

УДК 537.527

Начальная стадия сильноточных разрядов в газе высокого давления. Часть I. Цилиндрическая симметрия

У. Юсупалиев

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия

Проведены экспериментальные и теоретические исследования начальной стадии развития сильноточного разряда в воздухе при атмосферном давлении. Исходя из экспериментальных данных, с учетом диссоциации и ионизации вовлекаемого в разряд воздуха из баланса энергии разряда, получено нелинейное дифференциальное уравнение для радиуса разрядного канала. Показано, что такое уравнение удовлетворительно описывает динамику расширения сильноточного разряда в газах высокого давления в начальной стадии его развития. Отмечено, что при больших скоростях нарастания разрядного тока решение указанного уравнения переходит в известное решение задачи точечного взрыва для цилиндрической симметрии.

Сильноточные разряды в неограниченной газовой среде высокого давления (порядка атмосферного и выше) в самой начальной послепробойной стадии имеют очень малую оптическую толщину и представляют собой искровые разряды [1–6]. При дальнейшем поступлении энергии в канал искрового разряда его оптическая плотность и геометрическая толщина увеличиваются в результате вовлечения в разряд газа окружающей среды, и мы имеем дело с нестационарной формой сильноточного дугового разряда [4–6]. Этой стадии посвящено большое количество работ.

Разряды в газах при высоких давлениях отличаются от вакуумных прежде всего тем, что в них масса нагретой плазмы, охваченной током, возрастает в процессе разряда за счет механизма теплопроводности. Общая гидродинамическая задача в этом случае существенно нелинейна, и ее решение представляет собой значительные математические трудности. В частном случае точечного взрыва в идеальном газе при предположении мгновенного выделения энергии и пренебрежении противодавлением общие аналитические решения получены на основе теории размерности и подобия в [7]. Решения в этом случае обладают свойством автомодельности. Состояние газа в области, ограниченной фронтом ударной волны, определяется только энергией взрыва на единицу длины и начальной плотностью газа. В случае сферической симметрии полученное решение для радиуса расширения сравнивается с измеренным радиусом расширяющего облака, возникающего при ядерном взрыве. Отмечается удовлетворительное согласие расчетных данных с опытными.

Одна из первых попыток создания теории импульсного разряда в предположении постепенного выделения энергии в канале разряда была предпринята в работе [1] для случая искрового разряда в оптически прозрачной плазме. В этой работе предложена теория процесса расширения канала искры, причем результаты вычислений согласуются с экспериментом [2]. Развита теория в работе [1] не дает возможности рассчитывать параметры искры, непосредственно исходя из закона нарастания разрядного тока. Последовательное рассмотрение механизма разряда и построение соответствующей теории расширения канала искры с учетом электропроводности ионизированного газа в

канале проведены в работе [3]. В балансе энергии разряда учитывались только изменение внутренней энергии и работа расширения разрядного канала, а потерями на излучение пренебрегали. Кроме того, не учитывался скин-эффект, а давление магнитного поля предполагалось достаточно малым. В этих предположениях были получены выражения для радиуса разряда, температуры и напряженности электрического поля. В работе [3] сравнение расчетных данных с опытными проведено только для радиуса разрядного канала.

В сильноточных излучающих разрядах баланс энергии существенно определяется его излучением, причем при большой оптической толщине плазмы перенос излучения носит характер лучистой теплопроводности. В оптически непрозрачной плазме теория такого разряда была развита в работах [8, 9]. Динамика разряда анализировалась при предположениях, позволяющих применить автомодельный подход к решению газодинамических задач с нелинейной теплопроводностью: движение плазмы считается одномерным, а поступление энергии в разряд достаточно медленным. Полная энергия, вводимая в разряд, определяется либо граничным условием, либо объемным источником энергии. Предполагается, что скинирование тока в плазме разрядного канала отсутствует. В энергетическом балансе разряда основную роль играет излучение: вся энергия, выделяемая благодаря джоулевому нагреву плазмы, расходуется на излучение. Все рассмотренные выше предположения справедливы до момента времени, пока давление магнитного поля тока пренебрежимо мало по сравнению с газокинетическим давлением плазмы в разряде. Оказывается, что при таких условиях система уравнений с граничными условиями допускает автомодельное решение при степенном законе изменения силы разрядного тока $I(t) = Ft^{s/2}$ (где F — коэффициент пропорциональности). Для постоянного разрядного тока ($s = 0$) в работе [8] приведены соответствующие решения для давления p , скорости движения плазмы v и температуры T .

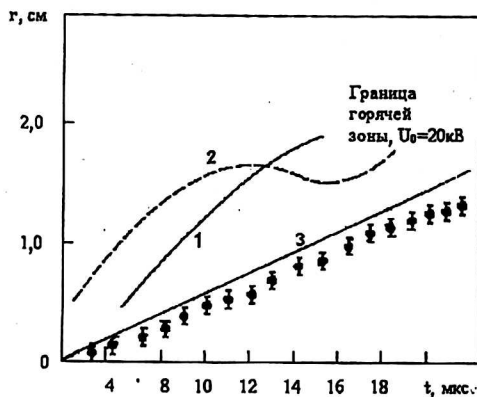
Такая же задача для случая линейного закона роста тока $I(t) = Ft$ (характерный случай для сильноточных разрядов с емкостным накопителем электрической энергии) решена в работе [10]. Для этого случая получены формулы для радиуса разряда R , температуры T , плотности плазмы на оси разряда $\rho = MN(0)$ и массы газа, захваченной на единицу длины разряда. Полученные решения задачи сравнивались с экспериментальными данными сильноточного разряда, инициированного электрическим взрывом металлических проволочек в воздухе. Отмечается, что в случае малых F (малые скорости нарастания разрядного тока) наблюдается значительное (в ~ 2 раза) расхождение экспериментальных данных и результатов автомодельного расчета (рис. 1, кривая 1 [10] для напряжения на конденсаторной батарее $U_0 = 20$ кВ, длины разрядного канала $l_0 = 75$ см, давления окружающего воздуха $p_0 = 10^5$ Па), в то время как при больших F теория хорошо соответствует эксперименту.

Из приведенных данных следует, что автомодельный расчет справедлив только при достаточно больших значениях скорости нарастания разрядного тока F .

Основной недостаток автомодельной теории — пренебрежение действия на разряд собственного магнитного поля разрядного тока. В связи с этим в работе [10] изучение процессов, происходящих в сильноточном разряде в воздухе при атмосферном давлении (полученном с помощью электрического взрыва тонких металлических проволочек), проводилось с помощью численного интегрирования уравнений магнитной гидродинамики с учетом лучи-

стого переноса тепла. Граничные условия для электромагнитного поля определялись с помощью уравнения внешней цепи. Из сопоставления расчетных и экспериментальных кривых следует, что при сделанных предположениях численный расчет позволяет количественно описать вольт-амперные характеристики разряда, что невозможно по автомодельной теории. Что же касается других параметров разряда, то численный расчет дает примерно такое же расхождение с экспериментом (см. рис. 1, кривая 2), что и автомодельная теория, с той лишь существенной разницей, что численный расчет позволяет описывать динамику разряда на всех его стадиях.

Рис. 1. Зависимость от времени радиуса разрядного канала



На рис. 2 представлена зависимость отношения радиуса фронта второй ударной волны $R_{IIy.в}$ к радиусу тепловой зоны R от величины скорости нарастания разрядного тока F . Эта зависимость также взята из работы [10]. Пунктиром обозначено теоретическое (рассчитанное по автомодельной теории) значение параметра $\gamma = R_{IIy.в}/R \approx 1,1$, характеризующего пропорциональность скоростей расширения ударной волны и токовой зоны. Из рис. 2 видно также, что коэффициент пропорциональности постоянен и близок к своему теоретическому значению только при достаточно больших скоростях нарастания тока. При малых F расхождение теории и эксперимента может достигать полутора раза.

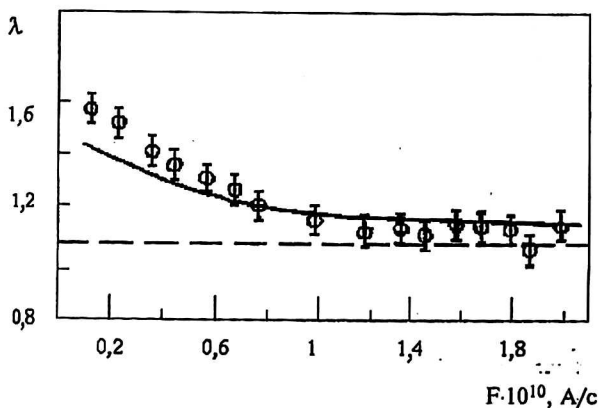


Рис. 2. Зависимость отношения радиуса фронта ударной волны к радиусу разрядного канала от скорости нарастания разрядного тока F

Итак, данные теоретических моделей сильноточных разрядов в начальной стадии их развития расходятся с экспериментальными данными. В связи с этим возникает необходимость дальнейшего экспериментального и теоретического исследования сильноточных разрядов в газах высокого давления (порядка атмосферного и выше) в их начальной стадии развития, чему и посвящена данная работа.

Эксперименты проводились на установке "Фотон" [10, 11]; представляющей собой разрядный контур с емкостным накопителем электрической энергии. Батарея конденсаторов установки емкостью 288 мкФ заряжалась до начального напряжения $U_0 = 10-35$ кВ, после чего через вакуумные разрядники коммутировалась на разрядный промежуток. Сильноточный разряд в воздухе при атмосферном давлении инициировался с помощью электрического взрыва металлических проволочек. Такие разряды достаточно подробно исследованы в монографии [10] и в работе [11]. Тем не менее, некоторые эксперименты проводились повторно в целях получения более точных характеристик разрядов. Прежде всего проводились измерения радиусов разрядного канала и фронта ударной волны. Для этого одновременно осуществлялась фоторегистрация процесса расширения сильноточного разрядного канала с помощью сверхскоростного фоторегистратора типа СФР-2М (как в режиме покадровой съемки, так и в режиме щелевой развертки) и теневой установки. Теневая установка была собрана на базе объектива Максутава (типа ИАБ-451) с диаметром светового поля 22 см. Регистрация теневой картины также осуществлялась с помощью второго фоторегистратора СФР-2М как в режиме покадровой съемки, так и в режиме щелевой развертки. Источником подсветки теневой установки служил эталонный высокоинтенсивный источник излучения ЭВ-45. Такой способ регистрации позволил отличить разрядный канал от ударной волны, что важно для понимания протекания газодинамических процессов, сопровождающих сильноточные разряды в газах. Для улучшения точности измерения радиусов были предприняты специальные меры (оптическое увеличение изображения разрядного канала и др.).

Анализ результатов работ [2, 6, 8-13] показывает, что для понимания физики сильноточных разрядов важно знать пространственно-временное изменение газокинетического давления в разряде. Поэтому в данной работе проводилось измерение пространственно-временного распределения давления в разрядном канале. Метод измерения давления плазмы не должен вносить возмущения. В качестве такого метода был выбран бесконтактный метод определения давления по сдвигу спектральных линий излучения атомов [14]. Указанный метод в этой работе использовался для определения пространственно-временного распределения давления плотной плазменной струи в воздухе. Суть его состоит в определении сдвига спектральных линий излучения атомов в зависимости от величины давления. Экспериментально установлено [14, 15], что сдвиг $\delta\lambda$ спектральных линий прямо пропорционален давлению $\delta\lambda \cong C_{сд}(\lambda)p$, где $C_{сд}(\lambda)$ — постоянная для данной спектральной линии излучения. Среди линий излучения данного атома существуют такие, для которых постоянная $C_{сд}(\lambda)$ имеет максимальное значение. Этот экспериментальный факт дает возможность измерить сдвиг спектральных линий с помощью спектрографов со средним спектральным разрешением (ИСП-30, СТЭ-1 и др.). Смещение спектральных линий определялось по отношению к их положению при атмосферном давлении. Для получения пространственно-временного распределения давления в разрядном канале использовался метод временной развертки спектра излучения разряда, который изложен подробно в работе [11]. Точность измерения давления таким способом составляет 15—20 %.

Методы измерения электрических, спектральных и энергетических характеристик сильноточных разрядов подробно изложены в [10, 11].

Для сравнения результатов настоящей работы с данными работ [10, 11] более подробно исследовался такой же режим разряда, как и в работе [10]. На рис. 1 приведены экспериментально измеренные значения для радиуса $R(t)$

разрядного канала в начальной стадии его развития (кружочки) для указанного режима.

Одновременная регистрация радиусов разрядного канала (поршня) и фронта ударной волны позволила их различить, особенно это различие явно проявляется при малых скоростях F нарастания разрядного тока. Для отражения этого факта была построена зависимость отношения λ радиуса фронта ударной волны $R_{у.в}$ к радиусу разрядного канала (тепловой зоны) R от величины скорости нарастания тока F для тех же режимов разряда, которые исследовались в работе [10]. Такая зависимость показана на рис. 1 кружочками. Отметим в пределах ошибки измерения $R_{у.в}$ и R , что экспериментальные данные настоящей работы практически совпадают с соответствующими данными работы [10].

Результаты измерения давления разряда показали, что его радиальное распределение практически однородно. Временная зависимость давления приведена на рис. 3. Из приведенных данных видно, что в пределах точности измерения сдвига спектральных линий излучения давление в начальной стадии развития разряда практически постоянно.

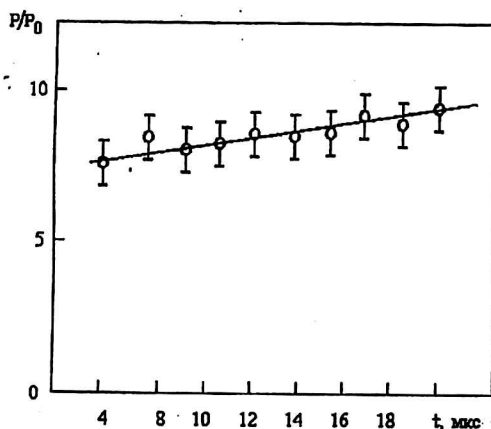


Рис. 3. Зависимость газокинетического давления разряда от времени

Результаты анализа СФР-грамм и тенеграмм динамики разряда показали следующую картину развития разряда. Через некоторый промежуток времени t_n после начала ввода энергии в разряд из первоначального вещества в результате нагрева, плавления, испарения, диссоциации и ионизации образуется плазма, которая отделяется контактной поверхностью (КП) от окружающего газа. Дальнейший ввод энергии приводит к расширению плазмы при $P_n \geq P_0$, где P_n , P_0 — давление плазмы и окружающей среды, соответственно, т. е. расширяющийся разрядный канал можно рассматривать как поршень в окружающем газе. По прошествии времени $t_{у.в}$ после начала расширения поршня в результате накопления нелинейных эффектов перед КП на расстоянии δ от нее формируется ударная волна (УВ). Величины t_n , $t_{у.в}$ и δ зависят от скорости ввода энергии, причем, чем больше скорость ввода энергии в разряд, тем меньше эти величины.

Такая газодинамическая структура имеет место до тех пор, пока не произойдет отрыв УВ от своего поршня. Отрыв УВ произойдет, когда скорость поршня $V_{кп}$ начнет уменьшаться. Причиной уменьшения $V_{кп}$ в сильноточных разрядах является сжатие разряда магнитным полем его собственного тока. Поэтому нулевым отсчетом начальной стадии развития разряда естественно выбрать момент времени t_n , а ее окончанием — момент отрыва УВ от разрядного канала.

Отметим, что такая газодинамическая структура возникает не только при сильноточных разрядах в газах, но и при любом импульсном выделении энергии в газах (взрыве ВВ и ядерном взрыве в газах [7]), взаимодействии мощного лазерного излучения с поверхностью твердых тел [16], если плотность выделяемой энергии больше, чем p_0 .

После момента времени $t_{\text{п}}$ вводимая энергия расходуется на изменение внутренней энергии плазмы $\Delta W_{\text{вн}}$, на увеличение кинетической энергии радиального направленного движения плазмы $\Delta W_{\text{кин}}$, на работу, совершаемую разрядным каналом против внешних сил, на энергию излучения плазмы $\Delta W_{\text{изл}}$, на энергию ΔI диссоциации молекул и ионизации (молекул, атомов) газа, вовлекаемого в разрядный канал, и на работу пондермоторных сил $A_{\text{маг}}$. Как показывает опыт [10], в начальной стадии развития сильноточных разрядов в воздухе при атмосферном давлении можно пренебречь энергией излучения разряда и работой пондермоторных сил. Тогда в начальной стадии развития разряда в энергобалансе необходимо учесть только следующие слагаемые в энергобалансе: $\Delta W_{\text{вн}}$, $\Delta W_{\text{кин}}$, $\Delta W_{\text{изл}}$ и ΔI .

Анализ полученных экспериментальных данных, а также результатов работ [8—13] показывает, что характеристики сильноточных разрядов существенно зависят от величины вложенной энергии $Q(t)$ данному моменту времени t . Поэтому баланс энергии разряда возьмем для данного момента времени t . В начальной стадии развития разряда баланс энергии для разрядного канала имеет вид

$$Q(t) = \Delta W_{\text{вн}}(t) + A_{\text{расш}}(t) + \Delta W_{\text{кин}}(t) + \Delta I(t), \quad (1)$$

где

$$A_{\text{расш}} = \pi l_0 (p - p_0) R^2(t) - \quad (2)$$

работа, совершаемая разрядным каналом против внешних сил (давления окружающей среды);

$$\Delta W_{\text{вн}} = \frac{\pi l_0}{\gamma n - 1} p R^2(t) - \frac{\pi l_0}{\gamma - 1} p_0 R^2(t) - \quad (3)$$

внутренняя энергия плазмы разрядного канала;

$$\Delta W_{\text{кин}} = \frac{\pi l_0 \rho_0}{2} R^2(t) \frac{d}{dt} R^2(t) - \quad (4)$$

кинетическая энергия плазмы в разрядном канале;

$$\Delta I = \pi l_0 n_0 \left(\sum_i \beta_i D_i + \sum_i \mu_i I_i \right) R^2(t) - \quad (5)$$

энергия, затраченная на диссоциацию и ионизацию газа в окружающей среде; I_i — потенциал ионизации i -го сорта атома; D_i — потенциал диссоциации i -го сорта молекулы; n_0 — концентрация частиц; β_i — процентное содержание i -го сорта молекулы; μ_i — процентное содержание i -го сорта атома окружающего разряд газа, соответственно; $\gamma_{\text{п}}$, γ — показатели адиабаты плазмы разряда и окружающего разряд газа, соответственно.

В выражении (2) учтен экспериментальный факт, что газокинетическое давление в начальной стадии разряда остается практически постоянным (см. рис. 3). В формулах (2) — (5) начальный радиус приняли равным нулю $R_0 = 0$.

Из (1)—(5) видно, что если найти связь между давлением и радиусом разрядного канала $R(t)$, то уравнение баланса энергии (1) можно свести к уравнению с одной переменной относительно $R(t)$. Для этого воспользуемся тем фактом, что газокINETическое давление и скорость направленного движения газа на контактной поверхности являются непрерывными, и используем известную связь между скоростью ударной волны $V_{у.в}$ и скоростью ее поршня $V_{порш}$ [12]

$$V_{у.в} = \frac{\gamma+1}{4} V_{порш} \left[1 + \left(1 + \frac{16c_0^2}{(\gamma+1)^2 V_{порш}^2} \right)^{\frac{1}{2}} \right],$$

где c_0 — скорость звука в среде, окружающей разрядный канал.

Как показывают экспериментальные данные для сильноточных разрядов [8—12], в газе, при высоких давлениях величина скорости расширения разрядного канала $V_{порш}$ составляет (2,0—5,0) c_0 . При таких условиях для $V_{у.в}$ можно написать выражение

$$V_{у.в} \cong \frac{\gamma+1}{2} V_{порш}. \quad (6)$$

Выражение (6) позволяет связать давление за фронтом УВ со скоростью $V_{порш} = dR(t)/dt$ расширения разрядного канала следующим образом:

$$p = \frac{\gamma+1}{2} \rho_0 V_{порш}^2 + \frac{\gamma-1}{\gamma+1} p_0, \quad (7)$$

где ρ_0 — плотность окружающего разряд газа.

Подставим выражения (2)—(5) в (1), и с учетом (7) получим нелинейное дифференциальное уравнение относительно радиуса разрядного канала $R(t)$

$$a_0 R^2(t) \left(\frac{dR(t)}{dt} \right)^2 + b R^2(t) = Q(t), \quad (8)$$

где

$$b_0 = \pi l_0 d p_0 \left[\left(\frac{\gamma_{п}}{\gamma_{п}-1} \right) \left(\frac{\gamma-1}{\gamma+1} \right) - \frac{\gamma_{п}}{\gamma_{п}-1} + \frac{1}{kT_0} \left(\sum_i \beta_i D_i + \sum_i \mu_i I_i \right) \right],$$

$$a_0 = \pi l_0 d p_0 \left[\frac{1}{2} + \left(\frac{\gamma_{п}}{\gamma_{п}-1} \right) \left(\frac{\gamma+1}{2} \right) \right].$$

Из экспериментальных данных [10—12] следует, что в начальной стадии сильноточных разрядов с емкостным накоплением электрической энергии падение напряжения на разрядном промежутке практически постоянно $U_p \cong \text{const}$ и разрядный ток растет линейно со временем: $I = Ft$. При таких условиях энергия Q , вложенная в разряд к моменту времени t , равна

$$Q(t) = \int_0^t U_p I dt = \frac{1}{2} U_p F t^2.$$

Тогда нелинейное дифференциальное уравнение (8) примет вид

$$a_0 R^2(t) \left(\frac{dR(t)}{dt} \right)^2 + b R^2(t) = \frac{1}{2} U_p F t^2. \quad (9)$$

По экспериментальным данным (см. рис. 1) видно, что временная зависимость $R(t)$ имеет вид степенной функции, и поэтому решение уравнения (9) даем в виде

$$R(t) = B t^a. \quad (10)$$

Из (9) с учетом (10) получим, что $a = 1$. Относительно коэффициента B получим квадратное уравнение, из двух корней которого физический смысл имеет только один положительный корень, и окончательно решение уравнения (9) выглядит следующим образом:

$$R(t) = B t = \left(\frac{\sqrt{b_0^2 + 2aU_p F} - b_0}{2a} \right)^{1/2} t. \quad (11)$$

Вычисленные по формуле (11) значения $R(t)$ сравнивались с полученными значениями в эксперименте, проведенном в воздухе при атмосферном давлении ($p_0 = 10^5$ Па, $\rho_0 = 1,29$ кг/м³, процентное содержание кислорода и азота, соответственно, $\beta = 0,28$ и $\mu = 0,71$) для режима разряда: $U_0 = 20$ кВ; $F = 0,6$ А/с; $\gamma_n \approx 1,2$; $l_0 = 0,75$ м. При определении b_0 считалось, что сначала происходит диссоциация молекул O_2 и N_2 , а затем ионизация атомов O и N .

Как видно из рис. 1, теоретическая кривая 3, построенная по (11), удовлетворительно совпадает с экспериментальными данными в начальной стадии развития разряда, а после отрыва УВ от разрядного канала наблюдается их расхождение. Это расхождение связано с тем, что формула (11) получена в предположении малости магнитного давления разряда по сравнению с газокинетическим давлением. Для указанного режима разряда, как показывают измерения его спектральных и энергетических характеристик в 20 мкс в балансе энергии разряда нельзя пренебрегать слагаемыми, связанными с энергией излучения и работой пондеромоторных сил.

Составим отношение λ радиуса фронта ударной волны $R_{y,v}$ к радиусу $R(t)$ разрядного канала (тепловой зоны)

$$\lambda = R_{y,v}(t)/R(t) = \frac{\gamma + 1}{4} \left[1 + \left(1 + \frac{32ac_0^2}{(\gamma + 1)^2 \sqrt{b_0^2 + 2aU_p F} - b_0} \right)^{1/2} \right]. \quad (12)$$

Из (12) следует, что при уменьшении скорости нарастания разрядного тока F растет λ , что согласуется с экспериментальными данными (см. рис. 3, кружочки — экспериментальные данные, сплошная кривая — теоретическая кривая по формуле (12)). При достаточной скорости нарастания тока λ стремится к постоянной величине $(\gamma + 1)/2$. В случае разряда в воздухе $\gamma \rightarrow (\gamma + 1)/2 \cong 1,2$, а по автомодельной теории соответствующее значение равно 1,1. Измерения степени диссоциации и ионизации окружающего газа вблизи разрядного канала показали, что этот газ является слабоионизованным. Соответственно, такой факт приводит к изменению показателя адиаба-

ты окружающего газа. Расчет γ для измеренной степени ионизации воздуха дает значение $\gamma \approx 1,3$, и тогда $\lambda = 1,15$.

Как видно из рис. 3, расчетные значения λ (сплошная кривая) по формуле (12) удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными как для больших, так и для малых значений F .

Из (11) видно, что при больших значениях F можно пренебречь коэффициентом b_0 , связанным с давлением p_0 , диссоциацией и ионизацией окружающего разряд газа, и для $R(t)$ получим выражение

$$R(t) \rightarrow (U_p F / 2a)^{1/4} t. \quad (13)$$

Бесконечно большое значение F означает мгновенное выделение энергии, которое подразумевает ввод в систему бесконечной мощности. В реальности выделение конечного количества энергии Q любой системы (например, при взрыве ВВ и ядерном взрыве) происходит за определенный конечный промежуток времени, и в системе вводимая мощность становится конечной. Поскольку Q — конечная величина, то выразим $R(t)$ через Q , и из (13) получим

$$R(t) \rightarrow \left(\frac{Q(t)}{l_0 \rho_0} \right)^{1/4} t^{1/2}, \quad (14)$$

т. е. радиус поршня фронта ударной волны определяется только энергией взрыва на единицу длины и начальной плотностью газа, что совпадает с решением задачи точечного взрыва в идеальном газе в предположении мгновенного выделения энергии и при пренебрежении противодавлением, которое получено для цилиндрической симметрии в [7].

Предельный вид (14) решения (13) можно получить также из уравнения (9) при пренебрежении противодавлением p_0 , диссоциацией молекул и ионизацией атомов окружающего газа ($b_0=0$) и считая $Q = \text{const}$. Действительно, из (9) в этом случае получим нелинейное дифференциальное уравнение

$$a_0 R^2(t) \left(\frac{dR(t)}{dt} \right)^2 = Q \quad (15)$$

с начальным условием $R(0) = 0$ (мгновенное выделение энергии Q в точке). Здесь $a_0 = \pi l_0 \rho_0 / 2$. Уравнение (15) имеет решение

$$R(t) = (8/\pi)^{1/4} \left(\frac{Q}{l_0 \rho_0} \right)^{1/4} t^{1/2},$$

Таким образом, уравнение (8) удовлетворительно описывает динамику расширения сильноточного разряда в газах высокого давления в начальной стадии его развития, а также динамику расширения точечного взрыва при мгновенном выделении энергии.

Литература

1. Драккина С. И. К теории развития канала искрового разряда // Журн. эксперим. и теор. физики. 1954. Т. 21. С. 473.
2. Гегечкори Н. М. Экспериментальное исследование канала искрового разряда // ЖЭТФ. 1951. Т. 21. С. 493.

3. Брагинский С. И. К теории развития канала искры // Журн. эксперим. и теор. физики. 1958. Т. 34. С. 1548—1556.
4. Ванюков М. П., Мак А. А. Импульсные источники света высокой яркости//Успехи физических наук. 1958. Т. 41. С. 301.
5. Финкельбург В., Меккер Г. Электрическая дуга и термическая плазма. — М.: ИИЛ. 1961.
6. Маршак И. С. Импульсные источники света. — М.: Атомиздат, 1978.
7. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. — М.: Наука, 1988.
8. Басов Н. Г., Борович Б. Л., Розанов В. Б., Зуев В. С. Сильноточный разряд в газах//Журн. эксперим. и теор. физики. 1970. Т. 40. С. 516.
9. Борович Б. Л., Розанов В. Б. Автомодельная теория мощных импульсных разрядов в плотных газах: Препринт/ ФИАН СССР. 1970. № 147.
10. Александров А. Ф., Рухадзе А. А. Физика сильноточных электроразрядных источников света. — М.: Атомиздат, 1994. — 183 с.
11. Тимофеев И. Б. Динамика излучающей плазмы: Дис... д-ра физ.-мат. наук. М., МГУ, 1989. — 363 с.
12. Александров А. Ф., Рухадзе А. А., Тимофеев И. Б. Динамика излучающей плазмы. — М., МГУ, 1990. — 93 с.
13. Борович Б. Л., Розанов В. Б. Автомодельное описание сильноточного разряда в газе с учетом уравнения цепи (Кирхгофа)//Краткое сообщение по физике. 1970. № 12. С. 3—7.
14. Юсупалиев У. Импульсное истечение плотной плазменной струи в затопленную среду: Дис... канд. физ.-мат. наук. М., МГУ. 1988. — 153 с.
15. Юсупалиев У., Шутеев С. А. Сдвиг спектральных линий излучения атомов в плазме при высоких давлениях: Вторая международная конференция "Фундаментальные проблемы физики". — г. Саратов, 9—14 октября 2000. С. 202—203.
16. Данильчев В. А., Зворыкин В. Д.: Тр./ФИАН СССР. 1983. Т. 142. С. 117—171.

An initial stage of high current discharge in gases at high pressure.

Part I. A cylindrical symmetry

U. Yusupaliev

Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

Theoretical and experimental investigations of initial stage of high current discharge development in air at normal pressure are carried out. Basing on experimental data, taking into account ionization and dissociation of air, involved into discharge, nonlinear differential equation determining discharge channel radius is received from energy balance. It is demonstrated, that this equation describes expansion dynamic of high current discharge in gases at high pressure on the initial stage of its development.