

УДК 537.523.3

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОРОГОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК РАЗРЯДА НА АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦАХ

Н. А. Богатов

Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

Проведено экспериментальное и теоретическое исследование зависимости порога зажигания разряда на проводящих частицах, помещённых в однородное электрическое поле в воздухе, от их размера и формы. Установлено, что пороговое поле растёт с уменьшением размеров частиц заданной формы во всём рассмотренном диапазоне величин. В результате для частиц, меньших критического размера, оно превышает пробойное значение для воздуха. Обнаружено, что для каждого заданного размера частиц существует минимальное пороговое поле, так что в поле меньшей напряжённости на частицах такого (и меньшего) размера независимо от их формы разряд зажигаться не может. Определены зависимости минимального порогового поля и соответствующей ему степени вытянутости частиц от их продольного размера.

ВВЕДЕНИЕ

Коронный разряд на аэрозольных частицах играет важную роль в физике электризованных аэрозольных сред, в частности грозовых облаков. Коронирование гидрометеоров в грозовом облаке приводит к значительному увеличению проводимости среды и, тем самым, к ускорению релаксации крупномасштабного электрического поля в ней. Зажигание коронного разряда на гидрометеорах, возможно, является начальной фазой стримерно-лидерного процесса, завершающегося генерацией молнии. В связи с этим изучение коронного разряда на гидрометеорах является важной областью в исследовании атмосферного электричества.

В большей части экспериментальных и теоретических работ, посвящённых коронному разряду на гидрометеорах и опубликованных к настоящему времени, объектом изучения были частицы с жидкой поверхностью — капли и тающие градины. Обзор результатов этих исследований и соответствующие ссылки можно найти в [1]. При нормальном давлении воздуха зажиганию коронного разряда на таких частицах всегда предшествует электрогидродинамическая неустойчивость их водных поверхностей, приводящая к образованию заострённых выступов (конусов Тэйлора) и выбросу из них тонких струй и мелких, сильно заряженных капель. Коронный разряд возникает вследствие усиления электрического поля вблизи этих новообразованных участков с малыми радиусами кривизны. В этом случае пороговое поле зажигания коронного разряда на частице совпадает с пороговым полем её электрогидродинамической неустойчивости. Поэтому из многочисленных исследований зависимости порога зажигания короны на каплях и обводнённых ледяных частицах от их форм и размеров невозможно сделать выводы о такой зависимости для чистого коронного разряда, т. е. разряда на частицах с неизменной формой.

В то же время, чистый коронный разряд в воздухе может иметь место и на частицах с водной поверхностью. Дело в том, что пороговое поле зажигания коронного разряда на проводящей частице с заданной формой приблизительно пропорционально плотности газа, в то время как порог электрогидродинамической неустойчивости от плотности газа не зависит. Поэтому при достаточно низкой плотности воздуха порог зажигания коронного разряда на частице с водной поверхностью, равновесная форма которой образуется под действием электрических, гравитационных и аэродинамических сил, должен стать меньше порога электрогидродинамической неустойчивости водной поверхности. Такое изменение механизма зажигания короны на капле, висящей на

металлическом капилляре, при уменьшении давления воздуха наблюдалось авторами работы [2]. Сначала при уменьшении давления пороговое напряжение зажигания короны не менялось, соответствуя порогу электрогидродинамической неустойчивости поверхности капли. Потом, начиная с некоторого давления, оно уменьшалось примерно пропорционально давлению, что соответствовало зажиганию чистой короны.

Переходное давление, при котором меняется механизм зажигания короны, соответствует высотам $4\div 6$ км в атмосфере Земли. Таким образом, при достаточной напряжённости электрического поля в облаках может происходить коронирование квазисферических капель воды. Чистая корона на каплях может зажигаться и при давлении выше переходного в быстро нарастающем электрическом поле (например вблизи головки лидера молнии), поскольку коронный разряд развивается намного быстрее, чем деформирование поверхности капли.

Результаты измерения напряжения зажигания чистой короны для капли на конце металлического капилляра в работе [2] были пересчитаны в критическую напряжённость электрического поля на её поверхности. Затем эти результаты были перенесены на изолированные капли в электрическом поле в предположении, что зажигание короны определяется критической напряжённостью поля на поверхности капли, которая зависит только от кривизны последней. На этом основании в работе [3] по данным [2] была рассчитана пороговая напряжённость электрического поля для зажигания чистой короны на каплях с учётом искажения их формы под действием электрических, гравитационных и аэродинамических сил. В частности, было установлено, что с уменьшением размера капли пороговое электрическое поле чистой короны увеличивается. Однако остаётся неясным, в каких пределах сохраняется эта тенденция и как это пороговое поле соотносится с пробойным полем для воздуха. Кроме того, использование поверхностной напряжённости электрического поля в критерии зажигания короны неправомерно для частиц с малыми размерами, у которых зона ионизации превышает радиус кривизны поверхности. Для ответа на поставленные вопросы нужны эксперименты непосредственно с изолированными частицами в электрическом поле.

Экспериментальные работы [4, 5], посвящённые исследованию порога зажигания короны на ледяных частицах, немногочисленны. Авторами [4] проводились эксперименты с ледяными частицами с разными формами и размерами. Однако вследствие трудности контроля форм частиц в процессе эксперимента, проследить зависимость порога зажигания короны от формы и размера частиц в этой работе не удалось.

В связи с проблемой предотвращения инициированных металлическими частицами пробоев в элегазовых коммутационных устройствах в работе [6] исследовался биполярный коронный разряд на металлических частицах, представлявших собой отрезки цилиндрической проволоки, помещённых в однородное электрическое поле между плоскими электродами. Варьировался только один параметр формы частиц — их длина, которая лежала в небольшом диапазоне величин $4\div 10$ мм. Поэтому обобщить результаты измерений [6] на весь спектр форм и размеров частиц не представляется возможным.

По результатам многочисленных исследований обычного электродного коронного разряда можно лишь приблизительно оценить пороги зажигания короны на изолированных частицах из-за различной структуры электрического поля в этих двух случаях. Практически во всех экспериментах с электродным коронным разрядом электрическое поле неоднородно во всём газоразрядном промежутке, а управляющим параметром является потенциал на коронирующем электроде. В разряде на изолированной частице электрическое поле в удалённой от неё области однородно и оно же является управляющим параметром.

Целью настоящей работы является исследование, прежде всего экспериментальное, зависимости порога зажигания коронного разряда в воздухе на изолированных проводящих частицах,

помещённых в однородное электрическое поле, от их формы и размера. Анализ и обобщение экспериментальных результатов сопровождается сравнением с результатами численного расчёта.

1. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Схема эксперимента по измерению порогового поля зажигания коронного разряда на изолированных проводящих частицах показана на рис. 1а. Однородное электрическое поле создавалось плоскими дисковыми электродами с диаметром 200 мм. Один из электродов был установлен на линейном трансляторе и мог перемещаться вдоль оси разрядной системы. Это позволяло менять расстояние между электродами в пределах от 0 до 120 мм. Постоянный положительный потенциал относительно земли, регулируемый в пределах от 0 до 130 кВ, подавался на подвижный электрод через зарядное сопротивление 430 МОм. Таким образом, максимальный ток в разрядной системе был ограничен величиной 0,3 мА. Неподвижный электрод соединялся с землёй через входное сопротивление 1 МОм измерительного осциллографа. Эксперименты проводились в лабораторном воздухе при нормальных давлении и температуре.

Для того, чтобы разделить зависимости порога зажигания короны на частицах от их размера и от их формы, были проведены эксперименты с тремя наборами металлических частиц, в каждом из которых частицы имели одинаковую форму, но разные размеры. Важнейшими параметрами формы частиц, влияющими на напряжённость электрического поля на их поверхности, являются степень вытянутости (т. е. отношение продольного и поперечного размеров) и наличие участков поверхности с малыми радиусами кривизны (т. е. острых выступов, заострённых концов и т. п.). Поэтому были выбраны следующие формы частиц: 1) сферы; 2) цилиндры с обрезанными под 90° к оси торцами и отношением длины к диаметру, равным 30; 3) цилиндры с торцами, заточенными на конус с углом 45° и отношением длины к диаметру, равным 30. Частицы приклеивались к деревянным спицам (рис. 1б) и помещались между электродами так, что их оси симметрии были ориентированы вдоль электрического поля. Зажигание разряда регистрировалось по появ-

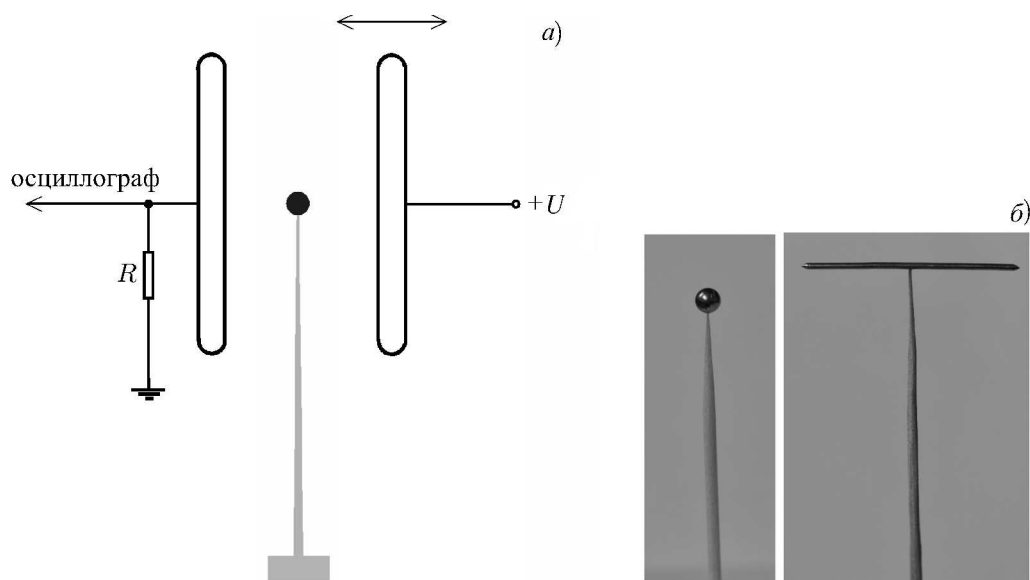


Рис. 1. Схема эксперимента по измерению порогового поля зажигания биполярного разряда (а); образцы металлических частиц (б)

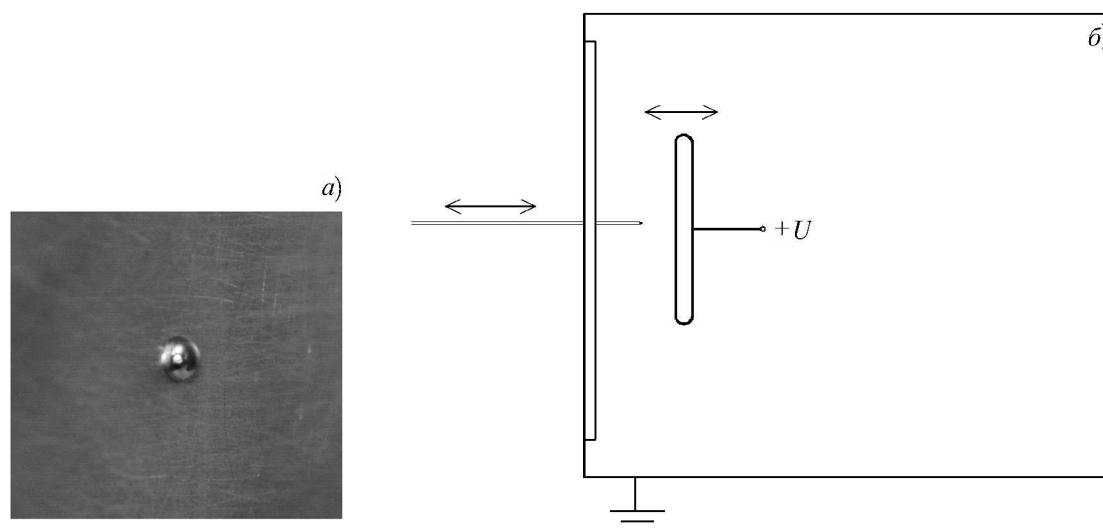


Рис. 2. Фотография плоского электрода с полусферическим выступом (а), схема эксперимента по измерению порогового поля зажигания короны на цилиндрическом выступе с регулируемой длиной (б)

лению в электродной цепи стационарной последовательности импульсов тока, свечению на концах частицы и характерному звуку (на самом пороге зажигания — слабых щелчков). Стационарность последовательности импульсов тока с необходимостью означает биполярность разряда на частице, обеспечивающей протекание через неё тока. Коронный разряд наблюдался только для вытянутых частиц, т. е. цилиндров. В случае сфер при достижении порогового поля происходил пробой газоразрядного промежутка, а точнее одновременный пробой двух промежутков между сферой и каждым из электродов.

Все использованные частицы имели плоскость симметрии и располагались в электрическом поле так, что она была перпендикулярна вектору его напряжённости, поэтому структура силовых линий вокруг частиц также была симметричной относительно этой плоскости. Таким образом, она являлась эквипотенциальной поверхностью, и, заменив её поверхностью плоского электрода, можно было воспроизвести условия зажигания каждого из двух разнополярных разрядов на частице в отдельности. Были измерены пороги зажигания положительного и отрицательного разрядов на выступах плоского электрода, имевших форму половин использованных частиц относительно их плоскостей симметрии, перпендикулярных направлению электрического поля, — полусферах (рис. 2а) и цилиндрах с половинной длиной. Схема эксперимента с цилиндрическим выступом с регулируемой длиной из плоского электрода показана на рис. 2б.

Для того, чтобы обеспечить однородность внешнего для частицы электрического поля, необходимо исключить влияние отражений зарядов, индуцированных на проводящих частицах, в электродах. С этой целью было проведено измерение зависимости пороговой величины внешнего (т. е. невозмущённого проводящим телом) электрического поля в газоразрядном промежутке, равного отношению напряжения на электродах к длине промежутка, от длины промежутка (т. е. расстояния между электродами) при условии, что тело находится в середине промежутка. Как и ожидалось, начиная с некоторого, достаточно большого расстояния, внешнее пороговое поле перестаёт зависеть от расстояния между электродами. Это означает, что условия инициирования разряда проводящим телом при таких межэлектродных расстояниях такие же, как и в однородном поле, занимающем бесконечный объём. Для сферы условие однородности внешнего поля выполняется, если межэлектродное расстояние $L \geq 3d$, где d — диаметр сферы, а для цилиндра

с отношением длины к диаметру, равным 30, должно быть $L \geq 1,5L_c$, где L_c — длина цилиндра. В дальнейшем пороговые поля измерялись при выполнении этих условий.

2. РАСЧЁТНАЯ МОДЕЛЬ

Расчёт проводился для частиц, имеющих форму эллипсоида вращения. Предполагалось, что цилиндрические частицы приблизительно соответствуют эллипсоидам с отношением полуосей, равным отношению длины цилиндров к их диаметру. Точность этого приближения с точки зрения точности расчёта пороговых полей улучшается с уменьшением размера частиц.

Условием зажигания разряда был обычно используемый (см., например, [7]) критерий

$$\int_{x_0}^{\infty} \lambda dx = K, \quad (1)$$

где $\lambda = \alpha - \eta$ — эффективный коэффициент ионизации, характеризующий размножение электронной лавины на единице пройденного ею пути с учётом потерь электронов, α и η — коэффициенты ионизации и прилипания соответственно. Величина λ является функцией приведённого поля E/N , где E — напряжённость электрического поля, N — концентрация молекул, и обращается в ноль при значении E/N , меньшей или равной пробойному значению. Безразмерный коэффициент K характеризует эффективность появления в разряде вторичных электронов, дающих начало новым электронным лавинам. В таунсендовском разряде $K = \ln(1/\gamma)$, где γ — коэффициент ионно-электронной эмиссии из катода. В разрядах в воздухе высокого давления вторичные электроны появляются в результате фотоионизации молекул воздуха излучением молекул, возбуждаемых в разряде. Величина K зависит от концентрации газа, размера и формы коронирующего электрода [7] и меняется в диапазоне 4÷20. Интегрирование в формуле (1) ведётся вдоль силовых линий электрического поля, а x_0 — координата поверхности электрода.

Порог зажигания короны — это величина приведённого поля, удовлетворяющего условию (1) при интегрировании по наиболее сильной линии напряжённости электрического поля. Для эллипсоида вращения, ориентированного вдоль внешнего электрического поля, самая сильная линия напряжённости проходит по оси симметрии эллипсоида. Электрическое поле на оси вытянутого эллипсоида, помещённого в однородное внешнее поле E_0 , направленное по оси его симметрии, можно найти из точного решения соответствующей электростатической задачи, полученного с использованием эллипсоидальных координат [8]:

$$E(x) = E_0 \left[1 + \frac{\frac{2(ae)^3}{x^3 - (ae)^2x} + \frac{2ae}{x} - \ln\left(\frac{x + ae}{x - ae}\right)}{\ln\left(\frac{1+e}{1-e}\right) - 2e} \right]. \quad (2)$$

Здесь $e = \sqrt{1 - b^2/a^2}$ — эксцентриситет эллипсоида, a и b — его полуоси ($a > b$), x — координата с началом в центре эллипсоида, причём вершине эллипсоида отвечает $x_0 = a$.

В расчёте использовалась следующая аппроксимация экспериментальных данных о величине эффективного коэффициента ионизации в воздухе в зависимости от приведённого поля E/N , измеряемого в таунсендах ($1 \text{ Тд} = 10^{-17} \text{ В} \cdot \text{см}^2$):

$$\frac{\lambda}{N} [\text{см}^2] = 8 \cdot 10^{-18} \left(\frac{E}{N} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{600}{E/N}\right) \Phi\left(\frac{E}{N} - 96,8\right) - 1,6 \cdot 10^{-19}, \quad (3)$$

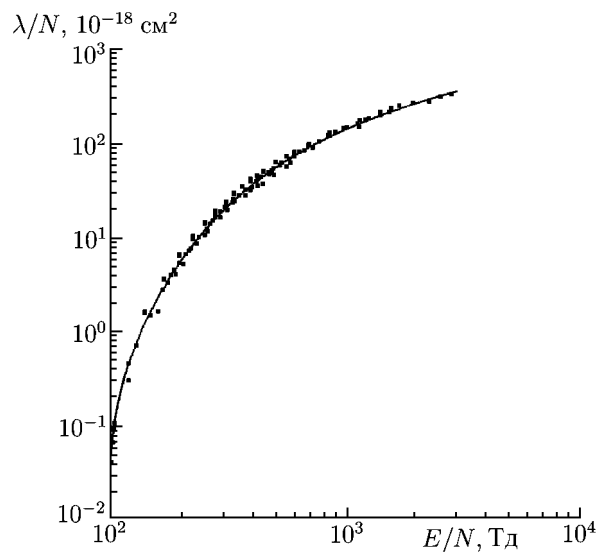


Рис. 3. Зависимость приведённого эффективного коэффициента ионизации λ/N от параметра приведённого поля E/N . Точки — экспериментальные данные разных авторов, собранные в обзоре [9]; линия — аппроксимация (3)

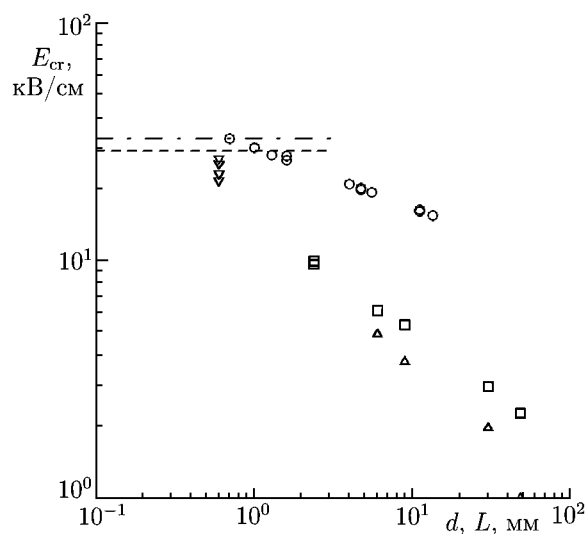


Рис. 4. Пороговое поле зажигания разряда на изолированных частицах $E_{кр}$ в зависимости от их размера, отвечающего диаметру d для сферы и длине L для цилиндра (символы $\circ$ соответствуют сфере, $\square$ — цилиндру с плоскими торцами, $\triangle$ — цилиндру с заточенными торцами, ∇ — цилиндру с необработанными торцами). Линиями показаны пробойные напряжённости поля для двух межэлектродных расстояний: $L_{пр} = 10$ мм (пунктир, $E = 29$ кВ/см) и $L_{пр} = 5$ м (штрихпунктир, $E = 32,6$ кВ/см)

где $\Phi(x)$ — единичная функция-ступенька. Сравнение аппроксимации (3) с экспериментальными данными, взятыми из [9], приведено на рис. 3.

При заданной структуре силовых линий интеграл (1) не зависит от направления электрического поля. Поэтому пороги зажигания положительной и отрицательной корон могут отличаться только вследствие различия коэффициентов вторичной ионизации. Как будет видно ниже из результатов наших экспериментов, пороги зажигания положительной и отрицательной корон совпадают. Поэтому критерий (1) одинаково применим к зажиганию положительной или отрицательной короны на выступе из плоского электрода и биполярной короны на изолированной частице, обладающей плоскостью симметрии, ориентированной перпендикулярно направлению электрического поля.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Результаты измерения порогового поля зажигания биполярной короны на изолированных частицах приведены на рис. 4. Для частиц любой формы пороговое поле растёт с уменьшением их размера до тех пор, пока при некотором критическом размере не достигнет пробойного поля плоского промежутка между дисковыми электродами. На частицах с размером меньше критического разряд не зажигается. В этом случае, когда электрическое поле достигает пробойной величины для плоского промежутка между дисковыми электродами, происходит спонтанный (не инициированный частицей) пробой этого промежутка. Искровой канал спонтанного пробоя меняет место

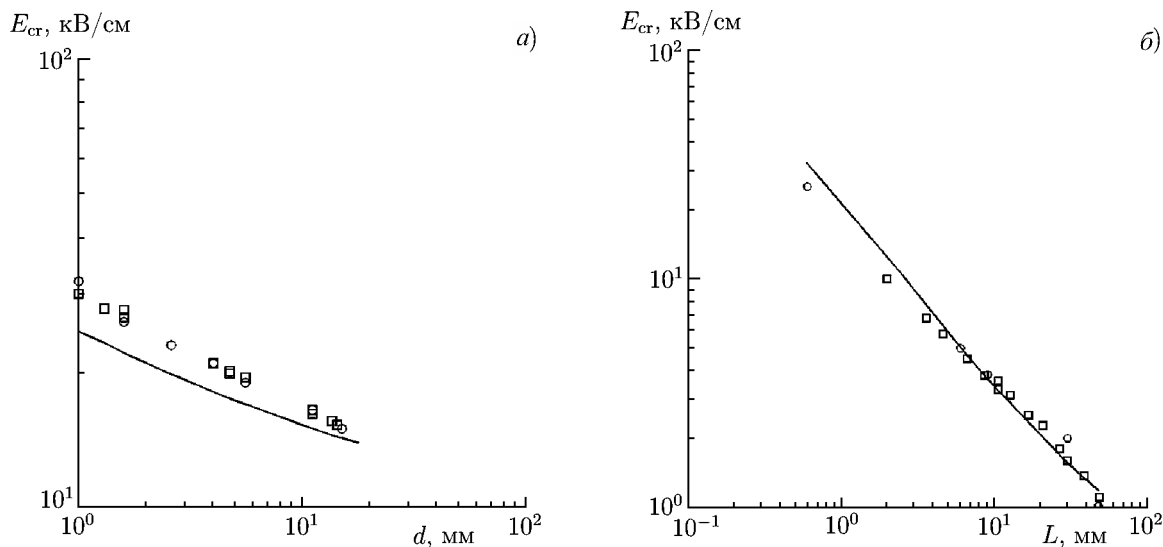


Рис. 5. Зависимость критического поля зажигания разряда на изолированных частицах и на выступах из плоского электрода в форме половин соответствующих частиц. На панели *a* квадраты соответствуют сферическим частицам, кружки — выступам в форме половин сфер, d — диаметр, линия отвечает расчётной зависимости при $K = 4,16$. На панели *б* кружки соответствуют цилиндрам, квадраты — цилиндрическим выступам с заточенными на конус торцами, L — длина цилиндрической частицы и удвоенная длина цилиндрического выступа, линия соответствует расчётной зависимости при $K = 9$

случайным образом в плоскости электродов, но никогда не проходит через частицу. Это означает, что пороговое поле зажигания разряда на частице превышает пробойное поле межэлектродного промежутка. Поскольку пробойное поле плоского газоразрядного промежутка уменьшается с увеличением его длины (т. е. расстояния между электродами), то критический размер также зависит от расстояния между электродами.

Пороговое поле зажигания разряда на цилиндрах всегда меньше, чем на сферах такого же размера, причём относительное различие падает с уменьшением размера частиц. Не сильно, в $1,5 \div 2$ раза, отличаются и их критические размеры.

Разряд легче зажигается на цилиндрах с заточенными торцами. Однако пороги зажигания короны на цилиндрических частицах, имеющих разную форму торцов, различаются меньше с уменьшением их размера и совпадают при диаметре цилиндров меньше 0,1 мм.

Пороги зажигания положительного и отрицательного разрядов на выступах из плоского электрода, имеющих форму половин использованных частиц, оказались равными между собой и совпадающими с порогами зажигания биполярного разряда на соответствующих частицах (рис. 5).

Расчётная зависимость порогового поля от диаметра сферы (одинаковая для сферической частицы и для выступа в виде половины сферы на электроде) приведена на рис. 5*a*. В вычислениях была использована величина $K = 4,16$. Последняя была получена из сравнения (см. рис. 6*a*) измеренной зависимости пробойного поля плоского промежутка от расстояния между электродами с результатом расчёта по формуле

$$\int_0^L \lambda dx = K, \quad (4)$$

где L — расстояние между электродами. Из рис. 5*a* видно, что измеренные напряжённости пороговых полей разряда на сферах и выступах в виде половины сферы превышают вычисленные

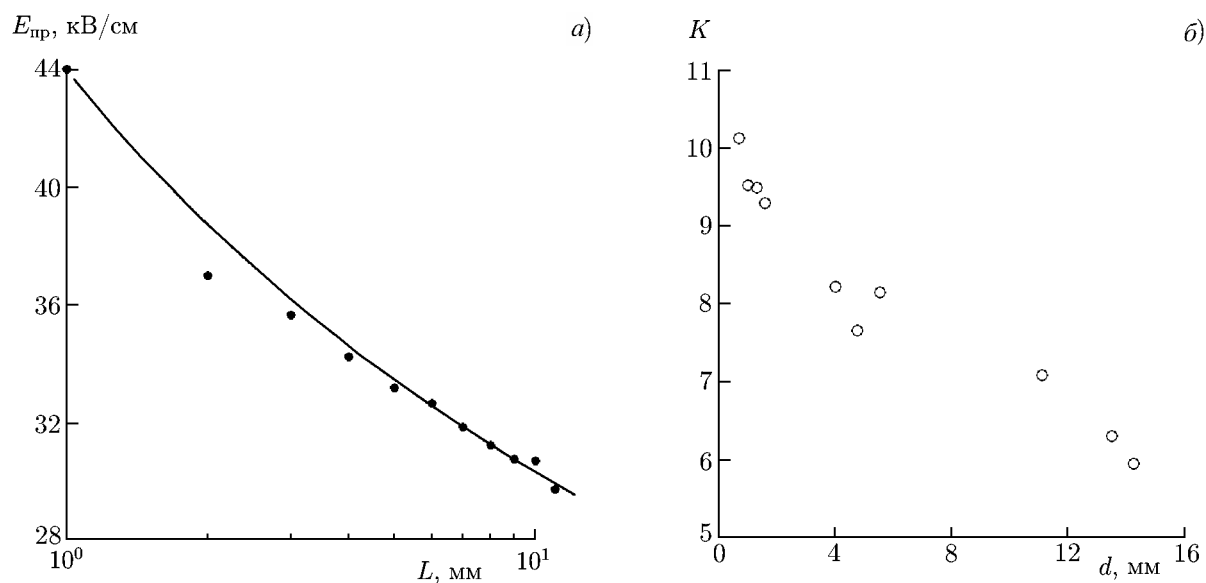


Рис. 6. Пробойное поле плоского промежутка (а): точки отвечают экспериментальным результатам, линия — расчётной зависимости при $K = 4, 16$, и зависимость параметра K от диаметра сферы (б)

значения, что можно объяснить большим параметром K в таком разряде.

Критерий (1) можно использовать для определения параметра K по измеренной напряжённости порогового поля. Результат соответствующего расчёта приведён на рис. 6б. При уменьшении диаметра сферы величина K растёт, т. е. эффективность генерации вторичных электронов падает. Отметим, что это противоречит тенденции изменения K в коронном разряде на сферическом электроде, полученной в теоретическом анализе [7]. Данное противоречие связано, по-видимому, с различными формами зон ионизации в этих двух случаях. Зона ионизации имеет сферически симметричную форму в разряде на сферическом электроде, а в случае разряда на сферической частице она локализуется в силовой трубке электрического поля, выходящей из полюса этой частицы. Зоны ионизации вытянутых частиц (т. е. частиц с малым отношением поперечного размера к продольному) локализованы вблизи их торцов и вследствие этого определяются в большей степени их поперечными размерами, чем продольными. Поэтому для вытянутых частиц параметр K в критерии (1) должен быть ближе к значениям, характерным для сфер с малыми диаметрами, т. е. быть порядка 10.

На рис. 5б приведена расчётная зависимость порогового поля разряда от размера вытянутого эллипсоида с отношением 30 большой оси к малой при $K = 9$. Она близка к аналогичной полученной экспериментально зависимости для заточенных цилиндров с таким же отношением длины к поперечному размеру. Поэтому можно ожидать, что пороговые поля для всех сильно вытянутых и заострённых на торцах частиц с заданным отношением длины к поперечному размеру при любой допускаемой этим отношением модификации их формы будут иметь близкие значения. Тогда зависимость критического поля для вытянутых частиц любой формы от степени их вытянутости можно исследовать на примере эллипсоидов.

На рис. 7а показаны результаты расчёта зависимости критического поля зажигания разряда на проводящем эллипсоиде от отношения его большой оси к малой для четырёх заданных продольных размеров эллипсоида при $K = 9$. Из него видно, что, начиная от сферической формы, уменьшение поперечного размера (т. е. увеличение степени вытянутости) при заданном продольном размере сначала приводит к уменьшению порогового поля зажигания разряда, потом, при

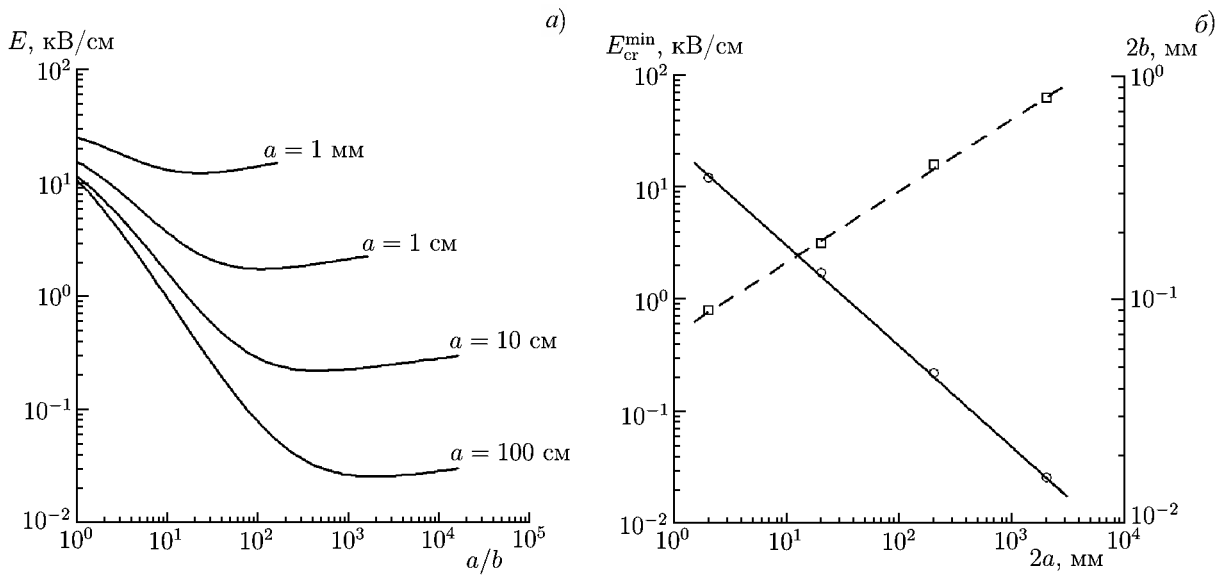


Рис. 7. Зависимость порогового поля E_{cr} зажигания разряда на эллипсоиде вращения от отношения его большей оси к малой a/b при постоянной длине эллипсоида $2a$ и $K = 9$ (а). Зависимости минимального порогового поля зажигания разряда на эллипсоиде E_{cr}^{min} и соответствующего ему поперечного размера $2b$ от продольного размера $2a$: кружки отвечают E_{cr}^{min} , квадраты — $2b$ (б). Сплошная линия на панели б соответствует аппроксимации $E_{cr}^{min} = 24/(2a)^{0,9}$, пунктирная линия — аппроксимации $2b = 7 \cdot 10^{-2} (2a)^{0,32}$

некоторой степени вытянутости, достигается минимум порогового поля. Дальнейшее уменьшение поперечного размера частиц ведёт уже к росту порогового поля. Зависимость минимального порогового поля E_{cr}^{min} и соответствующего ему поперечного размера $2b$ эллипсоида от его продольного размера $2a$ приведена на рис. 7б. Эти зависимости хорошо аппроксимируются степенными функциями: $E_{cr}^{min}[\text{kВ/см}] = 24/(2a[\text{мм}])^{0,9}$, $2b[\text{мм}] = 7 \cdot 10^{-2} (2a[\text{мм}])^{0,32}$.

Изменение формы сильно вытянутого проводника в его центральной, удалённой от торцов, части при его заданном поперечном размере слабо влияет на пространственную структуру электрического поля вблизи торцов, т. е. в зоне ионизации. Поэтому такая деформация не должна влиять на пороговую напряжённость поля. Изменение поверхности торцов сильно вытянутой частицы при заданном её поперечном размере не может превышать этого размера. Изменение формы эквивалентно добавлению к частице или отнятию от неё некоторого элемента. Воздействие этого элемента на пороговую напряжённость поля должно быть подобно воздействию на пороговую напряжённость выступа на плоском электроде. Минимальная пороговая напряжённость разряда на эллипсоиде достигается при его малых поперечных размерах (по крайней мере, для эллипсоидов с длиной меньше 1 м), а элементы формы с размерами меньше 0,5 мм, как мы видели на примере выступов на электродах, слабо влияют на пороговое поле. Поэтому можно утверждать, что минимальное пороговое поле зажигания разряда на частицах любой формы с заданным максимальным размером L близко к таковому для эллипсоидов, т. е. $E_{cr}^{min}[\text{kВ/см}] = 24/(L[\text{мм}])^{0,9}$.

В разрядах высокого давления работает принцип подобия: одинаковым значениям параметра LN , где L — размер, N — концентрация газа, соответствуют одинаковые значения E/N . В частности, этому принципу удовлетворяет критерий (1) при постоянной величине K . Вследствие генерации вторичных электронов ультрафиолетовым излучением разряда принцип подобия нарушается, что приводит к зависимости параметра K от концентрации газа. Однако эта зависи-

мость слаба, а частота ионизации резко зависит от параметра E/N . Поэтому определяемая из (1) вариация параметра E/N с изменением концентрации газа оказывается несущественной. Чтобы применить полученные выше результаты к условиям, когда давление отличается от нормального (при нормальной температуре), нужно заменить E на E/δ и L на $L\delta$, где δ — давление воздуха. В результате минимальная пороговая напряжённость будет очень слабо зависеть от давления согласно формуле $E_{cr}^{min}[\text{кВ/см}] = 24(\delta[\text{атм.}])^{0,1}/(L[\text{мм}])^{0,9}$.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведённое исследование показало, что пороговая напряжённость электрического поля, при которой на частицах, помещённых в это поле, зажигается разряд, растёт с уменьшением размеров этих частиц при их заданной форме. Для частиц, меньших критического размера, оно превышает пробойную величину для воздуха. Изменением формы частиц при их заданном максимальном размере можно достичь снижения пороговой напряжённости лишь до определённого предела, являющегося минимальной пороговой напряжённостью. Определена зависимость последней и соответствующей ей степени вытянутости частиц от их продольного размера. Полученные результаты относятся не только к твёрдым, но и к жидким частицам, которые изменяют форму в процессе электрогидродинамической неустойчивости, столкновения с другими гидрометеорами и т. п. В этом случае полученные результаты нужно применять к мгновенной форме жидкого тела.

Настоящая работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ (госконтракты 11.519.11.5017 и 16.518.11.7006), РФФИ (грант 13-05-12103) и Правительства РФ (договор 14.B25.31.0023).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Синькевич А. А., Веремей Н. Е., Довгалоук Ю. А., Степаненко В. Д. Лабораторное моделирование коронного разряда в облаках. С.-Петербург: Астерион, 2005. 62 с.
2. Dawson G. A. // J. Geophys. Res. 1969. V. 74. P. 6 859.
3. Coquillat S., Chauzy S. // J. Geophys. Res. D. 1994. V. 99, No. 8. P. 16 897.
4. Griffiths R. F., Latham J. // Quarterly J. Roy. Meteorol. Soc. 1974. V. 100. P. 163.
5. Petersen D., Bailey M., Hallett J., Beasley W. H. // Quarterly J. Roy. Meteorol. Soc. 2006. V. 132. P. 263.
6. Asano K., Hishinuma R., Yatsuzuka Y. // IEEE Trans. Indust. Appl. 2002. V. 38, No. 1. P. 57.
7. Naidis G. V. // J. Phys. D. 2005. V. 38. P. 2 211.
8. Ландау Л. Д., Лившиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1992.
9. Dutton J. // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1975. V. 4, No. 3. P. 577.

Поступила в редакцию 15 июля 2013 г.; принята в печать 27 декабря 2013 г.

STUDY OF THE THRESHOLD CHARACTERISTICS OF A DISCHARGE AT AEROSOL PARTICLES

N. A. Bogatov

We study the threshold of discharge ignition at conducting particles in a uniform electric field in air as a function of the size and shape of the particles. It has been established that the threshold

field increases as the dimensions of the particles with a preset shape decreases in the entire dimension range under consideration. As a result, for the particles, which are smaller than the critical value, it exceeds the breakdown value for air. It has been found that there is the minimal threshold field for each preset size of the particles, such that the discharge cannot be ignited in a lower-intensity field at the particles with these (or smaller) dimensions. The dependences of the minimal threshold field and the corresponding degree of the particles' elongation on their longitudinal dimensions.