

Тема: Лавинно-стримерный переход

Автор: Пек Борис

Постановка задачи

Моделирование лавинно-стримерного перехода в газовой азот-кислородной смеси близкой по составу к воздуху в однородном и неоднородном электрическом поле.

Общие параметры моделей

Газовая смесь: 76% N₂ и 24% O₂. В модели учитывались следующие реакции (всего 45):

Для азота:

- Упругое столкновение N₂ с электроном
- Ионизация молекулярного азота: 15.64 эВ
- Диссоциативная рекомбинация молекулярного иона в основное состояние: -5.85 эВ (N₂⁺ + e → 2N)
- Диссоциация молекулы азота: 9.8 эВ
- 8 реакций возбуждения электронных уровней [эВ]: 6.17, 7, 7.35, 7.36, 7.8, 8.16, 8.4, 8.55
- 8 реакций возбуждения колебательных уровней [эВ]: 0.29, 0.59, 0.88, 1.17, 1.47, 1.76, 2.06, 2.35

Для кислорода:

- Упругое столкновение O₂ с электроном
- Ионизация молекулярного кислорода: 12.1 эВ
- Диссоциативная рекомбинация молекулярного иона в основное состояние: -6.97 эВ (O₂⁺ + e → 2O)
- Диссоциация молекулы кислорода: 5.17 эВ (O₂ + e → 2O + e)
- 5 реакций возбуждения электронных уровней [эВ]: 0.98, 1.63, 4, 6.17, 9.96
- 4 реакций возбуждения колебательных уровней [эВ]: 0.193, 0.383, 0.57, 0.754
- Прилипание: -0.5, 3.64 и -0.5 эВ
(2O₂ + e → O₂ + O₂⁻)
(O₂ + e → O + O⁻)
(O₂ + N₂ + e → O₂⁻ + N₂)

Отлипание:

- O + O⁻ → O₂ + e
- O⁻ + O₂^{*} → O₂ + O + e
- O₂ + O₂⁻ → 2O₂ + e
- O₂^{*} + O₂⁻ → 2O₂ + e

Ион-ионная рекомбинация:

- O₂⁺ + O⁻ → O₂ + O
- O₂⁺ + O₂⁻ → 2O₂
- O₂⁻ + N₂⁺ → O₂ + N₂
- O⁻ + N₂⁺ → O + N₂

Как видно, источниками свободных электронов являются 2 реакции ионизации молекул N_2 и O_2 , а так же 4 реакции отщипывания электронов от отрицательных ионов кислорода.

За гибель свободных электронов ответственны реакции диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов и 3 реакции прилипания к кислороду.

Кроме реакций рождения и гибели электронов, а так же других реакция связанных с изменением заряда частиц, учитывается много реакций, влияющих лишь на энергетический баланс системы. Это реакции возбуждения электронных и колебательных уровней, реакции диссоциации молекул и реакции ион-ионной рекомбинации.

Система уравнений

Использовался пакет CFD-ACE. Для решения данных задач были задействованы следующие модули: течений (Flow), химии (Chemistry/Mixing), плазмы (Plasma), электрический (Electric) и кинетический (Kinetic). Т.е. решалась следующая система уравнений:

Уравнение Пуассона для электрического потенциала φ с учетом объемного заряда:

$$\Delta\varphi = \frac{1}{\varepsilon\varepsilon_0} \left(\sum_i q_i Y_i \frac{\rho_{gaz}}{m_i} + q_e n_e \right) \quad (1)$$

Объемный заряд складывается из слагаемых, связанных с распределением электронов и ионов разных сортов. Y_i – массовая доля частиц i -го типа, ρ_{gaz} – плотность газа.

Уравнения Нернста-Планка для ионов, атомов и молекул:

$$\frac{\partial Y_i}{\partial t} + \text{div}(\mu_i Y_i \nabla \varphi - D_i \nabla Y_i) = S_i \quad (2)$$

Здесь S_i – функция источника частиц. Причем, только рождения частиц i -ого типа. В левой части уравнения присутствуют два слагаемых: дрейфовое (движение частиц вдоль поля) и диффузионное (связанное с тепловым движением частиц).

Кинетическое уравнение для электронов в приближении энергетического спектра:

$$\left\{ \begin{array}{l} V \frac{\partial f_0}{\partial t} - \nabla \cdot \left[\chi \left(\nabla f_0 + \nabla \varphi \frac{\partial f_0}{\partial E} \right) \right] - \frac{\partial}{\partial E} \left[\chi \nabla \varphi \cdot \left(\nabla \varphi \frac{\partial f_0}{\partial E} + \nabla f_0 \right) \right] = VS \\ \vec{f}_1 = -\frac{V}{v} \nabla f_0 - (\nabla \varphi) \frac{V}{v} \frac{\partial f_0}{\partial E} \\ \chi = \frac{V^3}{3v} \\ E = \frac{m_e V^2}{2e} \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \downarrow \\ \text{дрейфовое} \\ \downarrow \\ \text{диффузионное} \end{array} \quad (3)$$

f_0 – функция распределения (ФР) электронов по энергии, которая собственно и вычисляется в CFD. Эта функция изотропна и зависит только от координаты, энергии и времени. Расчет этой функции по первому уравнению дает симметричную картину, поэтому вводится так же первая поправка f_1 , которая рассчитывается из f_0 как показано во втором уравнении системы (3).

Рассмотрим более подробно первое уравнение системы (3). Справа стоит функция источника частиц. Она состоит из нескольких слагаемых:

$$\begin{aligned} S_{ion} &= -\nu_{ion}(E) f_0(E, \vec{r}, t) + 2\nu_{ion}(2E + u_{ion}) f_0(2E + u_{ion}, \vec{r}, t) \\ S_{det} &= \delta(E) I_{det}(\vec{r}, t) \\ S_{rec} &= -\nu_{rec}(E) f_0(E, \vec{r}, t) \quad S_{adh} = -\nu_{adh}(E) f_0(E, \vec{r}, t) \\ S_{exc} &= -\nu_{exc}(E) f_0(E, \vec{r}, t) + \nu_{exc}(E + u_{exc}) f_0(E + u_{exc}, \vec{r}, t) \end{aligned} \quad (4)$$

Реакции ионизации и отлипания являются источником рождения свободных электронов, реакции рекомбинации и прилипания – источником гибели, а реакции возбуждения электронных и колебательных уровней влияют только на энергию свободных электронов. Здесь ν – соответствующие частоты (зависимость частоты от энергии можно получить из сечений реакций), u_{ion} – потенциал ионизации и u_{exc} – порог возбуждения ($\nu(E) = 0$ при $E < u_{\text{exc}}$). При отлипании здесь предполагается, что образуется свободный электрон с нулевой энергией. А сам источник для реакций отлипания не зависит от функции распределения, т.к. отлипание происходит при столкновении тяжелых частиц и важна лишь их интенсивность.

В левой части первого уравнения в системе (3) все также есть дрейфовое и диффузионное слагаемые, но кроме них есть слагаемые, описывающие изменения функции распределения по энергетической координате. “Дрейфовое” слагаемое учитывает “среднее” изменение энергии свободных электронов при взаимодействии с электрическим полем, а второе – диффузионное движение электрона по “энергетической оси”, связанное с хаотическим движением электронов, в результате которого, они могут, как получать энергию от поля при движении против поля, так терять ее при движении вдоль него.

Стример в однородном поле.

Размеры цилиндрической области: радиус – 0.5 мм, длина – 1.02 мм.



Рис.1. Граничные условия (ГУ).

Используемые ГУ на ФР электронов по энергиям:

- Больцмановское распределение (задается на катоде):

$$f_0(E) = \exp\left(-\frac{E}{0.1}\right) \quad (5)$$

- Естественное ГУ (задается на всех остальных границах):

$$\frac{\partial f_0}{\partial n} = 0 \quad (6)$$

Температуры атомов и молекул в области задавались равными фиксированному значению 300К. Это оправданно тем, что ионизационные процессы будут рассчитываться в очень малом промежутке времени (порядка десятка наносекунд). И за это время температура газа не успела бы заметно измениться.

Начальные условия:

- Концентрация электронов 10^{16} 1/м^3 в небольшой ($10 \times 20 \text{ мкм}$) области возле катода.
- В остальной части модели начальная концентрация электронов нулевая.

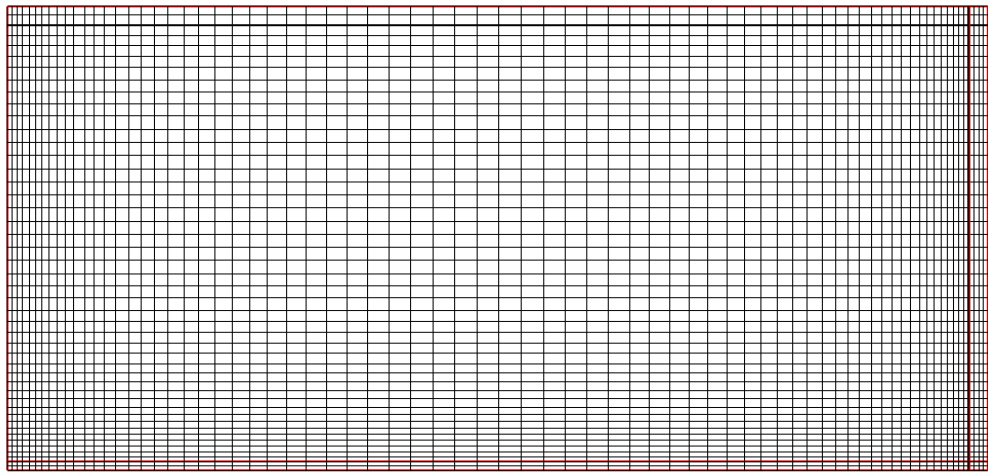


Рис.2. Расчетная сетка.
Размеры: 0.5x1.02 мм
Элементов: 3358
Узлов: 3478

Расчетные сетки в этой и других моделях сделаны довольно грубыми, чтобы время расчета модели было приемлемым. Т.к. решается сложная система уравнений и учитывается много реакций...

Решено 2 задачи:

- $U = 5 \text{ кВ} \Rightarrow E_{\text{ср}} \approx 49 \text{ кВ/см}$
- $U = 10 \text{ кВ} \Rightarrow E_{\text{ср}} \approx 98 \text{ кВ/см}$

Задача 1

Разность потенциалов на электродах 5кВ выбрана, чтобы лавина гарантировано перешла в стимер. При этом среднее поле около 50кВ/см. Для сравнения, в различной технической литературе приводится цифра 24.5кВ/см – напряженность поля, при которой начинаются лавинные процессы в воздухе.

Результаты моделирования

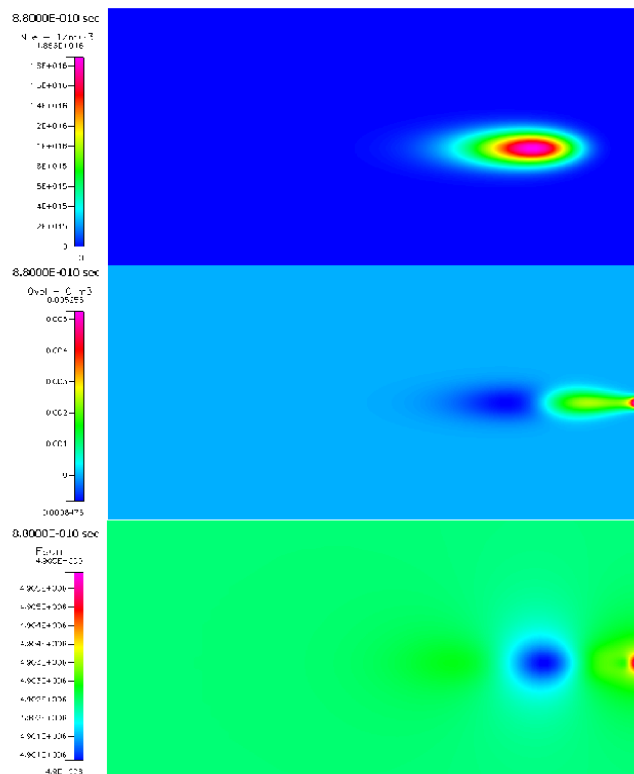


Рис.3. Сверху вниз: распределения концентрации электронов, электрического заряда и модуля напряженности электрического поля в момент времени $t = 0.8800 \text{ нс}$.

Лавина движется от катода (правая граница области) к аноду (левая граница области). Лавина распространяется за счет быстрого движения электронов. За счет диффузии начальный пакет электронов расплывается во всех направлениях. Но из-за дрейфового движения электронов электронное облако вытягивается вдоль электрического поля. Образованные в результате ионизации положительные ионы начинают медленно дрейфовать к аноду. В результате этого происходит пространственное разделение заряда. Наличие объемного электрического заряда, конечно же, влияет на электрическое поле, но при такой концентрации заряда, вносимое им возмущение пренебрежимо мало.

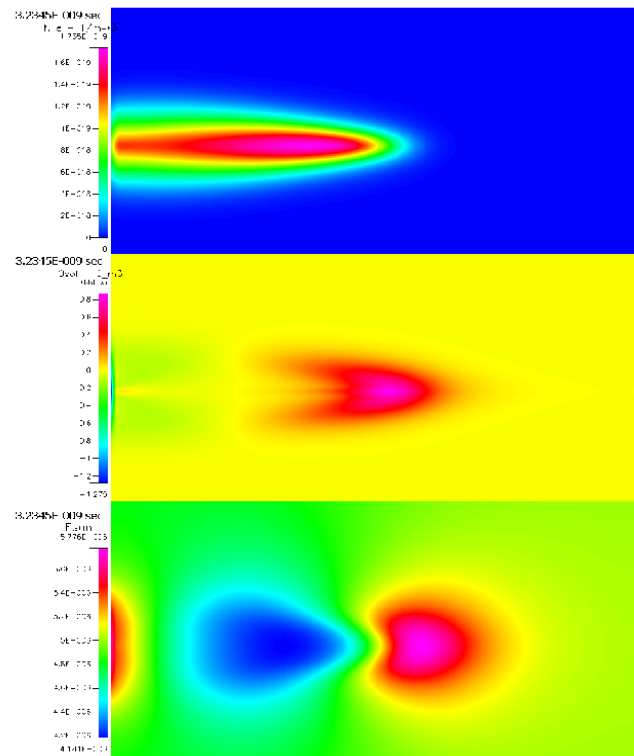


Рис.4. Сверху вниз: распределения концентрации электронов, электрического заряда и модуля напряженности электрического поля в момент времени $t = 3.2345$ нс.

Лавинно-стримерный переход. Образованный лавиной за несколько наносекунд заряд начал уже существенно влиять на внешнее электрическое поле. Основная часть электронного облака еще не достигла анода и продолжает двигаться к нему.

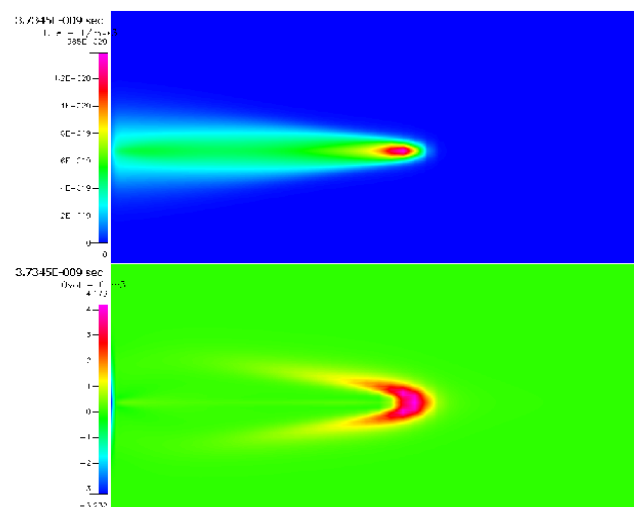


Рис.5. Сверху вниз: распределения концентрации электронов и электрического заряда в момент времени $t = 3.7345$ нс.

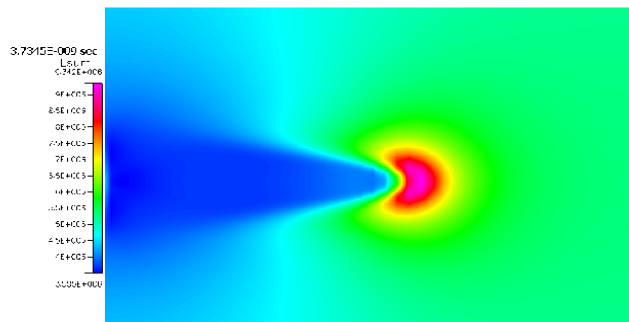


Рис.6. Распределение модуля напряженности электрического поля в момент времени $t = 3.7345$ нс.

Сформированный стример. Видим, что максимум концентрации электронов находится в очень небольшой области, а именно – в головке стримера. При этом концентрация электронов в хвосте стримера отличается от максимума всего в два раза, но из-за того, что в канале присутствуют так же и положительные ионы, суммарный заряд их примерно равен нулю. А значит, в хвосте стримера образовалась область квазинейтральной плазмы. В головке же стримера суммарный заряд положителен. Электрическое поле в плазменном канале сильно ослаблено, а перед головкой стримера имеется скачок поля, который является определяющим фактором в процессе прорастания стримера.

Ниже будут приведены линейные графики вдоль оси симметрии.

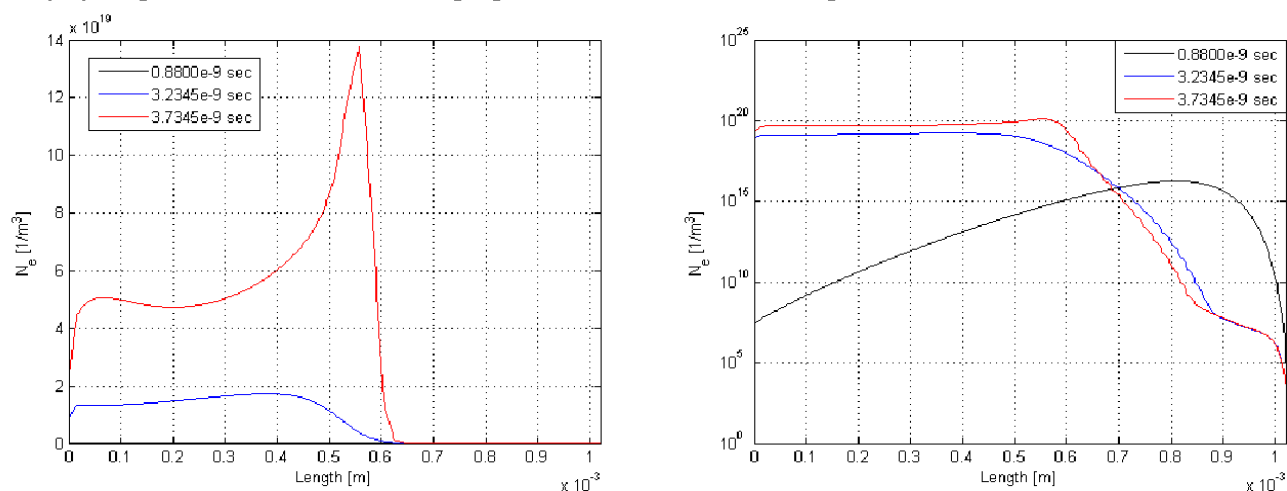


Рис.7. Концентрация электронов в три момента времени.
Слева – шкала в линейном масштабе, справа – в логарифмическом.

В лавине концентрация электронов порядка 10^6 , а в стримере – 10^{20} $1/m^3$. В лавине распределение электронов носит диффузионный характер, а в стримере есть максимум в головке.

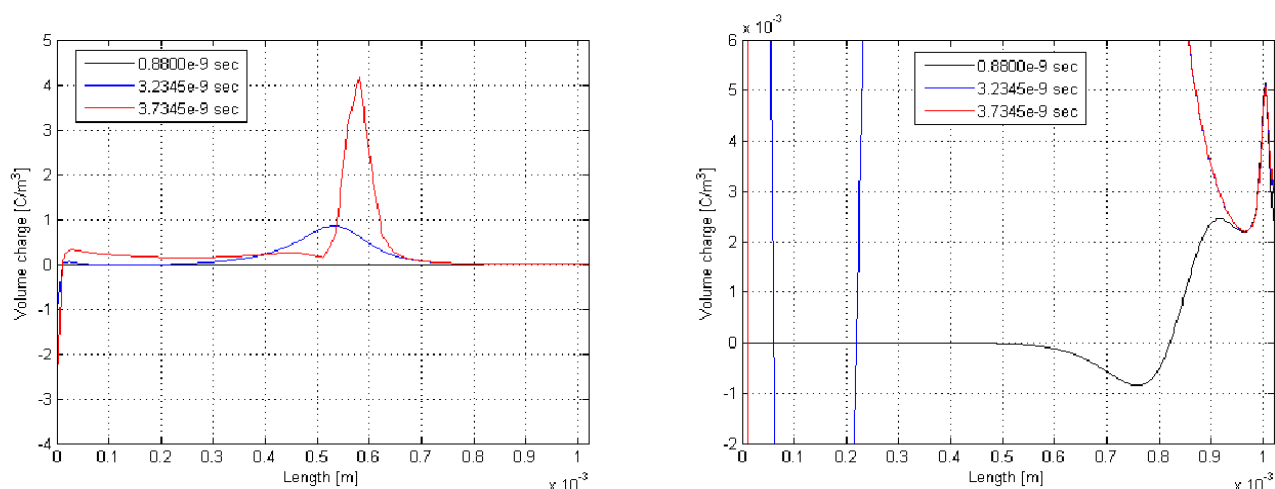


Рис.8. Объемная плотность заряда в три момента времени.
Слева – полная шкала, справа – обрезанная.

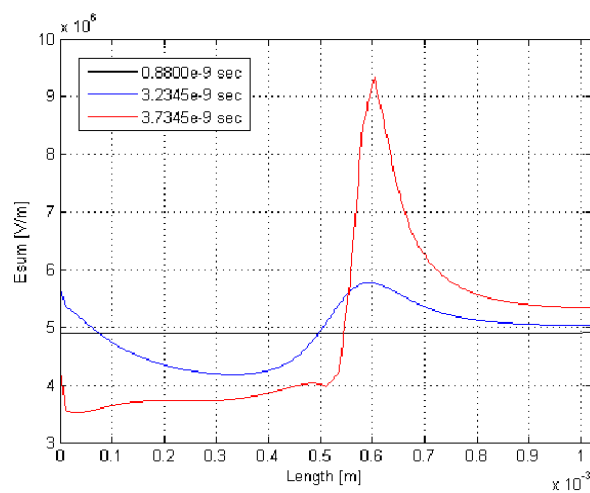


Рис.9. Электрическое поле в три момента времени.

Видим, что в промежутке между головкой стримера и анодом поле и суммарный заряд не равны нулю, хоть и понижены. Это связано с тем, что лавина перешла в стример, не достигнув анода, и этот промежуток заполнен ионами, оставшимися от лавины.

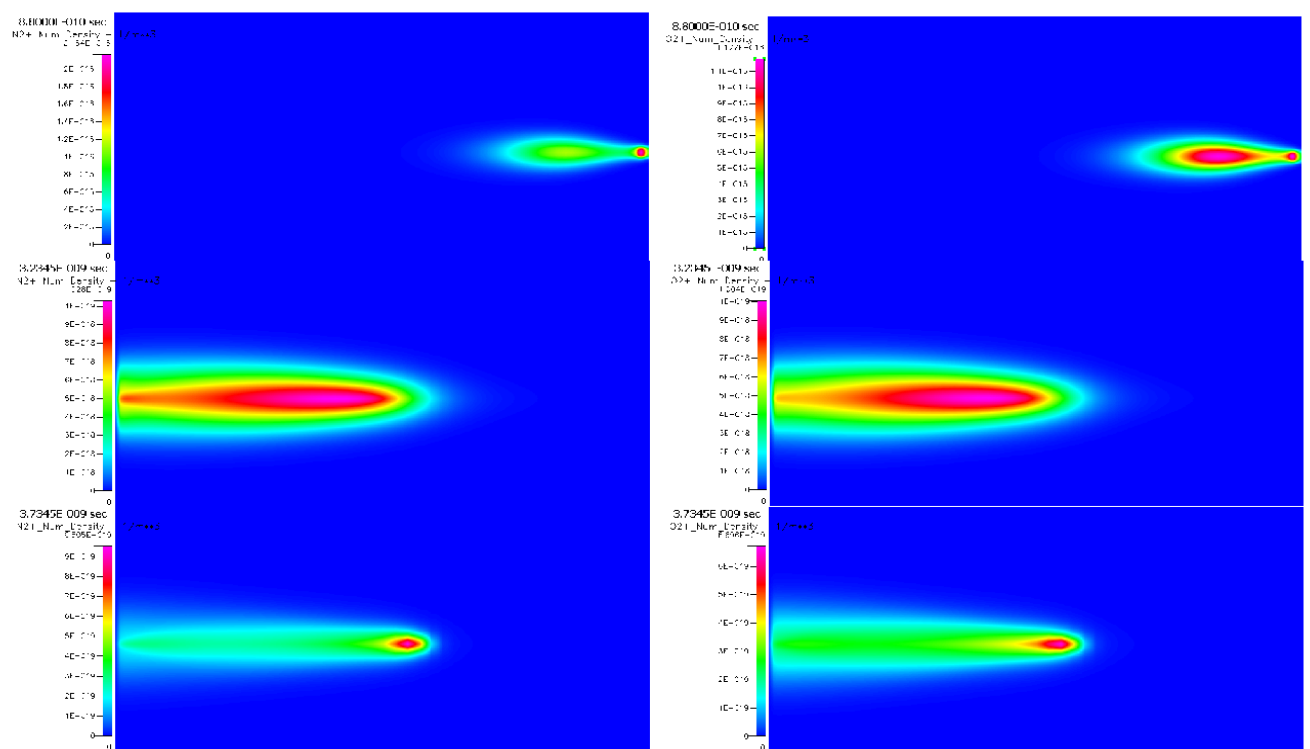


Рис.10. Концентрация положительных ионов N_2^+ (слева) и O_2^+ (справа).

Сверху вниз показаны распределения в моменты времени:

0.8800, 3.2345 и 3.7345 нс.

Лавина быстро распространяется к аноду за счет движения электронов, а образованные в результате ионизации положительные ионы медленно дрейфуют назад к катоду.

Лавина, не достигнув анода, перерождается в стример и образуется много ионов в приэлектродной области.

Сформировавшийся стример прорастает к катоду. Максимум концентрации положительных ионов расположен в головке стримера, где наиболее интенсивно идут процессы ионизации.

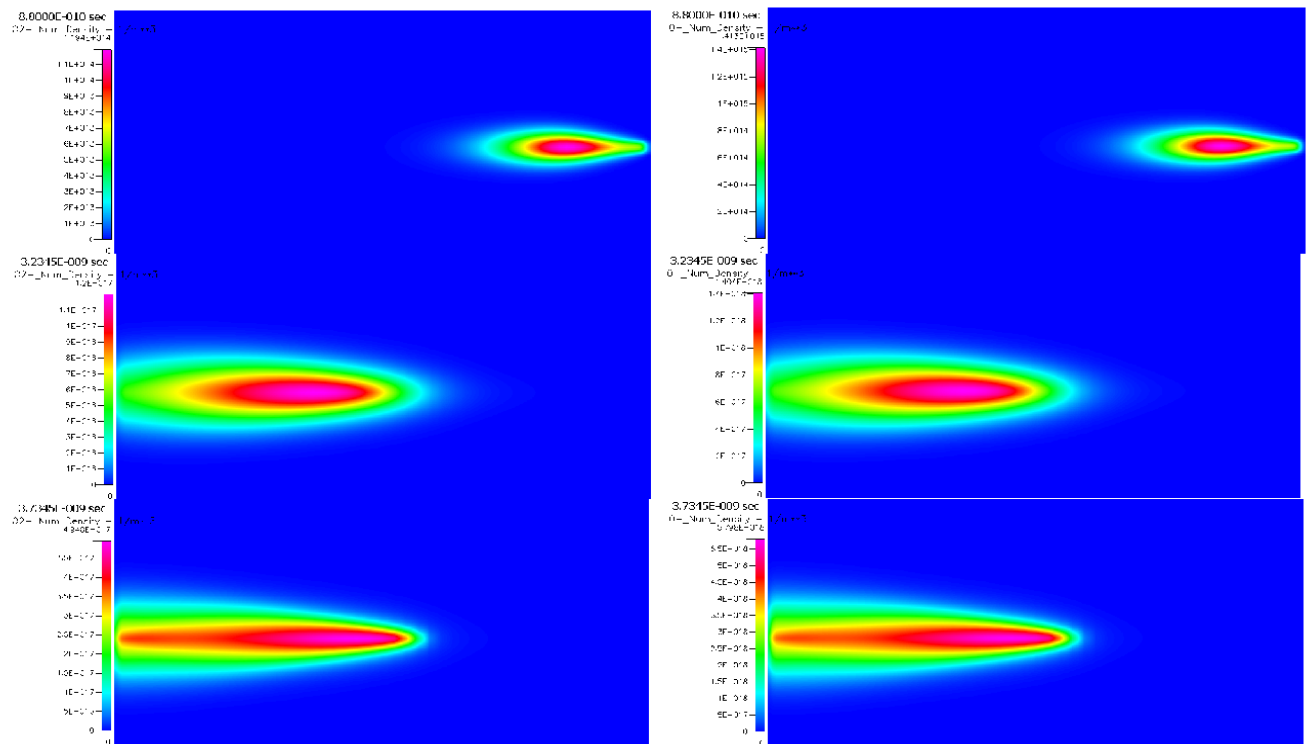


Рис.11. Концентрация отрицательных ионов O_2^- (слева) и O^- (справа).
Сверху вниз показаны распределения в моменты времени:
0.8800, 3.2345 и 3.7345 нс.

Максимальная концентрация отрицательных ионов соответствует области максимума реакций прилипания. Видно, что эта область находится позади лавины и в хвосте стримера.

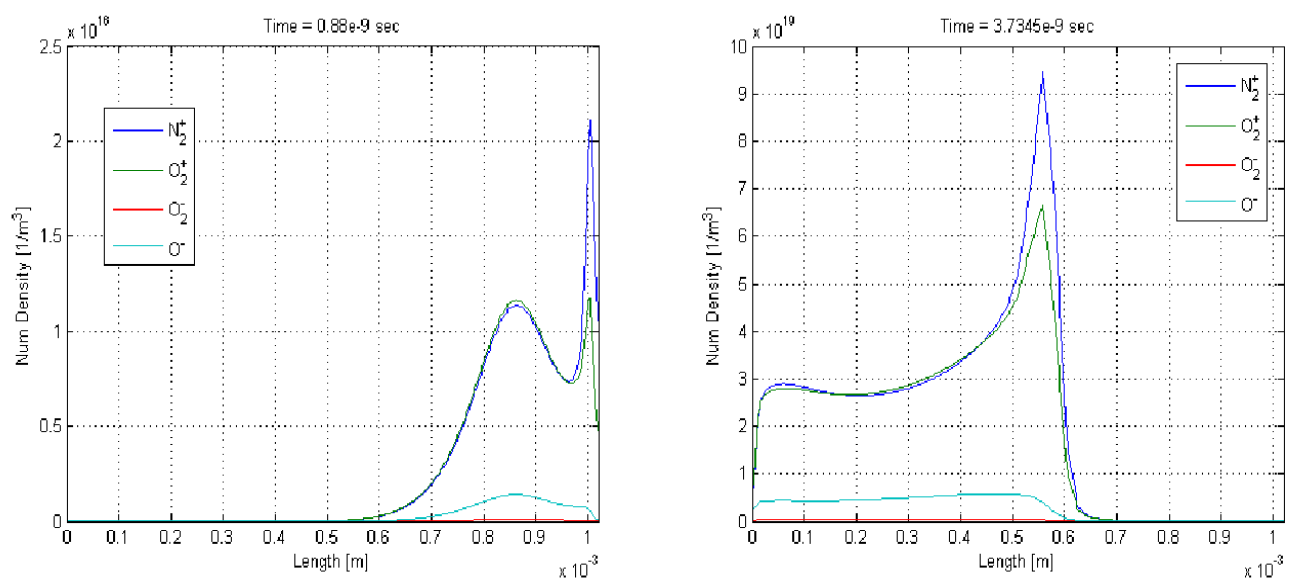


Рис.12. Концентрация ионов N_2^+ , O_2^+ , O_2^- и O^- .
Слева – в лавине, справа – в стримере.

Из линейных графиков видно, что концентрация отрицательных ионов на порядок ниже концентрации положительных.

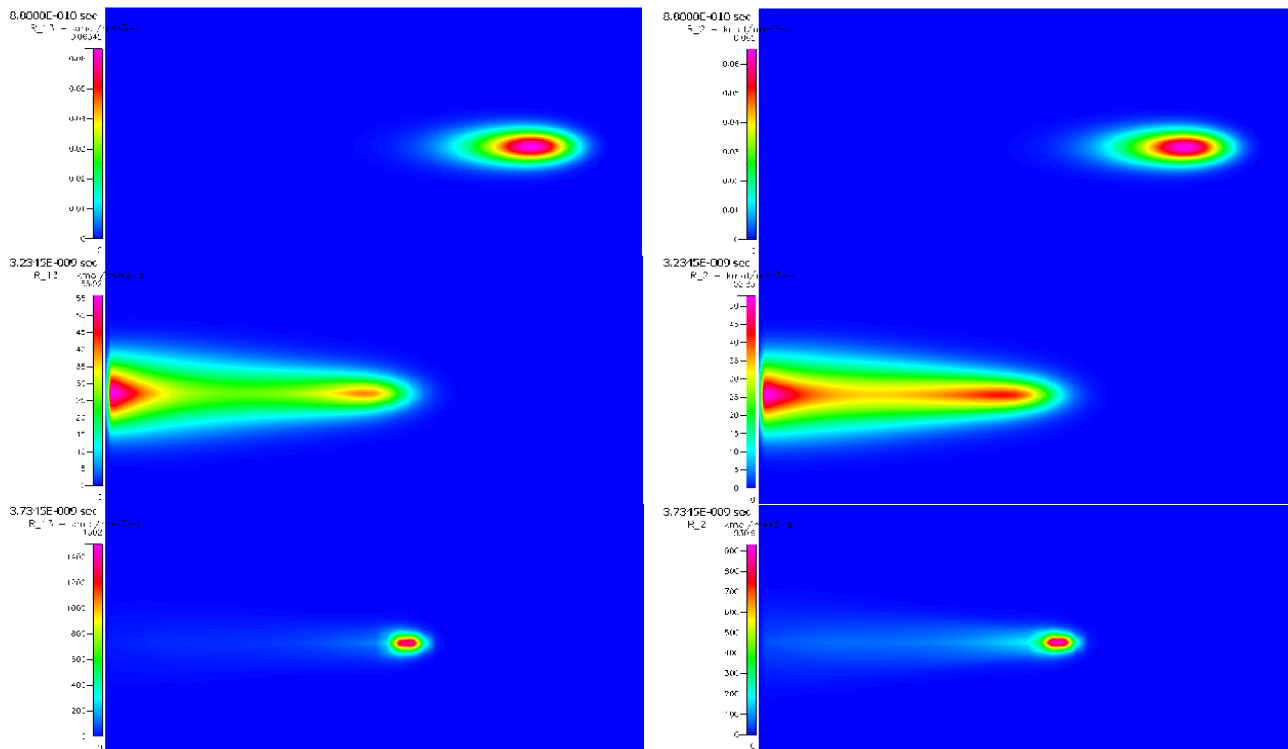


Рис.13. Интенсивности ионизации N_2 (слева) и O_2 (справа).
Сверху вниз показаны распределения в моменты времени:
0.8800, 3.2345 и 3.7345 нс.

Видим, что пространственная картина интенсивности ионизации молекулярного азота и кислорода почти одинаковы и отличаются лишь численными значениями, причем в лавине различие пренебрежимо мало, а в сформировавшемся стримере интенсивность ионизации азота на 38% больше. Далее рассмотрим процесс лавинно-стримерного перехода подробнее.

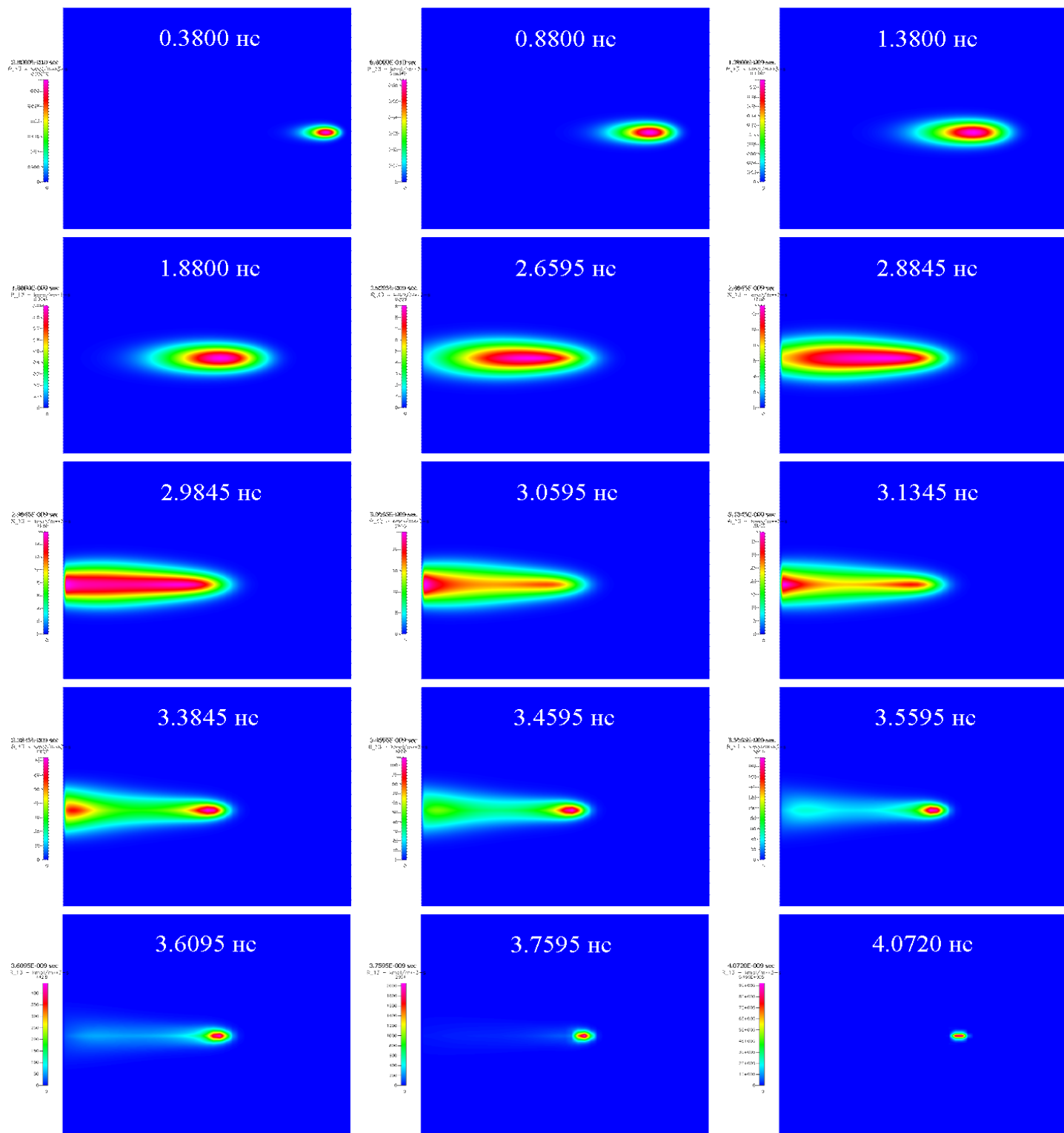


Рис.14. Интенсивности ионизации N_2 .

Из-за того, что электронное облако в процессе движения лавины сильно расплывается по направлению к аноду, некоторые электроны успевают достичь анода и вызвать там всплеск ионизации, когда основная часть электронного облака еще продолжает движение к аноду.

В данной модели так получилось, что непосредственно у анода образовалась область, где интенсивность ионизации того же порядка, что и в лавине.

В процессе лавинно-стримерного перехода объемный заряд в области продолжает увеличиваться, и его поле становится сравнимым с внешним приложенным полем, а затем оно становится определяющим. Т.к. внешнее поле однородно и на аноде задана реакция гибели электронов, интенсивность ионизации вблизи поверхности анода становится меньше чем в головке лавины и положительный стример начинает прорастать к катоду из головки лавины, а не от анода.

В сформировавшемся положительном стримере максимум ионизации находится в очень узкой области – в головке стримера. В хвосте стримера ионизация тоже происходит, но ее интенсивность на два порядка меньше.

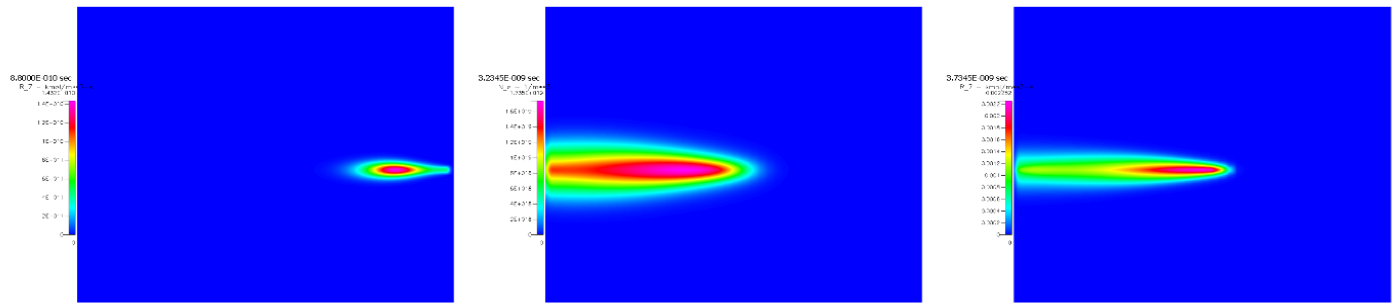


Рис.15. Интенсивность реакции отлипания:
 $O + O^- \rightarrow O_2 + e$

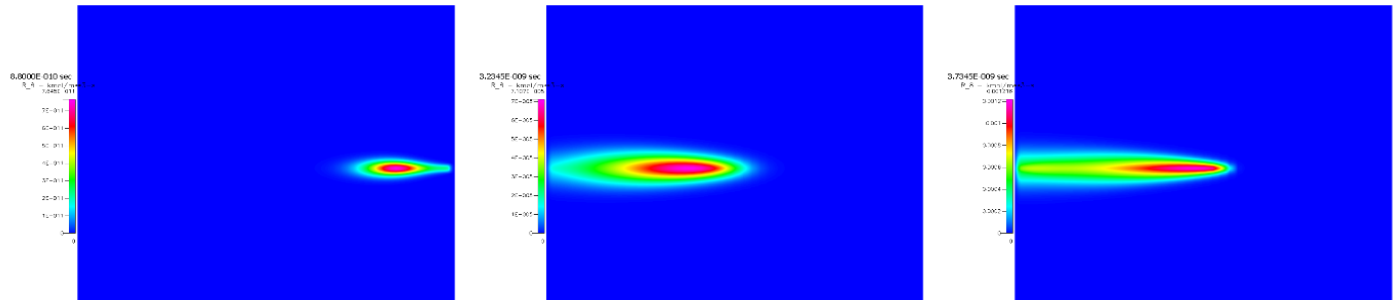


Рис.16. Интенсивность реакции отлипания:
 $O^- + O_2^* \rightarrow O_2 + O + e$

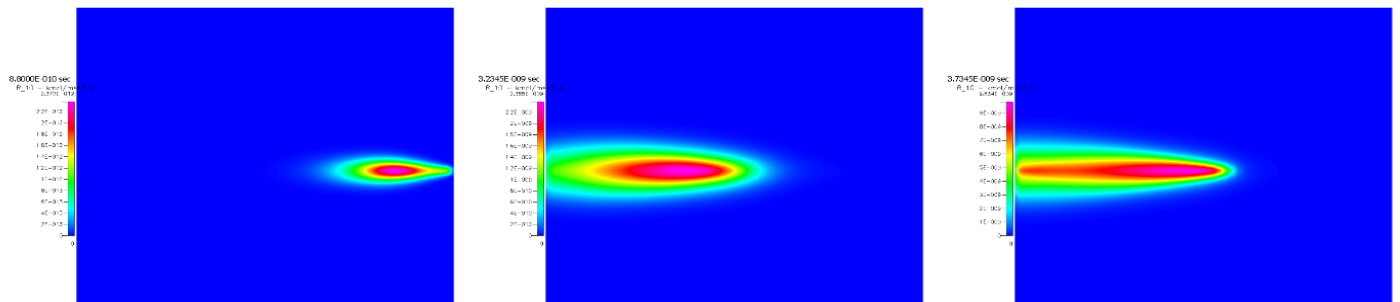


Рис.17. Интенсивность реакции отлипания:
 $O_2 + O_2^- \rightarrow 2O_2 + e$

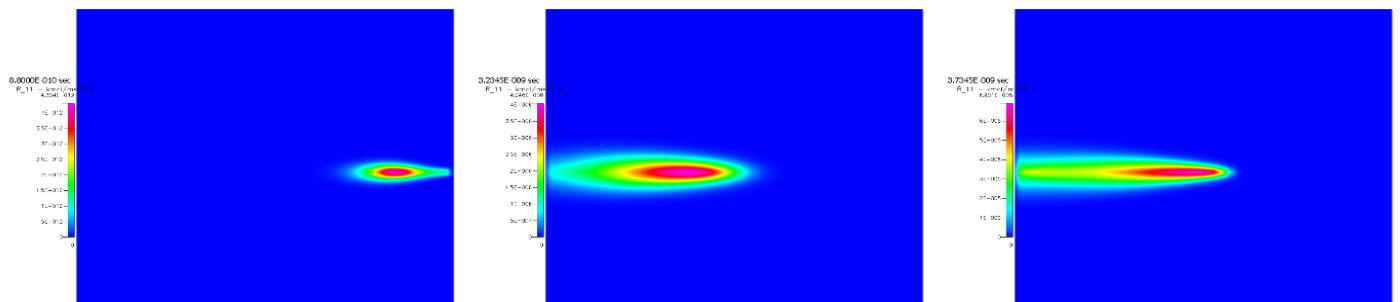


Рис.18. Интенсивность реакции отлипания:
 $O_2^* + O_2^- \rightarrow 2O_2 + e$

Реакции отлипания тоже являются источником свободных электронов. Из контурных графиков видно, что отлипание максимально в хвосте лавины и в хвосте стримера.

Ниже будут представлены линейные графики интенсивностей реакций ионизации и отлипания вдоль оси симметрии.

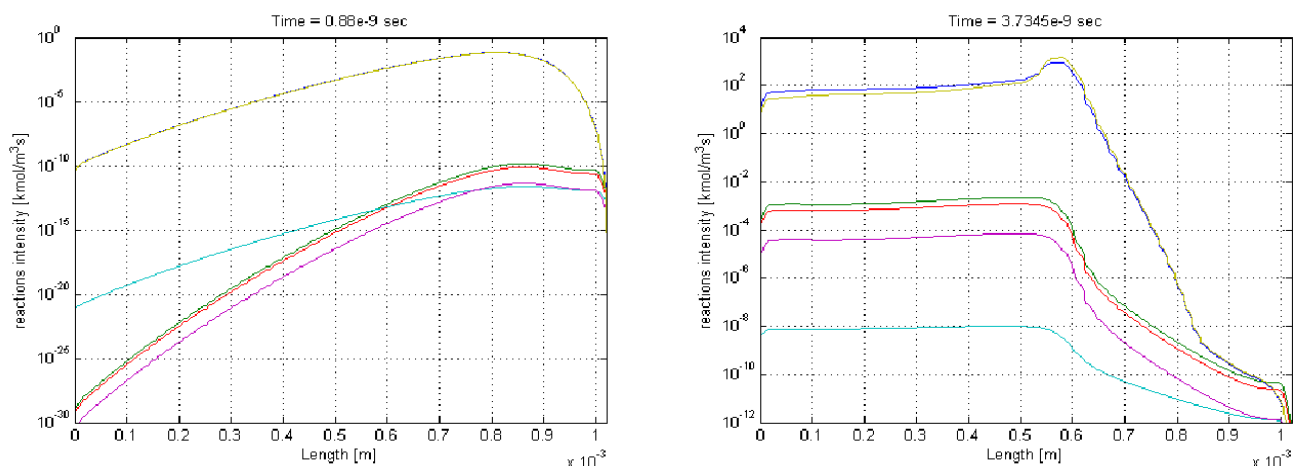
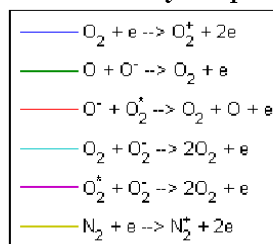


Рис.19. Интенсивности реакций ионизации и отлипания.

Слева – в лавине, справа – в стримере.

Цвета соответствуют реакциям:



Графики представлены в логарифмическом масштабе по оси Y. Видно, что интенсивность реакций отлипания на 6 порядков меньше интенсивности реакций ионизации в лавине, на 4 порядка в хвосте стримера и на 6 порядков – в головке стримера.

Для сравнения с экспериментальными данными полезно вывести контурные графики интенсивности свечения, т.е. излучения в единицу времени. На фотоснимках стримеров на самом деле получаются интегральные изображения за время, равное времени экспозиции. Но измерительная техника постоянно совершенствуется и уже сейчас некоторые научные группы используют время экспозиции порядка сотен пикосекунд.

Интенсивность свечения:

$$I = const \cdot \sum_i R_i E_i \quad (7)$$

I – интенсивность свечения [Вт/см³]

i – номер реакции возбуждения

R_i – интенсивность реакции возбуждения [кмоль/м³ с]

E_i – энергия реакции возбуждения [эВ]

$const$ – размерная константа

$$const = 6.02e26 \cdot 1.6e-19 \cdot 1e-6$$

$$6.02e26 \quad \text{кмоль} \rightarrow 1$$

$$1.6e-19 \quad \text{эВ} \rightarrow \text{Дж}$$

$$1e-6 \quad \text{м}^3 \rightarrow \text{см}^3$$

E_i в инфракрасном диапазоне [эВ]:

0.193, 0.29, 0.383, 0.57, 0.59, 0.754, 0.88, 0.98

E_i в оптическом диапазоне [эВ]:

1.17, 1.47, 1.63, 1.76

E_i в ультрафиолетовом диапазоне [эВ]:

2.06, 2.35, 4, 6.17, 6.19, 7, 7.35, 7.36, 7.8,

8.16, 8.4, 8.55, 9.96, 11

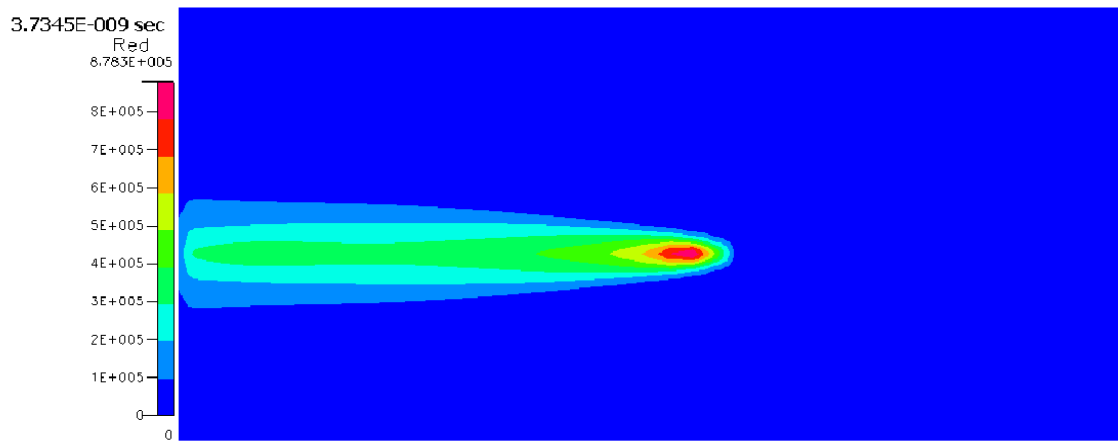


Рис.20. Интенсивность свечения.
ИК-излучение. $I_{\max} \sim 10^5$ [Вт/см³]

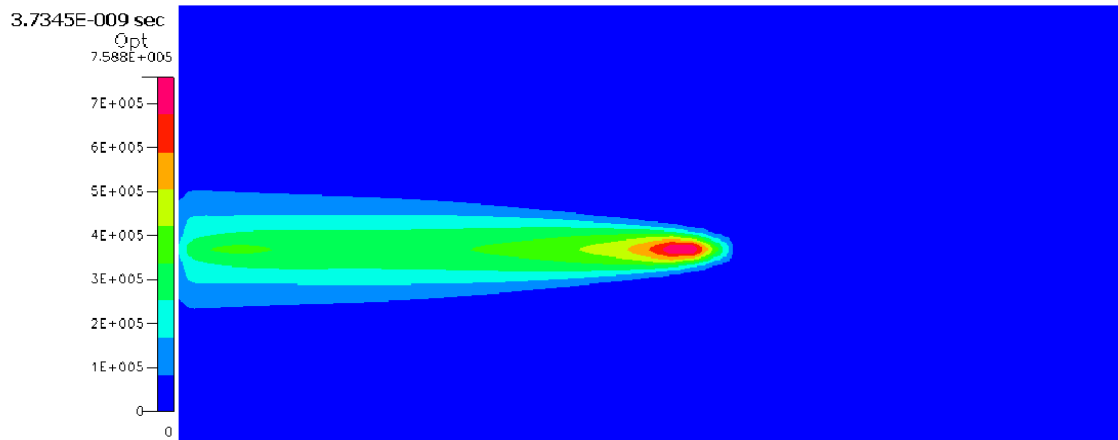


Рис.21. Интенсивность свечения.
Видимый свет. $I_{\max} \sim 10^5$ [Вт/см³]

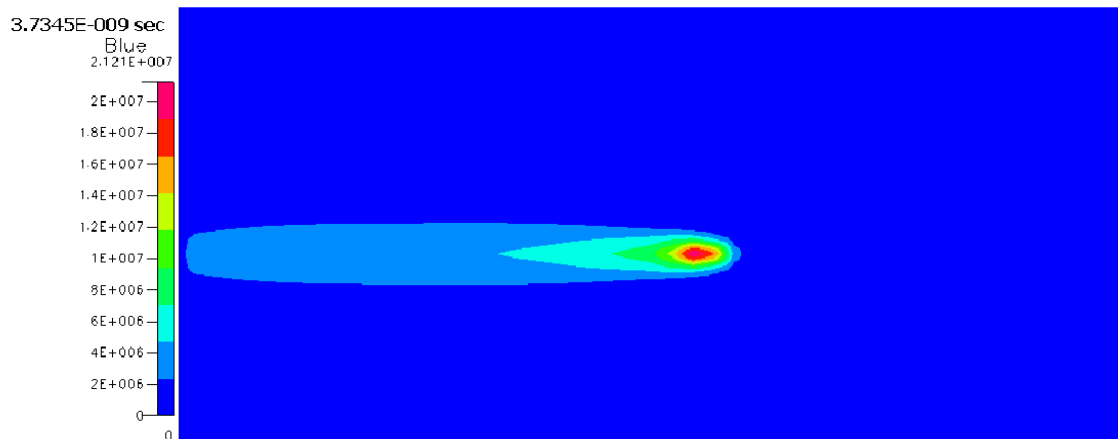


Рис.22. Интенсивность свечения.
УФ излучение. $I_{\max} \sim 10^7$ [Вт/см³]

Поскольку в данной модели реакции перехода возбужденных частиц в другие состояния и в основное состояние не учитываются, то для оценки интенсивности свечения используются реакции возбуждения.

Все реакции возбуждения были условно разделены по энергии на три диапазона: инфракрасный, оптический и ультрафиолетовый. И по формуле рассчитана интенсивность свечения в каждом из них. Для видимого света интенсивность излучения получилась порядка 100 кВт/см³.

Задача 2

В следующей задаче разность потенциалов на электродах и соответственно внешнее поле были увеличены в два раза, чтобы лавина переросла в стример вдали от анода с образованием двух стримеров: отрицательного (анодонаправленного) и положительного (катодонаправленного).

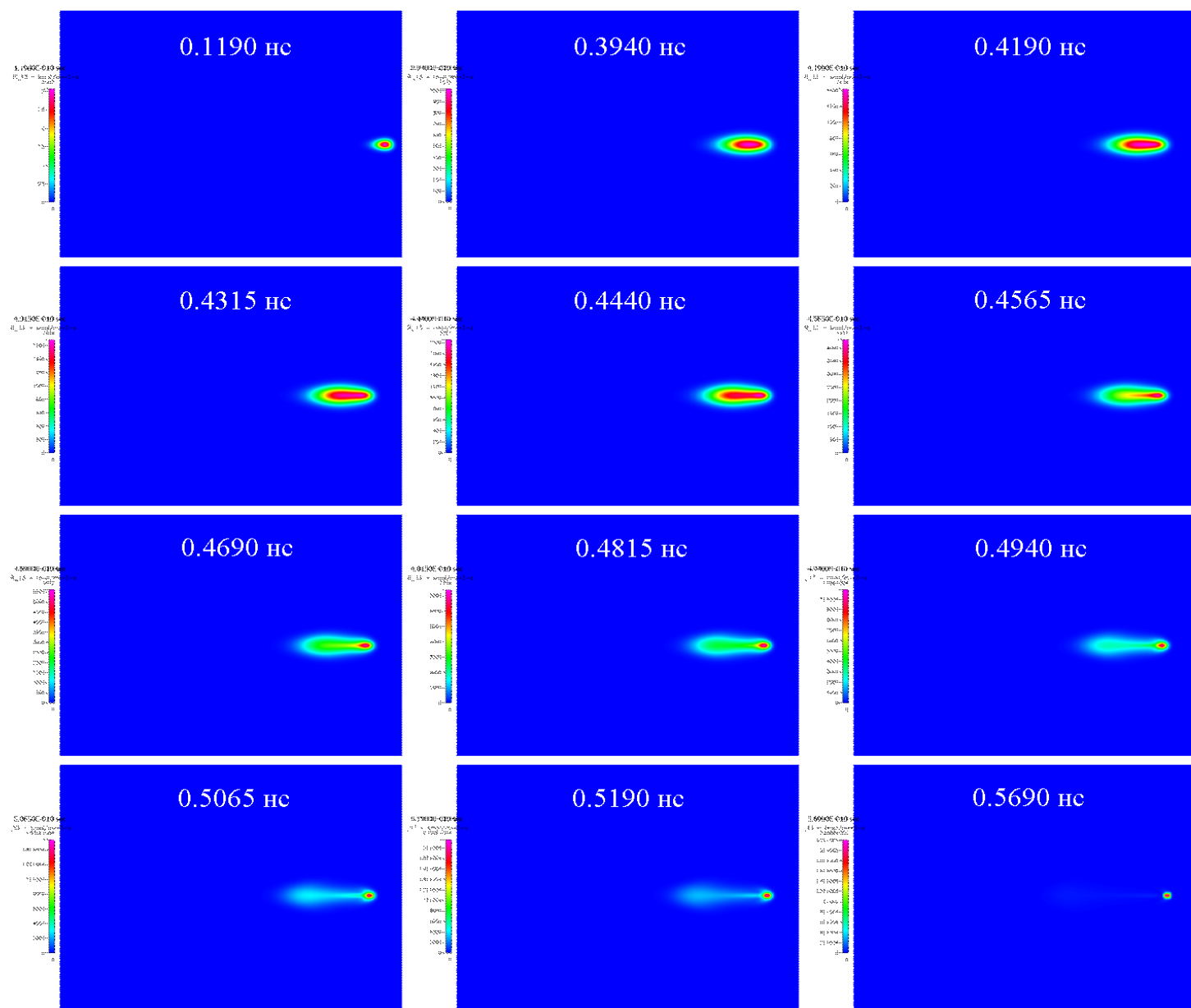


Рис.23. Интенсивность ионизации N_2 .

Здесь приведены контурные графики интенсивности реакции ионизации азота в различные моменты времени для анализа лавинно-стримерного перехода. Все стадии были описаны в предыдущей задаче. За исключением всплеска ионизации у анода отличий не видно.

А где же отрицательный стример? На самом деле он есть, просто в приведенном масштабе значений интенсивности его не видно.

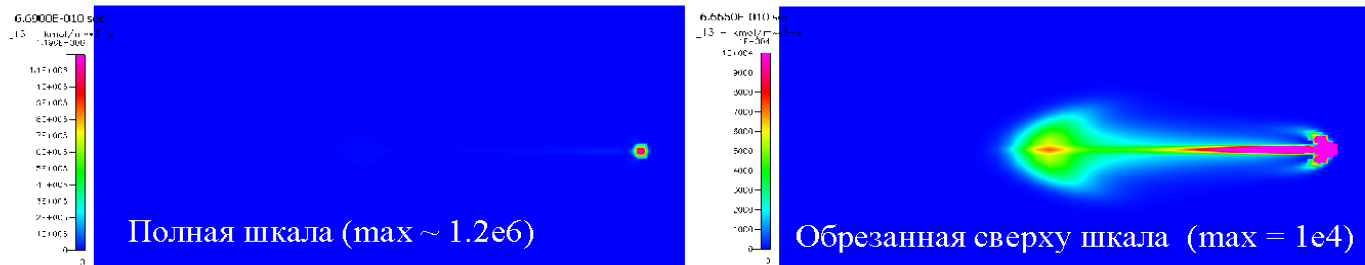


Рис.24. Интенсивность ионизации N_2 .
Момент времени: $t = 0.669$ нс.

На графике справа отчетливо видна область, соответствующая головке отрицательной лавины. Головка отрицательного стримера больше чем у положительного и она расширяется в процессе прорастания.

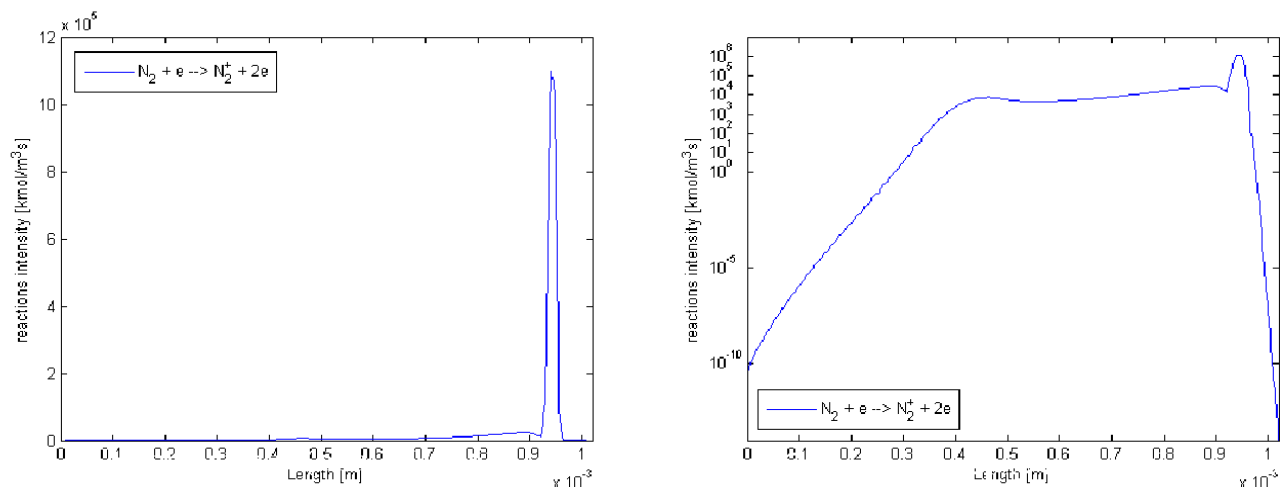


Рис.25. Интенсивность ионизации N_2 .
График вдоль оси симметрии в обычном (слева) и логарифмическом (справа) масштабе по оси Y.
Момент времени: $t = 0.669$ нс.

Из нижнего графика справа видно, что интенсивность ионизации отрицательного стримера на два порядка меньше, чем у положительного.

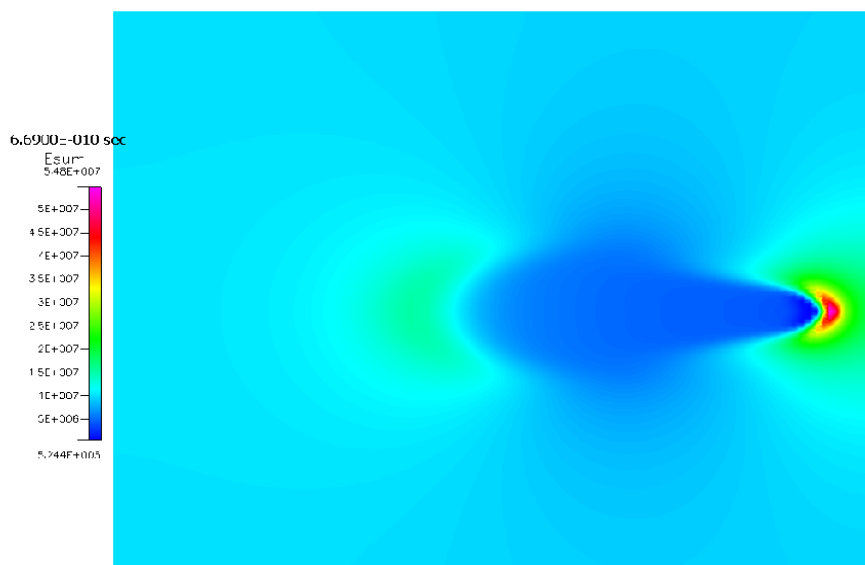


Рис.26. Распределение модуля электрического поля.
Момент времени: $t = 0.669$ нс.

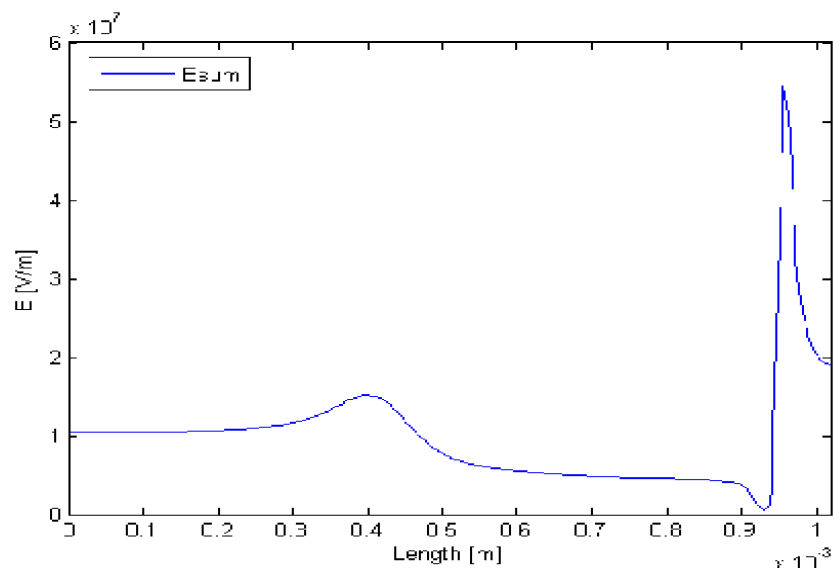


Рис.27. Модуль электрического поля вдоль оси симметрии.
Момент времени: $t = 0.669$ нс.

Как видно из графиков модуля электрического поля, поле в хвостах стримеров понижено, а максимальные значения поля перед головками в данный момент времени больше внешнего поля в 1.5 раза для отрицательного стримера и 5.5 раза для положительного.

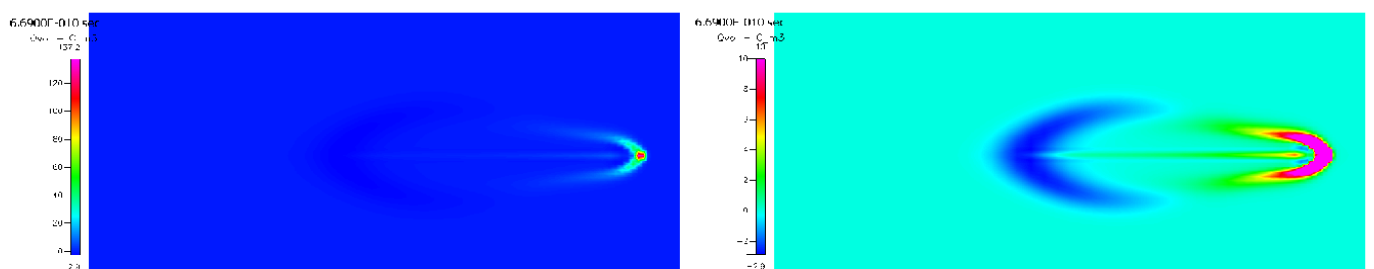


Рис.28. Распределение электрического заряда.
Слева – полная шкала: от -2.9 до 137.2 Кл/м³.
Справа – обрезанная шкала: от -2.9 до 10 Кл/м³.

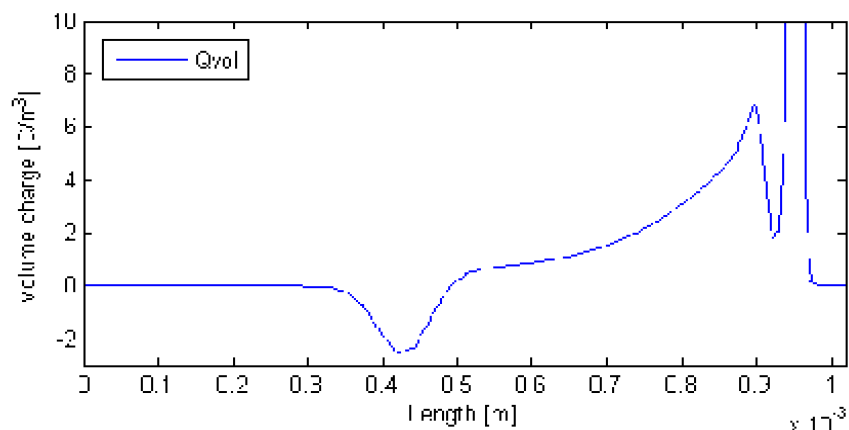


Рис.28. Плотность электрического заряда вдоль оси симметрии.
Момент времени: $t = 0.669$ нс.

Из графиков распределения электрического заряда видно, почему стримеры называются положительным и отрицательным. Так же видно, что суммарный заряд всех заряженных частиц в хвостах стримеров близок к нулю.

К сожалению, размер элементов расчетной сетки в области больших градиентов оказался недостаточно малым. Этим объясняются полученные особенности на оси симметрии в рассчитанной модели.

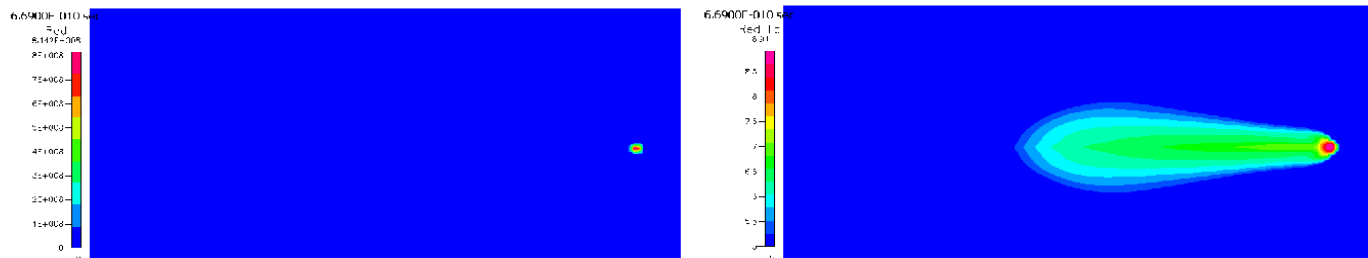


Рис.29. Интенсивность свечения в обычном (слева) и логарифмическом (справа) масштабе.
ИК-излучение. $I_{\max} \sim 10^8$ [Вт/см³]

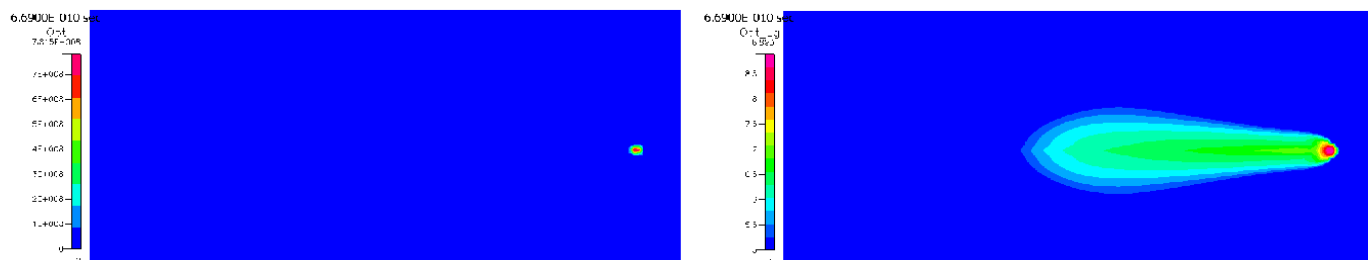


Рис.30. Интенсивность свечения в обычном (слева) и логарифмическом (справа) масштабе.
Видимый свет. $I_{\max} \sim 10^8$ [Вт/см³]

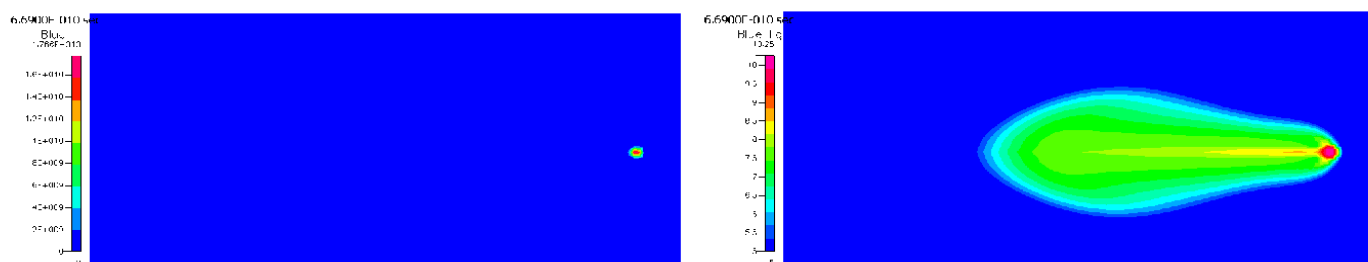


Рис.31. Интенсивность свечения в обычном (слева) и логарифмическом (справа) масштабе.
Видимый свет. $I_{\max} \sim 10^{10}$ [Вт/см³]

Слева на рисунках 29-30 представлены контурные графики интенсивности свечения в обычном линейном масштабе. На них виден только резкий максимум в области головки положительного стримера. Поэтому на графиках справа те же распределения показаны в логарифмическом масштабе. Минимальное значение по шкале 10^5 выбрано таким образом, чтобы было хорошо видно область свечения в отрицательном стримере. Видно, что интенсивность излучения видимого света в отрицательном стримере на 2 порядка ниже, чем в положительном.

Стример в неоднородном поле.

Задачи с однородным полем были рассмотрены, чтобы было проще проанализировать физические процессы, происходящие в процессе лавинно-стримерного перехода. С практической точки зрения гораздо важнее рассмотреть стримеры в неоднородном поле, поскольку они существенно чаще встречаются в природе.

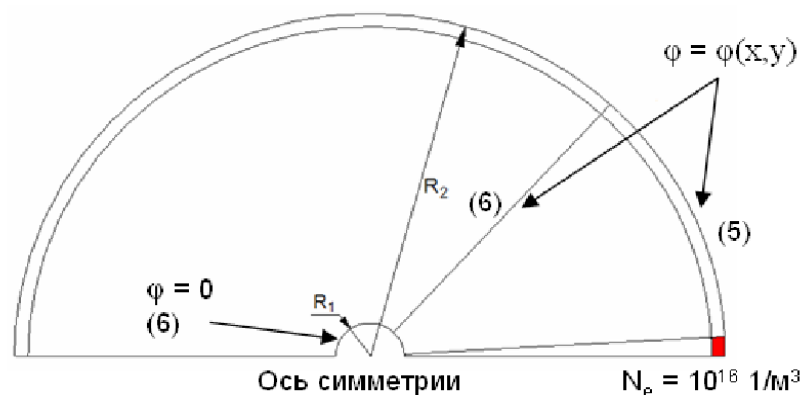


Рис.32. Граничные условия.

В качестве ГУ в электрическом модуле задавалось распределение потенциала, полученное аналитически в задаче о заряженной сфере:

$$\varphi(x, y) = U \cdot \left(\frac{R_1}{\sqrt{x^2 + y^2}} - 1 \right) \quad (8)$$

Начальные условия аналогичны модели с однородным полем. Лавина и стример распространяются лишь в узкой области вблизи оси симметрии, и можно рассчитывать сектор круга вместо полного сечения.

Решено 2 задачи:

- $R_1 = 1 \text{ мм}, R_2 = 2.01 \text{ м}, U = 10 \text{ кВ} \Rightarrow E_{\text{ср}} \approx 49.5 \text{ кВ/см}, K \approx 2$
- $R_1 = 50 \text{ мкм}, R_2 = 520 \text{ мкм}, U = 2 \text{ кВ} \Rightarrow E_{\text{ср}} \approx 38 \text{ кВ/см}, K \approx 10$

Здесь K – коэффициент неоднородности поля.

Задача 3

Для начала была рассчитана модель со слабонеоднородным полем ($U = 10 \text{ кВ}, K \approx 2$).

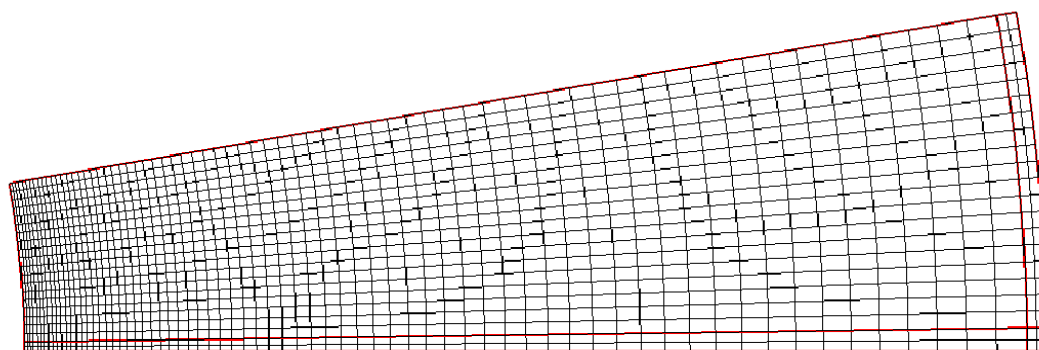


Рис.33. Расчетная сетка.

$R_1 = 1 \text{ мм}, R_2 = 2.01 \text{ мм}$

Элементов: 1491

Узлов: 1584

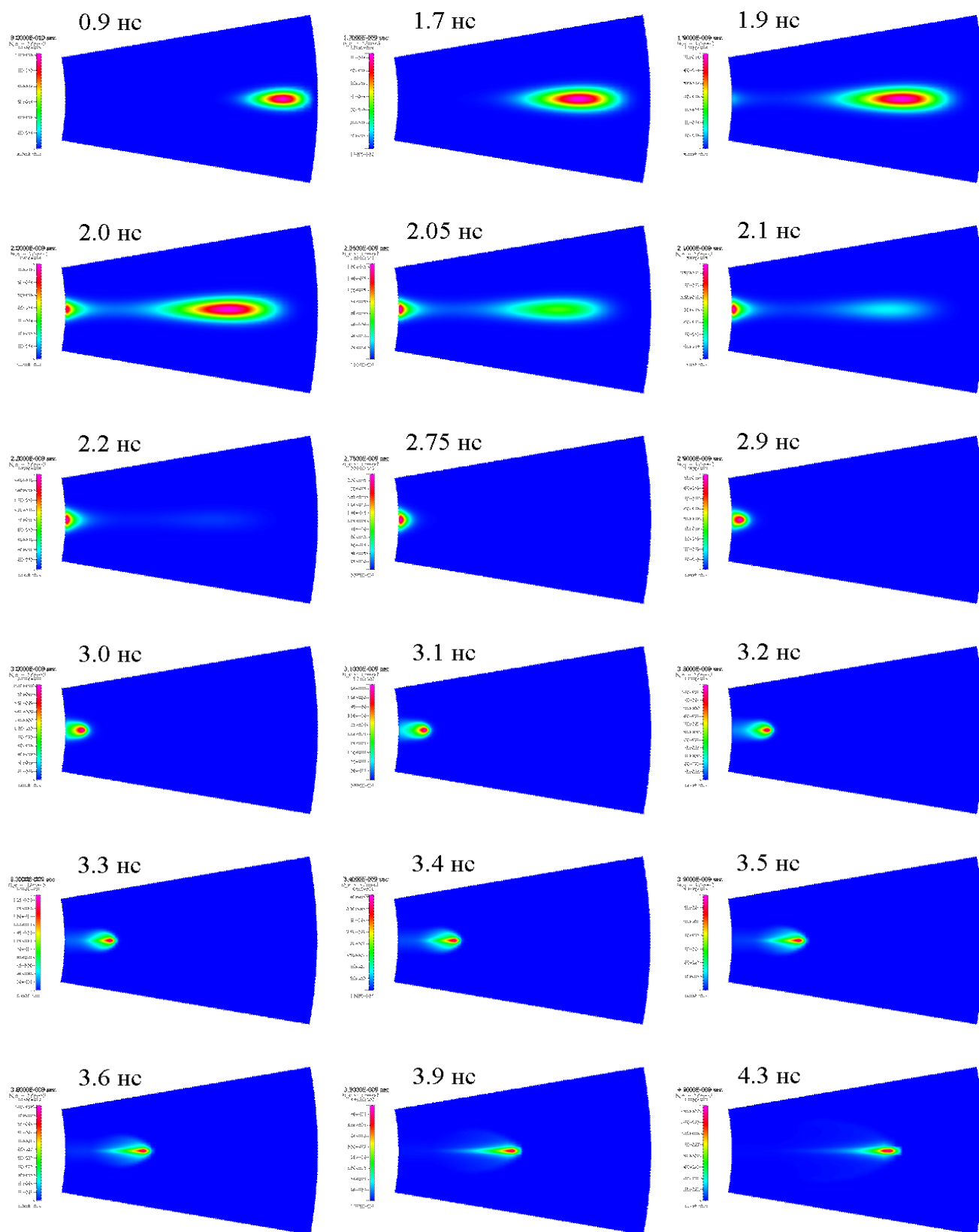


Рис.34. Концентрация электронов.

Сферический электрод большего радиуса является катодом, и от него лавина движется к аноду, втягиваясь в область с более сильным электрическим полем. Когда первые свободные электроны достигают анода, возле его поверхности начинается интенсивная ионизация газа. Концентрация свободных электронов близи анода резко возрастает, и от анода начинает прорастать положительный стример. Такой стример обычно называют отраженным. Поскольку стример вблизи анода начинает формироваться еще до того, как лавина достигнет его, то концентрация свободных электронов в межэлектродной области в этом случае на несколько порядков выше, чем было в случае с однородным полем. Следовательно, у него выше интенсивность ионизации и скорость прорастания к катоду.

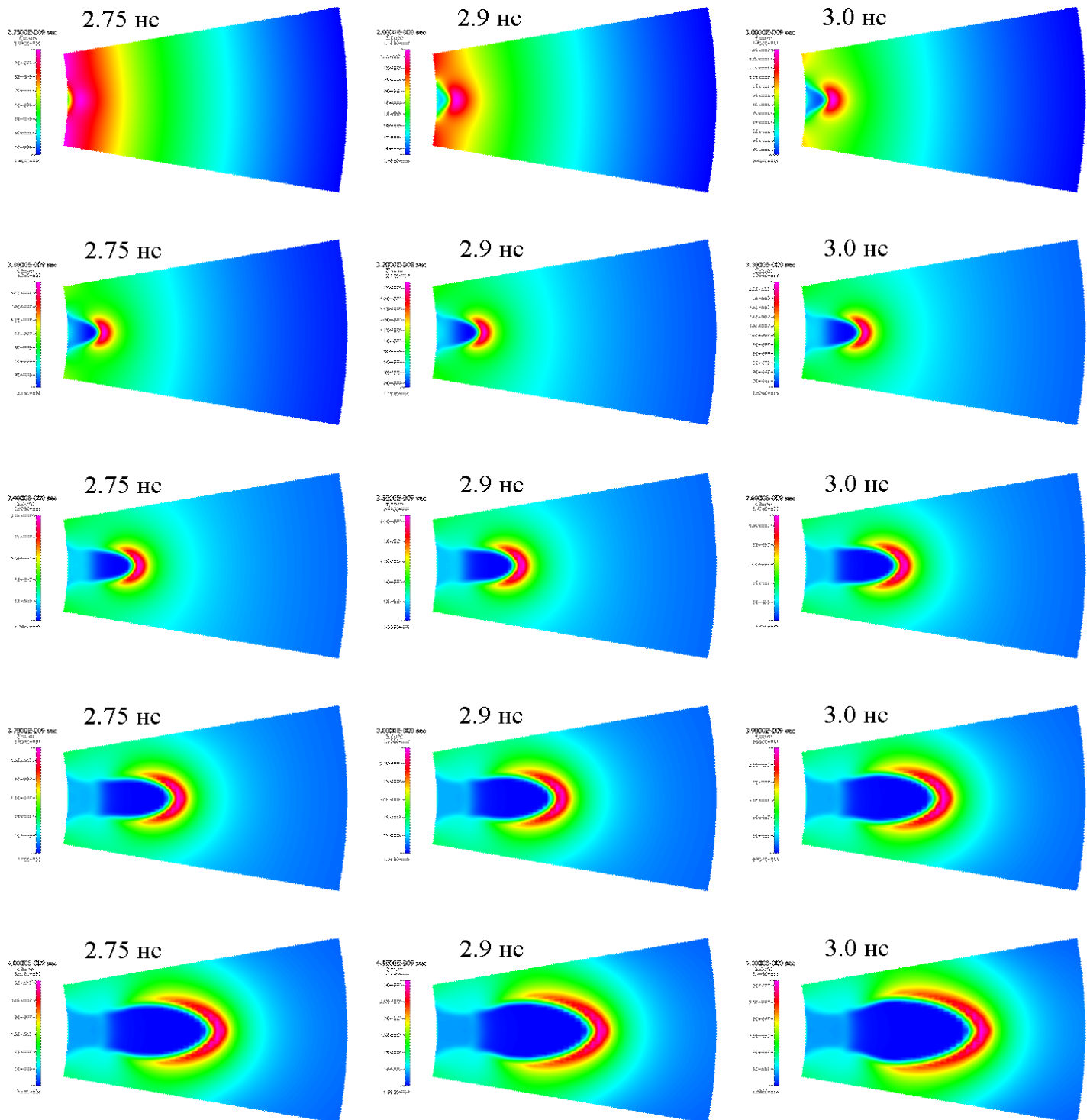


Рис.35. Электрическое поле.

На контурных графиках модуля электрического поля хорошо видно процесс образования и прорастания положительного стримера. Отчетливо видны область повышенного электрического поля перед головкой стримера и область пониженного электрического поля в хвосте стримера, что соответствует области квазинейтральной плазмы. Возле анода наблюдается также область распада плазмы. Лучше всего это видно на линейном графике вдоль оси симметрии.

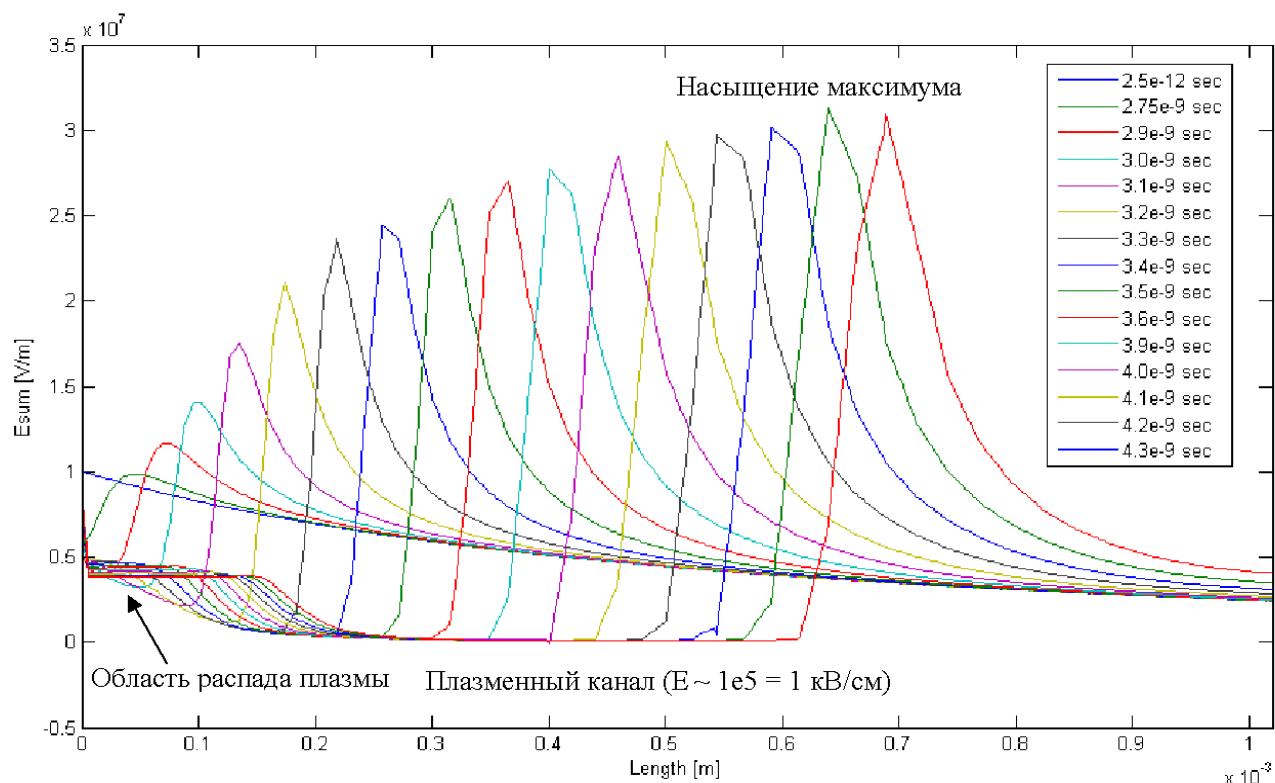


Рис.36. Электрическое поле вдоль оси симметрии.

На линейном графике представлены начальное невозмущенное распределение электрического поля и процесс прорастания положительного стримера к катоду. Резкие изломы на графиках объясняются грубой сеткой в этой области модели. Из графиков видно, что максимум электрического поля перед головкой стримера постепенно выходит на насыщение.

Видна область пониженного поля в плазменном канале. Поле в нем не нулевое, оно примерно на два порядка ниже, чем поле в головке стримера. Так же хорошо видна область распада плазмы, которая постепенно увеличивается.

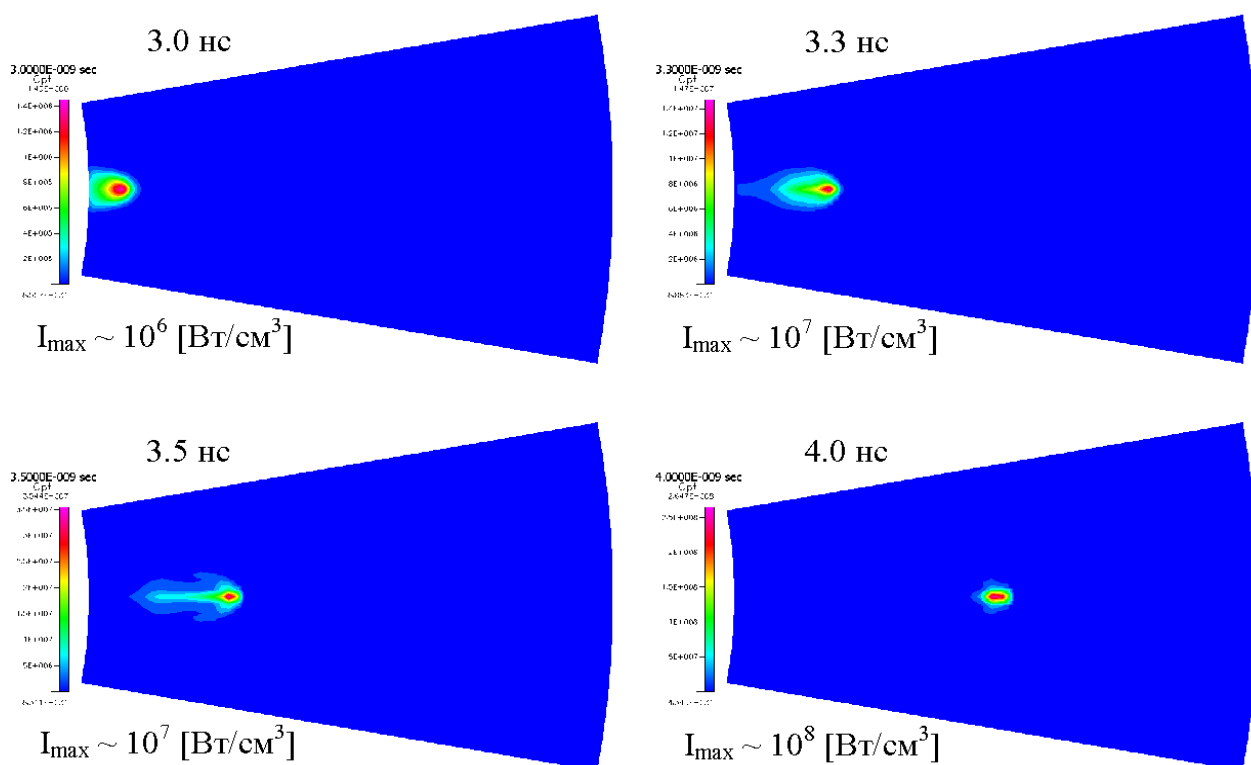


Рис.37. Интенсивность свечения (видимый свет).

Из графиков интенсивности излучения в видимом диапазоне видим, что максимум свечения в небольшой области головки стримера и именно его регистрирует фотодетектор в экспериментах. В рассчитанной модели в развитом стримере интенсивность свечения получилась порядка 100 МВт/см^3 . Это очень большая величина, но если умножить на приблизительный объем этой излучающей области ($\sim 5 \cdot 10^{-8}$, если считать ее цилиндром), то получим мощность порядка 5 Вт . Это вполне разумная цифра, если учитывать время существования стримера, которое составляет порядка 500 наносекунд по экспериментальным данным.

Но модель со слабонеоднородным полем с практической точки зрения тоже малоинтересна, т.к. даже на тщательно обработанных поверхностях электродов всегда имеются выступы с очень малым радиусом кривизны, и локальное поле возле них сильно нелинейно. Именно возле этих выступов должны возникать лавины и стримеры в газах.

Задача 4

Модель с сильнонеоднородным электрическим полем ($U = 2 \text{ кВ}$, $K \approx 10$).

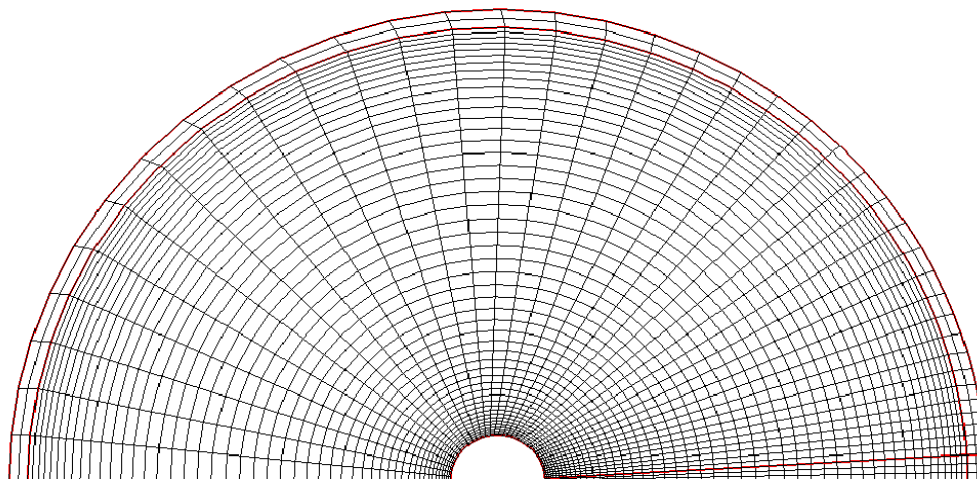


Рис.38. Расчетная сетка.
 $R_1 = 50 \text{ мкм}$, $R_2 = 0.52 \text{ мм}$
 Элементов: 2142
 Узлов: 2236

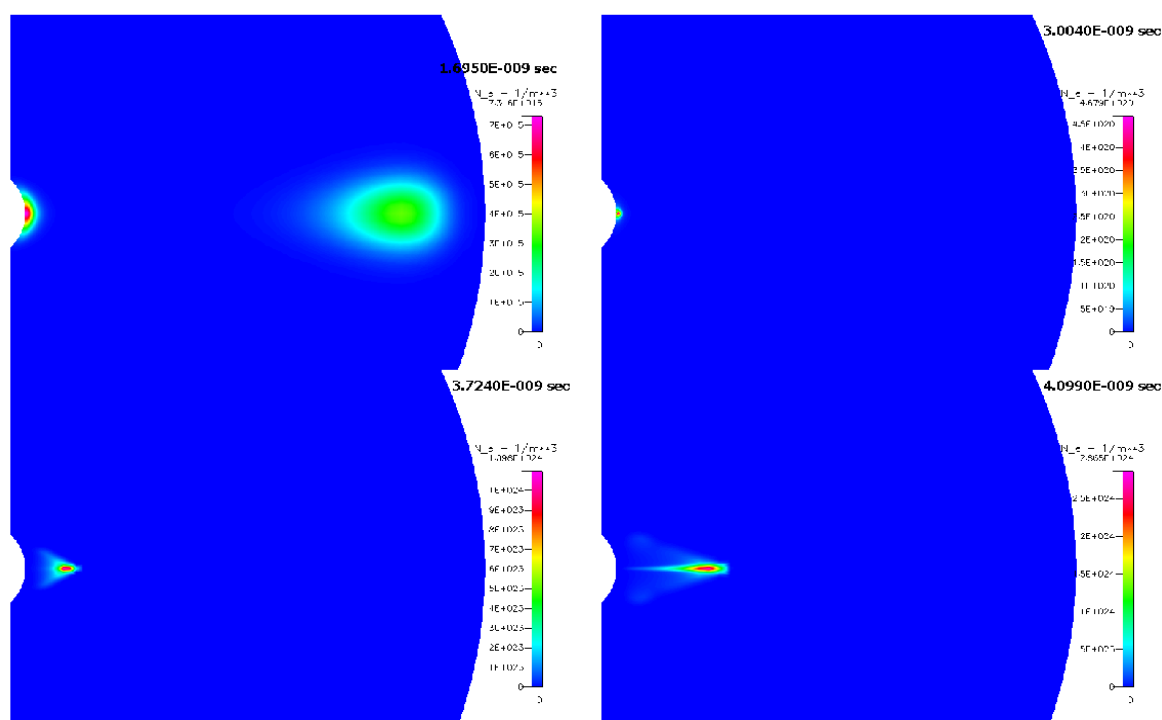


Рис.39. Концентрация электронов в несколько моментов времени:
 $1.695, 3.004, 3.724$ и 4.099 нс .

На линейных графиках вдоль оси симметрии в логарифмическом масштабе видно, что после прохождения лавины в области осталось немало свободных электронов, их концентрация порядка 10^{16} 1/м³. Благодаря им скорость прорастания стримера выше, чем в случае с однородным полем. Концентрация электронов в головке стримера порядка 10^{24} 1/м³, а в плазменном канале она на порядок меньше.

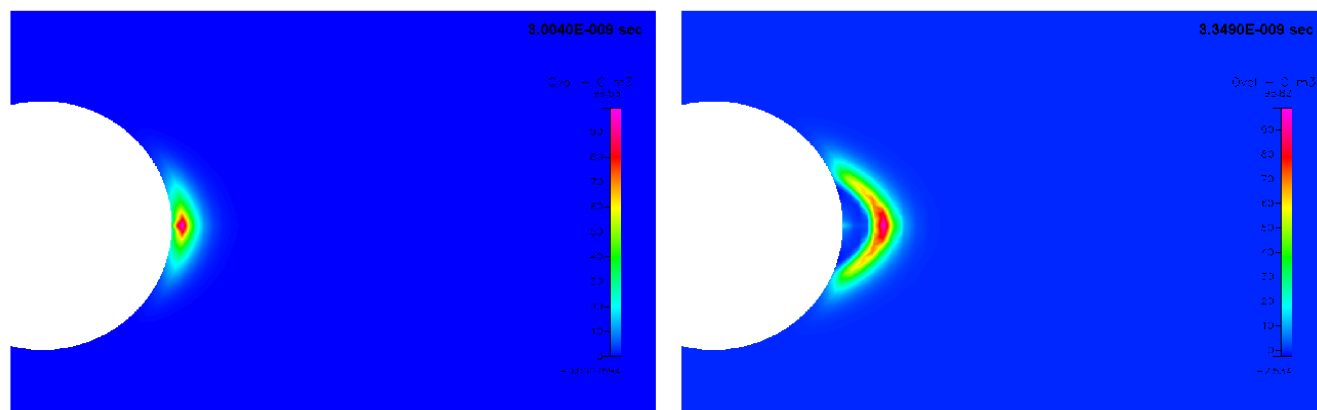


Рис.41. Распределение объемного заряда в несколько моментов времени:
3.004 и 3.349 нс.

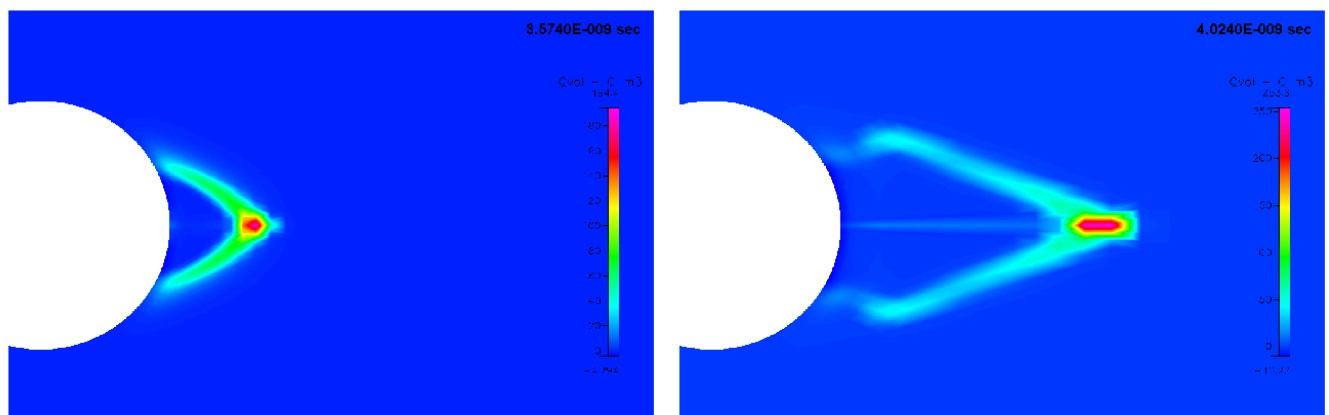


Рис.42. Распределение объемного заряда в несколько моментов времени:
3. 574 и 4.024 нс.

На графиках распределения электрического заряда хорошо видны положительная головка стримера и область квазинейтральной плазмы в хвосте стримера.

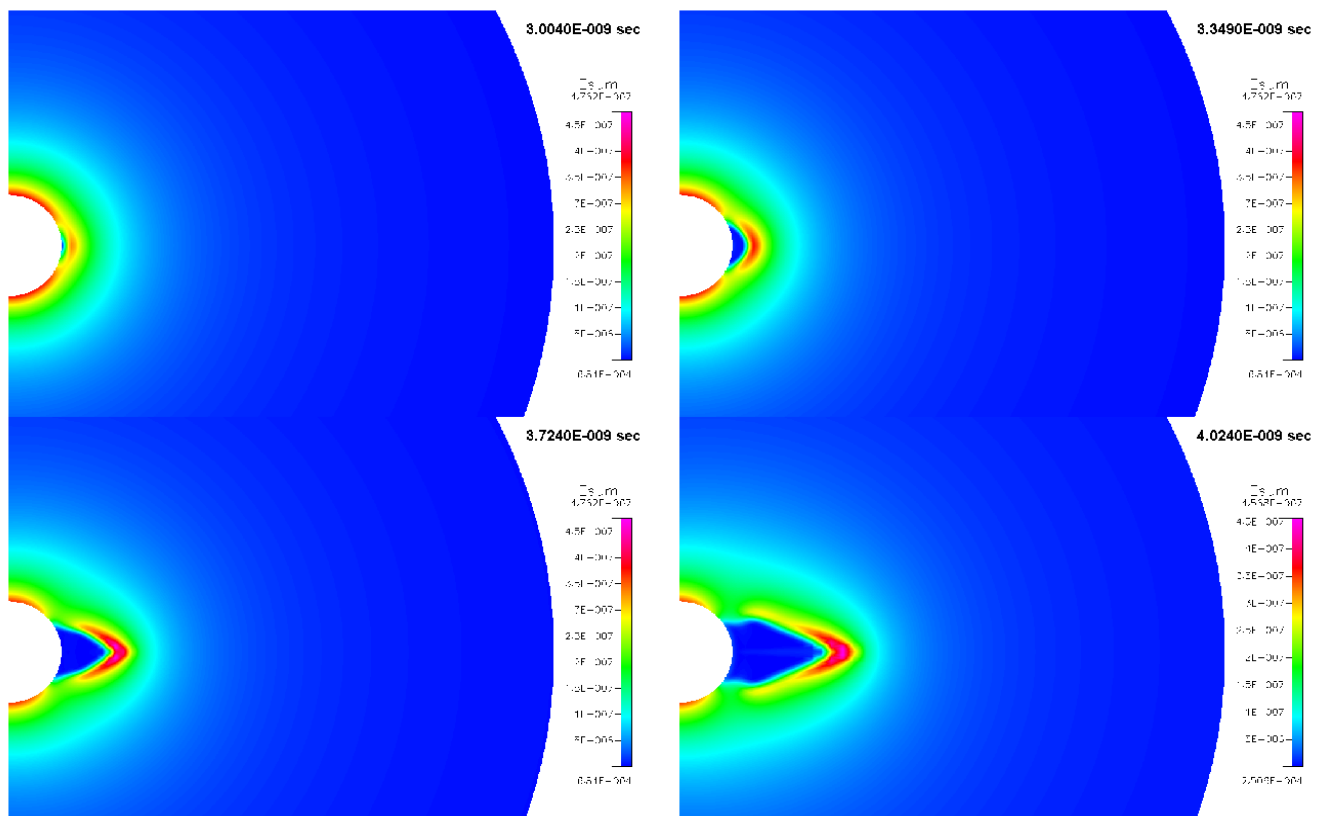


Рис.43. Распределение электрического поля в несколько моментов времени:
3.004, 3.349, 3. 724 и 4.024 нс.

На графиках распределения модуля электрического поля хорошо видны резкий максимум поля перед головкой стримера и область пониженного поля, которая соответствует плазменному каналу.

На линейных графиках (рисунок 44) представлены начальное невозмущенное распределение электрического поля и процесс прорастания положительного стримера к катоду. Резкие изломы на графиках объясняются грубой сеткой в этой области модели. Из графиков видно, что максимум электрического поля перед головкой стримера постепенно выходит на насыщение.

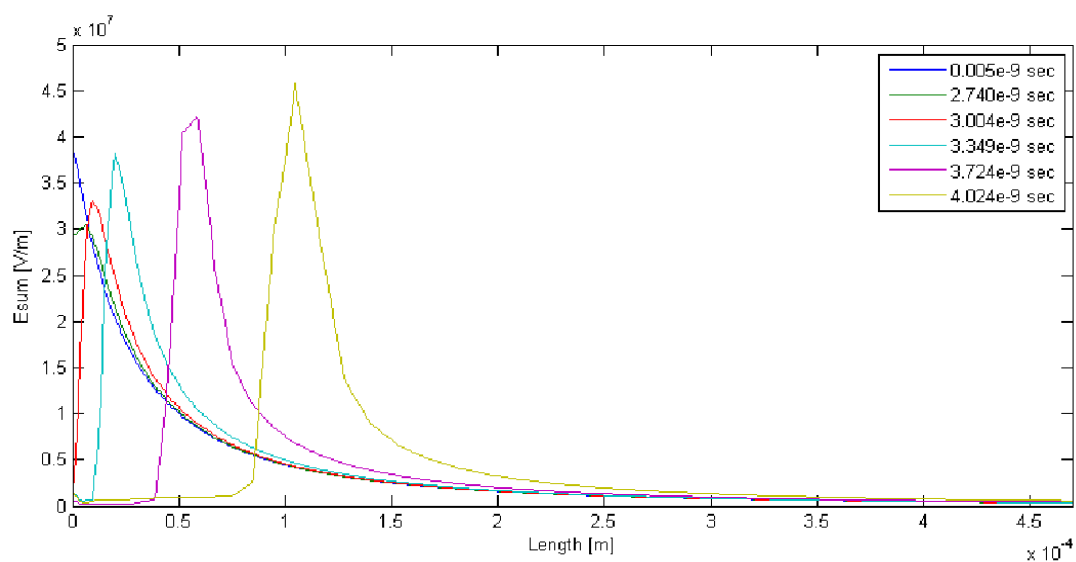


Рис.44. Распределение электрического поля вдоль оси симметрии.

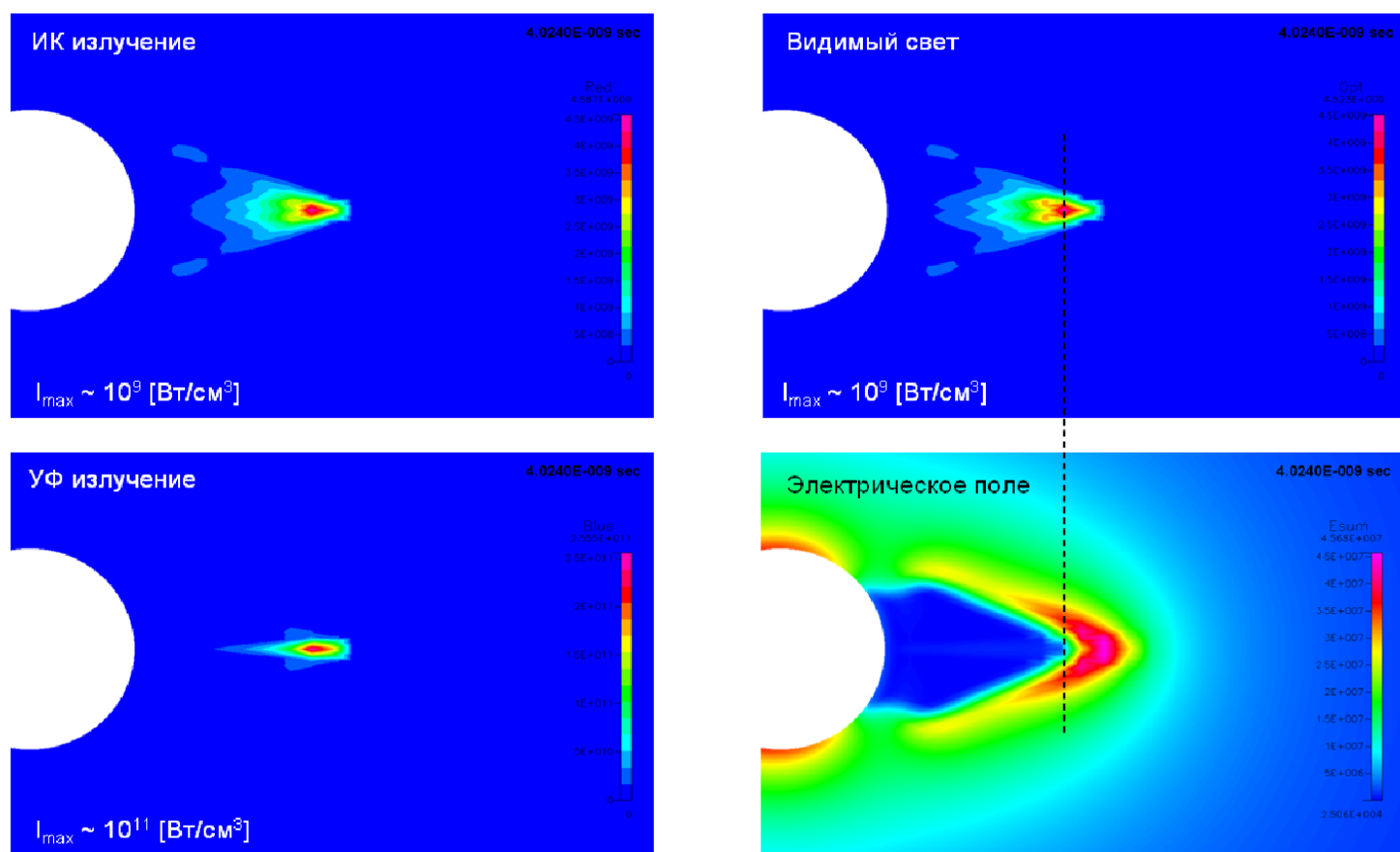


Рис.45. Интенсивность свечения в момент времени $t = 4.024$ нс.

Из графиков интенсивности излучения видим, что максимум свечения в небольшой области головки стримера. На нижнем графике справа представлено распределение электрического поля и проведена пунктирная линия, чтобы наглядно показать, что максимум электрического поля находится перед светящейся головкой в положительном стримере.

Выводы

Подробно рассмотрен процесс лавинно-стримерного перехода в рассчитанных моделях.

Все стримеры, полученные в результате моделирования, являются либо положительными, либо присутствуют оба стримера, причем у отрицательного стримера интенсивность реакций ионизации и интенсивность свечения в оптическом диапазоне на два порядка меньше.

У положительного стримера головка сужается в процессе прорастания, а у отрицательного – расширяется.

У положительного стримера есть четко выраженный плазменный канал, поле в котором сильно понижено.

Скорость прорастания положительного стримера, образовавшегося в межэлектродном промежутке меньше скорости прорастания отраженного стримера, прорастающего от анода навстречу лавине.

Из-за того, что в последнем случае концентрация свободных электронов в межэлектродном промежутке в направлении прорастания стримера значительно выше.

P.S.:

Некоторые экспериментальные данные, связанные с головкой стримера можно найти, например, в работе “Streamer head structure: role of ionization and photoionization” авторов M.M. Nudnova и A.Yu. Starikovskii.

Выпуск журнала: <http://www.iop.org/EJ/toc/0022-3727/41/23>

Статья: http://www.iop.org/EJ/article/0022-3727/41/23/234003/d8_23_234003.pdf

Выдержки из статьи:

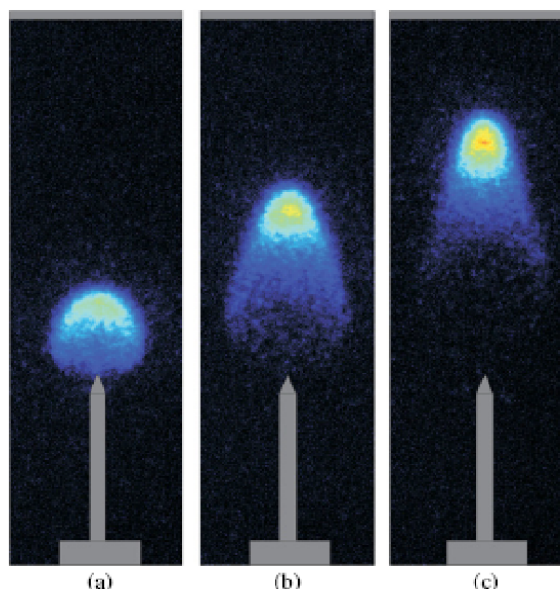


Figure 7. streamer head image obtained with a camera gate of 300 ps. $p = 460$ Torr; $U = 38$ kV; the gap length is 30 mm. The time delay from the start of the high-voltage pulse is (a) 5 ns, (b) 10 ns, (c) 15 ns.

Фотографии головки стримера.

Время экспозиции: 300 пс.

После преобразований Абеля они получают светимость в “срезе” головки:

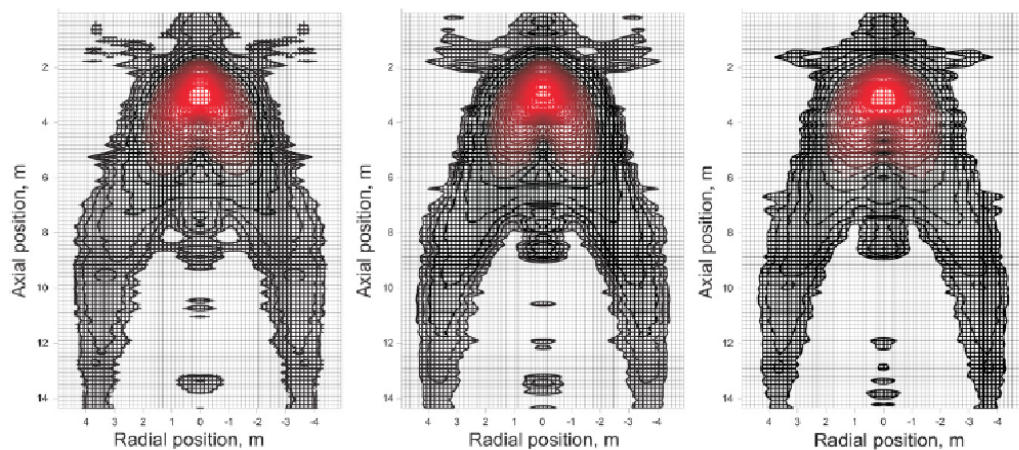


Figure 11. Intensity distribution for different locations of the symmetry axis. (1) Minus 7 pixels; (2) middle; (3) plus 7 pixels. $p = 380$ Torr, $U = 26$ kV, $d = 30$ mm.

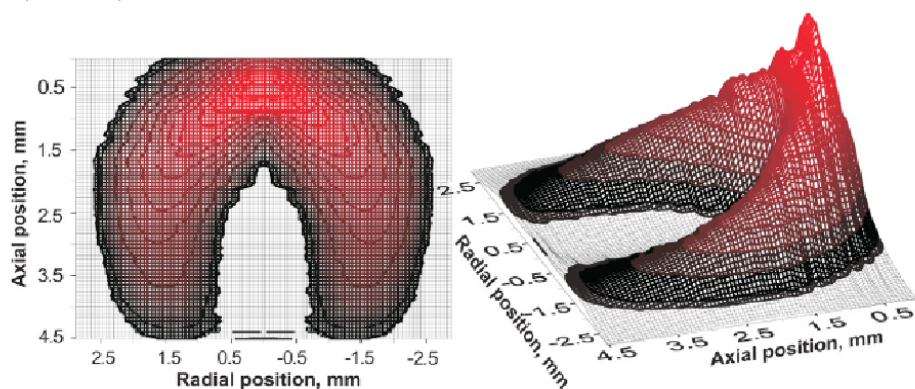


Figure 13. Restored radiation in streamer head cross-section. $p = 460$ Torr, $U = 38$ kV, $d = 30$ mm. The time after the streamer start is 5 ns.

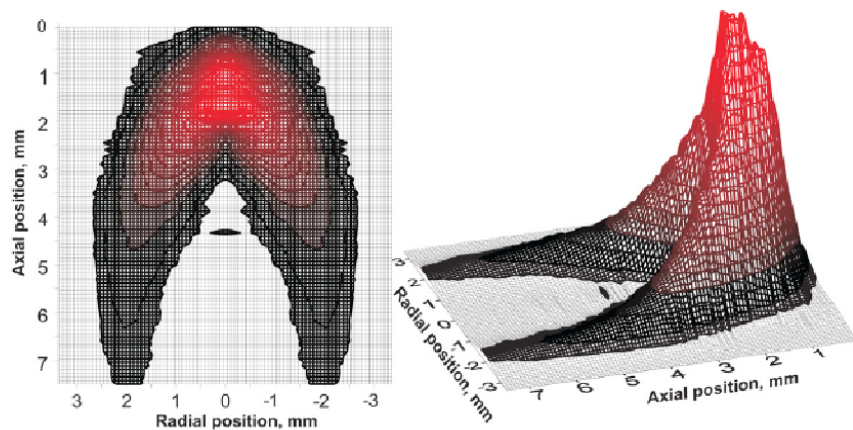


Figure 14. Same as figure 13. The time after the streamer start is 10 ns.

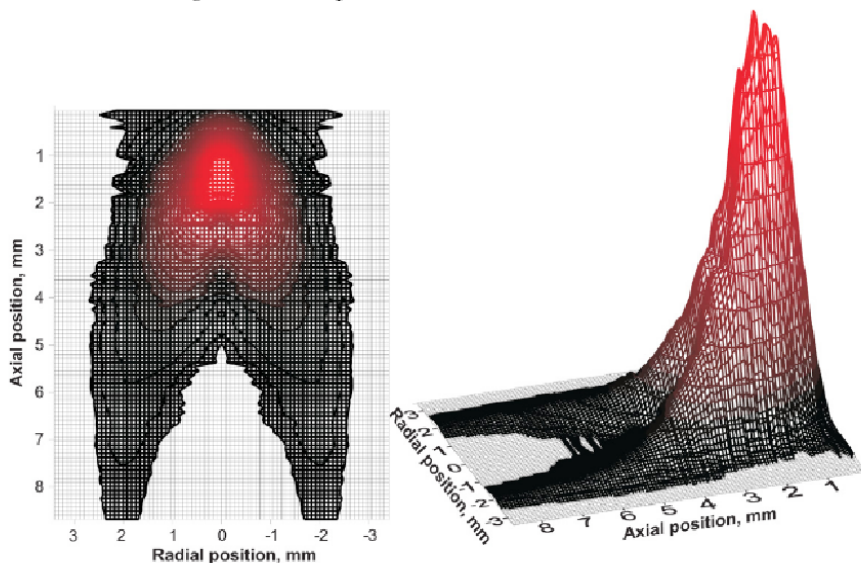


Figure 15. Same as figure 13. The time after the streamer start is 15 ns.