

02;12
©1994

ОБ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОМ РАССЕЙВАНИИ УНИПОЛЯРНО ЗАРЯЖЕННЫХ АЭРОДИСПЕРСНЫХ СИСТЕМ

С.О.Ширяева, И.Д.Григорьева, В.А.Салов

Эффект рассеяния оптически плотного аэрозоля (пыли, дыма или тумана) за характерное время ~ 100 с при введении в него униполярно заряженного жидко-капельного аэрозоля известен уже более полувека [1]. На отсутствие адекватного теоретического истолкования явления препятствует его эффективному практическому использованию, хотя накопление экспериментальных данных идет непрерывно [2,3]. В монографии [1] определяющая роль в истолковании обсуждаемого явления отводилась (без проведения каких-либо оценок) электрической коагуляции аэрозоля. Однако такое объяснение не согласуется с реально регистрируемыми малыми характерными временами рассеяния аэрозоля. Электростатическая коагуляция пыли, дыма или капель тумана на крупных (~ 30 мкм) заряженных каплях воды, происходящая за счет быстро убывающих с расстоянием электрических индукционных сил, может привести к заметному уменьшению счетной концентрации аэрозоля на временных интервалах, на два-три порядка больших, чем реально наблюдаемые [1-3].

В настоящем сообщении обсуждаемое явление истолковывается в рамках представлений о закономерностях рэлеевского распада сильно заряженных капель (вводимых в оптически плотный аэрозоль), согласно которым неустойчивая капля эмитирует ≈ 200 дочерних капелек, на два порядка меньшего размера, с запредельными по Рэлею зарядами, а следовательно, также неустойчивых и распадающихся, в свою очередь, на еще более мелкие [5,6]. При этом в исходной аэрозольной системе резко возрастает концентрация высокодисперсных подвижных сильно заряженных капелек, которые будут эффективно коагулировать с исходным аэрозолем, передавая ему свой заряд. В итоге, за времена порядка характерных времен реализации рэлеевской неустойчивости исходных, крупных заряженных капель, являющихся самыми длительными в предлагаемом механизме, исходный аэрозоль становится униполярно заряженным и рассеивается за счет электрического расталкивания.

Для более детального описания предлагаемого механизма рассмотрим модельный оптически плотный аэрозоль монодисперсных частиц с $R \simeq 5$ мкм, $n_0 = 10^5$ см⁻³. Оптическую плотность аэрозоля будем характеризовать величиной коэффициента экстинкции η (коэффициента ослабления интенсивности светового потока в законе Бугера: $I = I_0 \cdot \exp(-\eta x)$). Значение коэффициента экстинкции в монодисперсной газозвеси с объемной концентрацией n определим с помощью известного выражения [4]:

$$\eta = \kappa \cdot n \cdot s,$$

где s — площадь поперечного сечения одной частицы, κ — фактор эффективности экстинкции, который для нижеследующих модельных оценок возьмем равным 2 [4]. Тогда при принятых значениях величин для модельного аэрозоля получим: $\eta \approx 0.16$ см⁻¹. Это означает, что интенсивность светового потока, распространяющегося в газозвеси с вышеприведенными характеристиками, будет ослабляться в 2.7 раза при прохождении пути в 6 см. Т.е. взятый нами модельный аэрозоль действительно является оптически плотным [7].

Введем теперь в рассматриваемую оптически плотную аэродисперсную систему заряженный водный аэрозоль, который можно получить, например, путем пульверизации воды с одновременной индукционной зарядкой капель [2,3]. Примем для определенности, что концентрация созданного водного аэрозоля $2 \cdot 10^3$ см⁻³, исходный диаметр капель $d = 30$ мкм, а их заряд соответствует 70% предельного в смысле устойчивости по Рэлею [5,6].

При испарении капель воды, которое при нормальной температуре и влажности характеризуется временами ~ 10 с [7], капли будут достигать рэлеевского предела и распадаться, сбрасывая заряд. Предполагается в соответствии с эмпирическими данными [9,10], что при испарении капли воды она не теряет своего заряда. Оценки по известной формуле Дж.Томсона показывают также, что влияние электрического заряда капли, предельного в смысле устойчивости по Рэлею, на значение упругости паров воды у ее поверхности пренебрежимо мало для капель с $r \gg 1$ нм.

Как показано в [5,6], при рэлеевском распаде сильно заряженной капли каждая дочерняя капелька уносит заряд, запредельный в смысле устойчивости по Рэлею и, в свою очередь, распадается на еще более мелкие с характерными линейными размерами порядка десятых долей мкм, также несущие заряды чуть большие рэлеевского предела. Однако дальнейшие рэлеевские распады таких третичных ка-

пелек подавляются вязкостью [8], роль которой во временной эволюции заряженных капель воды становится весьма существенной при $\tau \ll 1$ мкм. Влияние вязкости на динамические процессы в капле определяется параметром $\mu \equiv \nu \cdot (\rho/R \cdot \sigma)^{1/2}$, где ν — кинематическая вязкость жидкости. Влиянием вязкости на рэлеевские распады можно пренебрегать при $\mu \ll 1$ и ее роль становится определяющей при $\mu \gg 1$ [8].

В итоге каждая капля введенного водного аэрозоля с $R \approx 30$ мкм генерирует в серии каскадных рэлеевских распадов $\sim 10^4$ мелких капелек с диаметрами $d \sim 0.03$ мкм, несущих заряды, чуть большие предельных для своих размеров (~ 100 элементарных зарядов на капельку). Концентрация таких капелек после завершения серии каскадных распадов введенных в пыльный аэрозоль капель воды достигает величины $n_* \sim 10^7$ см $^{-3}$. При этом исходные распавшиеся крупные капли потеряют 0.23 своих начальных зарядов, и всего лишь 0.05 исходной массы станут устойчивыми.

Ясно однако, что дальнейшее испарение таких устойчивых остатков капель снова приведет их на порог неустойчивости и они снова распадутся с теми же последствиями для себя.

Оценим величину скорости коагуляции исходного (пылевого, дымного) аэрозоля с образовавшимся высокодисперсным сильно заряженным жидкокапельным аэрозолем. Для упрощения оценок примем, что в системе присутствуют частицы лишь двух видов: пылевого аэрозоля с $R = 5$ мкм и концентрацией $n_0 = 10^5$ см $^{-3}$ и заряженного капельного — с $d = 0.03$ мкм и $n_* = 10^7$ см $^{-3}$. Выражение для скорости коагуляции в подобной системе, состоящей из частиц двух размеров, имеет вид [4]:

$$K = 2\pi (2R + d) \cdot (D_R + D_d),$$

где D_R и D_d — коэффициенты диффузии частиц пылевого аэрозоля и капель соответственно. При принятых значениях R и d величины коэффициентов диффузии будут $D_R \approx 2.4 \cdot 10^{-8}$ см 2 /с, $D_d \approx 5 \cdot 10^{-5}$ см 2 /с, что для константы скорости коагуляции дает $K \approx 3 \cdot 10^{-7}$ см 3 /с. При такой величине K время уменьшения суммарной концентрации аэрозоля вдвое будет ~ 1 с. Это означает, что каждая частица исходного пылевого или дымного аэрозоля за время ~ 1 с коагулирует с несколькими десятками заряженных капелек и приобретет заряд порядка тысяч элементарных зарядов (ясно, что время полного испарения третичных капель много меньше 1 с, но убыль таких капель будет компенсироваться продолжающимися рэлеевскими распадами

испаряющихся и выходящих на предел устойчивости остатков первичных и вторичных капелек).

Отметим, что коагуляция двух одноименно заряженных капелек маловероятна из-за кулоновского отталкивания, и определяющая роль в коагуляции будет принадлежать актам слияния мелких заряженных капелек и крупных частиц исходного пылевого аэрозоля.

Согласно вышесказанному, после введения в облако пылевого аэрозоля заряженных капель воды за характерное время ~ 10 с изначально нейтральный твердый аэрозоль превратится в сильно заряженный, и под влиянием сил кулоновского взаимодействия станет рассеиваться. Временная эволюция счетной концентрации аэрозольной системы из монодисперсных униполярно заряженных частиц описывается уравнением Таунсенда [7]:

$$\frac{dn}{dt} = 4\pi \cdot D \cdot d \cdot n^2 \cdot \lambda; \quad \lambda = \frac{q^2}{d \cdot k \cdot T}, \quad (1)$$

где d и q — диаметр и заряд одной частицы, D — коэффициент диффузии, k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура. Несложно видеть, что скорость уменьшения концентрации аэрозоля в рассматриваемой ситуации будет примерно в λ раз превышать скорость ее уменьшения при действии одной лишь броуновской коагуляции. При нормальных условиях, при $d = 0.03$ мкм, $q \sim 100$ элементарных зарядов для параметра λ , найдем $\lambda \sim 5000$.

Решение уравнения (1) имеет простой вид

$$n = \frac{n_+}{1 + 4\pi \cdot D \cdot d \cdot n_+ \lambda \cdot t}, \quad (2)$$

где n_+ — счетная концентрация аэрозоля в момент “включения” механизма кулоновского расталкивания (электростатического рассеяния). Несложно видеть из (2), что при $D = 5 \cdot 10^{-5}$ см²/с, $n_+ = 10^7$ см³, $\lambda = 2 \cdot 10^4$ уже через 1 с концентрация аэрозоля упадет примерно на три порядка. Если рассмотреть электростатическое рассеяние исходного монодисперсного модельного аэрозоля с $R = 5$ мкм, $D = 2.4 \cdot 10^{-8}$ см²/с при условии, что на каждой частице аккумулировался заряд ~ 3000 элементарных зарядов ($\lambda \approx 6000$), то его концентрация (а с ней и коэффициент экстинкции) уменьшится на порядок за ≈ 5 с. На временном интервале ~ 100 с естественно ожидать уменьшения концентрации и коэффициента экстинкции более чем на два порядка, что и объясняет результаты экспериментов [1-3]. Таким образом, можно предположить, что эффект пыле-, дыма- и

туманоподавления путем разбрызгивания в нем заряженного водного аэрозоля имеет природу электростатического расталкивания и основан на феномене каскадных рэлеевских распадов сильно заряженных капель.

Отметим также, что те же эффекты каскадных рэлеевских распадов и электростатического расталкивания образующихся мелких сильно заряженных дочерних капелек обеспечивают появление "веерного" свечения при разряде с поверхности воды или другой проводящей жидкости [11], лежащего в основе явления, известного под названием "огни св.Эльма" [12,13].

Список литературы

- [1] Левин Л.М. Исследования по физике грубодисперсных аэрозолей. М.: АН СССР, 1961. 267 с.
- [2] Макальский Л.М. Генерация и использование заряженных аэрозолей. В сб.: Применение электронно-ионной технологии в народном хозяйстве. М.: МЭИ, 1991. С. 202-215.
- [3] Салов В.А. Тез.докл. 16-й конф. стран СНГ по вопросам испарения, горения и газовой динамики дисперсных систем. Одесса, 21-24 сентября 1993. С. 42.
- [4] Райст П. Аэрозоли. М.: Мир, 1987. 278 с.
- [5] Grigor'ev A.I., Shiryayeva S.O. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1989. V. 23. N 11. P. 1361-1370.
- [6] Григорьев А.И., Ширяева С.О. // ЖТФ. 1991. Т. 61. В. 3. С. 19-28.
- [7] Грин Х., Лейн В. Аэрозоли: пыли, дымы и туманы. Л.: Химия, 1969. 427 с.
- [8] Григорьев А.И., Лазарянец А.Э. // ЖВММФ. 1992. Т. 31. В. 6. С. 929-938.
- [9] Doyle A., Moffett D.R., Vonnegut B. // J. Coll. Sci. 1964. V. 19. P. 136-143.
- [10] Schweizer J.W., Hanson D.N. // J.Coll. Int. Sci. 1971. V. 35, N 3. P. 417-423.
- [11] Zeleny J. // Phys. Rev. 1914. V. 3. N 2. P. 69-91.
- [12] Войцеховский Б.В. // ДАН СССР. 1982. В. 1. С. 84-88.
- [13] Grigor'ev A.I., Grigor'eva I.D., Shiryayeva S.O. // J.Sci. Expl. 1991. V. 5. N 2. P. 163-190.

Ярославский государственный
университет

Поступило в Редакцию
27 декабря 1993 г.