

## ВЫСОКОЗАРЯЖЕННЫЕ АЭРОЗОЛИ

© 2022 г. А. А. Кириш\*

Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”,  
пл. Академика Курчатова, 1, Москва, 123182 Россия

\*e-mail: aa-kirsh@yandex.ru

Поступила в редакцию 27.12.2021 г.

После доработки 07.01.2022 г.

Принята к публикации 10.01.2022 г.

Обсуждаются обнаруженные ранее свойства ансамбля высокозаряженных капелек, получаемых при электростатическом диспергировании жидкостей. Показано, что механическая прочность, свечение и другие свойства ансамбля таких капелек характерны и для шаровых молний. Рассмотрены также свойства твердых частиц, предельные заряды которых на порядки превышают рэлеевские заряды капелек, и обоснована гипотеза об аэрозольной природе шаровой молнии.

DOI: 10.31857/S0023291222010050

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Недавно были опубликованы экспериментальные данные о неизвестных ранее свойствах коллектива высокозаряженных капелек микронного размера, получаемых методом электростатического распыления жидкости в воздухе при нормальных условиях [1]. Коллективные свойства таких частиц оказались характерны и для шаровой молнии (ШМ), дискуссия о возникновении и свойствах которой продолжается не одно столетие. К настоящему времени опубликованы сотни случаев встречи с ШМ, систематизированы результаты наблюдений ШМ и подходы к описанию ее природы [2–5]. Не обсуждая существующие модели ШМ, отметим только, что доступность экспериментов и отсутствие единой теории сделали эту тему привлекательной. Тем более что в [2, с. 203] сообщается, что “для того, чтобы создать ШМ, не обязательно иметь точные сведения о ее природе”. Вот и создаются фантастические модели ШМ, и даже патентуются способы защиты от нее. В надежде воспроизвести в лаборатории ШМ при нормальных условиях на протяжении более ста лет проводятся эксперименты с электрическими разрядами [2–9]. При этом допускается существование в ШМ аэрозольных частиц [10], но при обсуждении ее природы не учитываются высокие (предельные) заряды на частицах, хотя, как мы увидим ниже, их роль может быть определяющей.

### 2. ВЫСОКОЗАРЯЖЕННЫЕ КАПЕЛЬКИ

В [1] заряженные частицы одинакового размера получали диспергированием малолетучей жидкости – дибутилфталата (ДФФ) с неболь-

шими добавками этилового спирта. Диспергирование осуществлялось с кончика микронной иголки, вставленной в капилляр, при довольно низком потенциале – ниже потенциала зажигания коронного разряда (при  $U \sim 1$  кВ). Частота образования частиц с диаметром  $2r = 1$  мкм обычно составляла  $10^5$  с<sup>-1</sup>. Заряд капелек определялся как отношение измеряемого тока переноса на коллекторе к числу капелек, образующихся в единицу времени. Измеренные заряды индивидуальных капелек  $q$  превышали половину предельного заряда, оцениваемого по известной формуле Рэля [11]:

$$q_R^2 = 16\pi\sigma r^3, \quad (1)$$

где  $r$  – радиус частицы,  $\sigma$  – поверхностное натяжение жидкости. Эта формула была многократно подтверждена для частиц в широком диапазоне размеров и для разных жидкостей [12–14]. Однако при распылении с иголочки чистой жидкости без добавления спирта оказалось, что частота образования капелек уменьшается на два порядка, и они не рассеиваются, а осаждаются в одну точку (одну каплю), при этом ток переноса возрастает. При удалении противоэлектрода одноименно заряженные монодисперсные частицы также не разлетаются, т.е. не образуют широкого факела, а, наоборот, сближаются, но не вплотную, а на расстоянии порядка 30 мкм. В работе [1] аномальное поведение распыляемых частиц объясняется тем, что напряженность электрического поля  $E$  вблизи поверхности капельки микронного диаметра, например, воды в соответствии с формулой (1) превышает  $10^6$  В/см и, следовательно, около капельки воздух может быть ионизован.

В таком сильном электрическом поле электроны, как известно [15], не прилипают к молекулам газа и, следовательно, около частицы может существовать плазменная оболочка. Возможно, что именно благодаря таким оболочкам ансамбль высокозаряженных капелек проявляет необычные свойства. (Почему это не происходит при добавлении спирта, пока не ясно. Этот вопрос требует специального исследования.)

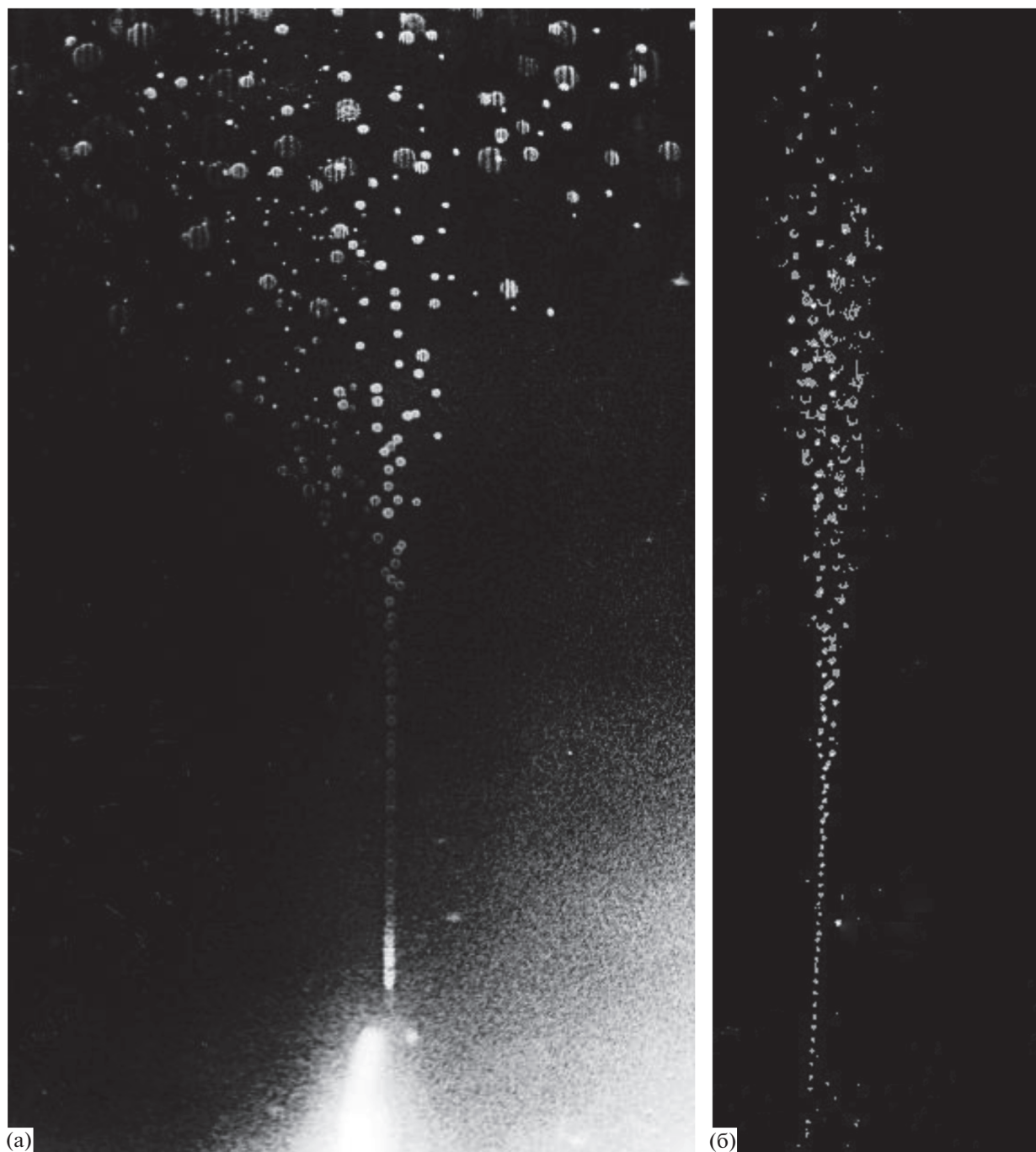
Далее оказалось, что при обдуве струйки капелек перпендикулярной струей незаряженных аэрозолей, эти частицы заряжаются одноименным знаком с капельками, т.е. так было установлено, что около положительно заряженных капелек присутствуют положительные ионы. Причем при пропуске струйки капелек через узкие заземленные диафрагмы эти ионы не осаждались на диафрагмы. Но, если подача жидкости прекращалась, и на иголке возникал коронный разряд (при небольшом увеличении потенциала), то ионы коронного разряда не проникали через диафрагму. Еще более неожиданным оказалось свечение около струйки капелек, которое регистрировали за диафрагмой, чтобы исключить попадание возможного свечения короны около кончика иголки. Отмеченные эффекты наблюдались только для капелек с радиусом  $r < 2$  мкм. Капельки не только не разлетались а, напротив, их коллектив невозможно было разрушить сильной струей воздуха. Даже в случае, когда капельки в струйке двигались с малой скоростью, примерно равной  $u = 1$  см/с, струйка не разрывалась при скорости поперечной плоской струи равной  $U = 300$  см/с, а только слегка вытягивалась. Для сравнения укажем, что скорость капелек с  $r = 0.6$  мкм, получаемых из ДБФ с добавками спирта, составляла  $u = 260$  см/с, при этом параметры струи капелек удовлетворительно согласуются с теорией [16]. Сам факт существования заряженных частиц в оболочке оказался неожиданным. Ведь, согласно теории, частицы должны были мгновенно разрядиться при их попадании в биполярную ионную атмосферу [17]. Здесь еще раз заметим, что частицы в струйке не реагировали на внешнее однородное электрическое поле. Более того, частицы около иголки двигались как слабозаряженные [16], а образовавшиеся под действием собственного заряда “осколки” также не разлетались. Первые наблюдения отсутствия рассеяния высокозаряженных частиц в струйке были получены в 1970-х годах и позже опубликованы [18].

На рис. 1 приводится сравнение рассеяния крупных заряженных частиц, получаемых при электростатическом распылении ДБФ, с рассеянием струйки микронных частиц ДБФ без добавок в отсутствие противозлектрода. Видно, что на рис. 1б отдельные частицы в электрическом поле, создаваемом объемным зарядом от всех частиц, не разлетаются, как на рис. 1а. Однако рассеяния частиц чистого ДБФ не происходит и вдали от иголки.

Если же напротив иголки помещается заземленный электрод, то все частицы собираются в одну каплю. И чтобы убедиться в том, что частицы после отрыва от иголки не разрядились, в [1] был разработан метод измерения зарядов на индивидуальных частицах непосредственно в струйке, основанный на механическом разрушении струйки и измерении времени движения отдельных капелек к заземленному металлическому шарикю под действием зеркальных сил. При разрушении струйки исчезало взаимодействие частиц и, возможно, разрушались оболочки. (Если предположить, что оболочки не разрушаются, то расчетные значения зарядов увеличатся.) Пока что не удалось выяснить, существуют ли оболочки около индивидуальных (автономных) заряженных капелек, которые находятся не в струйке. По-видимому, причиной электростатического притяжения и свечения одноименно заряженных капелек в ансамбле является существование на них плазменных оболочек, возникающих благодаря сильному электрическому полю на поверхности капелек с рэлеевским зарядом. Эти результаты, полученные для заряженных капелек, позволяют объяснить большинство свойств ШМ, о которых сообщали наблюдатели.

Так, резюмируя результаты наблюдений ШМ, Стаханов дал следующее определение: “ШМ представляет собой газообразную среду, излучающую видимый свет при низкой температуре и имеющую четкую границу, обеспечивающую ее устойчивую форму при ее хаотическом перемещении” [2]. Именно эти свойства ШМ соответствуют свойствам коллектива высокозаряженных капелек, обнаруженным в [1]. Однако, как отмечено выше, заряженными частицами не интересовались при рассмотрении природы ШМ. Причина в том, что многие исследователи при оценке заряда частиц исходили из того, что заряд частиц мал, поскольку, как они считали, максимальное значение напряженности электрического поля около частиц не должно превышать 30 кВ/см [2, 5]. (Действительно, при  $E > 30$  кВ/см в воздухе происходит пробой между макротелами, но не между микронными частицами.) Кроме того, следует иметь в виду, что высокий заряд может сохраняться долго, так как при нормальных условиях ионы испаряются с заряженной капельки в диапазоне значений  $E = 1 \times 10^7 - 3 \times 10^7$  В/см [19] (а если заряд испаряющейся частицы превышает рэлеевский заряд, то с микрочастицы происходит эмиссия заряженных наночастиц). Возможно также, что исследователей вводит в заблуждение упоминающийся в литературе термин “коронирование частиц” [2], хотя коронирование около частиц, по оценкам метеорологов, возможно только для крупных капелек с  $r > 1$  мм [20].

Результаты, полученные для заряженных капелек, позволяют объяснить и другие свойства ШМ.



**Рис. 1.** Фотографии капелек ДБФ, генерируемых электрогидродинамическим методом без противоэлектрода: (а) факел капелек радиусом  $r = 20$  мкм над капилляром диаметром 0.5 мм, (б) струйка капелек с  $r = 1$  мкм, получаемая с кончика иголки радиусом 2 мкм.

Во-первых, скорость седиментации (осаждения) микронных частиц составляет менее 0.01 см/с, а в ансамбле их скорость будет еще меньше. Поэтому ШМ не падает. (Лабораторные ШМ, которые получают из водных аэрозолей, поднимаются вверх [7–9], по-видимому, из-за нагрева.) А наблюдаемая компактная форма ШМ объясняется обна-

руженным взаимным притяжением одноименно высокозаряженных частиц (причем до определенных расстояний). Как сказано выше, наименьшее расстояние между одномикронными капельками составляет порядка 30 мкм, откуда следует, что концентрация частиц составляет примерно  $N_p = 10^8$  см<sup>-3</sup>. Таким образом, аэрозольное об-

лачко диаметром 10 см, состоящее из микронных капелек, весит всего 0.03 г.

Еще более убедительное доказательство аэрозольной природы ШМ следует из рассмотрения ее электрических свойств. Именно большой заряд ШМ вызывает недоумение исследователей. Например, во введении коллективного труда [21], посвященного экспериментальному моделированию ШМ, говорится, что “ахиллесовой пятой проблемы является трудность объяснения способности ШМ нести большой скомпенсированный электрический заряд, измеряемый кулонами”. Но большой электрический заряд имеет место в ШМ из-за большой концентрации частиц и больших зарядов на них, а также из-за еще большего (во много раз) суммарного заряда ионов и электронов в оболочках около частиц. Рэлеевский заряд ансамбля капелек воды с диаметром 1 мкм в единице объема равен  $q_R N_p = (2.14 \times 10^{-5}) \times 10^8 \times (3.34 \times 10^{-10}) = 7.15 \times 10^{-7}$  Кл/см<sup>3</sup>, а в объеме шара радиусом 10 см может достигать  $3 \times 10^{-3}$  Кл. Для определения зарядов ионов и электронов в оболочках следует определить объем оболочек, в которых происходит ионизация воздуха. Однако толщина оболочек не известна, хотя заранее можно сказать, что она много меньше толщины оболочек около твердых частиц, и поэтому время существования искусственных ШМ из капелек небольшое – явно меньше, чем сообщают наблюдатели природных ШМ. Например, лабораторные ШМ, состоящие из частиц воды с рэлеевскими зарядами, и окруженные оболочками плазмы, светились менее 1 секунды.

Таким образом, с позиции обнаруженного эффекта взаимного притяжения высокозаряженных микронных аэрозольных капелек с плазменными светящимися оболочками можно утверждать, что три основных парадокса, сформулированных Стахановым в [2], вовсе не парадоксы, а есть следствие воспроизводимых свойств ансамбля высокозаряженных капелек. Действительно, как и ШМ, ансамбль таких капелек “излучает видимый свет, несмотря на их низкую температуру” (“парадокс 1”), “при плотности газа имеет поверхностное натяжение, характерное для жидкостей” (“парадокс 2”) и “представляет собой газообразную плазменную среду, существующую при комнатной температуре” (“парадокс 3”). Кроме того, можно отметить совпадение и других свойств. Это, прежде всего, большой электрический заряд, который при нарушении равенства зарядов ионов и электронов в оболочке обеспечивает движение шара в электрическом поле против ветра, а также вызывает радиопомехи, воздействует на электропроводку и т.д.

В еще большей степени эти эффекты должны проявляться в ансамбле твердых частиц, предельные заряды которых на порядки больше рэлеевских, причем их величина не определяется размером частиц.

### 3. ВЫСОКОЗАРЯЖЕННЫЕ ТВЕРДЫЕ ЧАСТИЦЫ

Для твердых частиц предельный положительный заряд  $q_{\max}$  и максимальное поле вблизи их поверхности  $E$  должны быть существенно больше, чем для капелек, поскольку прочность твердой частицы больше, чем капельки. Прочность твердой частицы может достигать  $P \sim 10^{10}$  дин/см<sup>2</sup>, откуда из условия  $E^2/8\pi \leq P$  следует, что  $E \leq 1.5 \times 10^8$  В/см. Столь высокая напряженность поля, соответствующая началу эмиссии ионов, может быть достигнута только для положительно заряженных частиц, поскольку в случае отрицательно заряженных частиц при  $E > 10^7$  В/см происходит автоэлектронная эмиссия.

Работы с высокозаряженными частицами в основном проводились в вакууме. Получение и движение частиц исследовалось с целью применения их для управляемого термоядерного синтеза [22] и для моделирования микрометеоритов при создании космических кораблей [23]. Предельные заряды удавалось получать под действием ионного пучка для субмикронных частиц. Например, для частиц алмаза с радиусом  $r = 0.7$  мкм напряженность электрического поля составляла  $E = 4.5 \times 10^7$  В/см, а для частиц железа с  $r = 0.15$  мкм достигала предельной величины  $E = 1.4 \times 10^8$  В/см [24]. При нормальных условиях твердые частицы с высоким зарядом получали при высыхании микронных заряженных капелек, внутри которых находились субмикронные сферические частицы полистирола [25].

Исследования коллективных свойств высокозаряженных взвешенных твердых частиц, получаемых при нормальных условиях, нам неизвестны, хотя расчеты показывают, что энергия электронов около поверхности твердых частиц с  $r = 1$  мкм при  $E \sim 10^8$  В/см может достигать величины порядка  $W \sim e \int_{r+\lambda}^r E dr = (4.8 \times 10^{-10}) \times 10^8 \times 300^{-1} \times (4 \times 10^{-5}) = 6.4 \times 10^{-9}$  эрг или, более точно,  $W \sim eq(r^{-1} - (r+\lambda)^{-1}) = (4.8 \times 10^{-10}) \times (10^8/300) \times (10^{-4})^2 \times 0.285 \times 10^4 = 4.56 \times 10^{-9}$  эрг =  $2.85 \times 10^3$  эВ. Здесь  $\lambda = 0.4$  мкм – средняя длина свободного пробега электрона в воздухе при нормальных условиях. Это позволяет объяснить, почему при встрече с ШМ люди получали ожоги, хотя не чувствовали от нее тепла, и почему в следе ШМ наблюдали появление озона и диоксида азота [2–5]. Причиной этих явлений может быть коротковолновое излучение. Дело в том, что около поверхности высокозаряженных твердых частиц электроны имеют столь высокую энергию, что ее хватает на генерацию не только ультрафиолетового, но и рентгеновского излучения. Рентгеновское излучение с энергией 75–1000 эВ наблюдали при образовании

частиц вольфрама, когда пытались с помощью взрывающихся проволочек получить высокие температуры для осуществления термоядерных реакций [26]. Появление рентгеновского излучения объясняли возникновением пинч-эффекта, т.е. ограничением длинного прямого разряда его собственным магнитным полем. В то же время было известно об образовании частиц в начальный момент взрыва проволочки, но их не учитывали, хотя высокое поверхностное натяжение расплава вольфрама ( $\sigma = 2316$  мН/м [27]), соответствовало по формуле Рэлея (1) большим зарядам капелек. Для расплавленных частиц вольфрама диаметром  $2r = 1$  мкм оценки по формуле Рэлея дают  $E \approx 1.5 \times 10^7$  В/см. (Формула Рэлея (1) оказалась применимой и для капелек расплава Вуда диаметром  $2r \geq 0.1$  мкм [13].) Кроме того, не учитывалось, что в момент взрыва проволочки образующиеся частицы могут приобрести большой заряд за счет термоэмиссии электронов. (Заряд может затем уменьшиться при плавлении частиц, но для субмикронных частиц напряженность поля будет очень высокой. Еще в [28] было установлено, что взвешенные в газе высокозаряженные частицы при плавлении теряют свой заряд, который становится равным рэлеевскому.) Таким образом, в случае возникновения предельно заряженных частиц в разреженной атмосфере, например, при давлении порядка 5 мм рт. ст., энергия электронов может превышать  $10^4$  эВ. Это очень большая энергия, которая соответствует электронам, образующимся, например, в плазменном фокусе, где в момент взрыва на электроде металл диспергируется и появляется эрозионная ямка [29]. В связи с этим уместно заметить, что авторы обзора, посвященного управляемому термоядерному синтезу [30], заявляют, что результаты взрыва в плазменном фокусе зависят от различных факторов, и в том числе “от цен на рис в Китае”, тем самым подчеркивая отсутствие гипотез для их объяснения. Следовательно, высокая энергия электронов при электрическом взрыве может быть связана не только с магнитогидродинамическими неустойчивостями или с потоковыми неустойчивостями, но и с высокозаряженными твердыми частицами, учет которых может представлять интерес при рассмотрении процессов в электрофизических установках [31].

Также отметим, что пока нет и детального описания механизма диспергирования заряженной поверхности твердого тела, т.е. разрушения поверхности и перехода заряженных твердых частиц во взвешенное состояние. Именно этот процесс иногда реализуется при образовании ШМ не мгновенно, а в течение нескольких секунд. По-видимому, процесс определяется большим омическим сопротивлением материала частиц. Не случайно многие наблюдения образования ШМ связаны с печкой, костром, окисленными поверхностями металла в розетках, и т.п. При этом сообщения о появлении

ШМ, например, из розеток не ассоциировались с процессом диспергирования материалов под действием электрического заряда. А ведь в этом случае потребуется всего малая доля материала и, кроме того, появляется возможность преодоления “трудности объяснения способности ШМ нести большой скомпенсированный электрический заряд, измеряемый кулонами” [2]. Например, для твердой частицы с радиусом  $r = 3$  мкм с напряженностью поля на ее поверхности порядка  $E = 1.5 \times 10^7$  В/см (не предельная величина) радиус оболочки, внутри которой возможна ионизация воздуха ( $E = 10^6$  В/см), составляет  $r^* \approx 11.6$  мкм. Тогда при степени ионизации молекул воздуха в оболочке порядка  $\gamma = 10^{-2}$ , электрический заряд ионов и электронов в оболочке с объемом  $V \approx 6.5 \times 10^{-9}$  см<sup>3</sup> равен  $q_{ie} = V \gamma 2N_L e \approx 3.5 \times 10^9 e$  ( $N_L = 2.7 \times 10^{19}$  – число Лошмидта), т.е. более чем на два порядка превышает заряд частицы  $q = 9.3 \times 10^6 e$ , а заряд шара с радиусом  $R = 10$  см и с концентрацией частиц  $N_p = 10^6$  см<sup>-3</sup> составит  $Q = (4\pi R^3/3) N_p (q_R + q_{ie}) \approx 1.5 \times 10^{19} e$ , что согласуется с имеющимися оценками [2]. Отметим, что оболочки высокозаряженных крупных твердых частиц могут перекрываться, и тогда к описанию свойств ШМ применимы магнитогидродинамические зависимости низкотемпературной плазмы.

Также требует внимания вопрос о большой энергии, иногда выделяющейся в последний момент существования ШМ. Такие ШМ состоят из твердых частиц с зарядом, близким к предельному. И вполне вероятно, что последний момент существования ШМ связан с уменьшением концентрации электронов в окружении частиц (в оболочках), в результате чего под действием положительных ионов, оставшихся в оболочках, вырываются валентные электроны из глубины частиц, и объемно заряженные частицы взрываются. Вопрос о выделении энергии из твердого тела в экстремальных условиях обсуждается в [32], но именно с помощью аэрозольных методик он может быть исследован экспериментально.

Одной из таких задач является исследование размеров и зарядов твердых частиц в факеле капиллярного эрозионного разряда, описанного в [33], и частиц, образующихся при “прожигании” отверстий в металле. Сквозные отверстия в пластине (рис. 2) образуются в отсутствие внешнего электрического поля без повышения температуры и без “ощущения” электрического тока (пластинку можно держать в руках). Наши предварительные эксперименты показали, что только небольшая доля взвешенных в факеле частиц заряжена, причем заряды эти оказались большими, поскольку частицы притягивались к заземленному металлическому шарикку. В дальнейшем предстоит выяснить знак заряда и размер частиц и найти объяснение, почему

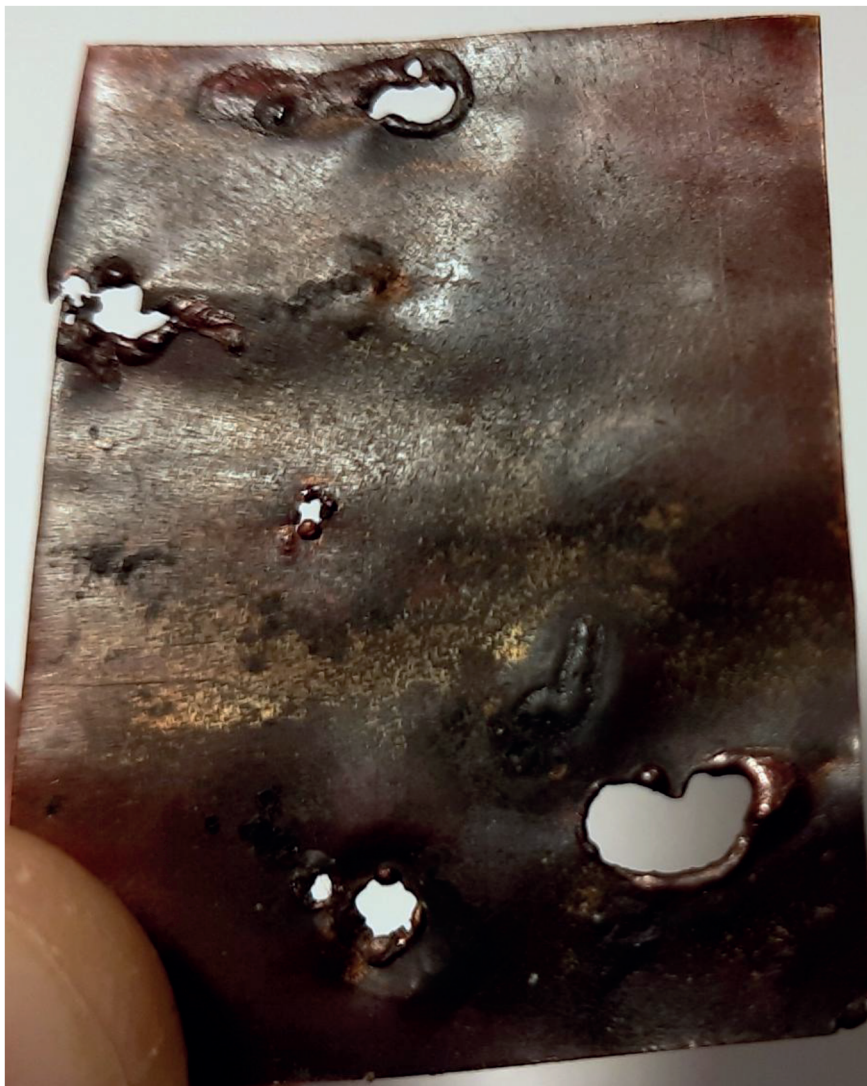


Рис. 2. Медная пластинка толщиной 0.3 мм, прожженная факелами эрозионного разряда.

высокий заряд этих частиц, как и заряд капелек в струйке в [1], сохранился в ионизованной атмосфере факела. Этот процесс происходит при нормальном давлении и нормальной температуре, и поэтому его детальное исследование представляет научный и практический интерес, тем более что авторы [33], как и другие авторы, утверждают, что энергии в факеле выделилось больше, чем затрачено [21].

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрены свойства ансамбля высокозаряженных аэрозольных частиц, получаемых при электростатическом диспергировании материалов при нормальном давлении. Отмечается, что отличительной особенностью ансамбля одноименно высокозаряженных частиц является отсутствие

их электростатического рассеяния, свечение и механическая прочность. Эти же свойства характерны и для шаровой молнии. Также рассмотрены причины, по которым не учитывалась роль заряженных частиц при анализе природы ШМ. Отмечается, что выполненные ранее другими авторами оценки зарядов частиц основывались на величине пробоя воздуха между макротелами при напряженности электрического поля, равной  $E_0 = 30$  кВ/с, в то время как из формулы Рэля (1), подтвержденной экспериментально, следует, что около микронных высокозаряженных частиц возможна высокая напряженность электрического поля со значениями  $E > 10^6$  В/см. При таких больших значениях  $E$  около частиц может происходить ионизация воздуха, причем электроны не образуют отрицательные ионы, и вокруг частиц могут возникнуть плазменные оболочки. Учитывая обнаруженные свойства

ансамбля высокозаряженных аэрозольных частиц при нормальных условиях, можно объяснить такие свойства ШМ как излучение видимого света при низкой температуре ее вещества, поверхностное натяжение вещества ШМ, характерное для жидкостей, наличие плазменной среды при комнатной температуре, большой скомпенсированный электрический заряд, движение с высокой скоростью против ветра, и другие.

В заключение отметим, что число гипотез о природе ШМ превысило три сотни. Предлагаются модели ШМ, противоречащие давно установленным закономерностям аэрозольной науки, хотя некоторые модели могут быть проверены с помощью облачка высокозаряженных аэрозольных частиц. Создание высокозаряженных аэрозолей в лаборатории при контролируемых условиях является перспективным научным направлением.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа поддержана НИЦ “Курчатовский институт”, приказ № 2750 от 28.10.2021 г.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кирш А.А. // Коллоид. журн. 2017. Т. 79. С. 44.
2. Стаханов И.П. О физической природе шаровой молнии. М.: Научный мир, 1996.
3. Барри Дж. Шаровая молния и четочная молния. М.: Мир, 1983.
4. Сингер С. Природа шаровой молнии М.: Мир, 1973.
5. Имянитов И.М., Тихий Д.И. За гранью законов науки. М.: Атомиздат, 1980.
6. Леонов Р.А. Загадка шаровой молнии, М.: Наука, 1965.
7. Фуров Л.В. // ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып. 12. С. 98.
8. Мискинов Н.А., Швилкин Б.Н. // УФН. 2015. Т. 185. С. 1333.
9. Егоров А.И., Степанов С.И. // ЖТФ. 2002. Т. 72. Вып. 3. С. 2.
10. Френкель Я.И. Теория явлений атмосферного электричества. Л.–М.: ГИТТЛ, 1949.
11. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1992.
12. Pfeiffer R.J., Hendricks C.D. // Phys. Fluids. 1967. V. 10. P. 2149.
13. Sample S.B., Bollini R. // J. Colloid Interface Sci. 1972. V. 41. P. 182.
14. Коженков В.И., Кирш А.А., Фукс Н.А. // Коллоид. журн. 1974. Т. 36. С. 1169.
15. Базелян Э.М., Райзер Ю.П. Искровой разряд. М.: Изд. МФТИ, 1997.
16. Черняков А.Л., Кирш А.А., Кирш В.А. // Коллоид. журн. 2008. Т. 270. С. 253.
17. Райт П. Аэрозоли – введение в теорию, М.: Мир, 1987.
18. Kirsch A.A., Kravtsov A.K. // AAAR Conf. 1990, Book of Abstracts. P. 192.
19. Loscertales I.G., Fernandez de la Mora J. // J. Chem. Phys. 1995. V. 103. P. 5041.
20. Мучник В.М. Физика грозы. Л.: Гидрометеиздат, 1973.
21. Шаровая молния в лаборатории // Сб. статей под ред. Авраменко Р.Ф. и др. М.: Химия, 1994.
22. Монзон Б.М. // УФН. 1981. Т. 134. С. 611.
23. Bailey A.G. // J. Phys. D. 1973. V. 6. P. 276.
24. Vedder J.F. // Rev. Sci. Instrum. 1963. V. 34. P. 1175.
25. Kim D.S., Lee D.S., Woo C.G., Choi M. // J. Aerosol Sci. 2006. V. 37. P. 1876.
26. Взрывающиеся проволочки / Перевод с англ. под ред. Рухадзе А.А. М.: Изд-во иностр. лит-ры, 1963.
27. Физические величины, справочник / Под ред. Григорьева И.С., Мейлихова Е.З. М.: Энергоатомиздат, 1991.
28. Slattery J.C., Friichtenicht J.F., Hamermesh B. // AIAA J. 1964. V. 2. P. 543.
29. Mather J.W. // Phys. Fluids. 1965. V. 8. P. 366.
30. Хеглер М., Христиансен М. Введение в управляемый термоядерный синтез. М.: Мир, 1980.
31. Бурцев В.А., Калинин Н.В., Лучинский А.В. Электрический взрыв проводников и его применение в электрофизических установках. М.: Энергоатомиздат, 1990.
32. Marakhtanov M.K., Marakhtanov A.M. // Thin Solid Films. 2000. V. 359. P. 127.
33. Авраменко Р.Ф., Бахтин Б.И., Николаева В.И. и др. // ЖТФ. 1990. Т. 60. С. 57.