

ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ МАТЕМАТИКИ
им. М.В.КЕЛДЫША
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

О.И. Воскобойникова

НЕСКОЛЬКО РАСЧЕТОВ
МИКРОВОЛНОВОГО СТРИМЕРНОГО РАЗРЯДА

Москва

O.I.Voskoboynikova

SOME CALCULATIONS OF A MICROWAVE
STREAMER DISCHARGE

Abstract

Results of calculations of a microwave streamer discharge are presented for several specific values of the background field amplitude. The model that has been used takes into account ohmic heating, hydrodynamic processes, ionization, diffusion of electrons etc. The most complex part of the calculations has been to determine spatial deformation of the electromagnetic field caused by given distribution of conductivity. Particular attention in this work has been given to the specifics of calculations of the field deformation where the length of a conductive object is comparable with half the length of the electromagnetic wave.

О.И.Воскобойникова

НЕСКОЛЬКО РАСЧЕТОВ
МИКРОВОЛНОВОГО СТРИМЕРНОГО РАЗРЯДА

Аннотация

Приводятся результаты расчетов микроволнового стримерного разряда для нескольких значений амплитуды фонового поля. Модель учитывает омический нагрев, гидродинамические процессы, ионизацию, диффузию электронов и т.д. Наиболее сложная часть вычислений — расчет пространственной деформации поля при заданном распределении проводимости. Особое внимание в работе уделено специфике расчетов деформации поля при длине проводящего объекта, сравнимой с полудлиной волны.

Автор выражает благодарность В.Ф. Дьяченко, К.В. Ходатаеву и отдельно С.Л. Гинзбург. Хотя данная работа является частью более общего совместного исследования, приведенные результаты расчетов и их интерпретация лежат целиком на совести автора.

§1 Постановка задачи о газовом разряде в СВЧ-поле. Численный метод.

На основе работ [1-5] была предложена теоретическая модель разряда в высокочастотном поле [6-8], которая реализована в виде двумерного компьютерного расчета [9]. Как и в [9], рассматривается цилиндрически-симметричная задача. Начальное состояние газа - невозмущенное. Внешнее поле \mathbf{E}_0 — стоячая волна с отличной от нуля осевой компонентой $E_z = E_0 J_0(\omega r) \exp(-i\omega[t])$ (J_0 - функция Бесселя нулевого порядка). Пробой инициируется локальным возмущением проводимости σ .

Рассматривается следующая система уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial n v_i}{\partial x_i} &= 0, \\ \frac{\partial n v_i}{\partial t} + \nabla p + \frac{\partial n v_i v_i}{\partial x_i} &= 0, \quad p = (\gamma - 1)n\varepsilon, \\ \frac{\partial n w}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} v_i (p + n w) &= q \sigma E^2, \quad w = \varepsilon + \frac{v^2}{2}, \\ \frac{\partial n \sigma}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(n \sigma v_i - D \frac{\partial n \sigma}{\partial x_i} \right) &= n \sigma (n F - f n \sigma), \end{aligned}$$

где

$$F = F_0 \left(\exp(5.3(1 - n/E)) - \frac{2n^3}{(n/E)^2 + (E/n)^2} \right), \quad D = \frac{D_0}{n} \left(\frac{F^2}{F^2 + \sigma^2} + 0.01 \right),$$

n – концентрация газа, $n\sigma$ пропорционально концентрации электронов. В качестве единиц измерения используются характерные значения $[n]$ и $[E]$, $[x] = c/\omega$, $[\sigma] = \omega/4\pi$, $[t]$ - характерное время изменения σ . В расчетах константы имеют следующие значения: $\gamma = 1.4$, $\omega[t] = 10^6$, $F_0 = 800$, $f = 25$, $D_0 = 0.16$, $q = 166$.

$E = |\mathbf{E}_0 + \mathbf{E}|$ – амплитуда электромагнитного поля. Поле определяется из уравнения Гельмгольца с условиями Зоммерфельда на бесконечности:

$$\nabla \times [(\omega / (\omega + i \sigma)) (\nabla \times \mathbf{H} - \sigma \mathbf{E}_0)] + \omega^2 \mathbf{H} = 0,$$

$$\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial |\mathbf{x}|} - i \mathbf{H} = o \left(\frac{1}{|\mathbf{x}|} \right)$$

Условия Зоммерфельда учитываются с помощью специального вида нелокальных граничных условий как в работе [10]. Задача решается итерационным методом, являющимся обобщением метода [11]. Суть метода

может быть описана следующим образом.

Возьмем две ограниченные области простой формы (цилиндры), вложенные друг в друга, область с проводимостью целиком лежит внутри меньшей.

$$V_2 \supset V_1 \supset \Sigma, \quad \Sigma = \{\mathbf{x}, \sigma(\mathbf{x}) > 0\}$$

Тогда поле должно быть, с одной стороны, решением уравнения Гельмгольца внутри большей области V_2 и, с другой стороны, решением задачи вне меньшей области V_1 . Но решение вне V_1 одновременно задает и значение на границе ∂V_2 , а решение внутри V_2 задает значение на ∂V_1 . Поскольку эти задачи линейные, то совпадение решений внутренней и внешней задач дает линейное уравнение на значения на границах:

$$H \Big|_{\partial V_1} = A_0 H \Big|_{\partial V_2} + A_1 f_\sigma,$$

$$H \Big|_{\partial V_2} = B H \Big|_{\partial V_1},$$

где A_0 , A_1 и B — соответствующие линейные операторы, а f_σ определяется σ и фоновым полем (зависимость от E_0 линейная).

Решать это уравнение предлагается итерациями. Для простой итерации $X^{n+1} = A_0 B X^n + A_1 f_\sigma$ требуется решить 2 задачи, внутреннюю и внешнюю. Внутренняя задача решается методом переменных направлений, а внешняя с помощью численного решения интегральных уравнений потенциала двойного слоя.

Как было показано в работе [11], для малых размеров областей описанный метод сходится даже для простых итераций, однако для размеров областей, сравнимых с полудлиной волны, это уже не так. Поэтому используется 2-х шаговый метод минимальных невязок, суть которого - линейная оптимизация невязки по 2 последовательным итерациям. Проведенные серии расчетов показывают, что чем больше объект тем сложнее структура решения и тем большее число итераций может потребоваться. Например, для того чтобы невязка граничных условий уменьшилась в 1000 раз, для размеров, меньших полудлины волны, достаточно 2-3 итераций, а для 2-х длин волны — не менее 12.

Для расчетов с растущей проводящей областью на начальной стадии достаточно при каждом следующем расчете поля брать для внутренней задачи в качестве условия на внешней границе решение внешней задачи из предыдущего расчета. Дополнительные итерации не требуются, пока длина проводящей области не достигнет полудлины волны. После этого без дополнительных итераций не обойтись, так как простые итерации для таких длин расходятся и ошибка растет. Как показывают расчеты, вполне допустимо проводить дополнительную корректировку выполнения условий, заменяющих условия Зоммерфельда на бесконечности, не на каждом шаге по времени, а гораздо реже. Частота пересчета поля определяется скоростью роста

проводящей области. Из-за характера решения определяющее значение имеет точка с максимальной z -координатой - «полюс» проводящей области. В этой точке снаружи проводящей области поле достигает максимума, а внутри резко падает, почти обратно пропорционально проводимости. Движение границы "внутри" - "снаружи" определяет частоту пересчета поля и шаг по времени, а степень "размазанности" этой границы диктует шаг сетки по пространству. Критерием может служить то, как меняются максимум поля и точка максимума при пересчете. Для слишком грубой сетки по пространству рост области проводимости на одну расчетную точку дает изменение максимума поля чуть ли не в разы, это покажет зависимость $\max|E|$ от t . На мелкой же пространственной сетке, но при недостаточно частом пересчете поля возникает ситуация, когда в точке с большой проводимостью большое поле. Такая ситуация приводит к появлению высокочастотных неустойчивостей, немонотонности проводимости и поля в окрестности границы раздела "проводящее-непроводящее".

§2 Рассеяние волны на простейших объектах (шар, эллипсоид, цилиндр). Зависимость поля от длины объекта.

Рассмотрим частный случай задачи о рассеянии. А именно, пусть эллипсоид или закругленный цилиндр направлены вдоль внешнего поля $E_z = J_0(r)\exp(-it)$, где J_0 - функция Бесселя нулевого порядка ($J_0(x) = 1 + O(x^2)$). Для малых радиусов, которые только и рассматриваются, можно ограничиться первым членом разложения.

Если длина объекта заметно меньше длины волны, то поле можно считать электростатическим $E_z = 1$. Таким образом, получим внешнюю задачу для уравнения Лапласа. Для объектов малых размеров и одинаковой формы поле отличается только растяжением пропорционально размеру объекта. Насколько малым должен быть этот размер можно видеть на примере задачи с проводящим шаром, которая может быть решена аналитически для любого $\sigma = \sigma_0$.

Решение записывается через обобщенный потенциал, который внутри шара пропорционален $(\sin Kr)/(Kr)$, где $K^2 = 1 + i\sigma_0$, а снаружи потенциал деформации поля пропорционален $\exp(ir)/r$ (константы при $(\sin Kr)/(Kr)$ и $\exp(ir)/r$ определяются из условий непрерывности касательных компонент поля). Пока $(\sin Kr_0)/Kr_0 = 1 + o(1)$, уравнения на константы почти не меняются и решение почти не зависит от размера объекта. Последнее верно и для противоположного крайнего случая больших Kr_0 . В этом случае поле такое же как для идеально проводящего шара в постоянном поле.

Общий вывод: для небольших проводящих объектов можно ограничиться электростатическим приближением, причем область его применения шире для крайних случаев, т.е. для совсем малых и совсем

больших $\sigma_0 r_0^2$. Соответственно, либо Kr_0 близко к 0 и тогда решение близко к решению для объекта с такой же проводимостью, но в постоянном поле, либо $\exp(-Kr_0)$ почти 0 и решение близко к решению для идеально проводящего объекта такой же формы в постоянном поле.

Для цилиндров или вытянутых эллипсоидов поле внутри проводящего объекта имеет похожий вид, а именно $J_0(Kr)$, и характер решения определяется значением $Kr_0 \approx \sqrt{\sigma_0} r_0$. Это свойство решения для длинных цилиндров есть ни что иное как хорошо известный скин-эффект. В общем случае, при $r=0$ нормальная компонента электрического поля имеет скачок в $1/K^2 \approx 1/\sigma_0$ раз, а для больших Kr_0 поле еще и убывает к центру как $(\sin Kr)/(\sin Kr_0)$ или $J_0(Kr)/J_0(Kr_0)$, т.е. осциллирует, убывая по экспоненте.

Для бесконечно проводящих эллипсоидов в постоянном поле известно аналитическое решение. При больших $z_0/r_0 = \lambda$ оно дает $\max E = \lambda^2 / (\ln(2\lambda) - 1)$. Максимум этот очень "острый", в точке $(z=z_0+dz, r=0)$ решение имеет вид $\max E / (1 + 2\lambda dz/r_0)$. Вполне логично, что при численном решении на равномерной сетке с шагом dz вместо $\max E$ получается примерно $\max E / (1 + 2\lambda dz/r_0)$. Этот пример показывает, что для того, чтобы считать деформацию поля вокруг длинного проводящего объекта, ось которого направлена вдоль внешнего поля, нельзя брать крупный шаг по оси. Если число точек сетки одинаково на z_0 и на r_0 , независимо от соотношения z_0/r_0 , то, как нетрудно видеть, приближенное значение максимума определяется значением $\lambda^2 / (1 + \lambda^2/N)$, и в результате для больших λ полученные значения крайне далеки от аналитического решения. Если же шаг по r и по z одинаков, то ситуация соответствует $\lambda^2 / (1 + \lambda/N)$ (N — число точек сетки на r_0), т.е. численный результат близок к аналитическому для $N \gg \lambda$, а затем вместо квадратичного роста по λ получаем только линейный.

На графике (рис. 2.1) представлено аналитическое решение в точках $(r=0; z=z_0)$, $(r=0; z=z_0+r_0/10)$, $(r=0; z=z_0+r_0/20)$, $(r=0; z=z_0+r_0/40)$ и значения $\max E$, полученные на равномерной сетке с шагом 0.00025, для малых $r_0=0.005$ и $r_0=0.0025$, т.е. с шагом $r_0/20$ и $r_0/10$, соответственно. Полученные численные значения лежат в предсказанных диапазонах, например, при $\lambda=20$ аналитическое решение дает $E_z(0, z_0)=150$, для шага $dz=r_0/20$ $E_z(0, z_0+dz)=50$, а численно получено $\max E=60$, для шага $dz=r_0/10$ $E_z(0, z_0+dz)=30$, а численно получено $\max E=40$. Этот не самый удачный результат, тем не менее, кажется очень полезным для понимания сложности расчета задач, в которых важную роль играет $\max E$. Данная простая модельная задача показывает границы применимости метода.

Еще одной причиной отличия решения от аналитического может быть величина проводимости σ_0 . Для малых радиусов величина поля внутри проводящего объекта примерно $\max E/K^2$, т.е. почти пропорциональна λ^2/σ_0 .

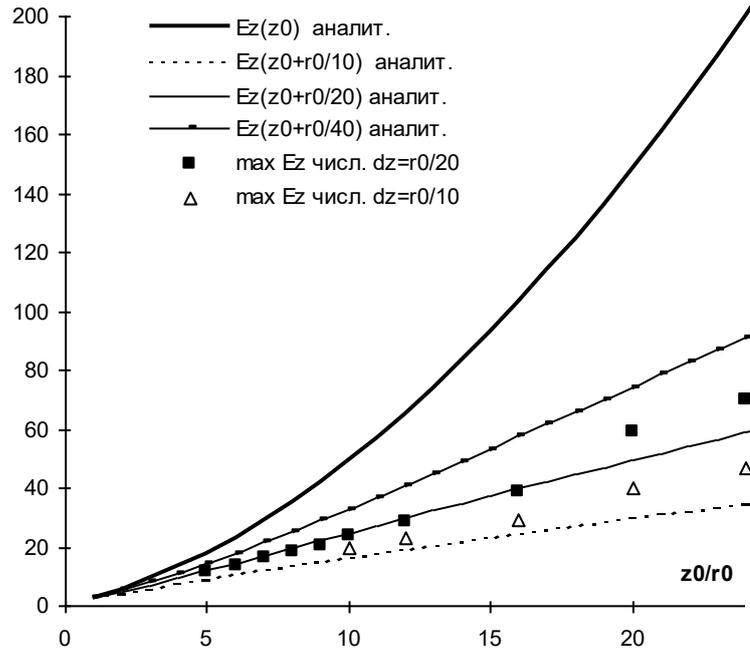


Рис. 2.1.

Если с увеличением λ , эта величина становится заметно больше нуля, то это уже не соответствует полю внутри идеально проводящего эллипсоида, и вместо квадратичного роста по λ можно получить даже убывание. Например, при $\sigma_0=50$ $\max E$ принимает наибольшее значение при $\lambda=4$. На этом примере хорошо видно, что с ростом λ поле внутри эллипсоида растет, а максимум сглаживается. Деформация поля на таком проводящем эллипсоиде становится почти незаметной (см. рис. 2.2).

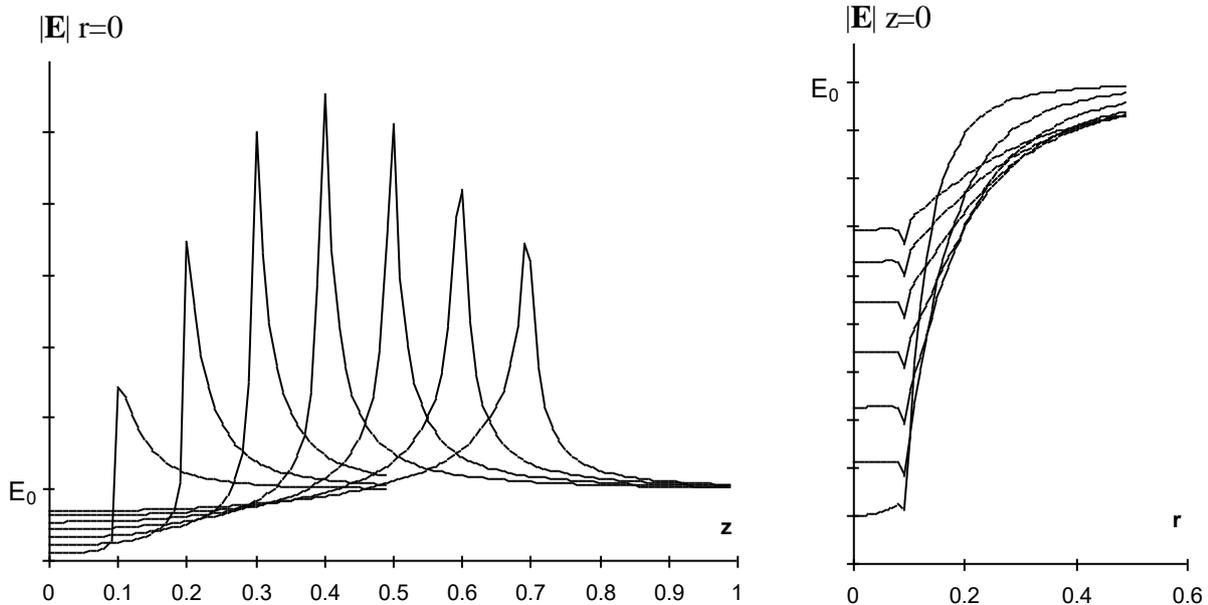


Рис. 2.2.

Последняя ситуация существенно отличается от той, что возникает при увеличении объекта до размеров, сравнимых с длиной волны. Здесь кроме соотношения z_0/r_0 на решение влияет и сама величина z_0 .

На рис. 2.3, аналогичном рис. 2.1, представлено аналитическое решение в

точках $(r=0; z=z_0)$ $(r=0; z=z_0+r_0/20)$ и значения $\max E$, полученные на равномерной сетке с шагом $r_0/20$ для $r_0=0.1$ и $r_0=0.05$. Для сравнения также представлены результаты расчетов с шагом $r_0/10$ для $r_0=0.05$ и $r_0=0.025$. Максимум поля достигается при z_0 около $\pi/2$, соответственно для $r_0=0.1$ максимум достигается при $\lambda=14$, а для $r_0=0.05$ при 28. Для длин до $\pi/4$ численные результаты мало отличаются от аналитического решения для эллипсоидов в постоянном поле и результатов аналогичных расчетов с малыми размерами эллипсоидов. Практически во всем рассматриваемом диапазоне результаты с $r_0=0.025$ и $r_0=0.0025$ совпадают.

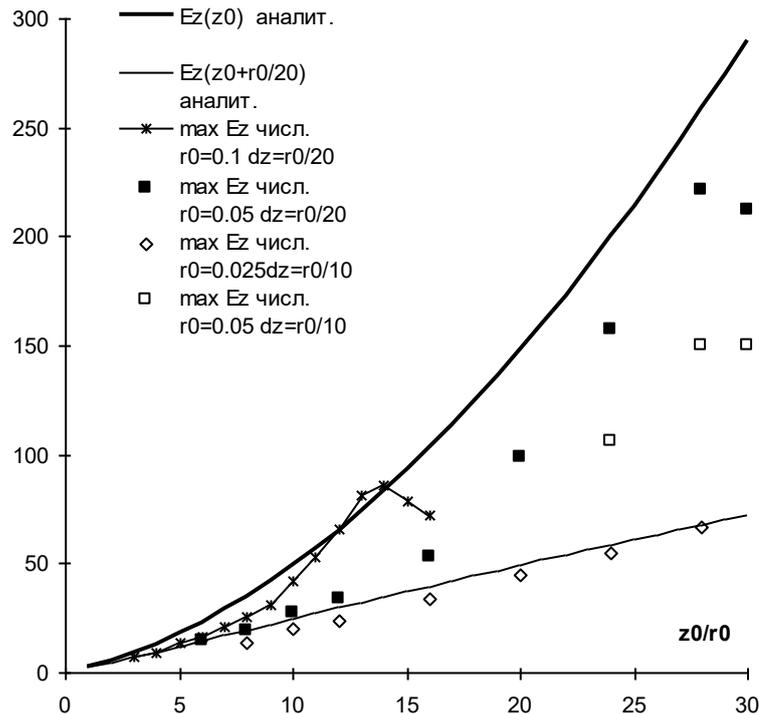


Рис. 2.3.

Результат, полученный для эллипсоидов, справедлив и для цилиндров, закругленных на конце. Серия расчетов с цилиндрами разной длины показала, что при длинах цилиндров, сравнимых с полудлиной волны, характер решения меняется. Для цилиндров с $r_0=0.1$, $\sigma_0=1000$ максимум поля был получен при длине 1.2-1.3 (см. рис. 2.4).

Если для электростатического случая максимум достигался при $z=z_0, r=0$, а при $z>z_0, r=0$ решение монотонно падало до фонового, то для решения $\pi/2 < z_0 < \pi$ характерно наличие на луче $r=0, z>z_0$ области, где поле меньше фонового. Величина $\min E$ при этом остается порядка $\max E/\sigma_0$, т.е. заметно меньше фонового значения поля. А при длине $\pi/2$ поле не только больше на конце, но и вся область с $|E| > E_0$ заметно увеличивается и по оси и по радиусу. Следующий рис. 2.5. показывает разницу между полем вокруг цилиндров с $r_0=0.1$ и $r_0=0.005$ той же формы. Видно, что для цилиндров маленького размера увеличение длины не вносит заметного изменения в характер решения, в то время как для размеров, сравнимых с полудлиной волны, решение полностью перестраивается.

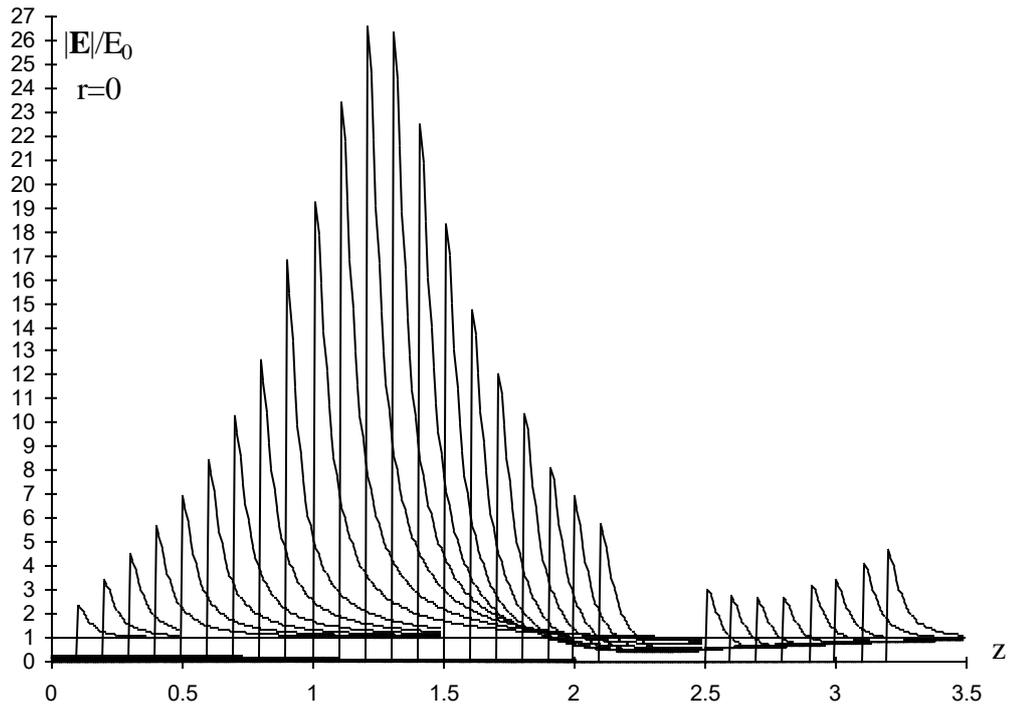


Рис. 2.4.

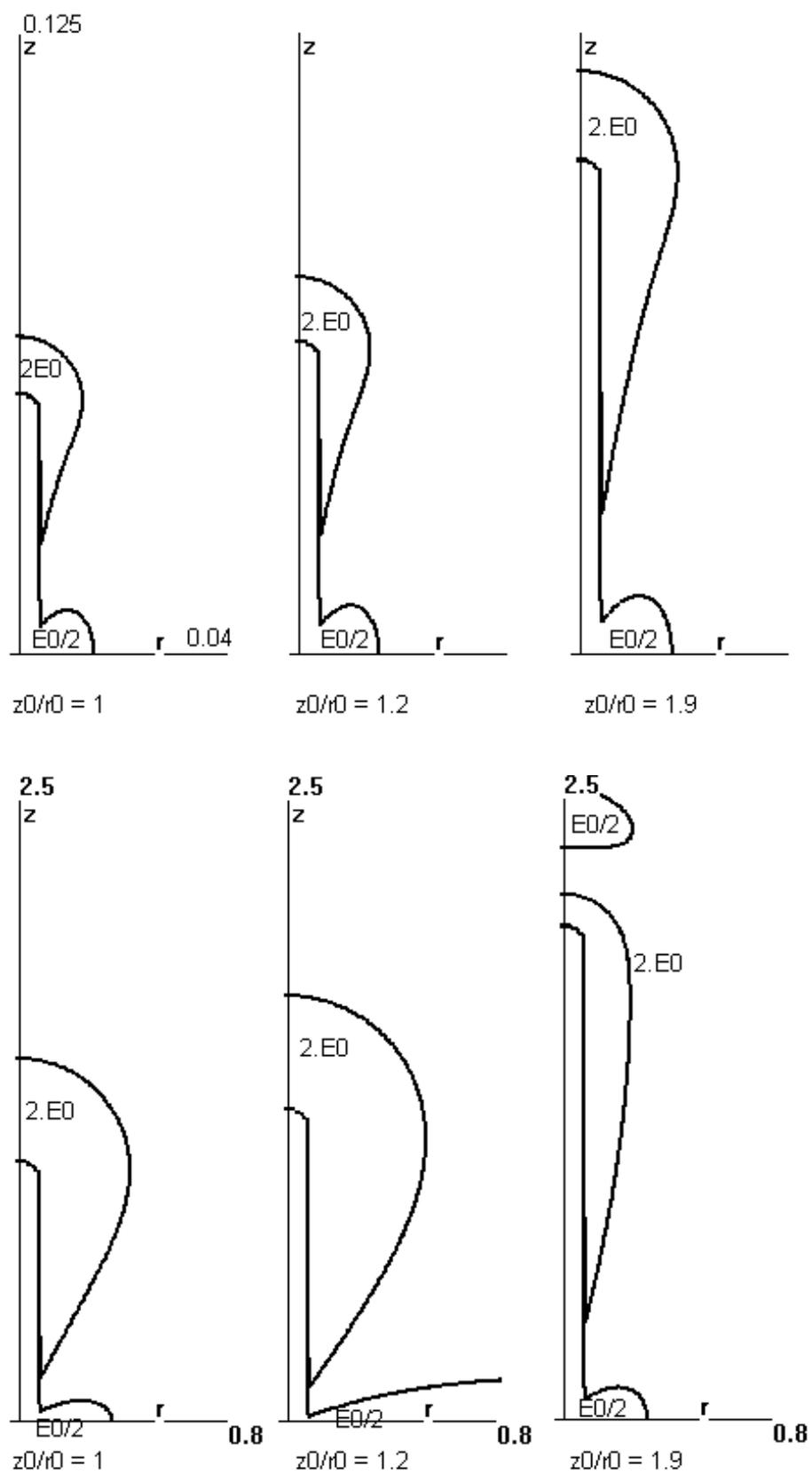


Рис. 2.5.

При дальнейшем увеличении z_0 в поведении $|E|$ становится видна периодичность по z с периодом в π (половина длины волны). Для закругленных цилиндров решение на конце подобно для длин, совпадающих по модулю π . Это хорошо видно на рисунке, который можно условно назвать " $5=3.1+1.9$ ". Решение с $z_0=5$ как бы состоит из двух частей, которые близки соответственно к решению для $z_0=3.1$ и решению для $z_0=1.9$ (см. рис. 2.6).

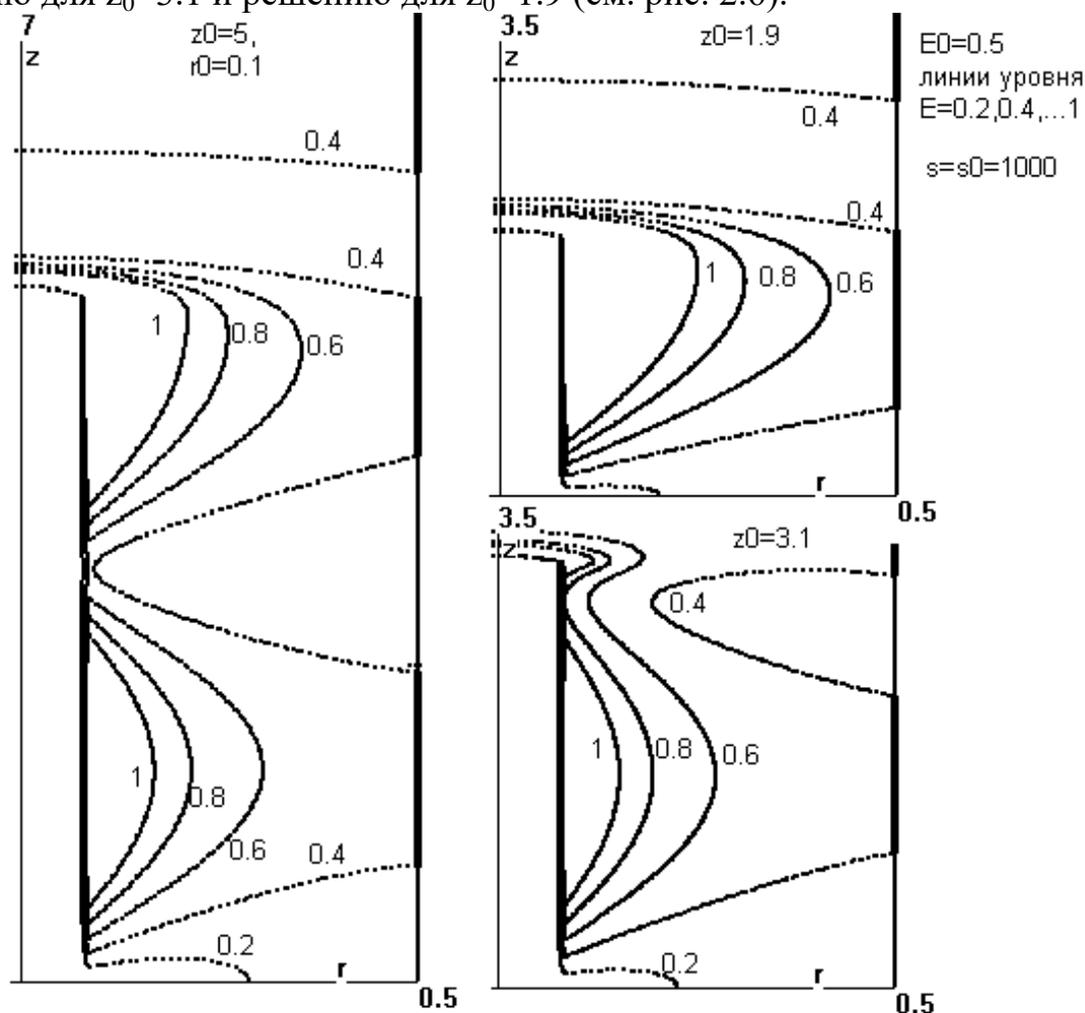


Рис. 2.6.

Общей и наиболее важной с точки зрения практических расчетов чертой рассмотренных выше случаев является резкий максимум поля на конце объекта (эллипсоида, цилиндра с закруглением на торце). Эта особенность решения остается справедливой для любой области с разрывной проводимостью. Сглаживание функции $\sigma(z)$, например, квадратичное, также дает резкий скачок поля на границе, убывающий при удалении от объекта как $1/(1+C(z-z_0))$. Кардинально ситуация меняется лишь при экспоненциальном сглаживании, т.е. $\sigma(z,r)=\sigma_0 \exp(-(r/r_0)^2-(z/z_0)^2)$. Для вариантов $r_0=z_0=0.01$ и $r_0=z_0=0.05$ решения совпадают с точностью до масштабирования в широком диапазоне σ_0 . На рисунке 2.7 показано распределение $|E|$ вдоль осей при $\sigma_0 = 1000$, для фонового поля с амплитудой $E_0=0.5$ и шаровым облаком $\sigma = \sigma_0 \exp(-(r^2+z^2)/r_0^2)$. Толстой линией показан вариант $r_0=0.01$, а тонкой — вариант с $r_0=0.05$, сжатый по осям

в 5 раз. Оба варианта посчитаны на одной и той же равномерной сетке с шагом 0.005, так что данный график заодно дает представление о точности решения. Величина ошибки соответствует погрешности представления кривой поверхности прямоугольной сеткой. Следующий рис. 2.8 дает ту же картину для варианта с облаком, вытянутым вдоль оси z , $r_0=0.01$, $z_0=0.1$ и $r_0=0.05, z_0=0.5$. Как видно из рисунков максимум поля менее $3E_0$, примерно одинаков для всех вариантов, а вот минимум поля соответствует той разнице, которую можно было бы ожидать по решениям с эллипсоидами с постоянной проводимостью, $3/\sigma_0$ для шара и $50/\sigma_0$ для эллипсоида с $z_0/r_0=10$.

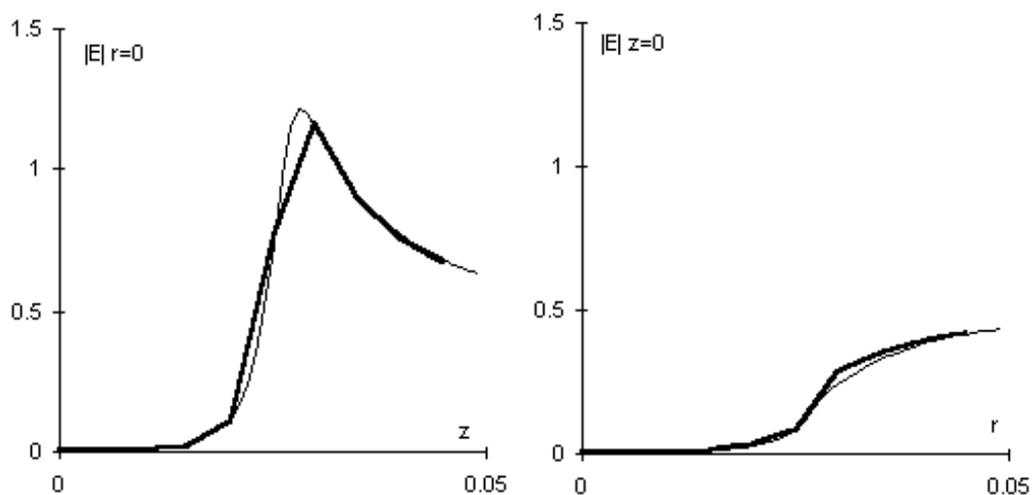


Рис. 2.7.

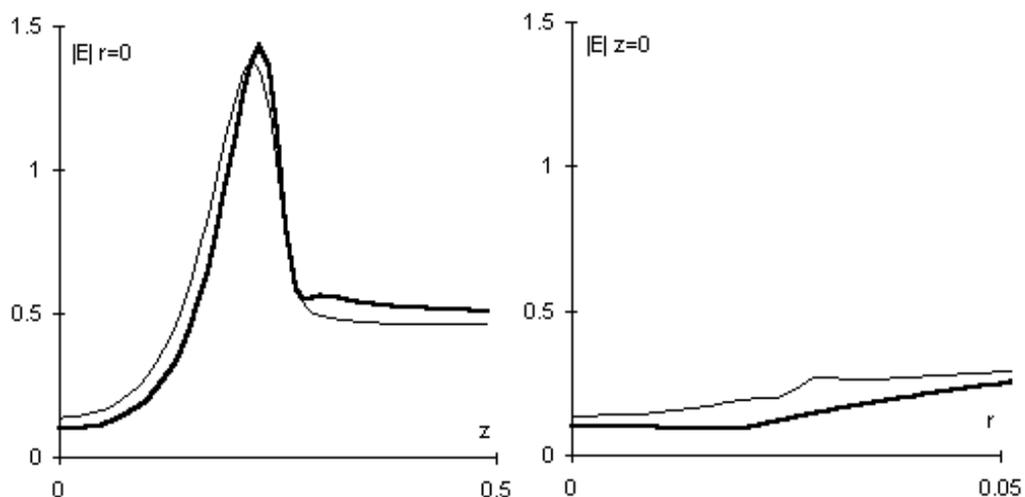


Рис. 2.8.

§3 Инициация разряда в подкритическом поле $E_0=0.5$ проводящей областью - "затравкой".

Как было показано в конце предыдущего параграфа, поле внутри шара и поле внутри вытянутого эллипсоида заметно отличается (Рис. 2.7-2.8). Например, для больших значений проводимости поле внутри эллипсоида с полуосями $r_0:z_0=1:10$ в 15 раз больше чем поле внутри шара с такой же проводимостью. Расчеты инициации разряда в поле с $E_0=0.5$ показали, что форма проводящего облака - "затравки" имеет большое значение. Минимальное значение проводимости и минимальный объем проводящей области, при которых еще происходит пробой, получаются для областей, вытянутых вдоль направления поля. А для шаров пробой не возникает даже при гораздо больших значениях и объемах проводимости. Следующие 2 графика (рис. 3.1-3.2) показывают как величина поля в центре области зависит от проводимости для шара и для вытянутого (1:10) эллипсоида. Графики построены по таблице ($t; \max \sigma; \min |E|$), полученной при расчете полной цилиндрически-симметричной задачи. В начальный момент проводимость взята в виде $\sigma_0 \exp(-(r/r_0)^2 - (z/z_0)^2)$. Графики для разных значений r_0 совпадают по крайней мере на интервале 0.01-0.05. Распределение поля вдоль осей в начальный момент времени представлено в конце предыдущего параграфа. На рассмотренном интервале времени экспоненциальный характер распределения сохраняется, максимум проводимости и минимум поля достигаются в начале координат.

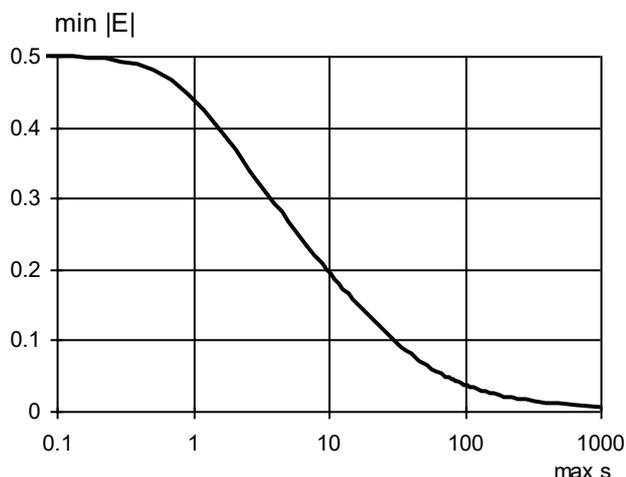


Рис. 3.1.

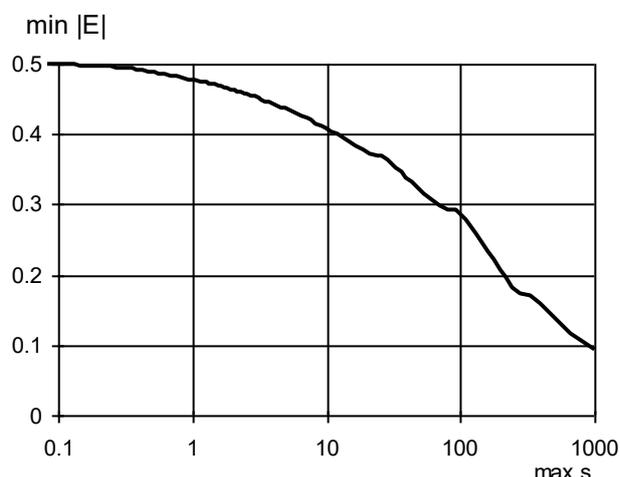


Рис.3.2.

На графике (рис. 3.1) видно, что для $\sigma > 100$ поле в центре области меньше 0.05 и зависит от проводимости как $1/\sigma$. На этом начальном интервале времени газ можно считать невозмущенным, плотность газа равна 1, а скорость равна нулю. Частота ионизации $F(n,E)$ для $n=1$, $|E|=0.05$ равна примерно $-2F_0/|E|^2 = -4$, величина небольшая на фоне $-f_1\sigma$. Поэтому получается, что на начальном этапе падение проводимости описывается обыкновенным дифференциальным

уравнением $d\sigma/dt = -f_1 \sigma^2$, $f_1 = 25$.

Решение уравнения дает $\sigma(t) = \sigma_0 / (1 + \sigma_0 f_1 t)$, отсюда можно найти интервал времени за который σ падает от 1000 до 100, он составляет менее $4 \cdot 10^{-4}$. Так как нагрев области есть интеграл от $q\sigma|E|^2$ ($q=166$), где поле менее $5/\sigma$, то нагрев области заведомо менее $2 \cdot 10^{-2}$, т.е. совершенно незначительный. Совершенно очевидно, что начальное значение проводимости σ_0 свыше 100 не дает никакого эффекта, и, кроме того, от радиуса шара тут тоже ничего не зависит. График (рис. 3.3.), построенный по результатам расчетов, иллюстрирует этот факт.

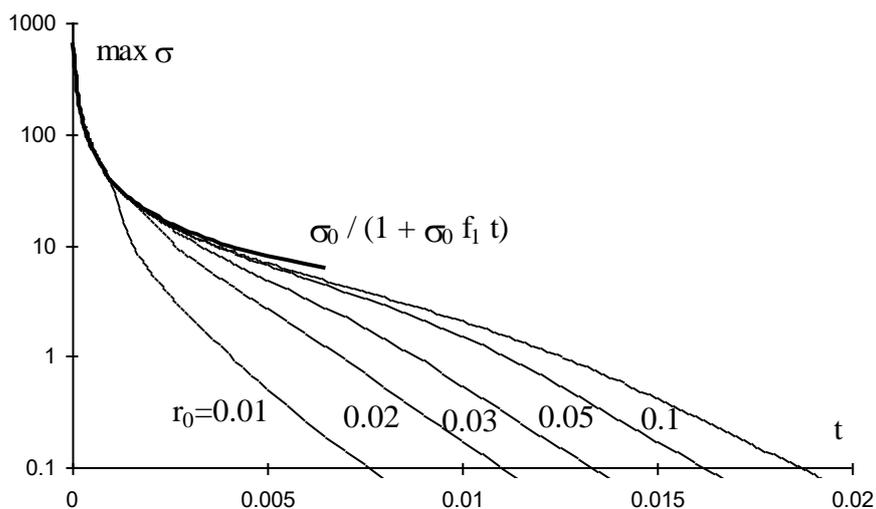


Рис. 3.3. Аналитическое решение упрощенного уравнения и графики численного решения для сферического начального распределения для нескольких вариантов r_0 .

При $\sigma < 30$ поле уже не такое маленькое и падение σ замедляется. Становится заметно влияние диффузии, которая, естественно, приводит к более быстрому падению σ в вариантах с меньшими радиусами. Результаты расчетов представлены на графиках (см. рис. 3.3-3.4). Для этих значений r_0 омический нагрев газа оказался недостаточным для возникновения пробоя.

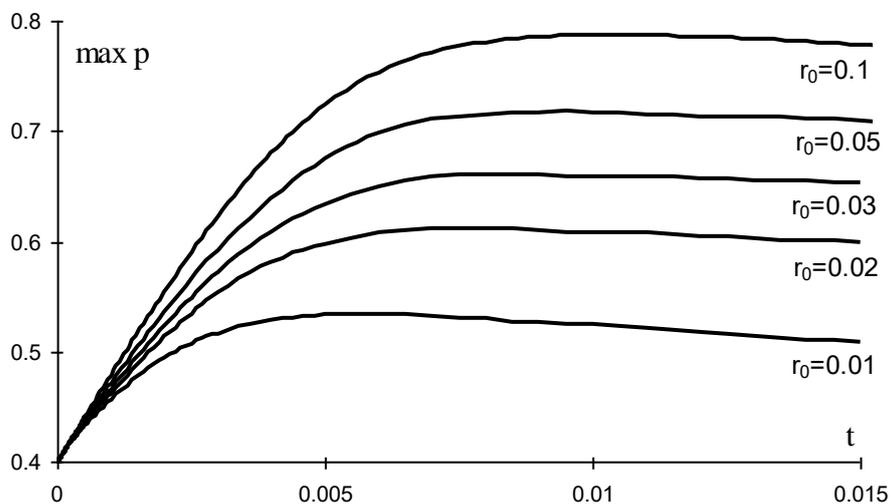


Рис. 3.4. Зависимость максимума давления от времени для сферического начального распределения для нескольких вариантов r_0 .

Совсем другая ситуация для вытянутого эллипсоида (см. рис. 3.2). Даже для $\sigma_0=1000$ поле в центре эллипсоида остается заметно больше нуля и это дает тем больший нагрев газа, чем больше соотношение z_0/r_0 . В то же время уменьшение проводимости вследствие диффузии от соотношения z_0/r_0 практически не зависит (зависит в основном от r_0). На графиках (рис. 3.5) видно, что графики проводимости $\max \sigma(t)$ практически совпадают для $z_0/r_0=5$ и $z_0/r_0=10$, в то время как нагрев отличается чуть не в два раза.

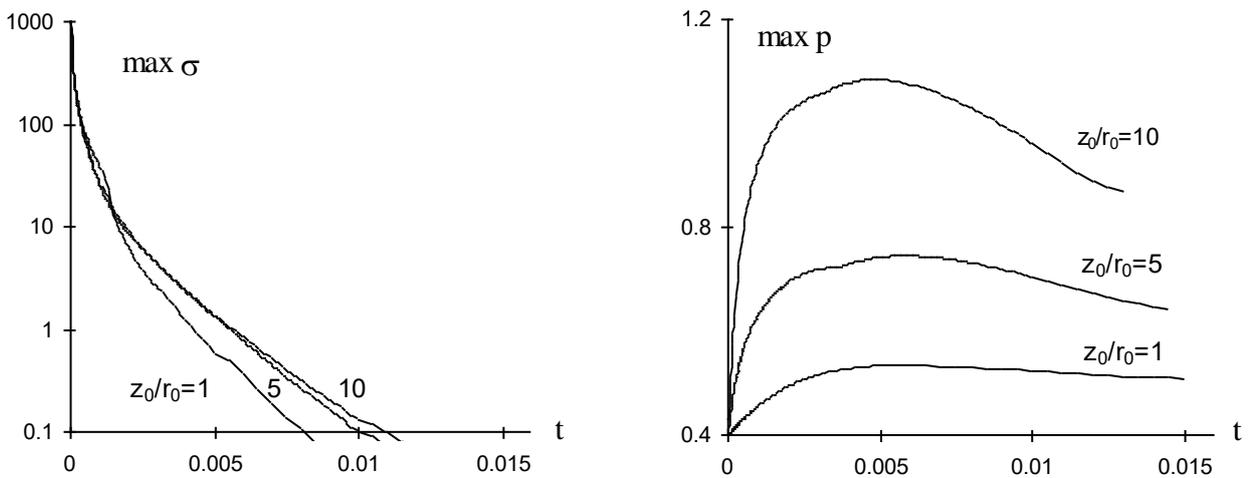


Рис. 3.5. Графики $\max \sigma$ и $\max p$ для вариантов начальных условий с $z_0/r_0=1, 5$ и 10 .

Тем не менее, несмотря на значительный нагрев в центре области, в варианте $z_0/r_0=10, r_0=0.01$ пробоя нет. Этот вариант дает падение плотности до величины 0.3, т.е. $n < |E|$. Частота ионизации $F > 0$ и проводимость начинает расти. Но область с малой плотностью небольшая и рост проводимости непродолжителен. Естественный вывод - увеличить r_0 . Действительно, уже для $r_0=0.02, z_0/r_0=10$ пробой есть. Он развивается по тому же сценарию. При $t=0.01$ $\sigma < 1$, внутренняя энергия увеличилась в 3 раза. Интервал времени от 0.01 до 0.06 тратится на разлет нагретого газа. При $t=0.06$ $n < 0.3, \sigma < 1.e-4$ и рост проводимости начинается.

В качестве начальных условий для расчета полной задачи взят вариант $\sigma_0=500, r_0=0.02, z_0=0.15$. Для $\sigma_0=200$ пробоя нет.

§4 Рост стримера до резонансной длины для поля $E_0=1.1$.

Рассмотрим задачу с «надкритическим» полем $E_0=1.1$. Зададим сферическое начальное распределение проводимости $\sigma=\sigma_0\exp(-r^2/r_0^2)$, $\sigma_0=0.1$, $r_0=0.05$. Поскольку частота ионизации зависит от соотношения $n/|E|$, при выбранном $E_0=1.1$ и начальных условиях $n=1$, наличие локального возмущения проводимости приводит к появлению растущей проводящей области.

Отметим 2 этапа в развитии пробоя. До $t=0.01$ значение σ мало ($\max \sigma = 1$) и деформация поля незначительна, поэтому распределение проводимости близко к сферическому. Графики $\sigma(r, z=0)$ и $\sigma(r=0, z)$ на момент времени $t=0.01$ показывают, что рост в направлениях z и r практически одинаков.

После $t=0.015$ σ становится больше 2. С ростом σ увеличивается деформация поля. На конце проводящей области около оси z появляется небольшая зона, в которой поле заметно больше фонового. Рост проводящей области в направлении z получает ускорение, и начиная с $t=0.02$ скорость по z примерно в 5 раз больше, чем по r (100 и 20, соответственно). В результате область проводимости вытягивается. В момент $t=0.03$ размер области, где $\sigma > 0.001$, достигает 0.55 по r и 1.5 по z .



Рис. 4.1. Линии уровня $\sigma=0.1$, $|E|=1.2$ для $t=0.015, 0.02, 0.025, 0.03$.

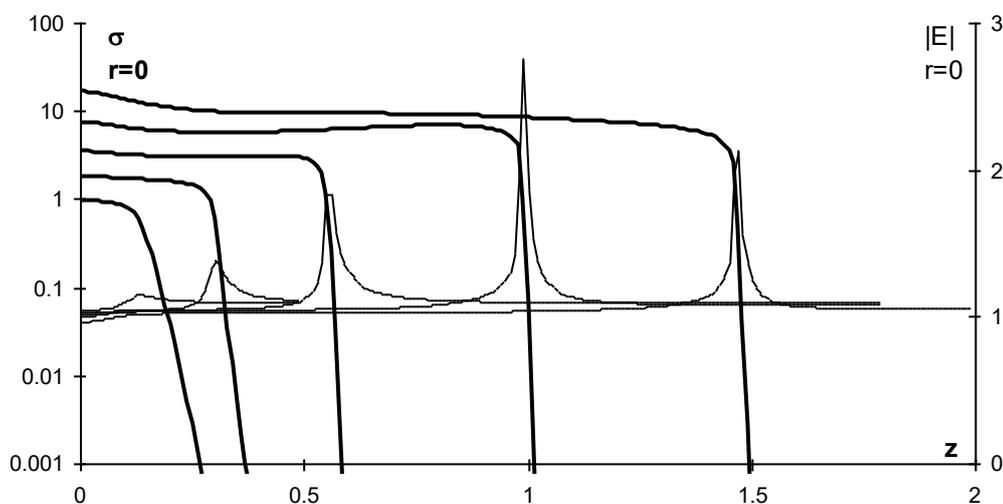


Рис. 4.2. Графики σ при $r=0$ по левой, логарифмической шкале и $|E|$, $r=0$ по правой шкале.

Максимум поля достигается при $r=0$, на «полюсе» проводящей области. В окрестности максимума поля происходит стремительный рост проводимости, и в результате проводящая область быстро удлиняется. Внутри проводящей области значение поля резко падает (см. график $|E|$ по z при $r=0$). Поле внутри проводящей области лишь немного меньше фонового, около 1, и дальнейшая ионизация идет гораздо медленнее. Омический нагрев приводит к расширению газа. Расширение газа вызывает падение плотности, и это дает дополнительный рост σ . Но пока, при $t=0.03$, минимум плотности по области равен 0.84, а $\max \sigma = 17$.

Из распределения σ на моменты времени $t=0.01, 0.012, \dots, 0.03$ можно найти скорость роста области $\sigma > 0.1$ по оси z . На графике видно, что эта скорость и $\max|E|-1$ имеют одинаковый вид. Абстрагируясь от «зубчиков», вызванных вычислительной погрешностью, посмотрим на саму функцию $\max|E|$ от t . На графике (рис. 4.3) можно видеть, что эта функция немонотонная, максимум достигается примерно при $t=0.027$. Эта точка близка к моменту «резонанса» - моменту, когда длина проводящего объекта приближается к полудлине волны. Этот же результат ($1 < z_{\max} < \pi/2$) получается и в других расчетах, в частности, при вычислениях поля вокруг проводящих цилиндров радиусом 0.1 максимум поля при длине цилиндра 1.2-1.3. Графики проводимости вдоль оси z (рис. 4.4) показывают, что эта особенность поля отражается не только скорости фронта ионизации, но и на значении проводимости сразу за фронтом.

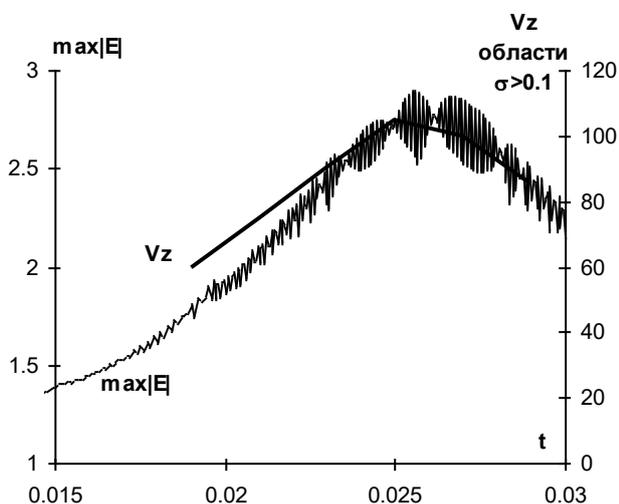


Рис. 4.3. $\max|E|$ (по левой шкале) и скорость роста по z области с $\sigma > 0$ (по правой шкале).

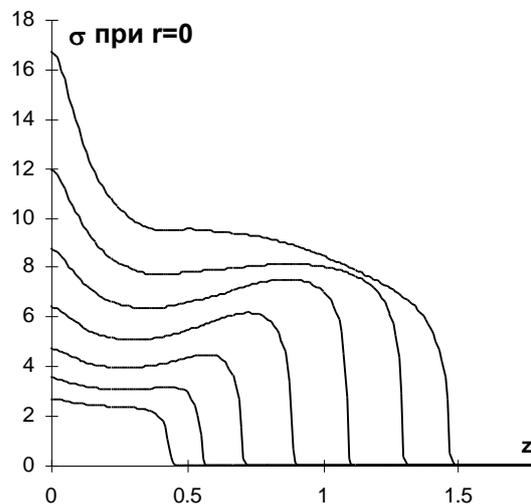


Рис. 4.4. График σ при $r=0$ для $t=0.018, 0.02, \dots, 0.03$

Характерной особенностью данного варианта является небольшой уровень и экспоненциальное спадание проводимости. Для такой проводящей области поле на острие не такое «острое» как могло бы быть для объектов такой же формы, но с меньшей или менее сглаженной функцией проводимости. В этих расчетах максимум поля не превышал отметки $3E_0$. Причем размер области с полем $|E| > 1.5E_0$ был больше 0.03, т.е. 2-3 шагов сетки. Эта особенность решения собственно и позволяет проводить расчеты на

сетке с таким шагом. Специфику задачи отражает график $\max |E|$ от t , каждый «зубчик» которого соответствует росту проводящей области на один шаг сетки по z , в расчете это 2-4 вычисления поля.

Поскольку выбор начальных условий был вполне произвольным, интересен следующий эксперимент: начальное распределение проводимости $\sigma = \sigma_0 \exp(-r^2/r_0^2)$, $\sigma_0 = 1000$, $r_0 = 0.05$. В этом варианте вместо этапа медленного роста, одинакового по всем направлениям, наблюдается стремительное падение величины σ примерно до 6 к моменту времени примерно 0.005. Величина $\sigma = 6$ соответствует ситуации, которая возникает для первого варианта начальных условий в момент 0.022. Далее решения двух вариантов отличаются практически только сдвигом по времени. Скорость роста проводящей области точно такая же как в первом варианте, и сам вид графиков проводимости вдоль осей похожий (рис. 4.5-4.6 для соответствующих моментов времени).

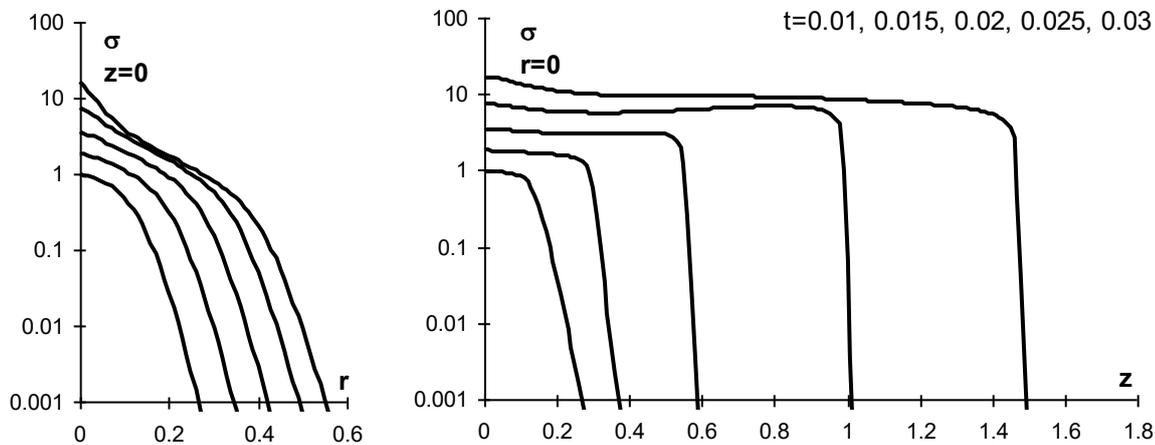


Рис. 4.5. Распределение σ вдоль осей для варианта начальных данных $\sigma_0 = 0.1$.

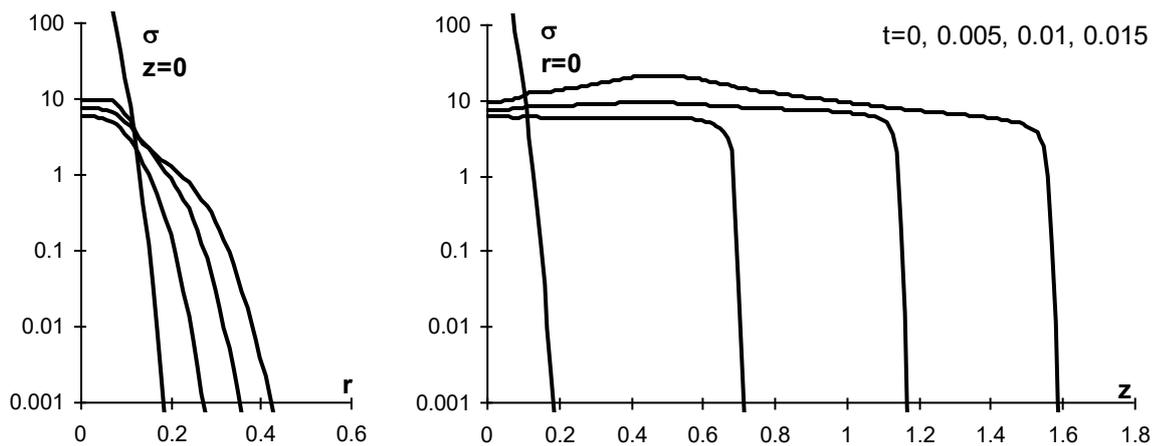


Рис. 4.6. Распределение σ вдоль осей для варианта начальных данных $\sigma_0 = 1000$.

При заданном фоновом поле 1.1 процесс роста стримера за счет деформации поля происходит гораздо быстрее гидродинамических процессов, которые только намечаются на рассматриваемом интервале времени. Без нагрева и последующего расширения газа уровень проводимости остается небольшим. Это главный вывод из данного примера.

§5 Рост стримера до резонансной длины для поля $E_0=0.95$.

В варианте с $E_0=0.95$ (в отличие от $E_0=1.1$) скорость роста стримера уже сравнима со скоростью гидродинамического расширения газа. Поэтому в этом варианте все процессы (ионизация, диффузия, деформация поля, гидродинамика) имеют большое значение и должны быть приняты в рассмотрение. Но в отличие от варианта $E_0=0.5$ процессы в гидродинамике и кинетике имеют разную скорость и поэтому отчасти разделены в пространстве. Это позволяет рассмотреть механизм роста стримера более подробно.

В начальный момент проводимость взята в виде $\sigma_0 \exp(-(\rho/r_0)^2 - (z/z_0)^2)$, $\sigma_0=1$, $r_0=z_0=0.05$. Заданная проводимость тратится на омический нагрев газа. До $t=0.05$ проводимость падает и становится менее $2e-4$, при этом внутренняя энергия увеличивается на 20%. Уже при $t=0.03$ плотность газа в результате расширения становится меньше поля, но рост проводимости начинается при только при $n<0.9$. При $t=0.08$ проводимость становится больше 1, а минимум плотности менее 0.8. На этом можно считать, что стадия инициации закончилась. При $t=0.1$ максимум поля больше 1, а размер проводящей области больше начального.

Дальнейшее развитие стримера уже заметно отличается от варианта 1.1. На месте начальной области-«затравки» расположена теперь нагретая расширяющаяся область, которая окружена ударным фронтом. Так как рост стримера происходит вдоль оси z , ударный фронт разомкнут в этом направлении и направлен по радиусу цилиндрически.

Как и в варианте 1.1 деформация поля приводит к увеличению поля на конце проводящего объекта. Здесь ионизация происходит в плотном газе. Однако пока газ не нагрелся и не расширился, проводимость остается малой, меньше 10. Поле внутри области с такой проводимостью остается достаточно большим, около 1.

Постепенно газ нагревается и расширяется, плотность падает, и это приводит к значительному росту проводимости. В области с большой проводимостью поле мало, оно остается лишь немного больше значения плотности, так что $F(n,E)>0$ и ионизация продолжается. Из-за больших значений проводимости ($\sigma>100$) в полосе малых z проводимость расширяется не только вместе с газом или из-за деформации поля, но и под действием диффузии, в частности, уровень $\sigma>0.1$ обгоняет ударный фронт. Но этот эффект не имеет большого значения, так как поле здесь мало, оно гасит рост проводимости ($F(n,E)<0$), и уже уровень $\sigma>1$ движется по радиусу вместе с ударным фронтом.

Скорость фронта ионизации гораздо больше скорости расширения газа, поэтому расстояние между концом стримера и сильно проводящей областью увеличивается. Получается 3 слоя: 1) «ножка» стримера — сильно проводящий нагретый канал, окруженный ударным фронтом, $n<|E|<E_0$, $\sigma>10$;

2) «головка» — газ с небольшой проводимостью, постепенно нагревающийся и расширяющийся, $E_0 < |E| < 1.1$, $0.1 < \sigma < 10$; 3) «шляпка» — фронт ионизации, $n=1$, $|E| > 1.1$, $\sigma < 0.1$.

На графике 5.1 представлены линии уровня $\sigma=0.1$, $|E|=1$, соответствующие областям «головка» и «шляпка», на графике 5.2 — линии уровня $\sigma=10$, $n=0.9$, $|E|=0.9$, соответствующие области «ножка».

На графике видно, что с течением времени область «головки» вытягивается и практически совпадает с областью $|E| > 1$. Эта область растет со скоростью 10-60 и расширяется со скоростью до 10. В результате ее внешний контур постепенно приближается к не слишком вытянутому эллипсоиду.

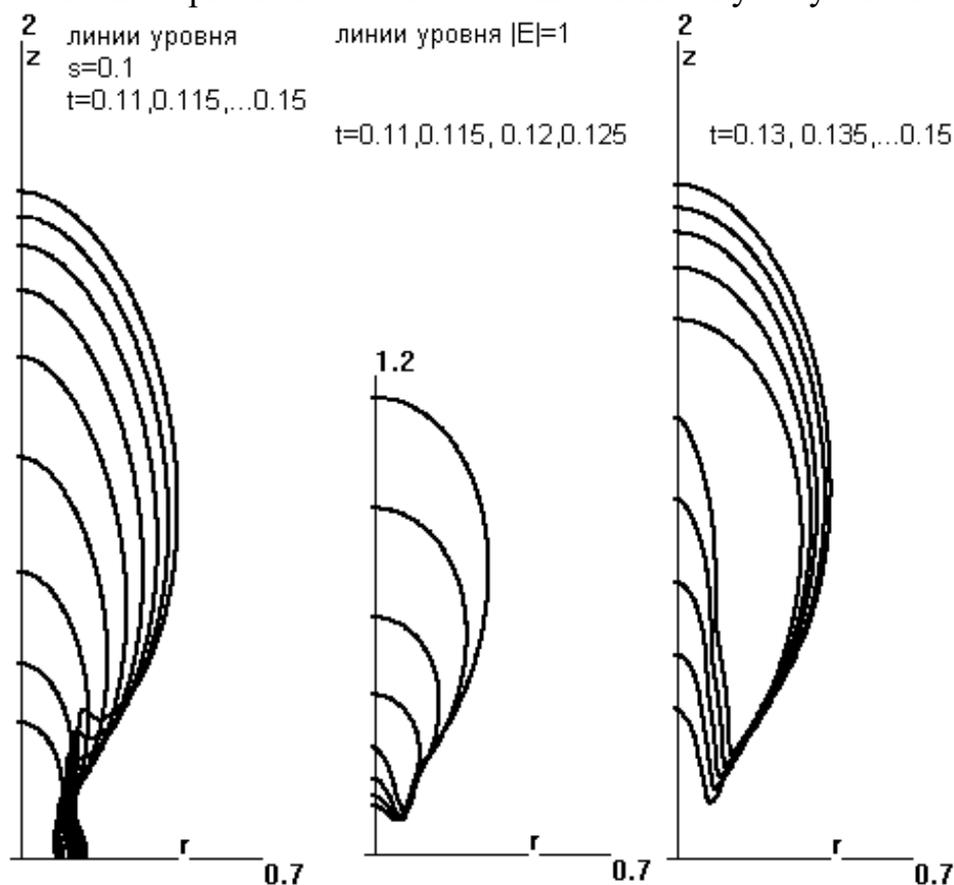


Рис.5.1.

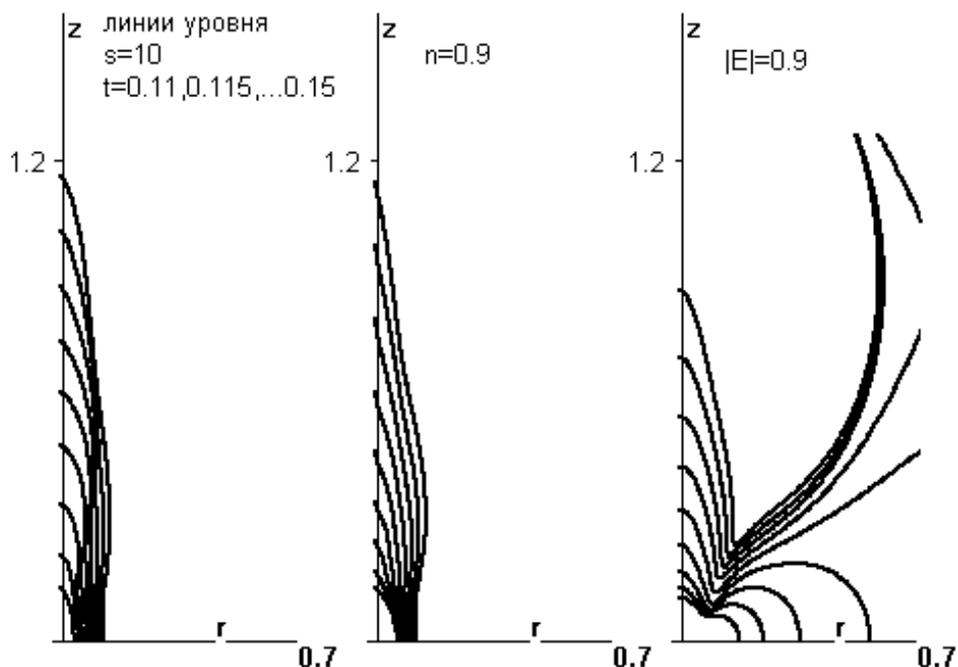


Рис.5.2.

Максимальный радиус области $\sigma > 0.1$ на последний рассматриваемый момент времени $t=0.15$ равен 0.44, достигается при $z=0.825$ (см. рис. 5.1 - линии уровня $\sigma=0.1$, $|E|=1$). Максимальный радиус области $\sigma > 1$ равен 0.33, достигается при тех же t и z . Радиус нагретого канала «ножки» растет медленно, к моменту $t=0.15$ он составляет всего 0.14 (при $z=0.3$). Линии уровня $\sigma=10$, $n=0.9$ и внутренний контур $|E|=1$ практически совпадают на всем рассматриваемом интервале времени.

В канале с проводимостью $10 < \sigma < 100$ и еще довольно большой плотностью $0.3 < n < 0.9$ идет активный процесс ионизации и омического нагрева. Поле там больше плотности буквально на 0.1, причем в области с $n < 1$ графики n и $|E|$ идут почти параллельно друг другу. Это объясняется тем, что заложенная в модели ионизация является процессом устойчивым и саморегулирующимся. Скачок плотности на некотором интервале дает всплеск ионизации, что приводит к резкому изменению проводимости, которая в свою очередь меняет поле. В результате изменения поля ионизация снова падает и проводимость стабилизируется на новом уровне.

По результатам расчетов получена таблица $\sigma(z, r=0)$ в моменты $t=0.1, 0.105 \dots 0.15$. На графике $\sigma(t, z, r=0)$, построенном в логарифмическом масштабе (рис. 5.3), можно видеть, что функция проводимости имеет несколько участков с характерными наклоном к оси z и скоростью по t . Можно выделить три: фронт ионизации; ионизация в области с расширяющимся газом; уровень проводимости стабилизировался, так как плотность газа минимальная.

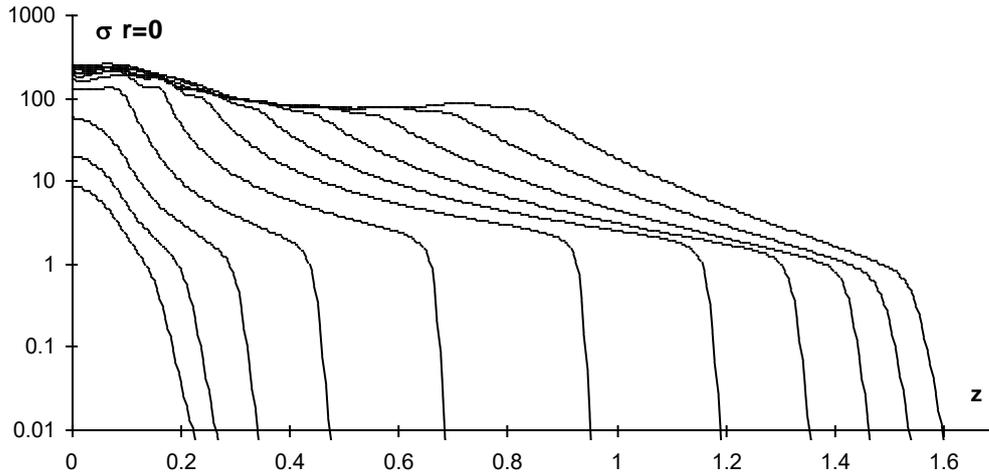


Рис.5.3. Графики $\sigma(0,z)$ для последовательных моментов времени $t=0.1, 0.105, \dots 0.15$.

Для каждого момента $t=0.1, 0.105 \dots 0.15$ можно найти z -координаты границ этих областей, например, областей с $\sigma > 0.1$ и $\sigma > 10$. На рисунке 5.4а) можно видеть, что наибольшее расстояние между ними чуть более 0.6 в момент $t=0.135$, а затем расстояние начинает постепенно сокращаться. По соседним значениям таких z , найдем скорость роста. График 5.4б) показывает, что область с сильной проводимостью ($\sigma > 10$), вызванной гидродинамическим расширением газа ($n < E < E_0$) почти постоянна, а область с небольшой проводимостью ($\sigma > 0.1$), вызванной деформацией поля ($E > 1$), имеет заметный максимум при $t=0.125$. Объяснение этому факту можно найти, если сравнить скорость роста области $\sigma > 0.1$ с графиком $\max|E|$ по t (рис. 5.5). Совпадение этих графиков подтверждает идею о том, что ускорение роста стримера при $t < 0.125$ и последующее замедление объясняются свойствами поля. Как и в расчетах поля вокруг проводящих цилиндров или эллипсоидов в полной задаче особое внимание следует уделить ситуации, когда длина проводящей области сравнима с полудлиной волны.

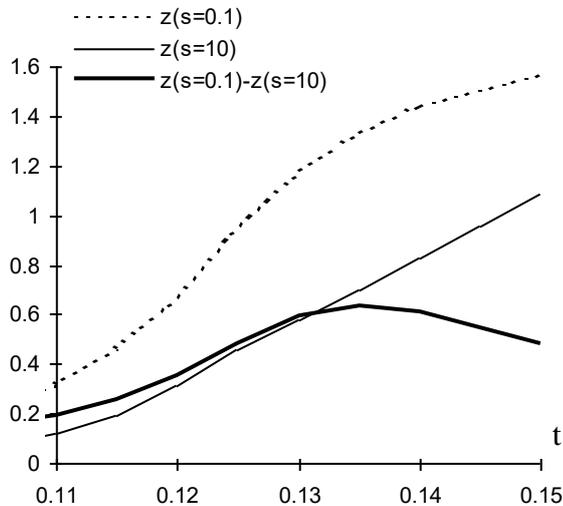


Рис. 5.4а. z -координаты границ областей $\sigma > 0.1$, $\sigma > 10$ и расстояние между ними.

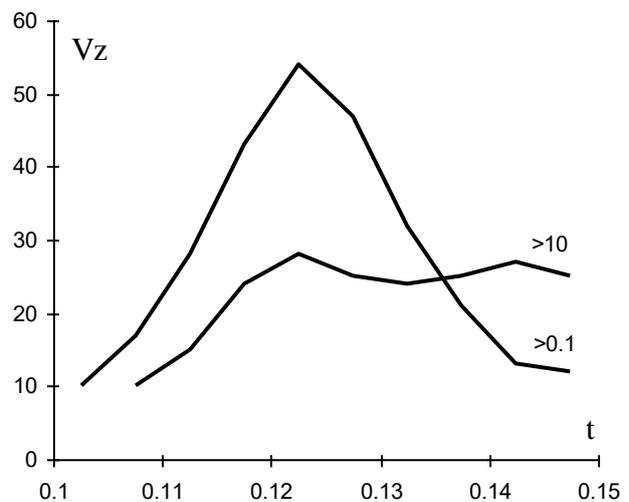


Рис. 5.4б. Скорость роста по z областей с $\sigma > 0.1$ и $\sigma > 10$.

Если полученную скорость роста отнести к координате z (например, к полусумме соседних значений), то получим представление о том, при какой длине проводящей области скорость ее роста была наибольшая (см. рис. 5.6), в данном варианте максимальная скорость была при $z=0.8-1$.

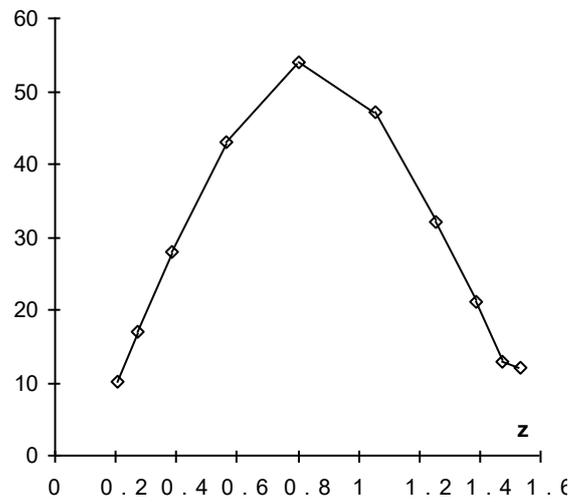
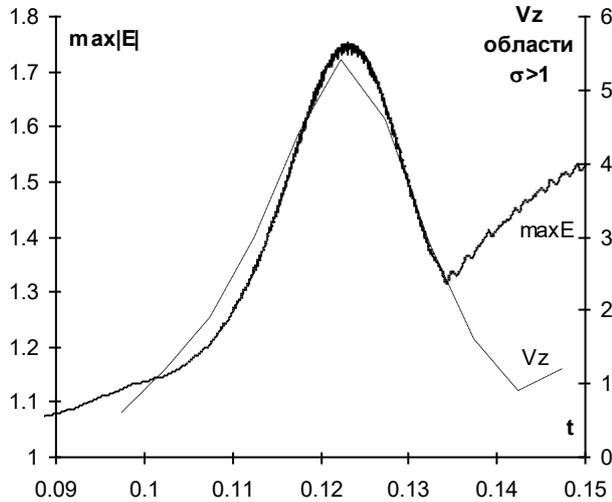


Рис.5.5. Скорость роста по z области с $\sigma > 1$ и $\max|E|$.

Рис. 5.6. $Vz(z)$ области $\sigma > 0.1$

По-видимому, рост стримера максимален, когда его длина резонирует с длиной волны. Конечно, 0.8 и $\pi/2$ - это не одно и то же. По-видимому, определяющее значение имеет периметр, но не самой области, а некоего эллипсоида описанного вокруг, т.е. в данном случае надо сделать поправку на радиус проводящей области. В случае с цилиндрами радиуса 0.1 максимум поля был при длине $1.2-1.3$, а здесь радиус скорее $0.3-0.4$. Еще одно подтверждение этой теории - изменение формы поля. На графиках $|E|$ видно (см. рис. 5.7), что при длине больше 1 ($t > 0.125$) впереди стримера появляется область с полем меньше фонового, как для закругленных проводящих цилиндров (см. графики 2.4-2.5).

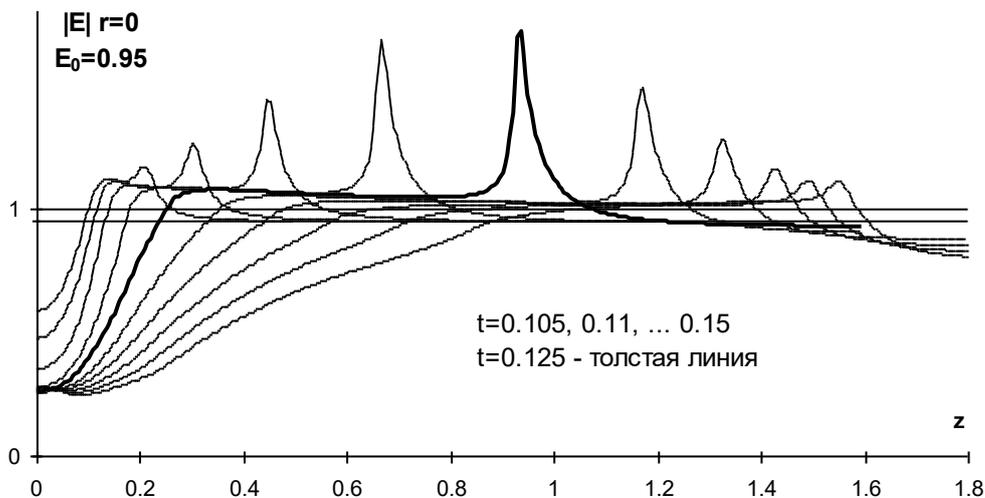


Рис. 5.7. $|E|$ $r=0$ $t=0.105-0.15$

Таким образом, весь процесс можно разделить на три участка, $t < 0.1$ - инициация разряда, $t < 0.125$ - рост стримера убыстряется, $t > 0.125$ - замедляется. На рисунке 5.8 показаны линии уровня проводимости, плотности

и поля для 5 последовательных моментов времени $t=0.11, 0.115, \dots 0.13$, а на рисунке 5.9 для следующих 4 моментов времени $t=0.135 - 0.15$.

Пока длина стримера меньше резонансной, поле на острие растет и скорость роста увеличивается (см. рис. 5.8). Области с $\sigma=0.1$ и области с $|E|=1.1$ имеют общую динамику: растет скорость по z , области становятся больше и шире. С другой стороны, хорошо видна связь между областями с $\sigma>10$ и областями с $n<0.9$. После того, как длина по z перешла за резонансную, поле на острие становится меньше и рост замедляется. Горячая же область растет с почти постоянной скоростью, поэтому на следующем интервале времени расстояние между горячей сильно проводящей областью и концом стримера сокращается (см. рис. 5.9).

Еще один момент, который хотелось бы отметить, — это второй максимум поля, который расположен на углу сильно проводящей области и движется вместе с ударным фронтом. В момент $t=0.11$ расположен еще на оси z , а начиная с $t=0.115$ он сдвигается к углу области, и далее эта вторая область с $|E|>1.1$ растет и движется вместе с ударным фронтом. После $t=0.135$ он становится больше чем максимум поля на острие (см. излом $\max|E|$ на рис. 5.5). Ударный фронт и этот максимум поля — вот два фактора, которые объясняют, почему проводящая область принимает форму гриба, а не правильного эллипсоида как в варианте 1.1.

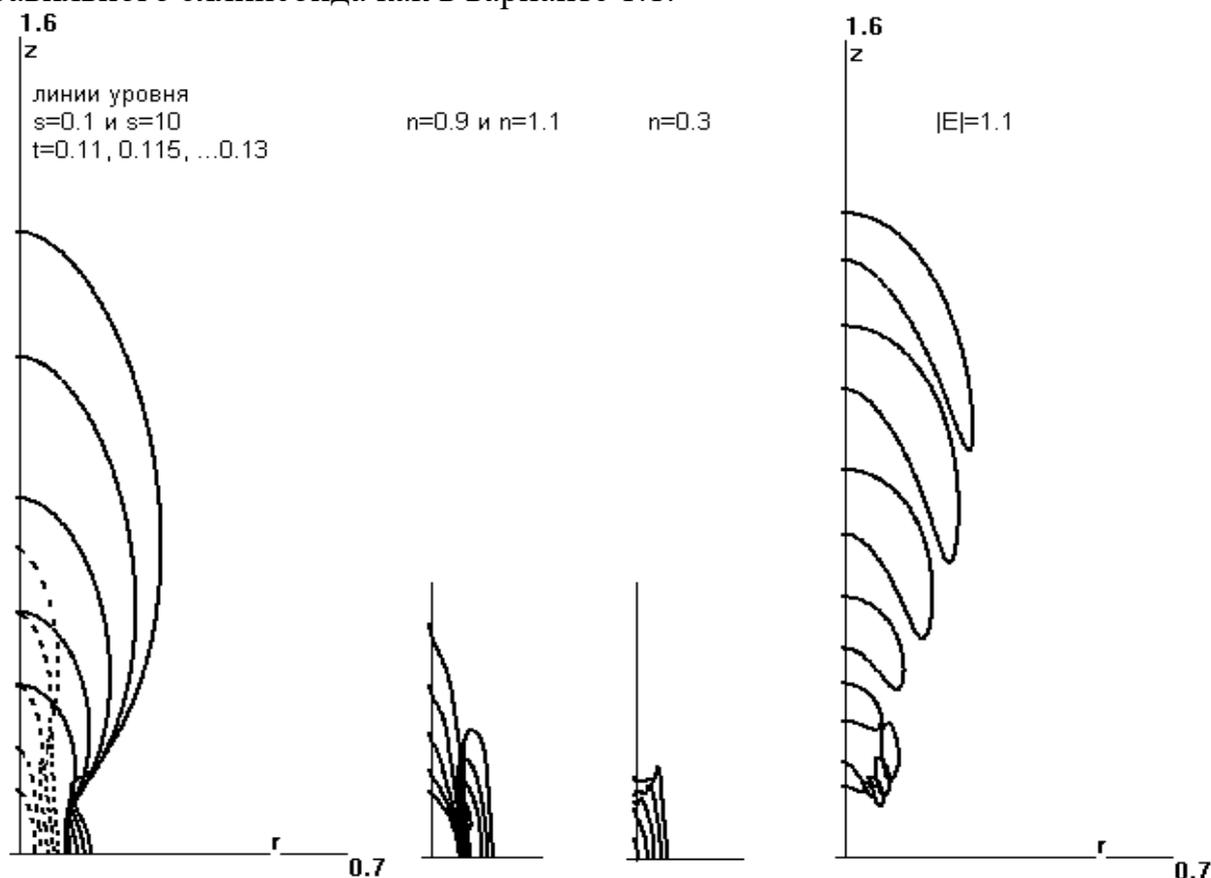


Рис. 5.8.

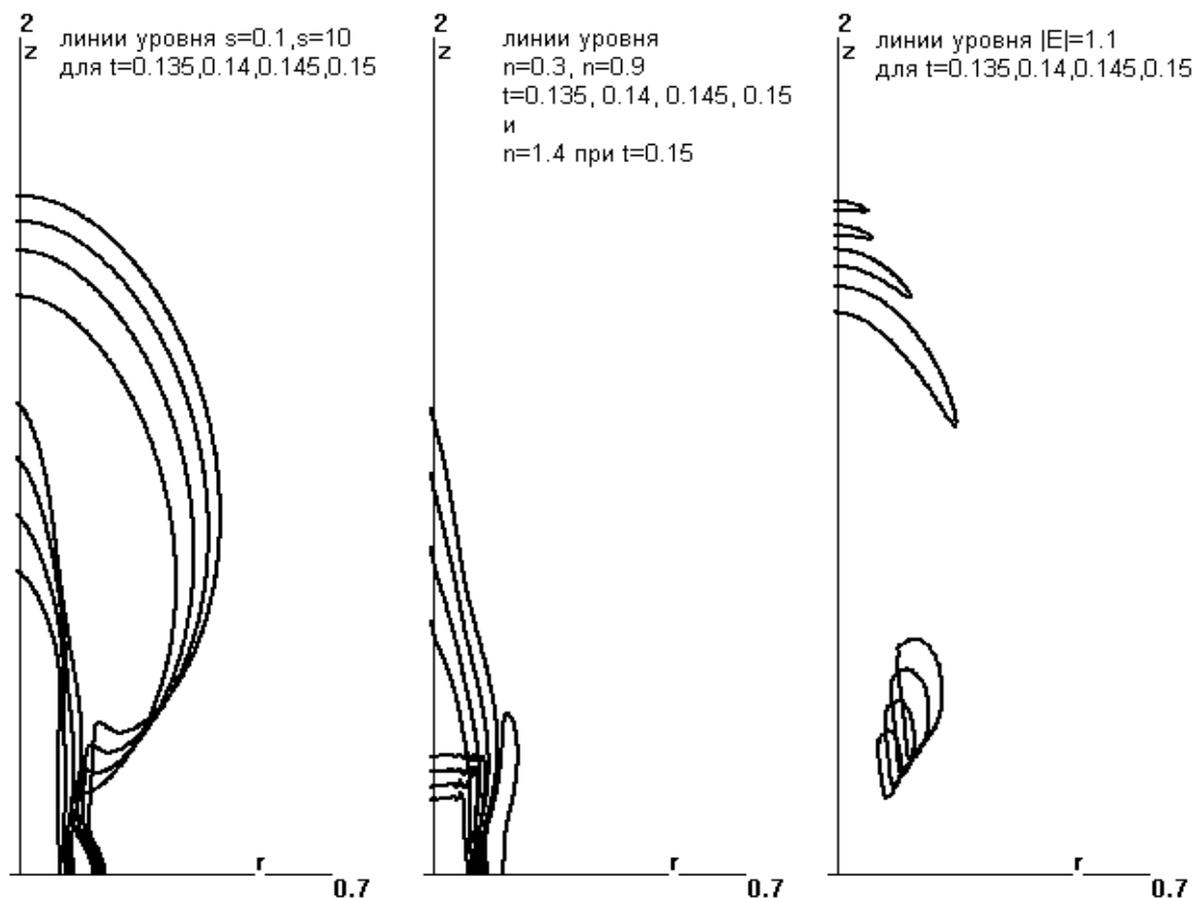


Рис. 5.9.

§6 Рост стримера до резонансной длины для поля с $E_0=0.5$.

В начальный момент проводимость взята в виде $\sigma_0 \exp(-(r/r_0)^2 - (z/z_0)^2)$, $\sigma_0=500$, $r_0=0.02$, $z_0=0.15$, гидродинамическое состояние газа невозмущенное. Начальное возмущение проводимости тратится на омический нагрев газа. Как отмечалось в работе [9] и в параграфе 3 данной работы, наличие области с $n/|E| < 1$ еще не гарантирует роста проводимости, размер каверны должен быть не менее 0.03. Поэтому, хотя в результате расширения нагретой области минимальное значение плотности становится меньше $E_0=0.5$ к $t=0.06$, уровень проводимости монотонно падает и дальше, вплоть до отметки $1e-7$ к $t=0.1$, хотя минимальное значение плотности в этот момент 0.36. Начиная примерно с $t=0.12$ проводимость постепенно увеличивается, к $t=0.2$ она становится больше 10. Примечательно, что в этот момент максимум поля составляет всего 0.6, т.е. фронт ионизации проходит пока внутри разреженной области. До границы разреженной области фронт ионизации доходит примерно к $t=0.23$. К этому моменту максимальное значение проводимости равно 50, длина стримера по z примерно 0.5, а поле чуть превысило отметку 1.05. Максимум поля достигается на полюсе области, в точке $r=0$, $z=0.5$.

Далее фронт ионизации движется по z , обгоняя область разрежения. Проводимость в плотном газе приводит к омическому нагреву, затем постепенно газ расширяется, и в результате разреженная область и ударный фронт тоже растут по z . Как и в варианте $E_0=0.95$ получается 3 слоя: 1) «ножка» стримера — сильно проводящий нагретый и разреженный газ, окруженный ударным фронтом, $n < |E| < E_0$, $\sigma > 10$; 2) «головка» — газ с небольшой проводимостью, постепенно нагревающийся и расширяющийся, $0.1 < \sigma < 10$; 3) «шляпка» — область ионизации в плотном газе, $1 = n < |E|$, $\sigma < 0.1$. Поле имеет два локальных максимума, один из них — «шляпка» на «головке», второй расположен около границы сильно проводящей «ножки» со слабо проводящей «головкой». Похожее распределение поля можно получить для цилиндра с кусочно-постоянной функцией проводимости, локальные максимумы поля получаются при каждой резкой смене проводимости.

На рис. 6.1-6.2 показаны линии уровня проводимости, плотности и поля для последовательных моментов времени, начиная с 0.25 с шагом 0.05. В момент 0.25 ударный фронт еще продолжает формироваться, плотность газа в нем еще мала и поэтому на графике нет линии уровня $n=1.1$ при $t=0.25$. Зато есть линия уровня $|E|=1.1$. В этот момент времени максимум поля находится на боковой поверхности, причем область с $|E| > 1.1$ расположена как раз там, где проходит верхняя граница ударного фронта. Линии уровня $n=1.1$ и $|E|=1.1$ для $t=0.3-0.5$ наглядно показывают это неслучайное совпадение. Цилиндрический ударный фронт, распространяющийся по радиусу, одновременно растет по z , вместе с ним движется область с большой проводимостью. Область с $|E| > 1$ лишь немного опережает верхнюю границу ударного фронта. Это приводит к дополнительному расширению проводящей области, которая принимает вид гриба. Там, где область с большим полем заходит на ударный фронт, возникает дополнительный нагрев. В результате нагретая область имеет вид трезубца.

Область $|E| > 1$ увеличивается, пока длина стримера меньше 0.8, и уменьшается после длины 1.4. При длине стримера более 1.4 впереди фронта ионизации появляется область с полем меньше фонового (см. рис. 6.2 линии уровня $|E|=0.35$) также как у поля вокруг закругленных цилиндров радиуса 0.1 при длине больше $\pi/2$.

Как и в варианте с $E_0=0.95$ рост стримера ускоряется и замедляется вместе с $\max|E|$. Локальный максимум поля на острие стримера составляет не более 1.12, а для некоторых моментов времени менее 1.1, т.е. лишь немного больше 1. Поэтому относительное замедление роста стримера, которое в варианте с $E_0=0.95$ приводило к сокращению расстояния между фронтом ионизации и ударным фронтом, в варианте $E_0=0.5$ приводит к тому, что это расстояние практически исчезает. Ударный фронт догоняет фронт ионизации. Область «головки» исчезает, а вместе с ней исчезает и максимум поля на боковой поверхности стримера, который возникал из-за разницы между значениями проводимости в «головке» и «ножке». Как видно на графике 6.1

при $t=0.45$ ударный фронт образовался вокруг всего стримера, почти сомкнулся у оси. Фронт ионизации напротив сузился до маленькой области на конце стримера.

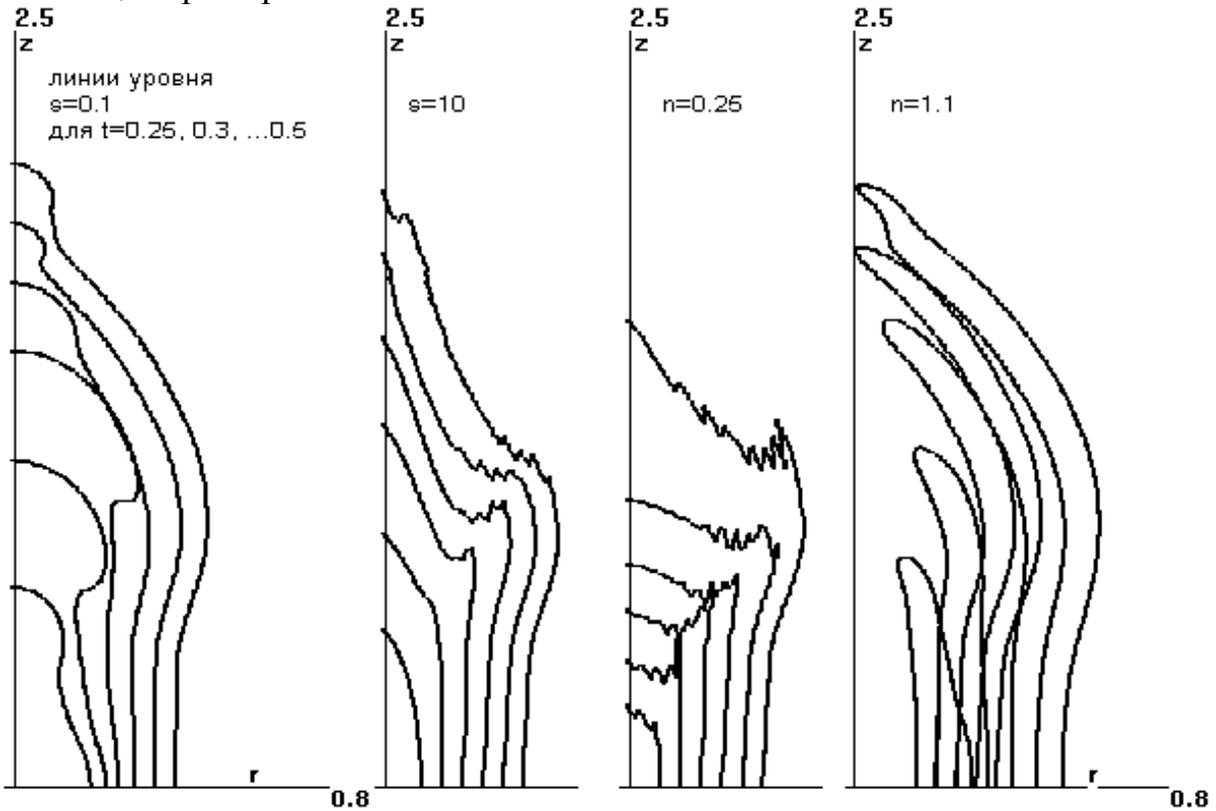


Рис. 6.1. Линии уровня $\sigma=0.01$, $\sigma=10$, $n=0.25$, $n=1.1$ для $t=0.25, 0.3, \dots, 0.5$

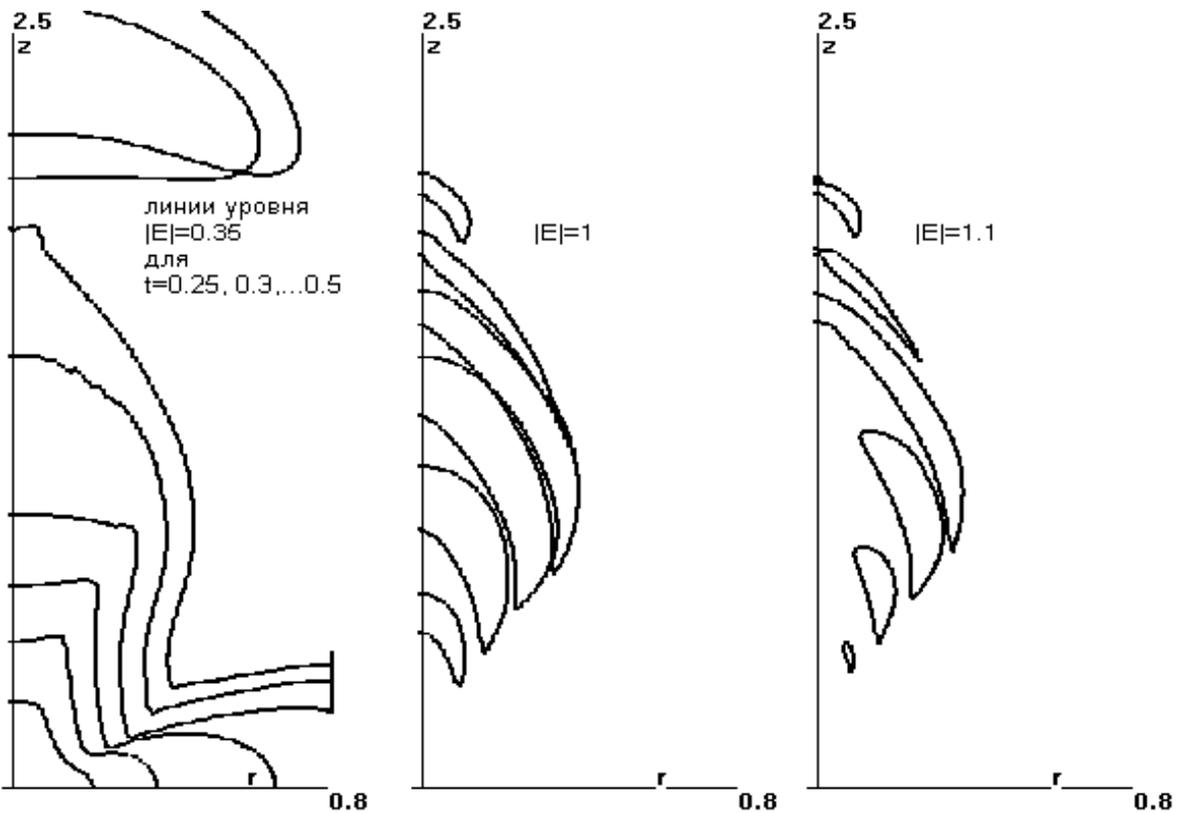


Рис. 6.2. Линии уровня $|E|=0.35$, $|E|=1$, $|E|=1.1$ для $t=0.25, 0.3, \dots, 0.5$.

Последний момент $t=0.5$ знаменует выход процесса на следующий этап и позволяет выдвинуть предположение, что, как и для поля вокруг закругленных цилиндров, для полной задачи существует некоторая периодичность, связанная с отношением длины проводящей области к длине волны.

§7 Заключение.

Как показывают расчеты для вариантов $E_0=1.1$ и $E_0=0.95$, скорость роста стримера определяется значением поля на его конце. Вариант $E_0=0.5$ отличается от них гораздо меньшим полем и, как следствие, гораздо меньшей скоростью стримера. На рисунке 7.1 показаны профили $|E|$ при $r=0$ для этих трех вариантов E_0 при длине стримера по z примерно 1.

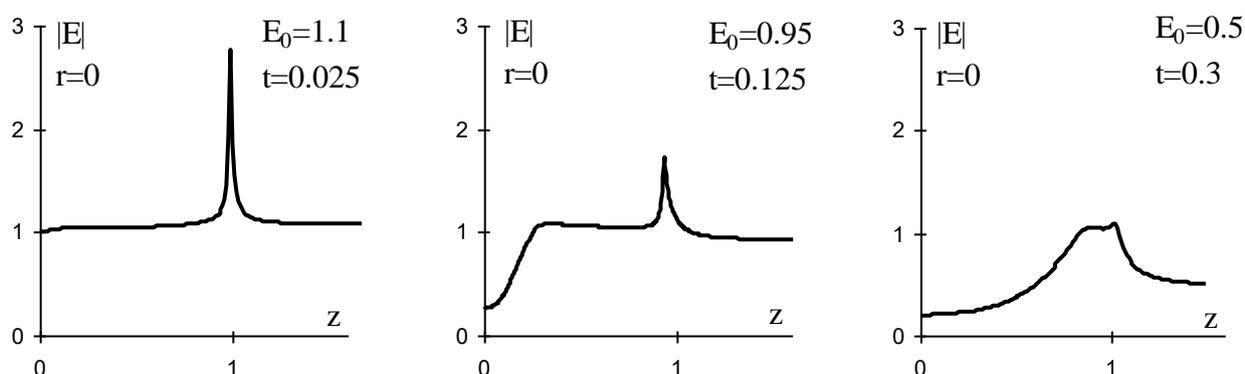


Рис.7.1. Профили $|E|$ при $r=0$ для 3 вариантов E_0 .

Для всех трех вариантов эта длина близка к той, при которой достигается максимум поля на конце стримера. Для этих вариантов E_0 он составляет соответственно 2.9, 1.8, 1.12. Интересно сравнить эти значения со скоростью стримера. Интервалы времени, за которые длина стримера меняется от 0.5 до 1.5, равны соответственно $[0.018;0.03]$, $[0.115;0.14]$, $[0.22;0.36]$. Отсюда средняя скорость на этом интервале $1/0.012=83$, $1/0.025=40$, $1/0.14=7$, т.е. числа почти пропорциональные значениям $\max|E|-1$ (1.9, 0.8, 0.12).

Сравнивая варианты с разными E_0 можно видеть, что скорость роста стримера в варианте 0.95 меньше почти в два раза, чем в варианте с $E_0=1.1$. Фоновое поле 1.1 («надкритическое») дает гораздо большее значение проводимости, почти 10, уже сразу за фронтом ионизации. В подкритическом поле $E_0=0.95$ проводимость за фронтом ионизации остается на уровне 1, и лишь после разрежения газа становится больше 10. В результате деформация поля на конце стримера оказывается сглаженной, а значение $\max|E|$ гораздо меньше.

Можно выделить две характерные ситуации - причины роста проводимости: 1) поле снаружи проводящей области больше, чем

невозмущенная плотность, 2) внутри проводящей области плотность в результате разрежения нагретого газа становится меньше поля. На рисунке 1 максимум поля соответствует первой ситуации, а минимум - второй.

В варианте $E_0=1.1$ все определяется первой причиной, вторая на рассматриваемом интервале времени только намечается. В варианте $E_0=0.95$ обе причины налицо и расстояние между соответствующими областями очень заметное, достигает 0.6 (длинная «полочка» на графике $|E|$). В варианте $E_0=0.5$ напротив, все процессы происходят почти одновременно. Ионизация в плотном газе, нагрев, разрежение и ионизация в нагретом разреженном газе следуют друг за другом с минимальным отрывом. Расстояние между 1) и 2), т.е. от фронта ионизации до области с большой проводимостью, небольшое, не более 0.2-0.3.

Решение имеет одинаковую структуру. Есть «головка» стримера и горячий канал с большой проводимостью, вокруг которого распространяется цилиндрический ударный фронт. На границе сильно проводящей области с областью слабо проводящей в верхней части формирующегося ударного фронта появляется второй локальный максимум поля.

Рост стримера по z происходит за счет области с полем выше критического на конце стримера, где происходит ионизация в плотном газе. После омического нагрева газ расширяется и в менее плотном газе проводимость еще увеличивается. В области разрежения плотность газа падает практически до нуля, а поле остается лишь немного больше плотности. С ростом проводимости оно постепенно падает, останавливаясь на том уровне, при котором рост проводимости от ионизации компенсируется другими факторами, в частности, диффузией. В результате плотность, проводимость и поле находятся в устойчивом равновесии.

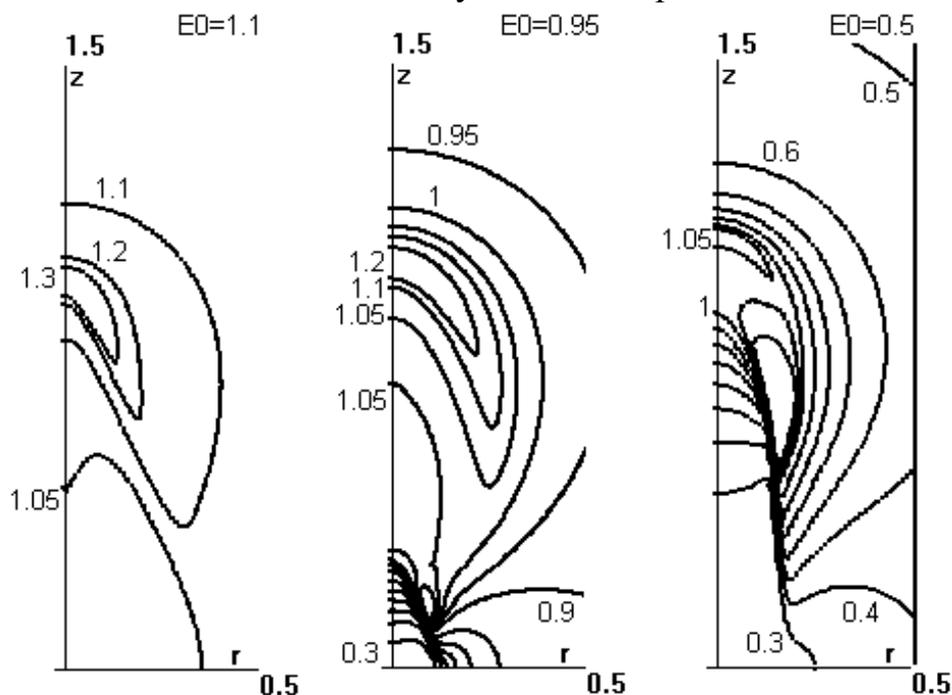


Рис. 7.2. Линии уровня $|E|=0.3, 0.4, \dots, 1, 1.05, 1.1, 1.2, 1.3$ для $E_0=1.1$ при $t=0.025$, для $E_0=0.95$ при $t=0.125$, для

$E_0=0.5$ при $t=0.3$.

На последнем графике (рис. 7.2.) показаны линии уровня $|E| = 0.3, 0.4, \dots, 1.3$. Кроме уровней $|E|=1$ и $|E|=1.1$ пришлось взять еще 1.05, чтобы показать максимум на острие в варианте с $E_0=0.5$. На большей части рассматриваемого интервала в этом варианте абсолютный максимум поля находится на боковой поверхности, и локальный максимум на острие стримера совсем теряется на его фоне.

На графике видно, что структура поля имеет много общего у всех трех вариантов. Форма областей с полем больше критического примерно одинаковы. На полюсе проводящей области достигается локальный максимум поля. Как показали расчеты, размер областей с полем больше критического увеличивается, пока длина стримера меньше 1, а затем начинает уменьшаться. С учетом радиуса стримера 0.3-0.5 длина по z около 1 сопоставима с резонансной длиной $\pi/2$ (полдлины волны).

В «подкритических» вариантах один локальный максимум поля находится на полюсе, а второй на боковой поверхности. Для варианта с $E_0=1.1$ максимум только один, на полюсе. В варианте с $E_0=0.95$ максимум на боковой поверхности много меньше максимума на полюсе, а в варианте с $E_0=0.5$ — наоборот. Расстояние между максимумами в варианте $E_0=0.95$ составляет более 0.6, а для $E_0=0.5$ не более 0.3. Таким образом, наличие второго максимума не связано с длиной стримера, и тем более с резонансом длины стримера с длиной волны.

Литература

- [1] Г.М.Батанов, С.И.Грицинин, И.А.Косый и др. СВЧ-разряды высокого давления. //Труды ФИАН 1985. Т. 160, С. 174-203.
- [2] Л.П.Грачев, И.И.Есаков, Г.И.Мишин, М.Ю.Никитин, К.В.Ходатаев. Безэлектродный разряд в воздухе при средних давлениях. //ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 2. С. 389-391.
- [3] Л.П.Грачев, И.И.Есаков, Г.И.Мишин, К.В.Ходатаев. Разряд в воздухе в квазиоптическом СВЧ резонаторе. // ЖТФ. 1994. Т. 64. Вып. 2. С. 26-37.
- [4] Л.П.Грачев, И.И.Есаков, Г.И.Мишин, К.В.Ходатаев. Стадии развития безэлектродного СВЧ разряда. //ЖТФ. 1996. Т. 66. Вып. 7. С. 32-45.
- [5] Л.П.Грачев, И.И.Есаков, К.В.Ходатаев. Особенности развития импульсных СВЧ разрядов в квазиоптическом пучке в различных газах. //ЖТФ. 1998. Т. 68, № 4, С. 33-36.
- [6] В.Б.Гильденбург, И.С.Гущин, С.А.Двинин, А.В.Ким. Динамика высокочастотного стримера. //ЖЭТФ. 1990. Т. 97. Вып. 4. С. 1151-1158.
- [7] К.В.Ходатаев. Гидродинамические процессы в плазме сверхмощного высокочастотного разряда. //Химическая физика. 1993. Т. 12. Вып. 3. С. 303-315.
- [8] К.В.Ходатаев, Б.Р.Горелик. Диффузионный и дрейфовый режимы распространения плоской волны ионизации в СВЧ-поле. //Физика Плазмы. 1997. Т. 23. № 3. С. 236-245.
- [9] О.И. Воскобойникова, С.Л.Гинзбург, В.Ф.Дьяченко, К.В.Ходатаев, Инициация микроволнового стримерного разряда в газе. Препринт № 13. М.: ИПМ им. М.В.Келдыша РАН. 2001.
- [10] В.Ф.Дьяченко, Е.В.Шаханова, Взаимодействие волны с проводящим волокном. Препринт № 29. М.: ИПМ им. М.В.Келдыша РАН. 1993.
- [11] О.И. Воскобойникова, Итерационный метод решения задачи о рассеянии волны. Препринт № 38. М.: ИПМ им. М.В.Келдыша РАН. 1997.

Содержание.

- §1 Постановка задачи о газовом разряде в СВЧ-поле. Численный метод.
- §2 Рассеяние волны на простейших объектах (шар, эллипсоид, цилиндр).
Зависимость поля от длины объекта.
- §3 Инициация разряда в подкритическом поле $E_0=0.5$ проводящей областью-
"затравкой".
- §4 Рост стримера до резонансной длины для поля $E_0=1.1$.
- §5 Рост стримера до резонансной длины для поля $E_0=0.95$.
- §6 Рост стримера до резонансной длины для поля $E_0=0.5$.
- §7 Заключение.