

ЛИТЕРАТУРА

1. Комин С. И., Кучинский Г. С., Морозов Е. А. Исследование физических явлений в воде в предразрядных электрических полях // ЖТФ.— 1984.— Т. 56, вып. 2.
2. McKenny P. J., McGrath P. B. Anomalous positive point prebreakdown dielectric liquids // IEEE Trans. on Electr. Insul.— 1984.— V. EI—19, N 2.
3. Коробейников С. М., Яншин К. В., Яншин Э. В. Предпробойные процессы в жидкой изоляции при импульсном напряжении // Импульсный разряд в диэлектриках.— Новосибирск: Наука, 1985.
4. Фортгов В. Е., Якубов И. Т. Физика неидеальной плазмы.— Черногловка, 1984.
5. Кухта В. Р., Лопатин В. В., Петров П. Г. Восстановление профиля диэлектрической проницаемости симметричных микрообъектов по интерферометрическим данным // Оптика и спектроскопия.— 1985.— Т. 56, вып. 1.
6. Jadov H. S., Murty D. S. et al. Measurement of refractive index of water under high dynamic pressures // J. Appl. Phys.— 1973.— V. 44, N 5.

Поступила 5/1 1987 г.

УДК 537.528

О КАВИТАЦИОННОМ МЕХАНИЗМЕ ФОРМИРОВАНИЯ ВЫСОКОВОЛЬТНОГО ПРОБОЯ В ЖИДКИХ ДИЭЛЕКТРИКАХ

В. А. Саранин

(Глазов)

В современной разрядно-импульсной технологии обработки материалов электрический разряд в жидкости часто играет основную роль и требует всестороннего изучения. При этом вопрос об образовании и эволюции газовых полостей и их роли в инициировании и развитии разряда является одним из принципиальных в физике высоковольтного разряда в жидкости [1, 2].

В настоящей работе анализируется кавитационный механизм образования и эволюции газовой полости в системе электродов острие — плоскость на предпробойной стадии разряда. Проводится сравнение с результатами экспериментов других авторов [3].

Рассмотрим рост кавитационного пузырька, зарождающегося вблизи электрода-острия. Будем считать, что пузырек растет за счет электростатических сил, давление в жидкости p_0 , внутри пузырька давление ионизированных паров мало по сравнению с p_0 . Кроме того, пренебрежем влиянием электродов на динамику роста, т. е. считаем, что пузырек растет в безграничной идеальной несжимаемой жидкости. Используя данные опытов [3], предположим, что поверхность пузырька все время остается эквипотенциальной с потенциалом, равным потенциалу электрода Φ_0 . Ниже показано, что можно пренебречь также лапласовским давлением. В принятых предположениях запишем уравнение для радиуса пузырька в виде [4]

$$R\ddot{R} + (3/2)\dot{R}^2 = (p_e - p_0)/\rho, \quad p_e = \Phi_0^2/(8\pi k R^2), \quad k = 1/4\pi\epsilon_0$$

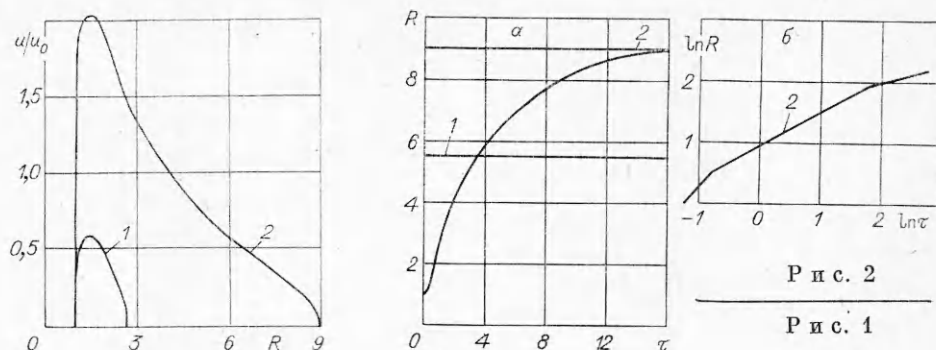
(p_e — электростатическое давление на поверхности). С помощью простых преобразований нетрудно получить первый интеграл уравнения

$$\frac{1}{2} R^3 \dot{R}^2 + \frac{1}{3} \frac{p_e R^3}{\rho} - \frac{\Phi_0^2 R}{8\pi k \rho} = \text{const.}$$

Выбрав в качестве начальных условий $\dot{R} = u(t=0) = 0$, $R(t=0) = R_{00}$ (R_{00} — радиус закругления электрода), получим для скорости роста пузырька выражение, записанное в безразмерной форме:

$$(1) \quad u(R)/u_0 = \left[\frac{1}{R^3} \left(\Phi_0^2 (R - 1) - \frac{1}{3} (R^3 - 1) \right) \right]^{1/2},$$

$$u_0 = \sqrt{\frac{2p_0}{\rho}}, \quad \Phi_0^2 = \frac{\Phi_0^2}{8\pi k p_0 R_{00}^2}$$



(R — измеряется в единицах R_{00}). Функция $u(R)$ имеет максимум в точке $R_m = 3/2 - 1/(2\Phi_0^2)$. Очевидно, при $\Phi_0^2 > 1/3$ $\max R_m = 3/2$. Кроме точки $R = 1$, функция $u(R)$ обращается в нуль в точке

$$(2) \quad R_1 = \sqrt{3(\Phi_0^2 - 1/4)} - 1/2.$$

Полученное значение R_1 — предельный размер расширяющегося сферического пузырька. Найдем также предельную скорость роста пузырька, определив ее как $u(\max R_m) \equiv u_m$. Тогда

$$(3) \quad u_m = \frac{2}{3} u_0 \left[\frac{1}{3} \left(\Phi_0^2 - \frac{19}{12} \right) \right]^{1/2}.$$

Из (2) и (3) видно, что кавитационный режим роста пузырька возможен при $\Phi_0^2 > 1$. При атмосферном давлении p_0 это дает для напряженности поля $E > 1,8$ МВ/см. На рис. 1 представлены зависимости $u(R)$ в безразмерных единицах при $\Phi_0^2 = 4$ и $30,2$ (кривые 1, 2). Кривая 2 построена для параметров n -гексана и $p_0 = 10^5$ Па, $\Phi_0 = 33$ кВ, $R_{00} = 0,04$ мм, которые использовались в эксперименте [3]. Максимальное значение скорости роста полости для указанных параметров $\sim 34,8$ м/с. По измерениям [3] оно достигает 50 м/с.

Для получения зависимости $R(t)$ уравнение (1) было проинтегрировано численно. Результаты интегрирования при $\Phi_0^2 = 30,2$ представлены на рис. 2, а в безразмерных переменных. При этом безразмерное время $\tau = tu_0/R_{00}$. Линии 1 и 2 соответствуют предельному и равновесному значениям радиуса пузырька. Равновесное значение определяется уравнением баланса сил (давлений) и равно $R = \Phi_0$. Размерное время роста пузырька до равновесного радиуса ~ 8 мкс, до предельного ~ 38 мкс. По измерениям [3] пузырек удваивает начальный радиус за время ~ 2 мкс. Расчеты по результатам интегрирования (рис. 2, а) дают время удваивания радиуса $\sim 1,8$ мкс. На рис. 2, б представлена зависимость $R(\tau)$ в логарифмическом масштабе. Видно, что на начальной стадии роста $R \sim t^2$, при $1,5 < R < 7$ (участок 2) $R \sim t^{0,57}$. В [3] экспериментально определенный показатель роста на участке 2 равен 0,6.

В [3, 5] возникновение стримеров на определенном этапе роста сферической полости связывается с развитием неустойчивости поверхности жидкости в электрическом поле. Однако изучение устойчивости при этом не проведено. В [6] при исследовании модели шаровой молнии показано, что равновесие сферической жидкой заряженной оболочки газовой полости может быть неустойчивым по отношению к возмущениям типа рифления поверхности.

Проведем анализ устойчивости сферического равновесия кавитационной полости с заряженной поверхностью аналогично тому, как это сделано в [6]. При этом предположим, что в момент, когда неустойчивость становится возможной, возмущения растут быстрее, чем увеличивается средний радиус полости. Тогда состояние полости можно считать квазиравновесным радиуса R_0 с потенциалом Φ_0 и постоянным зарядом $Q_0 = \Phi_0 R_0/k$. Исследование устойчивости проведем методом Рэлея [7], учитывая, что

в отличие от капли при деформациях поверхности полости объем ее может изменяться. Уравнение возмущенной поверхности представим в виде

$$R = R_0 \left(1 + \sum_{n=1}^{\infty} a_n P_n(\cos \theta) \right) \quad (P_n - \text{полиномы Лежандра}).$$

Запишем потенциальную энергию кавитационного пузырька

$$(4) \quad W = -\frac{1}{2} Q_0 \oint \frac{\nabla \varphi_e \cdot d\mathbf{S}}{R} + \alpha \oint dS + \int p dV,$$

где φ_e — электрический потенциал в жидкости, p — давление в жидкости, которые удовлетворяют уравнению Лапласа (в свете сказанного жидкость считаем неподвижной). Решения уравнения Лапласа, удовлетворяющие условиям на бесконечности, имеют вид

$$\varphi_e = \frac{\Phi_0 R_0}{r} + \Phi_0 \sum_{n=1}^{\infty} A_n \left(\frac{R_0}{r} \right)^{n+1} P_n(\cos \theta),$$

$$p = p_0 + p_0 \sum_{n=1}^{\infty} B_n \left(\frac{R_0}{r} \right)^{n+1} P_n(\cos \theta), \quad r > R.$$

Из условия эквипотенциальности поверхности $\nabla \varphi_e \cdot \boldsymbol{\tau} = 0$ ($\boldsymbol{\tau}$ — единичный вектор касательной к поверхности) находим $A_n = a_n$. Из условия непрерывности давления $p|_R = (p_e - p_n)|_R$ (p_e и p_n — электрическое и лапласовское давление) получаем

$$B_n = a_n \left(\frac{\Phi_0^2}{4\pi k p_0 R_0^2} (n-1) - \frac{\alpha}{R_0 p_0} (n^2 + n - 2) \right).$$

Для устойчивости равновесия необходима положительность второй вариации потенциальной энергии. Вычисляя интегралы в (4) с точностью до a_n^2 и переходя к безразмерным переменным, находим условие устойчивости

$$(5) \quad \Phi_1^2 < \frac{\lambda \left[\frac{1}{3} (n-1)(n-2)(n+2) + \frac{1}{2} (n^2 + n + 2) \right] + 1}{\left[n + \frac{2}{3} (n-1)(n-2) \right]} = \Phi_{1*}^2,$$

$$\lambda = \alpha / (p_0 R_0), \quad \Phi_1^2 = \Phi_0^2 / (8\pi k p_0 R_0^2).$$

Зависимость $\Phi_{1*}^2(n)$ имеет минимум, при этом n_m представляет собой номер наиболее опасной сферической гармоники. При $\lambda \ll 1$ оказывается $n_m \gg 1$ и $n_m \approx (6/\lambda)^{1/3}$, что и отвечает рифлению поверхности полости. Таким образом, в отличие от заряженной капли, для которой наиболее опасная мода по отношению к устойчивости эллипсоидальная ($n=2$), для заряженной кавитационной полости в жидкости наиболее опасны высшие сферические гармоники. Рост наиболее опасных возмущений может стимулировать развитие конечного числа N стримеров. Из общих соображений

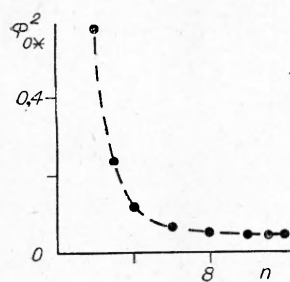
ясно, что инкремент роста возмущений пропорционален $\left(\frac{1}{m} \left| \frac{\partial^2 W}{\partial R^2} \right| \right)^{1/2}$

(m — приведенная масса), т. е. пропорционален корню квадратному из вариации потенциальной энергии. Так как последняя максимальна для $n = n_m$, то и наиболее опасные возмущения обладают наибольшим инкрементом и число стримеров $N \approx n_m$. Учитывая, что $\Phi_0^2 R_{00}^2 / R_0^2 = \Phi_1^2$ и $\lambda = \left(\frac{\alpha}{p_0 R_{00}} \right) \frac{R_{00}}{R_0}$, можно произвести расчет критического значения безраз-

мерного потенциала Φ_{0*}^2 и n_m , пользуясь соотношением (5) и параметрами эксперимента [3]. Принимая, как прежде, $R_{00} = 0,04$ мм и $\alpha = 1,84 \cdot 10^{-2}$ Н/м (n -гексан [8]), получим $\lambda = 4,6 \cdot 10^{-2} (R_{00}/R_0)$ и

$$(6) \quad \Phi_{0*}^2 = 4,3 \cdot 10^{-2}, \quad n_m = 11, \quad R_0 = R_{00};$$

$$\Phi_{0*}^2 = 5,5 \cdot 10^{-2}, \quad n_m = 12, \quad R_0 = 1,5 R_{00}.$$



Р и с. 3

Зависимость $\Phi_0^2(n)$ при $R_0 = R_{00}$ показана на рис. 3. Так как для образования и роста кавитационной полости необходимо $\Phi_0^2 > 1$, то из (6) видно, что рост происходит в сильно надкритическом по отношению к устойчивости сферического квазиравновесия режиме. Но так как возмущения растут с конечной скоростью, то в первое время (по крайней мере, во время образования полости до $R_0 = 1,5R_{00}$) поверхность ее может оставаться квазисферической и только впоследствии проявляются возмущения и возникают стримеры. В экспериментах [3] обнаружено, что при

$R_0 \approx 0,2$ мм волновое число нарастающих возмущений $k \approx 500$ см⁻¹. Это соответствует $n = kR_0 = 10$. Из (6) имеем $n_m = 11$.

Таким образом, сравнение предложенной теории с экспериментальными данными позволяет надеяться, что ответственным за формирование высоковольтного ($E > 1,8$ МВ/см) стримерного пробоя в жидких диэлектриках является кавитационный механизм.

Автор благодарит всех участников Пермского гидродинамического семинара, руководимого Г. З. Гершуни и Е. М. Жуховицким, за полезное обсуждение работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Оборудование и технологические процессы с использованием электрогидравлического эффекта/Под ред. Г. А. Гулого.— М.: Машиностроение, 1977.
2. Ушаков В. Я. Импульсный электрический пробой жидкостей.— Томск: Томский ун-т, 1975.
3. Watson P. K. Electrostatic and hydrodynamic effects in the electrical breakdown of liquid dielectrics // IEEE Trans. on Electr. Insul.— 1985.— V. 2, N 2: 8th Intern. Conf. Conduct. and Breakdown Dielec. Liquids, Pavia, 1984.
4. Седов Л. И. Механика сплошной среды.— М.: Наука, 1984.— Т. 2.
5. Остроумов Г. А. Взаимодействие электрических и гидродинамических полей.— М.: Наука, 1979.
6. Саранин В. А. Модель шаровой молнии.— Пермь; Глазов, 1986.— Деп. в ВИНТИ 11.11.86, № 7696 — В86.
7. Рэлей Дж. В. Теория звука.— М.: Гостехиздат, 1955.— Т. 2.
8. Справочник химика.— М.; Л.: Гостехиздат, 1962.— Т. 1.

Поступила 9/III 1987 г.

УДК 532.529

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЛИЯНИЯ ДРОБЛЕНИЯ КАПЕЛЬ НА СТРУКТУРУ УДАРНЫХ ВОЛН В ГАЗОКАПЕЛЬНЫХ СМЕСЯХ

Т. Р. Аманбаев, А. И. Ивандаев

(Чимкент, Тюмень)

В [1] предложена математическая модель, описывающая течение двухфазной газокapельной смеси с учетом влияния дробления capель. Показаны некоторые примеры расчета структур стационарных ударных волн (УВ) при наличии дробления capель. Установлено, что дробление по механизму обдирки поверхностного слоя capель существенно влияет на течение в зонах релаксации УВ. В частности, дробление capель приводит к значительному (на порядок и больше) сокращению характерных длин релаксационных зон. Обнаружен эффект немонотонности изменения приведенной плотности крупных capель в зоне релаксации волн.

Данная работа посвящена подробному анализу результатов исследования влияния определяющих параметров (интенсивности волны, массового содержания capель перед волной, диаметра capель) и различных факторов на структуру волн уплотнения в газокapельных смесях при наличии дробления capель.

1. Основные допущения. Используются обычные допущения, принятые для описания течений газозвзвесей. Кроме того, предполагается, что дробление capель имеет место при определенных условиях и происходит