

03; 04

© 1991 г.

КОРОННЫЙ РАЗРЯД СО СФЕРИЧЕСКОЙ ЧАСТИЦЫ И ВОДЯНОЙ КАПЛИ В ВОЗДУХЕ

Г. Дж. Маградзе

Получен критерий зажигания короны со свободной частицы, находящейся во внешнем однородном поле. Критерием зажигания короны служит условие самоподдерживающегося разряда в лавинной форме у поверхности частицы. В модели электронной лавины учтены основные элементарные процессы, а также процессы фотоионизации. Для сферических частиц с радиусом в интервале $0.1 \leq a_0 \leq 1$ и относительным внешним давлением $0.1 \leq \delta \leq 1$ получена аппроксимационная формула зависимости напряженности зажигания короны E_c от радиуса частицы и внешнего давления. Расчеты для E_c проведены также при наличии заряда на частице. Для водяных капель с радиусом в интервале $0.01 \leq a_0 \leq 0.1$ см при определении E_c учтено, что форма капли меняется при различных величинах напряженности электрического поля. Так как при некоторых условиях на капле развивается гидродинамическая неустойчивость, то определены условия, при которых могут развиваться неустойчивость и разряд с поверхности капли. Получены данные о влиянии собственного заряда капли на напряженность зажигания коронного разряда. Определен критический заряд, при котором корона зажигается без внешнего поля. Для него получена аппроксимационная формула зависимости от радиуса капли и внешнего давления. В основном этот заряд оказывается меньше, чем величина Рэлеевского заряда, лишь для крупных капель и высокого давления этот заряд превышает Рэлеевский. Для всех полученных данных получено хорошее согласие с существующими экспериментальными данными.

Коронный разряд с частиц играет важную роль во многих технологических процессах, в высоковольтных установках, в грозовых облаках, и в других объектах, где напряженность электрического поля достаточно велика. Во всех этих процессах необходимо знать условия, в которых начинается разряд со свободной частицы, т. е. величину напряженности электрического поля, при которой возникает разряд, в зависимости от размера частицы, ее геометрической формы, внешнего давления и собственного заряда частицы. В данной работе рассчитывается напряженность зажигания короны E_c для твердых сфер и водяных капель в различных условиях.

Основной коронного разряда служит самоподдерживающаяся электронная лавина, развивающаяся у поверхности частицы, когда величина поля становится достаточной для ионизации электронным ударом (рис. 1). За основу модели электронной лавины была взята модель, предложенная в [1]. Число электронов $N_e(z)$ на расстоянии z от начальной точки есть

$$N_e(z) = \exp \left[\int_0^z (\alpha(x) - \xi(x)) dx \right], \quad (1)$$

где α и ξ — соответственно коэффициенты ионизации и прилипания.

Так как развитие лавины происходит очень быстро и ионы практически не успевают сдвинуться с места, то можно принять, что электроны сосредоточены в голове лавины, а ионы — в хвосте лавины. Для расчетов принимается, что заряд ионов сосредоточен на кольцах, расположенных в точках $z_i = (i-1) \times \Delta z + 0.5 \cdot \Delta z$ ($i=1, 2, \dots, N-1$), где N число ступеней развития лавины или число точек разбиения интеграла в формуле (1), Δz — расстояние между ступенями.

пенями. Радиус i -го кольца считается равным радиусу электронного облака r_e в момент прохождения этой точки

$$r_i(z) = \left(4D_e \int_0^z \frac{dx}{E(x) \cdot b_e} \right)^{1/2}, \quad (2)$$

где D_e — коэффициент диффузии электронов, а b_e — подвижность.

Поле в головке лавины рассчитывается как сумма внешнего поля и поля, созданного ионами, т. е. учитывается внутреннее поле лавины. Так как лавина развивается лишь у поверхности частицы, то необходимо определить расстояние, на котором развитие лавины прекращается. За начальное расстояние L_0 , при котором это происходит, принимается расстояние, при котором коэффициент α сравнивается с ζ . Если принять, что это происходит при некоторой величине $(E/p)_0$, тогда, зная распределение поля у поверхности частицы, можно определить L_0 . Если при достижении лавиной величины L_0 условие $\alpha = \zeta$ не выполняется (а это может быть, когда внутреннее поле велико), то развитие лавины считается дальше, пока не выполнится условие $\alpha = \zeta$. Корона у поверхности возникает, когда электронная лавина становится самоподдерживающейся, т. е. в результате развития лавины создаются условия для зарождения электрона в точке возникновения лавины. Единственным механизмом, позволяющим это осуществить, является механизм образования электрона под действием излучения фотонов. Для определения числа фотоэлектронов, возникающих в точке зарождения лавины, использовалась формула, предложенная в [2] для ассоциативной ионизации

$$N_{\text{ф.э.}} = N_{\text{ex}} \frac{T}{\tau} \frac{1}{(4\pi)^{3/2} r^2 \sqrt{x_0 \Gamma}}, \quad (3)$$

где N_{ex} — число возбужденных атомов в головке лавины; r — расстояние, на котором образуется фотоэлектрон; x_0 — коэффициент поглощения фотонов; T и τ — характерные времена реакций, приводящих к образованию электрона. Критерием зажигания короны будет условие

$$N_{\text{ф.э.}} \geq 1, \quad (4)$$

и процесс определения E_0 будет заключаться в нахождении минимальной величины напряженности электрического поля, для которого выполняется условие (4). Коэффициенты в формуле (3) для воздуха экспериментально не определены, поэтому для нахождения $N_{\text{ф.э.}}$ использовалась следующая процедура. Число возбужденных атомов обычно определяется как $N_{\text{ex}} = f \cdot N_+$, где f — некоторая константа, тогда формулу (3) можно переписать в виде

$$N_{\text{ф.э.}} = G \frac{N_+}{r^{3/2}}, \quad (5)$$

где G — некоторая константа, подлежащая определению.

Коэффициент G подбирался таким образом, чтобы рассчитанное значение E_0 , при котором лавина становится самоподдерживающейся в однородном поле длиной L_0 , совпало с экспериментальными значениями E_0 по пробному промежутку с однородным полем длиной L_0 . В таблице представлены значения E_0 , полученные в результате расчетов, экспериментальные данные взяты из работы [3] при $p=1$ атм.

Как видно из таблицы, согласие очень хорошее. Необходимо отметить, что формула (5) в таком виде, как она записана, учитывает и процессы образования электронов из поверхности электрода под действием фотоэффекта, так как для

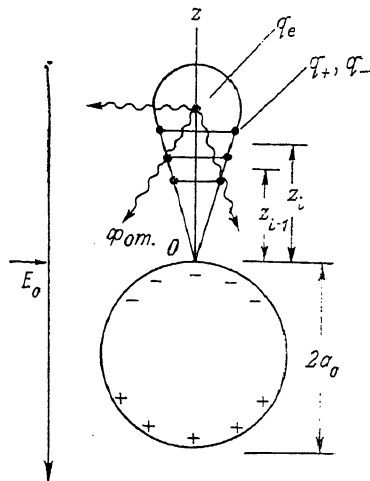


Рис. .

Т а б л и ц а

L_0 , см	Эксперимент, кВ/см	Расчет, кВ/см	L_0 , см	Эксперимент, кВ/см	Расчет, кВ/см
0.1	45.4	41.2	2.0	29.3	29.6
0.3	36.7	38.4	3.0	38.6	28.5
0.5	34.0	35.5	4.0	28.1	27.8
1.0	31.4	32.2	5.0	27.7	27.3

такого процесса образования электрона процессы образования и распространения фотонов будут такими же.

Рассмотрим теперь, какие величины коэффициентов использовались в расчетах. Для коэффициента α обычно используются различные аппроксимационные формулы зависимости α от E/p , которые обычно не определяют зависимость

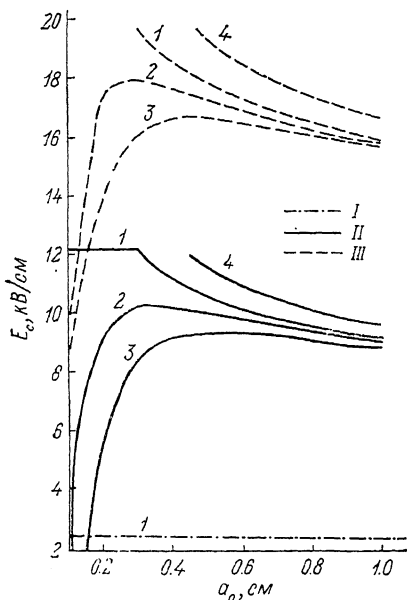


Рис. 2. Зависимость напряженности зажигания короны E_c от радиуса сферической частицы a_0 . Q , пКл: 1 — 0, 2 — 500, 3 — 1000, 4 — результаты [7]; δ : I — 0.1, II — 0.5, III — 1.0.

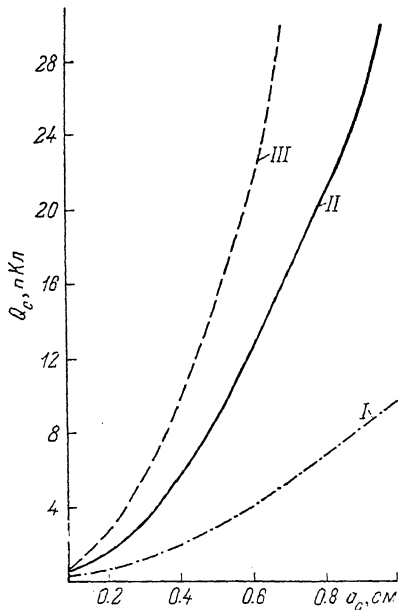


Рис. 3. Зависимость критического заряда Q_c от радиуса частицы a_0 . $\delta=0.1$ (I), 0.5 (II), 1.0 (III).

α от E/p в диапазоне $30 \leq E/p \leq 1000$ без разрывов [2]. Опираясь на экспериментальные данные, получили следующие аппроксимационные формулы:

$$\alpha/p = 7 \cdot 10^{-5} \cdot (E/p - 24.8)^2, \quad 30 \leq E/p \leq 50, \quad (6)$$

$$\alpha/p = 11.3 \cdot \exp\left(-\frac{277}{E/p}\right), \quad 50 \leq E/p \leq 200, \quad (7)$$

$$\alpha/p = \sqrt{0.21 \cdot E/p} - 3.65, \quad 200 \leq E/p \leq 1000. \quad (8)$$

Формула (8) взята из [2]. Эти формулы хорошо согласуются с экспериментальными данными, приведенными в [4, 5]. Для зависимости ξ от E/p , а также b_e и D_e использовались данные, приведенные в [6]. Величину $(E/p)_0$, при которой сравниваются коэффициенты α и ξ , определить расчетным или экспериментальным путем очень сложно. В различных источниках [2, 4, 7] приводятся значения $(E/p)_0$ от 30 до 40 В·(см·Тор)⁻¹. В данных расчетах $(E/p)_0 =$

$= 32 \text{ В} \cdot (\text{см} \cdot \text{Тор})^{-1}$, так как наилучшее согласие (см. таблицу) было достигнуто именно при данном значении $(E/p)_0$.

Коронный разряд со сферической частицы. Расчеты для твердых сфер проводились в интервалах $0.1 \leq a_0 \leq 1 \text{ см}$ и $0.1 \leq \delta \leq 1$. На рис. 2 приведена зависимость E_c от a_0 для различных давлений и величин заряда. Из рис. 2 видно, что для $\delta=0.1$ в данном интервале a_0 величина $E_c = E_i$, где $E_i = (E/p)_0 \cdot p$, так как при величинах поля, меньших E_i , корона на частице не образуется (не выполняется условие (4)), а при величине поля, равной E_i , уже происходит пробой однородного промежутка. При $\delta=0.5$ величина $E_c < E_i$, лишь для частиц с $a_0 > 0.3 \text{ см}$. Для нормального атмосферного давления ($\delta=1$) $E_c < E_i$ при $a_0 > 0.16 \text{ см}$. В [7] приведена формула зависимости напряженности на поверхности сферического электрода, при котором образуется корона на частоте 50 Гц,

$$E = 30.3 \cdot \left(1 + \frac{0.65}{\sqrt{\delta r}}\right), \quad \text{кВ/см}, \quad (9)$$

где r — радиус электрода.

Формула (9) с погрешностью не более 5 % описывает полученные авторами экспериментальные данные. Величина E_c , полученная из (9) и пересчитанная на величину внешнего поля, приведена на рис. 2 (кривая 4). С учетом погрешностей и того, что эксперименты проводились не со свободной частицы, следует признать, что полученное согласие расчетных и экспериментальных данных очень хорошее как для $\delta=1$, так и для $\delta=0.5$. Это позволяет утверждать, что предложенная модель хорошо описывает процесс образования короны со свободной частицы. Результаты, полученные в данных расчетах, хорошо описываются аппроксимационной формулой

$$E_c = 12.3\delta \cdot \ln\left(3.7 + \frac{0.18}{(a_0\delta)^{1.5}}\right) \text{кВ/см}, \quad a_0 > 0.16 \text{ см}. \quad (10)$$

Рассмотрим теперь влияние заряда на E_c . Для частиц с радиусом $a_0 > 0.3 \text{ см}$ наличие заряда $Q < 500 \text{ пКл}$ практически не влияет на E_c . При $a_0 < 0.3 \text{ см}$ наличие заряда, как видно из рис. 2 (кривые 2 и 3), приводит к резкому уменьшению E_c . Для заряда $Q=1000 \text{ пКл}$ величина E_c уменьшается еще сильнее. Для больших радиусов зависимость E_c от a_0 при наличии заряда более плавная и стремится к величине E_c при $Q=0$, так как напряженность поля собственного заряда для больших радиусов составляет лишь малую часть от внешнего поля. Как следует из рис. 2, существуют такие заряды Q_c , при которых $E_c=0$, т. е. поле собственного заряда достаточно для развития и поддержания коронного разряда. Зависимость Q_c от a_0 для различных значений δ приведена на рис. 3. Значение Q_c весьма велико и составляет от единиц до десятков нКл, однако если сравнить поле на поверхности частицы при зажигании короны без заряда с полем собственного заряда Q_c , то они оказываются близки. Так, для $a_0=0.5 \text{ см}$ при $\delta=1$ $Q_c \approx 15 \text{ нКл}$, следовательно, величина напряженности на поверхности есть 54 кВ/см , а величина E_{s2} при $Q=0$ из (10) есть $E_{s2}=3E_c \approx 53.4 \text{ кВ/см}$, при $\delta=0.5$ соответственно $E_{s1}=32.4 \text{ кВ/см}$ и $E_{s2}=31.8 \text{ кВ/см}$.

Коронный разряд с водяной капли. Способность жидкости свободно перемещаться под действием внешних сил приводит к тому, что поведение жидкой капли в сильном электрическом поле имеет сложный характер. Если капля попадает в электрическое поле, то на ее поверхности индуцируются заряды, которые, взаимодействуя с внешним полем, приводят к тому, что капля начинает вытягиваться. Она будет вытягиваться до тех пор, пока силы поверхностного натяжения не будут уравновешены электрическими силами, после чего капля будет находиться в состоянии равновесия. Если увеличить внешнее поле, то вытянутость капли увеличится. Однако выше некоторого значения E_{0c} капля не сможет находиться в устойчивом состоянии и разрушается. Если процесс увеличения поля производится достаточно медленно, так что капля в каждый момент времени находится в квазистационарном состоянии, то при $E > E_{0c}$ концы капли вытягиваются в конусы, из вершин которых выбрасываются струйки жидкости. В зависимости от величины поверхностного натяжения струйка может затем дробиться на маленькие капельки, в окрестностях которых

затем зажигается коронный разряд [8, 9]. Если же поле имеет импульсный характер, то капля может разорваться примерно на две одинаковые части [10]. Эта картина была установлена в результате многочисленных экспериментальных и теоретических исследований [8-19]. При наличии на капле собственного заряда поверхностная плотность на одном конце капли уменьшается, а на другом увеличивается, это приводит к тому, что один конец капли будет заострен сильнее, чем другой, и неустойчивость, сопровождаемая выбросом струйки, будет иметь место лишь с заостренного конца [12]. Если рассматривается свободная крупная капля с установившейся скоростью, то необходимо учитывать еще и аэродинамические силы. Для капель, радиус которых превышает $a_0 > 0.4$ см, разрушение капли протекает под действием лишь аэродинамических сил. Если прикладывается вертикальное электрическое поле, то требуются более высокие поля, чем для капли без учета аэродинамических сил. Величина E_{0c} для капель с $a_0 > 0.25$ см, падающих с установившейся скоростью, составляет примерно 10 кВ/см [13, 14]. Если давление окружающего воздуха понижено, то у поверхности жидкой капли может возникнуть коронный разряд. Это было обнаружено в экспериментах [15]. К сожалению, эти эксперименты были проведены с каплей, выдавливаемой из капилляра с фиксированным диаметром, и поэтому полученные результаты не могут быть экстраполированы на свободную каплю. Таким образом, при определении E_c для капли необходимо учитывать все вышеприведенные факторы. Процедура определения E_c для капли (в отличие от твердых сферических частиц) должна включать нахождение при заданном значении E равновесной формы капли и соответствующего распределения электрического поля у поверхности капли.

В экспериментах было получено, что капля имеет форму, близкую к форме вытянутого эллипсоида вращения. В [16] в результате численных расчетов были построены равновесные формы капель и показано, что они действительно практически не отличаются от формы вытянутого эллипсоида вращения вплоть до потери капель устойчивости. При наличии заряда форма капли приобретает грушевидную форму [12, 17], однако отклонение формы от эллипсоидальной достаточно мало. Поэтому для нахождения равновесной формы будем считать, что форма капли эллипсоидальна. А для нахождения равновесного эксцентриситета воспользуемся тем, что, согласно принципу термодинамического равновесия, устойчивому равновесию системы соответствует минимум полной ее энергии. Для проводящей капли радиусом a_0 , имеющей заряд Q в поле с напряженностью E_0 , полная энергия имеет вид

$$U = \sigma S - \frac{1}{2} p E_0 + \frac{Q^2}{2C}, \quad (11)$$

где первый член есть поверхностная энергия капли, σ — коэффициент поверхностного натяжения, второй член есть энергия проводника во внешнем поле, p — дипольный момент капли, третий член есть энергия собственного заряда капли, C — емкость капли.

При сохранении объема капли постоянным имеем

$$U = 2\pi a_0^2 \sigma (f_1(e) - X^2 f_2(e) + Y^2 f_3(e)), \quad (12)$$

где

$$f_1(e) = \sqrt[3]{1-e^2} + \frac{\arcsin e}{e \sqrt{1-e^2}}, \quad (13)$$

$$f_2(e) = \frac{1}{6\pi} \frac{e^3}{(1-e^2) \left(\ln \frac{1+e}{1-e} - 2e \right)}, \quad (14)$$

$$f_3(e) = 2 \frac{\sqrt[3]{1-e^2}}{e} \ln \frac{1+e}{1-e}. \quad (15)$$

Безразмерные параметры $X = E_0 (a_0/\sigma)^{1/2}$ — параметр Тейлора, $Y = Q / (16\pi a_0^2 \sigma)^{1/2}$ — параметр Рэля. Равновесное значение эксцентриситета будет определяться из уравнения

$$\frac{\partial U}{\partial e} = 0 \text{ при условии } \left. \frac{\partial^2 U}{\partial e^2} \right|_{e=e} > 0. \quad (16)$$

При малых значениях поля, когда $X \ll 1$, величина e_0 может быть найдена из уравнения (16) путем разложения по малому параметру e . Результаты расчетов показывают, что в линейном приближении по e^2 имеем

$$e_0^2 = \frac{X^2}{\frac{16\pi}{9}(1-Y^2) - \frac{58}{35}X^2}, \quad Y \neq 1. \quad (17)$$

Когда же X велико, e_0 должно определяться из уравнения (16). В [18] было получено, что e_0 для малых X определяется формулой (17), но без второго члена в знаменателе. Для малых значений X формула (17) и полученная в [18] практически эквивалентны, однако в [18] она экстраполируется на значения $X=1.6$ (потеря устойчивости), что должно приводить к большим ошибкам. Для определения критического значения E_{0c} воспользуемся аппроксимационной формулой зависимости X_c от Q работы [12], приведенной в [17]

$$X_c = 1.6 \left[1 - Y \exp\left(-0.42 \frac{1-Y}{Y}\right) \right], \quad (18)$$

$$\left(\frac{a}{b}\right)_c = \frac{2.2}{1.2 + Y}. \quad (19)$$

Для больших капель с $a_0 > 0.05$ см при $Q=0$ в [14] была получена аппроксимационная формула для X_c с учетом аэродинамических сил

$$X_c = 1.6 + 3.3 \cdot a_0^{1.6}, \quad (20)$$

где a_0 выражено в см, второй член в (20) характеризует влияние аэродинамических сил.

При $Q=0$ из формулы (18) $X_c=1.6$ при $(a/b)_c=1.833$, точное значение $X_c=1.6029$ при $(a/b)_c=1.83$ [17]. Эта величина до четвертой значащей цифры совпадает с результатами, полученными различными методами [16, 19]. При $Y=1$ из (18) следует $X_c=0$, $(a/b)_c=1$ — результат Рэля [20].

Используя уравнение (16) для определения e_0 и модель электронной лавины, можно определить E_c для капель. На рис. 4 приводятся зависимость E_c от a_0 для различных давлений. Так же как и для твердых сфер, горизонтальные линии говорят о том, что $E_c=E_i$. Для малых радиусов $a_0 < 0.05$ см наличие заряда приводит к резкой зависимости E_c от a_0 (кривые 2 и 3 на рис. 4, а). Это говорит о том, что капля при $E < 10$ кВ/см будет коронировать, только если ее заряд близок к заряду Q_c . Для больших радиусов $0.05 \leq a_0 \leq 0.1$ см зависимость E_c от a_0 имеет более пологий характер. Для этого диапазона размеров капель $E_c=E_i$ для $Q < 60$ пКл только лишь для давлений $\delta > 0.5$ E_c меньше E_i . При определении необходимо еще учитывать, что на капле может развиваться неустойчивость, т. е. если $E_c > E_{0c}$, где E_{0c} определяется из формулы (18), тогда на капле будет развиваться неустойчивость. На рис. 4, б при $\delta=1$ и $Q=60$ пКл равенство $E_c=E_{0c}$ наблюдается при $a_0=0.072$ см, что отмечено крестиком на кривой 2. Правее этой точки $E_{0c} < E_c$ и соответственно построена зависимость от a_0 , полученная из формулы (18). Для $\delta=1$ и $Q=80$ пКл равенство $E_c=E_{0c}$ наблюдается уже при $a_0=0.084$ см, а при $Q=100$ пКл в этом диапазоне радиуса $E_{0c} < E_c$, поэтому вся кривая 3 построена по формуле (18). Таким образом, можно сказать, что неустойчивость у водяных капель может наблюдаться при высоких давлениях ($\delta > 0.5$), больших значениях зарядов ($Q > 60$ пКл) и для больших радиусов ($a_0 > 0.05$ см).

Зависимость Q_c для капли от δ и a_0 очень хорошо выражается аппроксимационной формулой

$$Q_c = 5.02 \cdot 10^4 \cdot a_0^{1.8} \cdot \delta^{0.61}. \quad (21)$$

Максимальное отклонение значений, рассчитанных по формуле (21), вычисленное точно, не превышает 10 пКл и составляет не более 3 пКл для малых

Q_c . Интересно сравнить значения Q_c с величиной рэлеевского заряда Q_0 . Оказывается, величина $Q_c < Q_0$ при выполнении условия

$$\delta < 0.217 \cdot a_0^{-0.49}. \quad (22)$$

Так, для $a_0 = 0.05$ см внешнее давление должно быть меньше $\delta < 0.94$, а для $a_0 = 0.1$ см $\delta < 0.67$, т. е. неустойчивость на капле будет развиваться лишь для высоких давлений и больших размеров капель.

Для сравнения расчетных данных с экспериментальными можно воспользоваться результатами работы [21], в которой изучался коронный разряд со свободной капли радиусом 0.27 см. К сожалению, во всех остальных работах изучались либо капли при давлении $\delta = 1$, либо капли, выдавливаемые из капилляра. В [21] было получено, что капля с зарядом $Q \approx 150$ пКл в вертикальном электрическом поле образует корону при $E_c = 9.0 \pm 0.5$ кВ/см при $\delta = 1$ и $E_c = 5.5 \pm 1.0$ кВ/см при $\delta = 0.5$. В горизонтальном поле соответственно $E_c = 6.3 \pm 0.3$ кВ/см при $\delta = 1$ и $E_c = 6.9 \pm 0.3$ кВ/см при $\delta = 0.5$. Необходимо отметить,

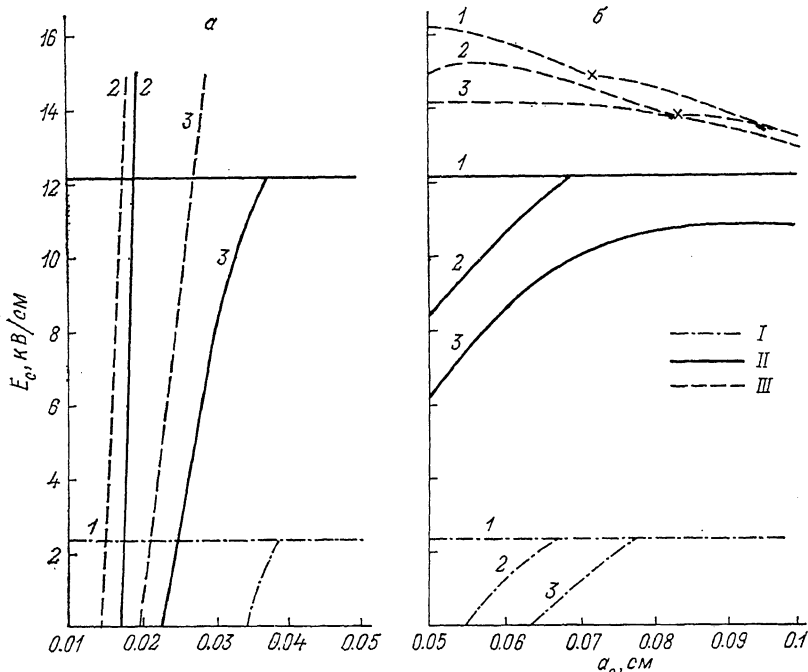


Рис. 4. Зависимость напряженности зажигания короны E_c от радиуса водяной капли a_0 . а — Q : 1 — 0, 2 — 20, 3 — 40 пКл; б — Q : 1 — 60, 2 — 80, 3 — 100 пКл; δ — то же, что и на рис. 3.

что капля, пролетая область электрического поля, имела скорость, составляющую примерно 50 % от установившейся, а при $\delta = 0.5$ влияние аэродинамических сил было и того меньше. Как следует из формулы (20), с учетом аэродинамических сил $E_{oc} = 9.5$ кВ/см, а без учета аэродинамических сил $E_{oc} = 7.4$ кВ/см. Поэтому значение $E_c = 9.0$ кВ/см при $\delta = 1$, полученное в экспериментах, соответствует условиям развития неустойчивости. То же самое относится и к результатам $E_c = 6.3$ кВ/см при $\delta = 1$ и $E_c = 6.9$ кВ/см при $\delta = 0.5$ в горизонтальном поле, так как капля сплюснута в вертикальном направлении и соответственно имеет вытянутость в направлении электрического поля. Кроме того, то, что с понижением давления величина E_c не только уменьшается, как должно быть при коронном разряде, а даже повышается, говорит в пользу предположения о развитии неустойчивости. По-видимому, единственный случай «чистого» коронного разряда есть $E_c = 5.5 \pm 1.0$ кВ/см при $\delta = 0.5$. В расчетах получено, что $E_c = 8$ кВ/см при $Q = 0$ и $E_c = 7.3$ кВ/см при $Q = 150$ пКл. Полученное значение $E_c = 7.3$ кВ/см несколько выше измеренного, однако учитывая, что капля в экспериментах находится в несколько неоднородном поле и в расчетах не учитывались аэродинамические силы, согласие можно считать хорошим.

Список литературы

- [1] *Abdel-Salam M.* // J. Phys. D. 1987. Vol. 20. P. 629—634.
- [2] *Лозанский Э. Д., Фирсов О. Б.* Теория искры. М.: Атомиздат, 1975. 272 с.
- [3] *Мик Дж., Крэгс Дж.* Электрический пробой в газах. М.: ИЛ, 1960. 606 с.
- [4] *Браун С.* Элементарные процессы в плазме газового разряда. М.: Атомиздат, 1961. 254 с.
- [5] *Dutton J., Harris E. M., Llewellyn Jones F.* // Proc. Phys. Soc. 1963. Vol. 81. P. 52—61.
- [6] *Хаксли Л., Кромптон Р.* Диффузия и дрейф электронов в газах. М.: Мир, 1977. 672 с.
- [7] *Аронов М. А., Колечицкий Е. С., Ларионов В. П.* и др. Электрические разряды в воздухе при напряжении высокой частоты. М.: Энергия, 1969. 176 с.
- [8] *Mackay W. A.* // Proc. Roy. Soc. (London). 1934. Vol. A133. P. 565—587.
- [9] *Taylor G. I.* // Proc. Roy. Soc. (London). 1964. Vol. A280. P. 383—397.
- [10] *Бейтуганов М. Н., Медалиев Х. Х.* // Тр. ВГИ. 1977. Т. 36. С. 68—74.
- [11] *Ausman E. L., Brook M.* // J. Geophys. Res. 1967. Vol. 72. P. 6131—6135.
- [12] *Brazier-Smith P. R.* // Q. J. Roy. Met. Soc. 1972. Vol. 98. P. 434—439.
- [13] *Richards C. N., Dawson G. A.* // J. Geophys. Res. 1971. Vol. 76. P. 3445—3455.
- [14] *Маградзе Г. Дж.* Канц. дис. Тбилиси, 1988. 95 с.
- [15] *Dawson G. A.* // J. Geophys. Res. 1969. Vol. 74. P. 6859—6868.
- [16] *Brazier-Smith P. R.* // Ph. Fluids. 1971. Vol. 14. P. 1—6.
- [17] *Гзиршвили Т. Г., Маградзе Г. Дж.* // Тр. Института геофизики АН ГССР. 1984. Т. 52. С. 46—52.
- [18] *Григорьев А. И., Ширяева С. О., Белавина Е. И.* // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 1. С. 27—34.
- [19] *Rosenkilde C. E.* // Proc. Roy. Soc. (London). 1969. Vol. A312. P. 473—494.
- [20] *Rayleigh Lord.* // Phil. Mag. 1882. Vol. 14. P. 184—186.
- [21] *Griffiths R. F., Latham J.* // J. Met. Soc. Jap. 1972. Vol. 50. P. 416—422.

Институт геофизики АН ГССР
Тбилиси

Поступило в Редакцию
10 августа 1990 г.