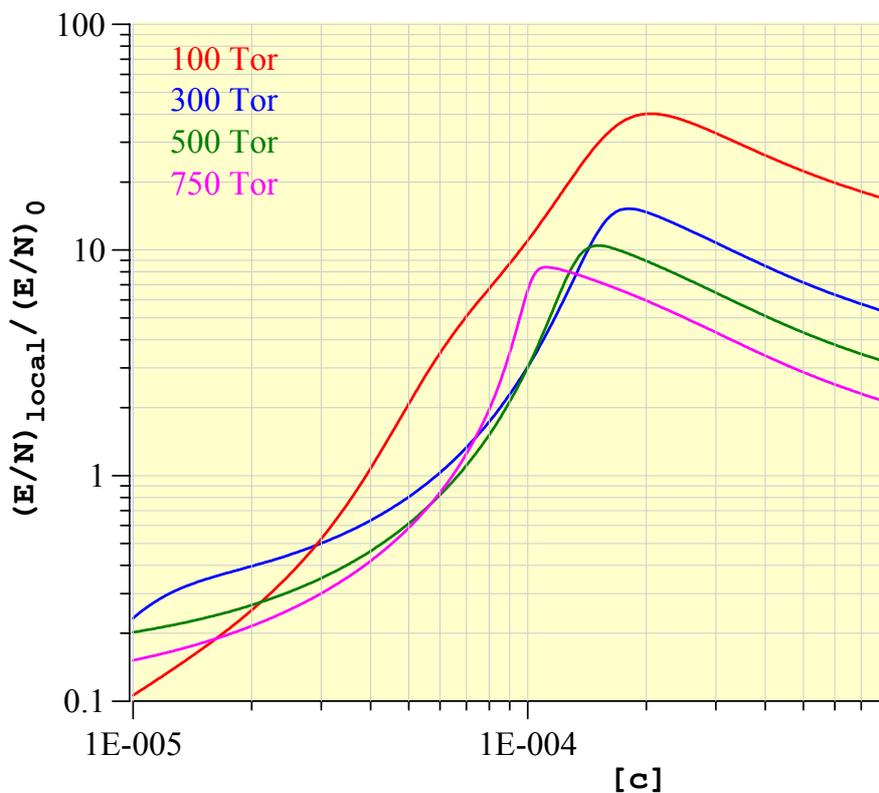


Рис.7. Прозрачность объема лазерной искры для СВЧ волны при различных давлениях окружающей среды

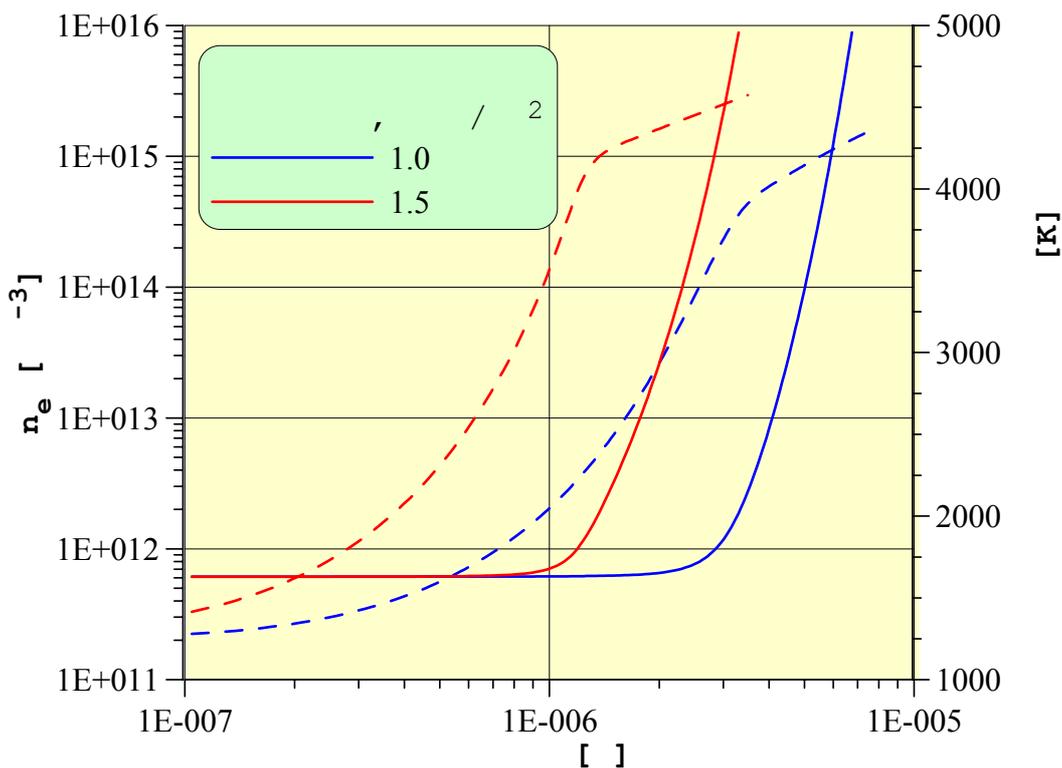


Рис.8. Динамика концентрации электронов и температуры в течение СВЧ импульса при различных плотностях СВЧ мощности ($P = 100$ Топ): сплошные линии – температура, штриховые – n_e

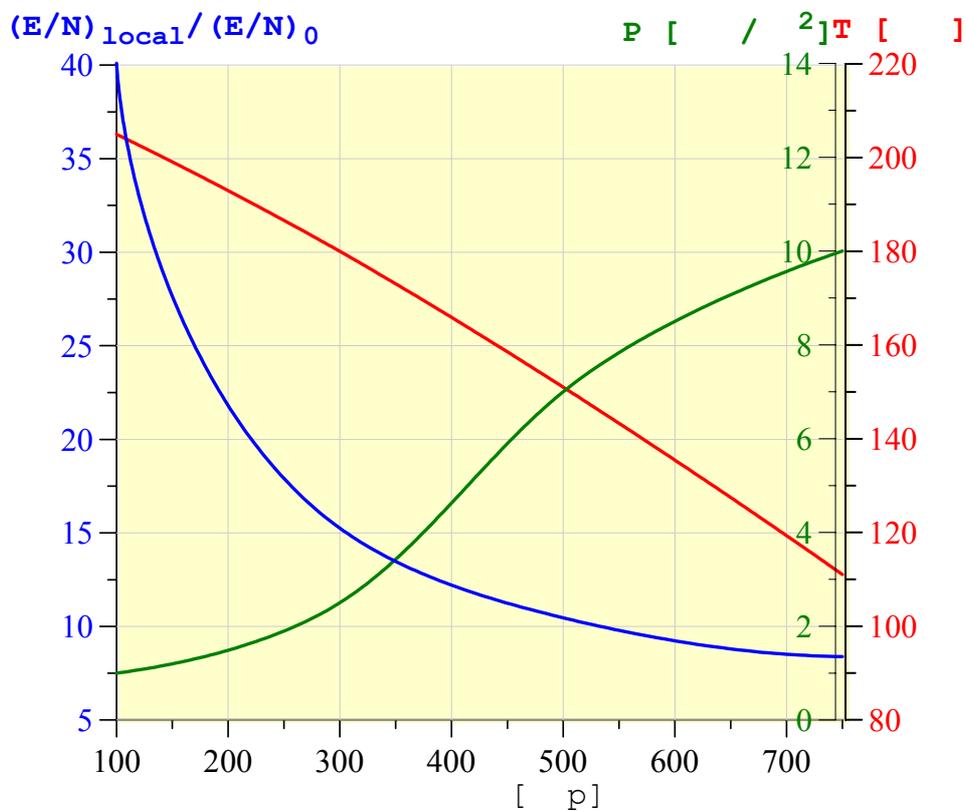


Рис.9. Максимальное локальное усиление приведенного поля, время его достижения и минимальные плотности СВЧ, необходимые для старта лавинной ионизации в зависимости от давления окружающей среды

