

04  
© 1990 г.

## ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ВОЗДЕЙСТВИЮ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ГАЗОРАЗРЯДНУЮ МОДЕЛЬ ШАРОВОЙ МОЛНИИ

*В. Я. Александров, И. В. Подмошенский, С. А. Салль*

Описаны эксперименты с моделью шаровой молнии, представлявшей собой изготовленную из микропроволоки сферу диаметром 12 см. В электрическом поле с напряженностью  $\sim 1000$  В/см, вызывающем коронирование микропроволоки, модель воспроизводила характерные для шаровой молнии движения: зависание над плоскостью, втягивание в область усиления поля, движение вдоль провода, подскоки на плоскости и др. Дается качественное объяснение наблюдаемым явлениям на основе рассмотрения условий баланса экстрагируемых токов. Рассмотрение обобщено на случай движения в грозовом поле, когда на условия баланса токов эмиссии влияет ветер.

Электрический характер взаимодействия шаровой молнии (ШМ) с окружающими предметами не вызывает сомнений: нередко наблюдаются случаи притягивания ШМ к металлическим предметам, движение вдоль проводов, крыш домов, а также зависание над выступающими предметами — деревьями, мачтами и т. п. [1]. По нашим представлениям, это взаимодействие может осуществ-

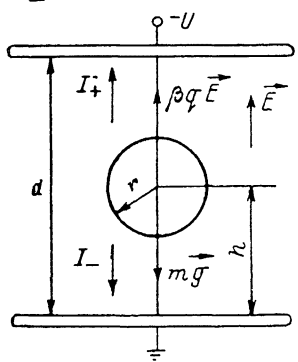


Рис. 1. Коронирующий шар в поле плоского конденсатора.

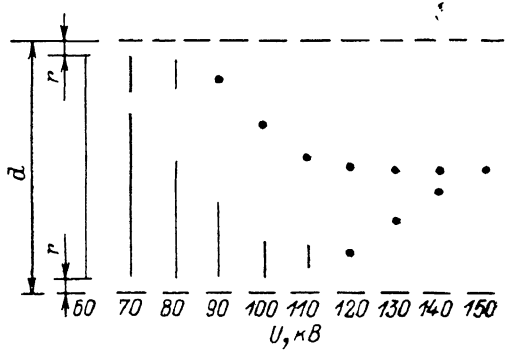


Рис. 2. Эволюция движений модели с ростом напряжения.

ляться через темновые ионные токи, истекающие из ионизированной среды ШМ. В настоящей работе рассматривается случай нахождения ШМ во внешнем электрическом поле напряженностью  $\sim 1000$  В/см, легко достигаемой в грозовой обстановке вблизи выступающих предметов. Имитация ионизованного образования шарообразной формы, как и в работе [2], осуществлялась с помощью коронирующего шара, однако эксперименты проводились в менее сильных полях и было реализовано свободное движение и зависание модели.

Модель ШМ была выполнена из стальной микропроволоки  $\varnothing 20$  мкм в виде сетчатой сферы радиусом  $r=6$  см и массой  $m=0.03$  г. Вертикальное электрическое поле создавалось между двумя параллельными дисковыми электродами  $\varnothing 120$  см, расположенными на расстоянии  $d=100$  см друг от друга (рис. 1). К верхнему электроду прикладывалось регулируемое напряжение отрицательной полярности  $U=20-160$  кВ, нижний заземлялся.

При  $U=30-60$  кВ модель совершала обычные автоколебания между электродами, перезаряжаясь на них за счет электростатической индукции [3]. Максимальная частота колебаний  $\sim 1.5$  Гц достигалась при  $U \sim 50$  кВ. С дальнейшим ростом напряжения поведение модели становилось неоднозначным. На рис. 2 показаны наблюдаемые траектории колебаний (вертикальные линии) и точки устойчивого равновесия. Медленный, квазистационарный относительно движения модели подъем напряжения вызывал скачкообразный переход к колебаниям под верхним электродом с перезарядкой на нем, затем колебания без касания верхнего электрода с уменьшающейся амплитудой, зависание и смещение точки зависания в середину промежутка. Быстрый подъем напряжения до 70 кВ с последующим его квазистационарным ростом приводил к колебаниям на нижнем электроде с уменьшающейся амплитудой, колебаниям без касания нижнего электрода, зависанию и смещению точки зависания в середину промежутка,

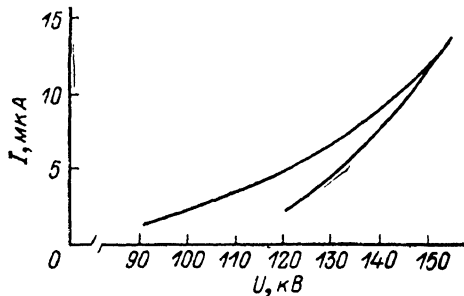


Рис. 3. Вольт-амперная характеристика коронного разряда в промежутке.

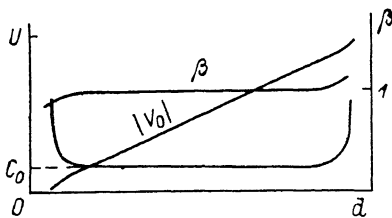


Рис. 4. Зависимости  $|V_0|$ ,  $C$ ,  $\beta(h)$ .

$C_0$  — емкость удлинненного шара.

На рис. 3 представлена вольт-амперная характеристика коронного разряда в промежутке, состоящая из двух ветвей для верхнего и нижнего положений зависания. Начала ветвей соответствуют окончанию автоколебаний с ростом  $U$ , а точка их слияния — перемещению модели в середину промежутка.

Строгое теоретическое обоснование наблюдаемым явлениям представляет трудоемкую вычислительную задачу, поскольку требует совместного решения уравнений Пуассона и непрерывности тока с учетом граничных условий на поверхности шара и переменного характера подвижности ионов в электрическом поле [4], причем зависимость положения модели от  $U$  заранее неизвестна. Для режима автоколебаний необходимо решать и соответствующую гидродинамическую задачу. Поэтому ограничимся приближенными оценками и объяснением на качественном уровне.

Вначале рассмотрим случай коронирования невесомого незаряженного шара в поле плоского конденсатора и найдем условия равенства токов положительных  $I_+$  и отрицательных  $I_-$  ионов (рис. 1). Ток короны шар — плоскость  $I_-$  вблизи нижнего электрода, где сферическую поверхность можно рассматривать как плоскую, будет иметь приблизительную зависимость [5]

$$I_- \sim \frac{V_0(V_0 - V_H)}{(h-r)^3},$$

где  $V_0$  — потенциал шара относительно плоскости (рис. 4),  $V_H$  — начальный потенциал коронирования,  $h$  — расстояние до плоскости (рис. 1).

В удалении от электрода, при невысоких напряженностях поля, когда коронирует лишь вершина шара,

$$I_- \sim \frac{V_0(V_0 - V_H)}{h-r},$$

как в случае короны игла—плоскость. Это определяет немонотонный вид кривой  $I_-(h)$  (рис. 5, а). В силу практически одинаковой подвижности положительных и отрицательных ионов кривая  $I_+(h)$  симметрична кривой  $I_-(h)$  относительно середины промежутка. Равенство токов  $I_+$  и  $I_-$  означает сохранение нулевого заряда шара, поэтому точки пересечения кривых отвечают состояниям

равновесия. Условие устойчивости равновесия запишется в виде  $dF/dh < 0$ , где  $F = Eq$  — кулоновская сила, а  $q$  — возникающий в результате разбаланса токов заряд шара. Легко убедиться, что в точках 1 и 2 равновесие устойчивое, а в точке 3 неустойчивое. Расширение области коронирования на поверхности шара с ростом  $U$  приводит к существенному изменению геометрии поля коронного разряда, в результате чего кривые  $I(h)$  постепенно приобретают монотонный характер, а точки 1 и 2 продвигаются в середину промежутка (рис. 5, б) и затем трансформируются в одну точку (рис. 5, в), отвечающую состоянию устойчивого равновесия.

Пусть к шару, находящемуся в состоянии устойчивого равновесия, прикладывается малая сила  $mg$  (рис. 1). Тогда шар будет перемещаться вниз, принимая положительный заряд, и после переходного процесса, когда кулоновская сила уравновесит силу  $mg$ , а токи  $I_+$  и  $I_-$  сравняются, снова будет находиться в состоянии устойчивого равновесия. Потенциал шара в этом случае можно приблизительно определить по формуле [5]

$$V = V_0 + \frac{q}{C},$$

где  $V_0$  — потенциал незаряженного шара, находящегося в той же точке;  $C$  — емкость между шаром и электродом (рис. 4).

Очевидно, что тогда кривые  $I_+(h)$  и  $I_-(h)$  не будут симметричны относительно середины промежутка, а точки 1 и 2 сместятся в сторону нижнего электрода. Если принять во внимание силу зеркального отображения, то необходимые условия для зависания примут следующий вид:

$$\beta q E + mg = 0, \quad (1)$$

$$I_+ = I_-, \quad (2)$$

$$\frac{d(\beta q)}{dh} < 0, \quad (3)$$

где  $\beta$  — коэффициент, учитывающий неоднородность поля, вызванную наличием заряженного шара вблизи плоскости [3].

Для более строгого анализа следует учитывать также искажение поля объемным зарядом короны. Качественный вид зависимости  $\beta(h)$  показан на рис. 4. Если точки 1 и 2 находятся близко к электродам, то достаточно сильная зависимость  $\beta(h)$  может привести к невыполнению условия (3) и вызвать автоколебания малой амплитуды вблизи этих точек. При уменьшении напряжения точки 1 и 2 приближаются к электродам, существенную роль начинают играть пороговые условия коронирования, амплитуда колебаний растет, а затем колебания происходят с контактной перезарядкой на одном электроде.

Рассмотрим поведение шара при постепенном подъеме напряжения. После достижения напряжения отрыва от нижнего электрода [3] шар совершает колебания между электродами с увеличивающейся частотой, поскольку кулоновская сила растет по  $U^2$ . Когда напряженность поля на вершине шара начинает превышать порог коронирования, шар частично отдает свой заряд верхнему электроду через коронный ток. Это вызывает замедление движения вблизи верхнего электрода, а затем и недолет до него. При определенном значении  $U$  происходит скачкообразный переход к колебаниям у верхнего электрода, природа которых аналогична колебаниям на нижнем электроде. Дальнейший подъем напряжения приводит к режиму колебаний малой амплитуды вблизи точки 2 и зависанию (новый предельный цикл вырождается в точку). Если напряжение не принимается бифуркационное значение перехода к режиму колебаний у верхнего электрода

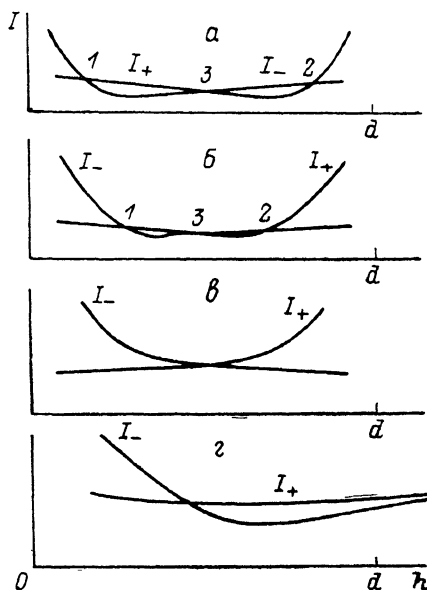


Рис. 5. Эпюры токов  $I_+(h)$ ,  $I_-(h)$ .

(что происходит при быстром подъеме напряжения), то высота подскоков на нижнем электроде монотонно уменьшается, далее возникают колебания малой амплитуды вблизи точки  $I$  и зависание.

В неоднородном поле на проводящий шар дополнительно действуют поляризационные силы, перемещающие его в сторону усиления поля. При установке на нижний электрод металлического стержня высотой 10—30 см модель устремлялась к его вершине и зависала. Подъем напряжения вызывал увеличение высоты зависания, уменьшение — приближение модели к стержню и колебания малой амплитуды. Легко реализовывался на опыте устойчивый полет модели вдоль заземленного горизонтально натянутого провода на высоте от 3 до 20—30 см над ним. Если провод отделялся от земли воздушным разрядником, то коронарный ток заряжал провод и каждый искровой разряд с провода на землю сопровождался подскоком модели вверх на 3—5 см.

Любопытным было совместное поведение двух или трех коронирующих шаров. Плавающие на разной высоте шары, сблизившись, выстраивались по одной вертикальной линии и, связанные общим ионным током, совершали групповой полет в горизонтальной плоскости.

Модель ШМ гидрировалась не только металлическими, но и диэлектрическими предметами из материалов с заметной проводимостью — бумаги, дерева, текстолита и др. Когда же сопротивление диэлектрика значительно превышало сопротивление разрядного промежутка, корона на диэлектрик практически прекращалась и электрическое поле прижимало зарядившуюся противоположной короной модель к диэлектрику. Таким было поведение модели над стержнями из плексигласа, фторопласта, полиэтилена. Особенно сильно притяжение модели к диэлектрическим поверхностям (плексиглас, толстое оконное стекло, лавсановая пленка), располагаемым на электродах.

Итак, в данных экспериментах смоделировано поведение ШМ в сильном грозовом поле, когда напряженность у вершин выступающих предметов или вблизи проводов достигает 1 кВ/см и выше: зависание над плоскостью и стержнем, движение над проводом, втягивание в область усиления поля, подскоки<sup>[1]</sup>, совместный полет двух ШМ<sup>[6, с. 38]</sup>, колебания в вертикальной плоскости<sup>[6, с. 71]</sup>. Роль верхнего электрода в природе играет ветер, сносящий ионный поток в сторону<sup>[7]</sup>. Картина токов  $I_+$  ( $h$ ),  $I_-$  ( $h$ ) для этого случая представлена на рис. 5, г.

Следует отметить, что в более слабом электрическом поле (например, при полете ШМ над ровной поверхностью), а также в помещении механизмы зарядки и движения ШМ несколько иные и будут рассмотрены отдельно.

#### Список литературы

- [1] *Стаханов И. П.* Физической природе шаровой молнии. М.: Энергоатомиздат, 1985. 208 с.
- [2] *Александров В. Я., Подмошенский И. В., Салль С. А.* // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 7. С. 639—642.
- [3] *Мядриков О. А.* Электродинамическое псевдооживление дисперсных систем. Л.: Химия, 1984. 160 с.
- [4] *Верещагин И. П.* Коронный разряд в аппаратах электронно-ионной технологии. М.: Энергоатомиздат, 1985. 160 с.
- [5] *Поссель Ю. Я.* Электрические поля постоянных токов. Л.: Энергоатомиздат, 1986. 160 с.
- [6] *Ильянатов М. И., Тихий Д. Я.* За гранью закона. Л.: Гидрометеоиздат, 1967. 144 с.
- [7] *Чалмерс Дж. А.* Атмосферное электричество. Л.: Гидрометеоиздат, 1967. 424 с.

Поступило в Редакцию  
17 февраля 1988 г.  
В окончательной редакции  
5 ноября 1988 г.