

ЭЛЕКТРОГИДРОДИНАМИЧЕСКИЙ РАСПАД ЗАРЯЖЕННЫХ КАПЕЛЬ КАК ФАКТОР ИНТЕНСИФИКАЦИИ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕНОСА В ДВУХФАЗНЫХ СИСТЕМАХ. СОСТОЯНИЕ ВОПРОСА

*Институт энергетики Академии наук Молдовы,
ул. Академией 5, г. Кишинев, MD-2028, Республика Молдова*

Совершенствование процессов переноса в двухфазных системах представляет собой проблему не только неизменно стоящую, но и более того, обостряющуюся, в связи с выраженной тенденцией интенсификации существующих и создания новых технологий, стремлением к оптимизации оборудования и минимизации аппаратуры самого различного назначения.

Среди разнообразных технологических агентов дисперсные системы типа газ-жидкость (табл. 1) занимают ключевые позиции, а вопросы создания капельных аэрозолей и управления их движением приобретают все большее значение.

Таблица 1. Двухфазные системы. Области использования [1]

Двухфазная система	Область использования
Газ-твердые частицы	Пневматические конвейеры, пылеуловители, установки с кипящим слоем, твердотопливные ускорители, гетерогенные реакторы, ксерография, ядерные частицы
Газ-капельная жидкость или жидкость-газ	Распылители, скрубберы, охладители газов, криогенная техника, испарители, сушилки, абсорберы, горелки, печи, агломераторы
Жидкость-жидкость	Абсорберы, испарители, скрубберы, безвоздушные насосы, кавитация, флотация, аэрация
Жидкость-твердые частицы	Установки с кипящим слоем, флотация, седиментация

В плане управления поведением частиц в потоке особое место занимают электроаэрозольные технологии (ЭАТ), основанные на зарядке и управлении движением частиц в электрических полях. Отличительная особенность ЭАТ состоит в их универсальности, поскольку любые аэрозоли, независимо от их физических свойств, могут быть заряжены и подвергнуты воздействию электрического поля, что обеспечивает возможность тонкого управления технологическими процессами.

Если проанализировать последовательность реализации технологического процесса ЭАТ, то его можно разделить на три стадии [2, 3]:

- генерирование заряженного аэрозоля, которое объединяет в единое целое процессы формирования заряженной дисперсной фазы;
- транспортировка заряженного аэрозоля, заключающаяся в организации различных форм движения заряженных частиц в электрическом поле, сформированном зарядами той или иной электродной системы или с участием объемного заряда аэрозоля, под действием гравитационных, поляризационных, кулоновских, аэродинамических и т.д. сил;
- взаимодействие заряженного аэрозоля с объектом воздействия [2].

Эффективность процесса генерирования заряженного аэрозоля характеризуется такими интегральными показателями, как ток выноса и выносимый на каплях удельный электрический заряд. Именно наличие электрического заряда на каплях является тем фактором, который коренным образом отличает ЭАТ от технологий, основывающихся на использовании незаряженных аэрозолей.

В технологических процессах ЭАТ поведение частиц зависит от их размера, формы, плотности, проводимости, диэлектрической проницаемости, которая детерминирует поляризацию частиц в электрическом поле, ряда других физических параметров [4, 5].

В случае жидкостного аэрозоля при диспергировании капли имеют сферическую форму и лишь в сильных электрических полях они претерпевают изменение, переходя в вытянутый сфероид. При этом плотность, проводимость и диэлектрическая проницаемость капель определяются физическими свойствами распыливаемой жидкости.

В ЭАТ особое место отводится размеру частиц [2, 6]. Диапазон размеров частиц, реально встречающихся как в природных, так и искусственно генерируемых аэрозолях, достаточно широк. Нижний предел составляет 10^{-7} – 10^{-8} м, верхний – единицы миллиметров. Однако крупные частицы быстро выпадают из заряженного аэрозольного потока, поскольку скорость их падения под действием силы тяжести существенно превосходит скорость движения под действием электрического поля и поэтому воздействие поля на такие частицы малоэффективно. Вследствие этого верхний предел размеров частиц, встречающихся в ЭАТ, составляет не более нескольких сотен микрон. Другой отличительный момент ЭАТ состоит во влиянии специфических внешних условий на поведение аэрозольных частиц, а именно в наличии электрического поля и объемного заряда аэрозоля, оказывающих существенное влияние как на эффективность самого процесса зарядки жидкости, так и на транспорт и взаимодействие заряженных частиц с объектами воздействия.

Поведение заряженных капель зависит от аэродинамики двухфазной системы. Практический результат взаимодействия газовой и жидкостной компонент являет собой дробление жидкости на капли, при котором энергия распределяется на формирование новой поверхности, на преодоление вязкостных сил и на потери, обусловленные неэффективным использованием энергии, приложенной к жидкости. Энергия формирования новой поверхности при разделении жидкости на капли радиусом r в расчете на один грамм составляет $3\sigma_l / r\rho_l$, где σ_l – коэффициент поверхностного натяжения, ρ_l – плотность жидкости. Для капли воды радиусом 10^{-6} м она составляет 0,43 Дж.

При распыливании время формирования капель мало и часто составляет не более нескольких микросекунд, поэтому степень деформации жидкости очень велика. В зависимости от геометрии и физических параметров капли, скорости газового потока наблюдают различные стадии деформации поверхности капли или ее распад (рис. 1) [7]. При $We = We_{cr}$ обычно происходит вибрационное разрушение капель на две или три примерно равные части [7, 8], которому предшествуют нарастающие осцилляции. При критических значениях числа We капля быстро достигает формы диска, на лобовой поверхности которого со стороны набегающего газового потока появляется кратер. Затем капля выдувается в “мешок” с последующим дроблением на полидисперсные осколки. Распад капель наблюдается как в зоне действия неизменных относительных скоростей, так и в зоне убывающих аэродинамических сил и даже вне поля действия газового потока.

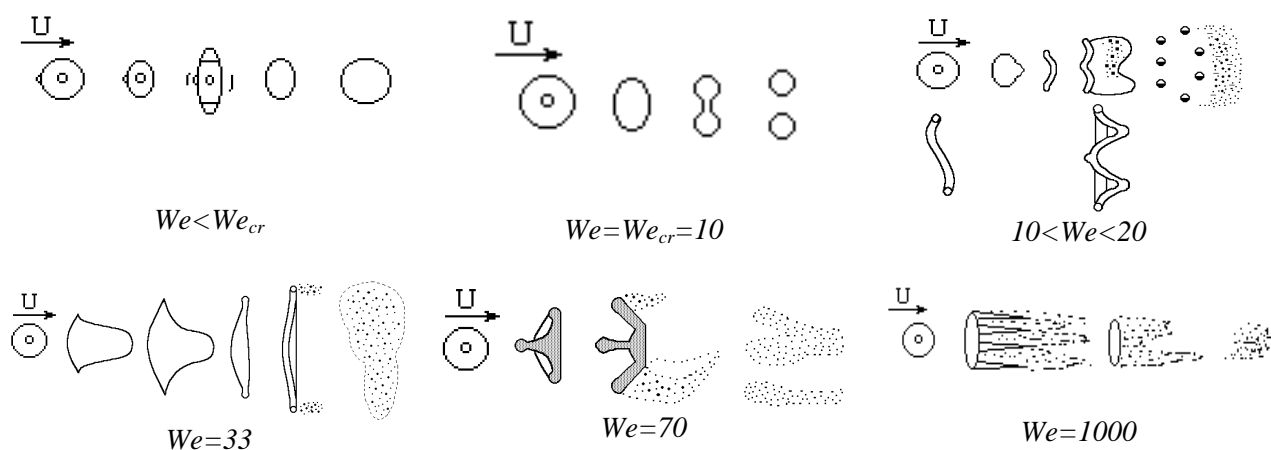


Рис.1 Схематические диаграммы распада капли при внешних аэродинамических воздействиях, u – скорость газа [7]

Помимо гидрогазодинамической неустойчивости отличительной особенностью заряженных капель является тот факт, что при достижении критического соотношения заряда к массе (например, при испарении заряженных капель) имеет место так называемый электрогидродинамический распад капель, предполагающий генерирование мелкодисперсных сильнозаряженных сателлитов, что может быть целенаправленно использовано для развития поверхности взаимодействия фаз, интенсификации переноса тепла, массы и заряда в газо-капельных системах.

Каковы возможности ЭГД распада заряженных капель в плане их практического использования?

Анализ известных экспериментальных данных показывает, что знание поведения заряженных капель при внешних воздействиях, расчет времени их жизни, а также вероятностного количества ЭГД распадов дает возможность повысить эффективность технологических процессов, снизить расходы жидкости, уменьшить габариты установок и т.д. [9].

Целенаправленное использование электрорядки и реализация ЭГД распада капель может быть фактором интенсификации процесса горения жидкого топлива, поскольку скорость распространения пламени сильно зависит от степени предварительного испарения и дисперсности аэрозоля. Согласно [10], при распаде заряженных капель диаметром 15–73 мкм (количество ЭГД распадов 25–40) сателлиты уносят более 7% исходной массы первоначально образующихся капель, то есть при минимуме затрат на электрорядку есть реальная возможность улучшить дисперсный состав факела распыла. Для эффективной реализации технологии необходим расчет времени жизни заряженных капель при интенсивных тепловых воздействиях, поскольку при попадании в пламя капли теряют заряд ввиду высокой концентрации ионов в зоне горения.

Что касается сельскохозяйственного производства, то здесь более 90% объема препаратов вносятся на растения в виде аэрозолей [11]. Использование электрорядки повышает эффективность осаждения капель на растения от 2 до 7 раз; улучшается равномерность осаждения, увеличивается время задержки препаратов на листьях [12, 13]. При этом поведение заряженных капель существенным образом зависит от условий окружающей среды, когда в результате температурного воздействия происходит интенсивное испарение жидкости, имеет место существенная потеря препаратов и загрязнение окружающей среды. В работе [14] приведены данные по поведению сферической заряженной капли при ее седиментации в воздухе при отсутствии конвективных течений. Выполнены расчеты расстояния, пройденного заряженной каплей до момента ее Рэлеевского распада. Так при влажности воздуха 70% и температуре 25⁰С капля диаметром 50 мкм до своего распада проходит расстояние 0,12 м или 0,22 м, если ее первоначальный заряд составлял 3/4 или 1/4 от абсолютной величины Рэлеевского заряда. Для капли диаметром 100 мкм эти величины составляют 1,88 м и 3,42 м. Возможности ЭГД распада состоят в реализации контроля параметров заряженного аэрозоля при обязательном учете влажности окружающей среды, наличии ветра, начальных условий диспергирования жидкости и т.д. ЭГД распад заряженных капель может реальным механизмом получения ультрамелкодисперсного заряженного аэрозоля, что усиливает эффект осаждения на растения под влиянием поля объемного заряда аэрозольного потока.

В медицине перспективным направлением использования электрорядженных аэрозолей является ингаляционная терапия, предполагающая целенаправленное воздействие и осаждение частиц в дыхательных путях [15,16]. Поскольку капли различного диаметра осаждаются в разных частях дыхательных путей, а степень их осаждения определяется величиной приобретенного заряда, то знания поведения заряженных капель могут быть использованы для расчета времени сателлитообразования. В этом аспекте перспективна разработка ингаляционной аппаратуры с контролируемой дисперсностью заряженного аэрозоля, где расчетно-экспериментальным путем можно определить режимы ввода заряженного аэрозоля в дыхательные пути, когда капли практически имеют предельный по Рэлею заряд. В этом случае ЭГД распад капель обеспечивает генерирование ультрамелкодисперсного аэрозоля с последующим осаждением в необходимых местах дыхательных путей.

Контроль ЭГД распада применительно к расчету времени жизни капель позволяет обеспечить необходимый дисперсный состав аэрозоля и оптимальные условия взаимодействия капель с улавливаемыми частицами при реализации технологии очистки газов [17]. В электрофилтрах повышение эффективности очистки газов может быть достигнуто за счет введения капельного аэрозоля в газовый поток перед активной зоной аппарата. В этом случае знание поведения заряженных капель может быть использовано для расчета тепло- и массообменных процессов, а также времени жизни капель, что дает возможность расширить область взаимодействия заряженных капель с твердыми частицами. Учет условий формирования объемного заряда [18, 19], расчет и оценка вероятностного характера потерь каплями заряда при ЭГД распаде позволят целенаправленно управлять процессом газоочистки. Также возможно улучшение функциональных показателей оборудования за счет охлаждения и увеличения влагосодержания газового потока при введении капельного аэрозоля.

Диспергирование воды в запыленный газовый поток является основой широко используемых технологий очистки газов в мокрых скрубберах [19]. При этом одновременно с пылеулавливанием происходит теплообмен между газами и орошающей водой. За счет испарения меняется концентрационный состав пульпы, что важно для надежной работы мокрых скрубберов.

Кроме стационарных установок заряженные газо-капельные потоки являются эффективным средством подавления локальных источников пылевыбросов, улучшения условий труда в сильнозапыленных и сильнозадымленных помещениях (конвейерные линии, погрузка–разгрузка сыпучих материалов и т.д. [20–22]). В обозначенном аспекте использование ЭГД распада заряженных капель касается поведения аэрозоля в плане расчета времени жизни капель, обеспечения необходимого дисперсного состава аэрозоля и оптимальных условий взаимодействия капель с улавливаемыми частицами. Генерирование мелкодисперсной составляющей открывает возможность локального изменения влажности среды, что обеспечивает замедление испарения крупных капель, позволяя увеличить время их взаимодействия с частицами дыма или пыли [8, 23]. Расчет количества ЭГД распадов позволит спрогнозировать ход электрокоагуляционных процессов на различных участках пути движения заряженных капель. Учет тепло- и массообменных процессов также позволит избежать смачивания конечного продукта, что в ряде технологий недопустимо.

Знание и учет поведения заряженных капель открывает возможность тонкого управления технологическим процессом получения порошковых покрытий с заданными свойствами и варьируемой морфологией [24], а контроль и регулирование тепло- и массообмена важны для обеспечения оптимальных условий протекания химических реакций при слиянии капель.

Задача определения критического условия ЭГД неустойчивости заряженной капли впервые была решена Рэлеем [25]. Исходя из минимума потенциальной энергии капли $W = 4\sigma_l \pi r^2 + \frac{q^2}{8\pi\epsilon_0 r}$,

определен критический заряд, при котором капля теряет устойчивость $q_{cr} = 8\pi(\sigma_l \epsilon_0 r^3)^{1/2}$.

Известно решение для системы n заряженных капель при условии их малой концентрации в объеме V ($V = \text{const}$, $\sum q = q_0$) и пренебрежении энергией взаимодействия: $n = q_0^2 / (12\pi V \sigma_l \epsilon_0)$, $r = (9V \sigma_l \epsilon_0 / q_0^2)^{1/3}$ [26]. Однако в общем случае решение задачи нереально, поскольку при определении заряда и размера нужно учитывать не только особенности движения одиночных капель, но и их число, расстояние между ними, конкретные условия процесса, возможность варьирования физических характеристик двухфазной системы.

Последовательность реализации Рэллеевской неустойчивости сферической электропроводной заряженной капли в общем виде можно представить следующим образом (при отсутствии внешнего электрического поля). При испарении заряженная капля теряет массу при постоянстве электрического заряда, благодаря чему величина удельного заряда капли непрерывно растет. При достижении состояния, близкого к критическому соотношению заряда к массе, происходит деформационное изменение поверхности капли за счет воздействия капиллярных волн. Как следствие, капля преимущественно вытягивается в сфероид. Деформационные изменения приводят к перераспределению электрического заряда с явно выраженным увеличением его плотности вблизи формирующихся вершин. В результате суперпозиции капиллярных волн на вершинах капли образуются выступы, с которых происходит эмиссия мелкодисперсного аэрозоля, сопровождающаяся потерей заряда и массы материнской капель [27–30]. Обычно, потеряв около ~25% заряда и несколько процентов массы (хотя данные [10, 16, 31–40] по этому вопросу достаточно разнятся), капля возвращается к сферической форме. Критические условия развития неустойчивости капиллярных волн в заряженной сфероидальной капле зависят от величины эксцентриситета, быстро снижаясь по мере его увеличения [30, 41–43].

Электродинамическая неустойчивость капель во внешнем однородном электростатическом поле реализуется аналогичным образом. При этом равновесную форму заряженной капли идеально проводящей несжимаемой жидкости в электрическом поле и в поле сил тяжести можно считать сфероидальной. Образование эмиссионных выступов на вершинах капли происходит после потери ею состояния устойчивости и связано с суперпозицией высоких мод капиллярных волн [28, 44, 45].

В случае резко неоднородного электрического поля, когда поверхностный заряд высокой плотности создается на ограниченном участке поверхности капли, механизм ЭГД неустойчивости обусловлен возбуждением широкого спектра высоких мод капиллярных волн на малой поверхности [46]. В этом случае формирование эмиттирующего выступа и сброс заряда происходят на фоне устойчивой основной моды капиллярных волн, т.е. в окрестности сферической капли [47].

Явлению неустойчивости заряженной поверхности жидкости и ЭГД диспергированию посвящено большое количество публикаций [26, 48–77]. В [32, 49, 70] представлены обзоры акаде-

мических исследований и технических приложений этого явления. Теоретические аспекты явлений рассматриваются в [49, 57–61, 68, 69, 74], где предприняты многочисленные попытки расчета параметров сателлитов. Детальный анализ выполнен в [68].

Теоретический подход к ЭГД диспергированию во многих работах основывается на процедуре минимизации энергии конечного состояния системы. Однако, это не всегда адекватно анализируемым явлениям [62, 68], особенно в случае принятия условия постоянства энергии системы в начальном и конечном состояниях [63, 64]. Развитие теоретических представлений нашло свое отражение в работах [41, 50–52, 65–67], где отмечается, что это ЭГД диспергирование является неравновесным процессом, в котором сохраняются потоки массы и заряда. Реализуется подход минимизации скорости диссипации энергии [65] применительно к расчету параметров распада заряженной капли в электростатическом поле [41, 51, 66, 67] и расчету ЭГД диспергирования с торца капилляра [50, 52]. В качестве независимых термодинамических переменных принимаются заряд и радиус капли. Распад считается завершенным, когда заряд, остающийся на материнской капле, уменьшается до предела, когда он не в состоянии оторвать очередной сателлит за счет электростатического отталкивания. Результаты получены в предположении постоянства температуры двухфазной системы [68].

На рис. 2 представлен пример расчета каскадного ЭГД распада заряженной капли, выполненный в предположении одноразового генерирования 20 сильно заряженных мелкодисперсных сателлитов, которые уносят 15% заряда и 2% массы материнской капли [78].

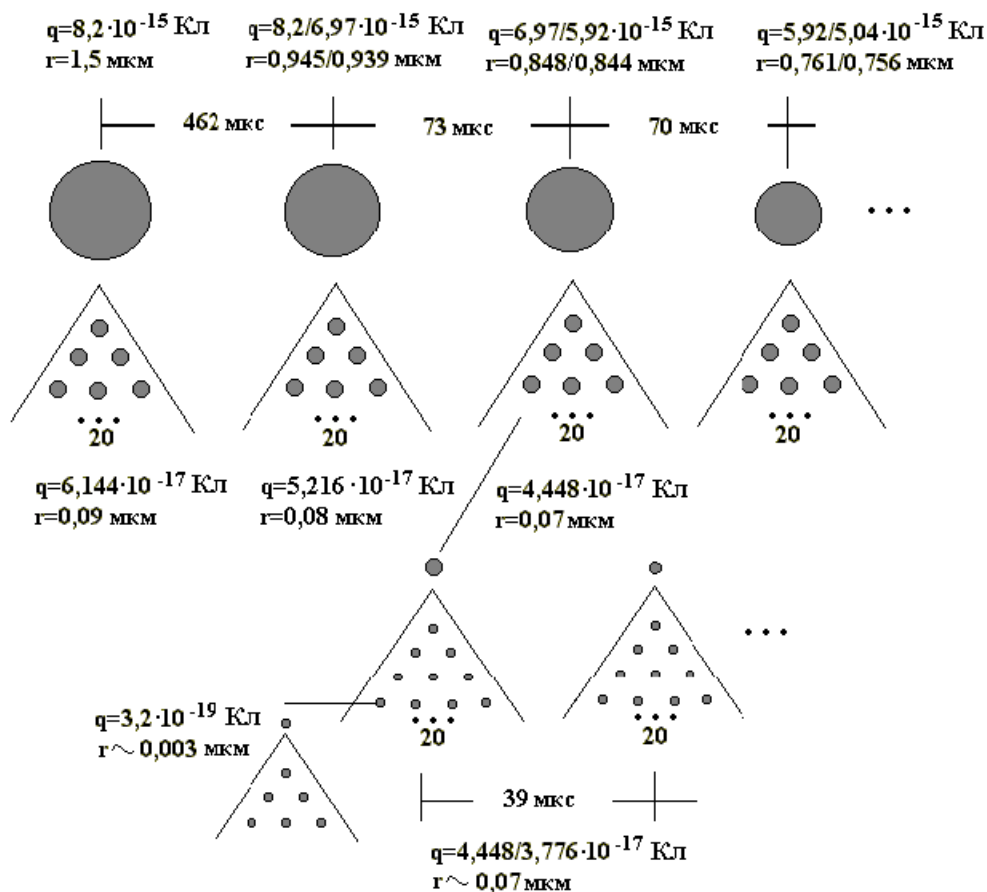


Рис. 2. Электрогидродинамический распад заряженной капли [78].

Расчетные данные по числу генерируемых сателлитов приведены также в [42, 68], где показано, что в предположении Рэлеевского соотношения заряда к массе, потери материнской каплей 16% заряда и 0,115% массы имеет место генерирование до 28 сателлитов. При потере исходной каплей около 30% заряда и единичном заряде сателлита $\sim 0,017q$ следует ожидать выброса порядка 18 сателлитов, которые уносят $\sim 0,5\%$ исходной массы капли [42, 65]. Отмечается, что изменением радиуса капли при неустойчивости Рэллея можно пренебречь [65].

Если капля имеет критическое отношение заряда к массе, то количество сателлитов увеличивается. Сателлиты имеют относительные размеры $\sim 10^{-1}-10^{-3}$ от размеров исходной капли; их удельный заряд приблизительно на 3 порядка превышает удельный заряд материнской капли [42].

Данные экспериментальных исследований поведения испаряющихся капель с $r \sim 30-100$ мкм, подвешенных во внешнем электрическом поле, рассмотрены в [31], где показано, что при испарении заряженной капли наблюдается каскад ЭГД распадов (генерирование от 1 до 10 сателлитов с размерами менее 15 мкм, которые уносят порядка 30% заряда материнской капли, рис. 3).

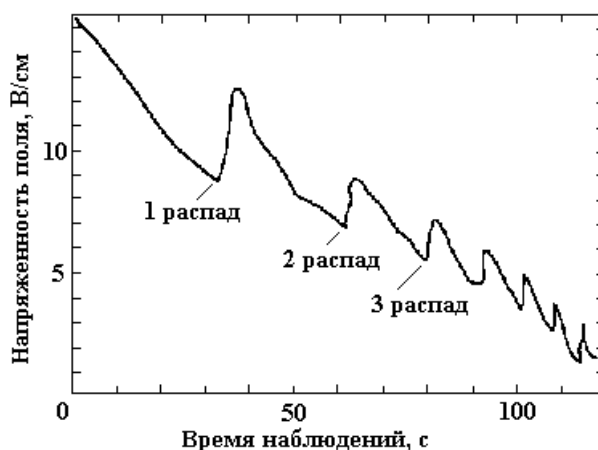


Рис. 3. Электрогидродинамический распад заряженной капли при испарении (по [31])

В зависимости от физических свойств взаимодействующих фаз наблюдалось различное количество ЭГД распадов капли. Отмечается, что крупная капля выбрасывает облачко мелких капелек в одну сторону, маленькие капли генерируют несколько сателлитов, которые двигаются в разных направлениях. Потенциал заряда капли на характер ЭГД распада не влиял. Однако измерительная техника [31] не учитывала непрерывное изменение радиуса капли при испарении, не учитывалось и уменьшение ее размеров при распаде (предполагалось равенство размеров капли до и после распада).

Преодолеть эти недостатки попытались авторы работ [73], согласно которым ЭГД распад при испарении капли радиусом до 200 мкм носит повторяющийся характер. Капля подвешивалась в вертикальном электростатическом поле, поэтому генерирование сателлитов происходило с верхней части капель. Сделано предположение, что 80% капель теряют при ЭГД распаде от 20 до 30% массы. Удельный заряд капли, при котором наблюдался распад, близок к Релеевскому пределу неустойчивости.

Авторы работы [45] исследовали потери заряда и массы при ЭГД распаде капель *n*-октанола $\sim 15-40$ мкм. Установлено, что капля теряет порядка 23% заряда и около 5% массы. Эти результаты разнятся с данными [21, 32, 73], что, по-видимому, определяется условиями проведения исследований. В [36] исследовались заряженные капли диоктилфталата и серной кислоты. Первые при распаде теряли $(15,0 \pm 3,9)\%$ заряда и $(2,25 \pm 0,96)\%$ массы. Для капель серной кислоты эти показатели составляли $(49,4 \pm 8,3)\%$ заряда и менее 0,1% массы.

Вопросы ЭГД распада испаряющихся заряженных капель диаметром $< 20 \cdot 10^{-6}$ м анализируются в [72]. Исследования выполнены применительно к задаче генерирования объемного заряда в аэрозольном потоке. Авторы отмечают, что при нормальных атмосферных условиях капли полностью испаряются во время их движения, пройдя расстояние не более 1 м. Однако какие-либо суждения о механизме испарения и потерь каплями массы и заряда не приведены.

В работе [33] отмечается каскадный характер ЭГД распада капель при испарении. Порядка 90% капель распадается при условии, когда их удельный заряд близок к Релеевскому. Потеря массы составляет несколько процентов.

В [33] определено критическое соотношение между массой материнской капли и массой сателлита(тов) -11,1%. Если масса оторвавшейся жидкости $> 11,1\%$, то формируется один сателлит, в противном случае происходит формирование нескольких заряженных капелек [38].

Влияние электрического поля на электрогидродинамическую устойчивость капель рассматривается в [79, 80], где отмечается, что деформационные изменения на вершинах капли являются функцией напряженности поля. С использованием численного подхода показано, что электрическое поле вытягивает каплю, и степень удлинения зависит от величины коэффициента поверхностного натяже-

ния жидкости. Делается вывод, что наличие конусов Тэйлора на вершинах капли не связано с ее деформацией, а связано с другими физическими явлениями, такими, как, например, ЭГД распад [77, 81, 82].

Анализируя влияние электрического поля на ЭГД неустойчивость капель, следует отметить, что наличие поля оказывает определенное упорядочивающее воздействие на хаотическое движение молекул в мениске жидкости, что, в принципе, адекватно эффекту охлаждения [83]. Речь идет о возможности проявления так называемого электрического эффекта Марангони, аналогичного одноименному тепловому эффекту, суть которого состоит в появлении градиента изменения поверхностного натяжения за счет неоднородности температурного поля. Электрический эффект Марангони может наблюдаться при воздействии электрического поля, проявляя себя в возникновении градиента поверхностного натяжения и поверхностном движении жидкости.

Наличие внешнего электрического поля приводит к тому, что эмиссионный выступ формируется на той из вершин капли, на которой знак поляризованного заряда совпадает со знаком собственного заряда [51, 84]. В этом случае происходит несимметричный распад заряженной капли при соотношении заряда к массе меньшем, чем теоретический Рэлеевский.

В работе [85] в статическом приближении получено теоретическое значение потенциала формирования конусного мениска.

В [86] исследования выполнены для случая, когда заряд капли близок к предельному. Анализируется поведение осесимметричной капли в зависимости от величины ее заряда.

Данные исследований для случая асимметричной формы деформаций заряженной проводящей капли вблизи Рэлеевского предела представлены в работе [87]. Численным путем определены вероятностные деформации капли и ее форма при наличии внешнего электрического поля, меняющего симметрию капли и предел Рэлеевской устойчивости.

Взаимосвязь и взаимозависимость аэродинамической и электрогидродинамической устойчивости капель анализируются в работах [43, 68, 88–91]. Авторами [43, 68, 90] констатируется, что с увеличением скорости потока, обтекающего каплю, критическая величина параметра Рэллея быстро убывает.

В [43, 88, 89] отмечается, наличие тесной взаимосвязи между аэродинамической деформацией капли и критическим значением поля. Наличие аэродинамической деформации уменьшает напряженность электрического поля, при которой может возникнуть ЭГД распад. Несимметричная деформация капли под действием аэродинамических сил приводит к повышению критических условий реализации неустойчивости капли, однако совокупный учет действия электрических и аэродинамических сил представляет собой весьма сложную и пока нерешенную задачу [68].

Анализ состояния вопроса в области генерирования и использования двухфазных газо-капельных систем, физики электрогидродинамической неустойчивости заряженных капель свидетельствует об обширности накопленного материала, результатов теоретических и экспериментальных исследований. Но если сконцентрировать внимание на вопросах влияния эффекта электроразрядки жидкостного аэрозоля и ЭГД неустойчивости капель, на явлениях переноса в газо-капельных системах, то наблюдается определенный дефицит данных, поскольку при анализе поведения заряженного аэрозоля тепло- и массообменные процессы предполагаются имеющими место как таковые, а при исследовании поведения испаряющихся капель наличие электрического заряда на последних как-то выпадает из поля зрения.

Наряду с богатым литературным материалом следует констатировать, что во многих случаях результаты теоретической оценки количества сателлитов, образующихся при ЭГД распаде заряженных капель, их зарядов и массы отличаются от экспериментальных данных, то есть в вопросах ЭГД распада заряженных капель и его роли в процессах переноса остается еще много неясностей. В первую очередь это относится к нагреву и испарению капель, где определяющее значение играет величина заряда, приобретенного каплями, физические характеристики и условия взаимодействия фаз. Что же касается исследований влияния электрогидродинамического распада капель на тепло- и массообмен, то практически отсутствуют рекомендации и разработки, особенно касающиеся численного моделирования и прогнозирования поведения заряженных капель при внешних воздействиях.

Поэтому представляется целесообразным дальнейшее проведение исследований по таким направлениям как изучение влияния физических параметров фаз газо-капельной системы на условия ЭГД неустойчивости заряженных капель, а также исследование поведения заряженных капель при внешних воздействиях.

В плане развития исследований процессов переноса рассмотрено испарение заряженных капель размером до 100 мкм. Что касается ультрамелких капель (менее 1 мкм), то это, как правило,

сателлиты или дочерние капли после N ЭГД распадов. Поскольку преимущественный вклад в массоперенос вносит ЭГД распад крупных капель, то при оценке степени интенсификации процессов переноса массы в заряженной газо-капельной системе вклад ЭГД распада сателлитов и ультрамелких капель не учитывается опущен.

Аналогичная ситуация наблюдается и с ЭГД распадом вторичных сателлитов, время жизни которых при интенсивных тепловых воздействиях может быть меньше времени, необходимого для электрогидродинамического распада. В этом случае заряженные капли не будут распадаться, а перейдут в стадию источника ионов. В этом случае ЭГД распад заряженных капель определяет формирование зоны объемного заряда в аэрозольном потоке.

Влияния электрорядки аэрозоля на время жизни капель анализируется на примере диффузионного тепло- и массообмена (ТМО). Что же касается явления самоохлаждения капельной жидкости и “эффекта ветра”, то они лишь меняют характер и скорость процесса испарения, в то время как динамика ЭГД распада заряженных капель остается одинаковой как для условий диффузионного, так и конвективного ТМО.

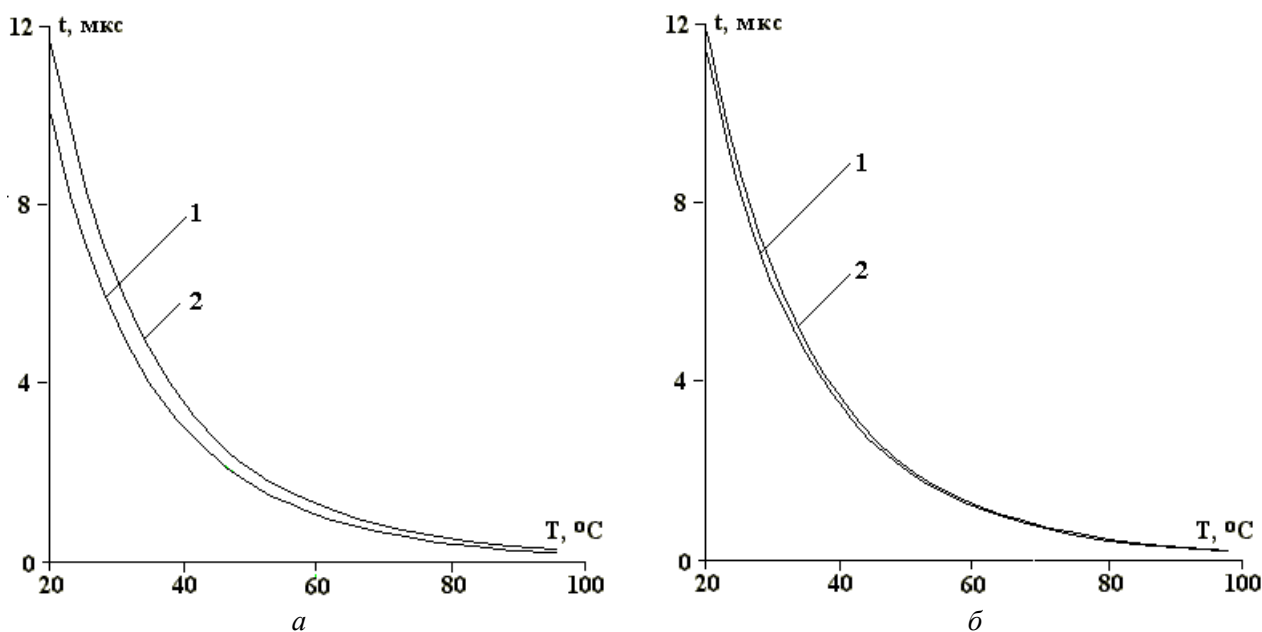


Рис. 4. Зависимость времени испарения заряженной (1) и незаряженной (2) капли радиусом 100 мкм от температуры жидкости; количество ЭГД распадов 50, процент уноса заряда и массы при единичном ЭГД распаде $\%q=25\%$, $\%m=10\%$, а – $r_{cr} = 100$ мкм, б – $r_{cr} = 40$ мкм.

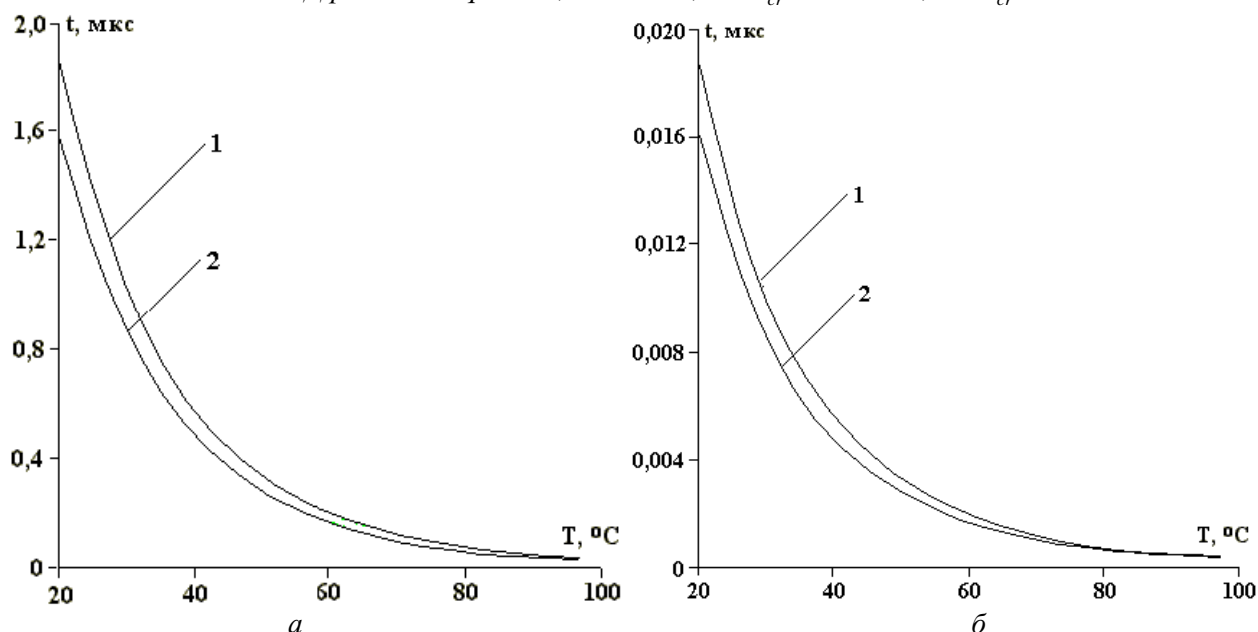


Рис. 5. Время жизни незаряженной (1) и заряженной (2) капли с $r=r_{cr}=40$ (а) и $r=r_{cr}=4$ мкм (б); количество ЭГД распадов 50.

Реализована численная процедура расчета стационарного режима испарения незаряженной и заряженной каплей. Расчет осуществлялся, исходя из начальных условий, когда задаются температура и давление среды, масса (радиус) капли, ее заряд, температура жидкости. Учитывается характер варьирования физических свойств фаз в зависимости от давления и температуры. Применительно к заряженной капле при достижении критического условия электрогидродинамической неустойчивости реализуются расчеты с учетом варьирования процента единичной потери массы и заряда капель при ЭГД распаде [92–95].

Наличие электрического заряда и реализация условий ЭГД распада уменьшает время испарения капли. На рис.4 приведены расчетные зависимости для случая капли радиусом 100 мкм при $r_{cr} = 100$ мкм и $r_{cr} = 40$ мкм. Приведенные данные свидетельствуют, что для случая равенства исходного и критического радиусов время испарения заряженной капли меньше времени испарения аналогичной незаряженной капли (рис. 4,а). С ростом температуры жидкости разница во времени испарения капли уменьшается. Если исходный удельный заряд капли меньше Рэлеевского (рис. 4,б), то разница во времени испарения крупной заряженной и незаряженной каплей практически отсутствует.

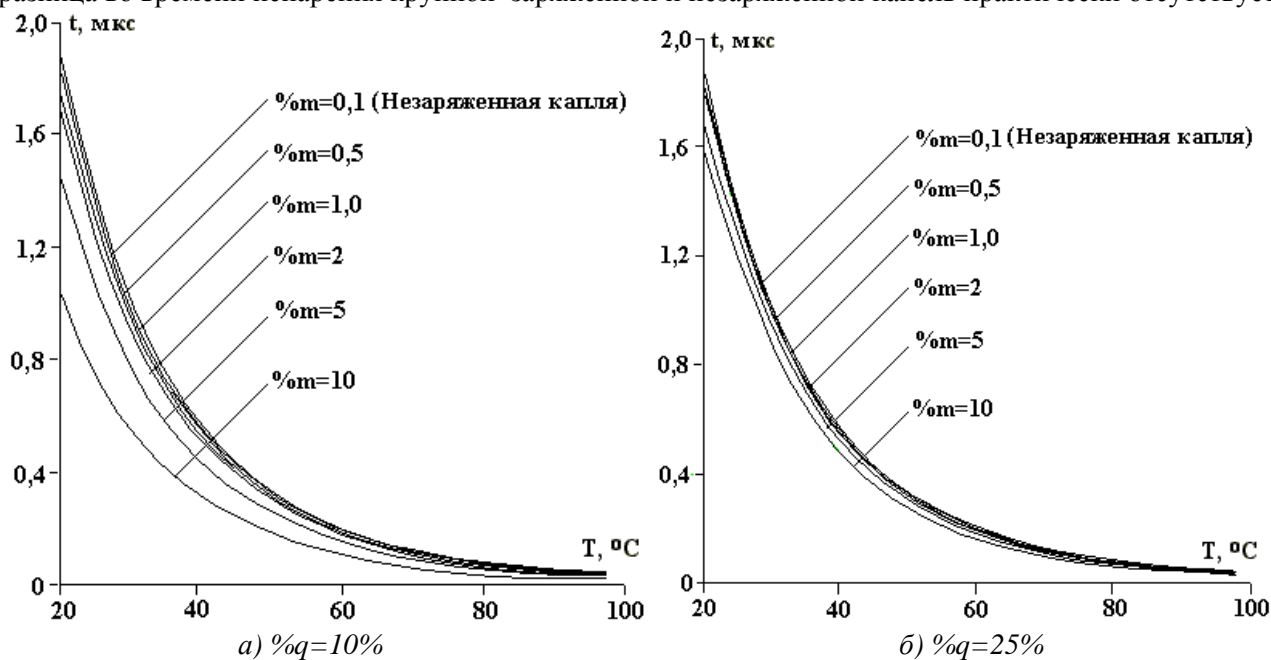


Рис. 6. Время испарения незаряженной и заряженной капли при варьировемых значениях процента единичной потери массы $\% t$ при ЭГД распаде, количество ЭГД распадов 50.

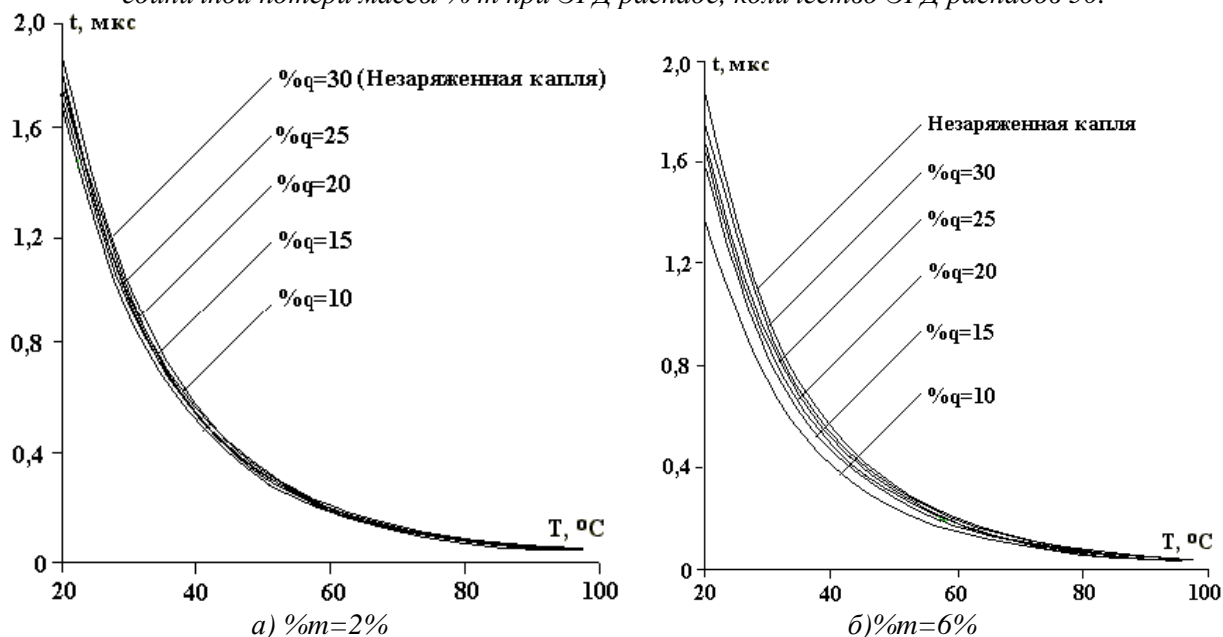


Рис. 7. Время испарения незаряженной и заряженной капли при варьировемых значениях процента единичной потери заряда $\%q$ при ЭГД распаде, количество ЭГД распадов 50.

Следовательно, для достижения максимального эффекта воздействия электроразрядки жидкости на тепло- и массообмен, капли изначально должны иметь предельные величины выносимого электрического заряда.

При одинаковых условиях реализации ЭГД распада численные расчеты могут быть экстраполированы на варьируемый размер капель. Об этом свидетельствуют результаты расчета, представленные на рис. 5, которые выполнены для капель $r_0 = r_{cr} = 40$ и 4 мкм.

При постоянстве процента потери заряда при ЭГД распаде с увеличением величины процента потери массы время жизни уменьшается (рис. 6), в то время как при постоянстве величины процента единичной потери массы с ростом процента потери заряда время испарения заряженной капли увеличивается (рис. 7).

Выводы

Наличие электрического заряда на каплях дает возможность реализовать условия ЭГД распада и генерирования мелкодисперсного сильно заряженного капельного аэрозоля, что интенсифицирует процессы переноса в двухфазных заряженных газо-капельных системах.

Чем выше процент единичной потери массы, тем меньше время жизни капли, а значит за счет регулирования условий электроразрядки можно варьировать тепло- и массообмен, скорость испарения капли, размеры технологической зоны устройств, в которых реализуются условия взаимодействия газового и жидкостного потоков.

В заключении авторы хотят поблагодарить редколлегию журнала “Электронная обработка материалов” за возможность опубликования результатов исследований на страницах этого престижного издания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Handbook on Aerosols // Ed. Richard Dennis, Published by Technical Information Center Energy Research and Development Administration, 1976, 142 p.
2. Основы электрогазодинамики дисперсных систем // И.П.Верецагин, В.И. Левитов, Г.З.Мурзабекян и др. М., Энергия, 1974. 408 с.
3. Masuda S. Industrial Applications of Electrostatics // J. of Electrostatics. 1981.V.10. P.1–15.
4. Грин X., Лейн В., Аэрозоли - пыли, дымы и туманы. Л.: Химия. 1969. 428 с.
5. Сутугин А.Г. Опыт классификации и систематизации аэрозолей // Коллоидный журнал. 1982. № 3. С. 513–522.
6. Нельсон И.А. О влиянии размера и заряда капель электроразряженного водного аэрозоля // В кн.: Борьба с силикозом. М., 1970. Т.8. С. 5–11.
7. Волынский М.С., Необыкновенная жизнь обыкновенной капли, М.:Москва, 1986, 144 с.
8. Jurski K., Gehin E., Splitting and Coalescence Criteria of Droplets in a Turbulent Flow in a Nozzle // Journal of Aerosol Science. 1998. V.29. Suppl.1. P.S823–S824.
9. Bologa An.M., Bologa Al.M. Application of charged liquid aerosols in energetics. Influence of external conditions on drops stability // CNE'98, Neptun-Olimp, Romania, June 14–18, Proc.1998.V.3.P.138–143.
10. Gomez A., Chen G., Charged-induced secondary atomization in diffusion flames of electrostatic sprays // Combustion Sci. And Tech. 1994. V.96. P. 47–59.
11. Пранте Г. Защита растений в 90-х годах // Тенденции научно-технического прогресса. 1990. №4. С.8–13.
12. Law. S.E., Marchitatnt J.A., Bailey A.G. Charge-Spray Deposition Characteristics Witjin Cereal Crops // IEEE Transactions on Industry Applications. 1985. IA-21. № 4. P.685–693.
13. Asano K. Electrostatic Spraying of Liquid Pesticide // J. of Electrostatics. 1986. V.18. P. 63–81.
14. Law S.E., Bowen H.D. Hydrodynamic Instability of Charged Pesticide Droplets Setting from Crop-Spraying Aircraft: Theoretical Implications // Transactions of the ASAE. 1988. V.31. N.6. P.1689–1691.
15. Hashish A.H., Bailey A.G. Electrostatic enhancement of particle deposition in the lung when using jet and ultrasonic nebulisers // Inst. Phys. Conf. Ser. Nr.118, Sec.1, Paper presented at Electrostatics '91, Oxford. 1991. P. 45–50.
16. Bailey A.G. The inhalation and deposition of charged particles within the human lung // Journal of Electrostatics, 1997, Vol.49, P. 25–32.
17. Metzler P., Weiss P., Buttner H., Ebert F., Krames J., Use of Electrostatic Forces to Remove Dust in a Nozzle Scrubber, 9 Inter. Symp. on High Voltage Engin.,Graz,Austria, Aug.28–Sept.1,1995,Rep.7860-1.

18. *Viswanathan S., Loy H.C., Loh K.K., Ananthanarayanan N.V., Balachandran W.* Physico-Dynamics in Electroatomiser Modelling // Inst. Phys. Conf. Ser. Nr.163, 10-th Int. Conf. Cambridge, 28-31 March, 1999. P. 269–274.
19. *Sugimoto T., Tanaku S., Higashiyama Y., Asano K.* Formation of a Charged Droplets Cloud and Corona Discharge Between the Cloud and a Grounded Electrode // IEEE Transact.on Ind. Applic., 1999. V.35. N.1. P.225–230.
20. *Hassler H.E.B.*, A new method for dust separation using autogenous electrically charge fog // J. of Powder and Bulk Solids Technology. 1978. P. 10–14.
21. *Cheng L.* Collection of airborne dust particles by water sprays // Ind. Eng. Chem. Process Des.Development, 1973. Vol.12. P. 221–225.
22. *Smorodin V., Balachandran W., Hudson C.* Study of Indoor Aerosol Removal with Electro-Spray // Inst. Phys. Conf. Ser. No. 163, Paper presented at the 10th Int. Conf. Cambridge, March 28–31, 1999. P. 421–424.
23. *Bologa A.M.* Charged Aerosols. Results of Investigations and Practical Use // Conferinta Internationala TURBO'96, COMOTI – BUCURESTI -ROMANIA, Iulie 15-17, 1996, Analele conf.1996. Vol.II. P. 152–155.
24. *J-P Borra., D.Camelot, J.C.M. Marijnissen, R. Scarlett.* A new production process of powders with defined properties by electrohydrodynamic atomization of liquids and post-production electrical mixing // J. of Electrostatics, 1997, V.40–41, P. 633–638.
25. *Rayleigh.* On the equilibrium of liquid conducting masses charged with electricity // Physophical Magazin. 1882. V. 14. P. 184–186.
26. *М.К. Болога, Г.Ф. Смирнов, А.Б. Дидковский, С.М. Климов,* Теплообмен при кипении и конденсации в электрическом поле / Под ред. проф. Л.Л. Васильева, Кишинев. 1987. С. 224.
27. *Григорьев А. И., Синкевич О. А.* О возможном механизме возникновения огней “св. Эльма” // ЖТФ. 1984. Т. 54. № 7. С. 1276–1283.
28. *Григорьев А. И.* Неустойчивость поверхности жидкости во внешнем электрическом поле и механизм возникновения огней “св. Эльма” // ЖТФ. 1986. Т. 56. № 3. С. 538–541.
29. *O’Konski C.J., Jhacher H.C.* The distortion of aerosol droplets by an electric field // J. Phys. Chem. 1953. V. 57. P. 955–958.
30. *Григорьев А.И.,* О механизме неустойчивости заряженной поверхности капли // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 7. С. 1272–1278.
31. *Doyle A., Moffett D.R., Vonnegut B.* Behaviour of Evaporating Electrically Charged Droplets // Journal of Colloid Sciences. 1964. V.19. P. 136–143.
32. *Abbas M.A., Latham J.* The instability of evaporating charged drops // J.Fluid. Mech. 1967. V.30, Part.4. P.663–670.
33. *Elghazaly H.M.A., Castle G.S.P.* Analysis of the Instability of Evaporating Charged Liquid Drops // IEEE Transactions on Industry Applications. 1986. V. IA-22. No.5. P. 892–896.
34. *Hendricks C.D.* Charged droplet experiments // Journal of Colloid Science. 1962. V.17. P. 249–259.
35. *Schweizer J.W., Hanson D.N.,* Stability Limit of Charged Drops // Journal of Colloid and Interface Science. 1971. V.35. No.3. P.417–423.
36. *Richardson C.B., Pigg A.L., Hightower R.L.* On the stability limit of charged droplets // Proc. R. Soc. Lond A. 1989. V. 422. P. 319–328.
37. *Davis E.J., Bridges M.A.* The Rayleigh Limit of Charged Revisited:Light Scattering From Exploding Droplets // Journal of Aerosol Sci. 1994. V.25. No.6. P. 1179–1193.
38. *Elghazaly H.M.A., Castile G.S.P.* Experimental Study of the Breakup of Charged Liquid Droplets // IEEE Transactions on Industry Applications. 1989. V. 25. No.1. P. 48–53.
39. *S.E. Law,*Electrostatic atomization and spraying, // In Handbook of Electrostatic Processes, Ed. By J. S. Chang. New York. 1995. P. 413–440.
40. *Roth D.G., Kelly A.J.* Analysis of the Disruption of Evaporating Charged Droplets // IEEE Transactions on Industry Applications. 1983. V. IA-19. No.5. P. 771–775.
41. *Григорьев А. И., Ширяева С. О.* Закономерности рэлеевского распада заряженной капли // ЖТФ. 1991. Т. 61. № 3. С. 19–28.
42. *Григорьев А.И.* Капиллярные электрогидродинамические неустойчивости в дисперсных системах, Автореф. дисс. на соиск. учен. степени д.ф.-м. н.. Одесса,1991.

43. Macky W.A. Some investigation on the deformation and breaking of water drops in strong electric fields // Proc. Roy. Soc. London. 1931. V. A133. № 822. P. 565–587.
44. Габович М.Д. Жидкометаллические эмиттеры // УФН. 1983. Т.140. N.1. С. 137–151.
45. Zeleny J. Instability of electrified liquid surfaces // Phys. Rev. 1917. V. 10. N 1. P. 1–6.
46. Adornato P.M., Brown R.A. Shape and Stability of Electrostatically Levitated Drops // Proc. R. Soc. Lond.1983. V. A 389. P. 101–117.
47. А.Э. Лазаряни, А.И. Григорьев, Устойчивость заряженной капли в стохастическом электрическом поле // Журнал технической физики. 1992. Т. 62, Вып. 3. С. 40–48.
48. Brazier-Smith P.R. Stability and shape of isolated and pairs of water drops in an electric field // The Physics of Fluids. 1971. Vol.14. No.1. P. 1–6.
49. Коженков В. И., Фукс Н. А. Электрогидродинамическое распыление жидкости // Успехи химии. 1976. Т. 45. N12. С. 2274–2284.
50. Grigor'ev A. I., Shiryayeva S. O., Verbitskii S. S. Theory of production of monodisperse particles by electrostatic spraying of liquids // J. Coll. Interface Sci. 1990. V. 146. N 1. P. 137–151.
51. Ширяева С. О., Григорьев А. И. Закономерности рэлеевского распада капли в резко неоднородном электростатическом поле // ЖТФ. 1992. Т. 62. № 3. С. 35–39.
52. Григорьев А. И., Ширяева С. О. Электрогидродинамические аспекты функционирования жидкометаллических источников ионов // ЖТФ. 1992. Т. 62. N 12. С. 9–20.
53. Brazier-Smith P.R., Jennings S.G., Latman J. An investigation of the behaviour of drops and drop-pairs subjected to strong electrical forces // Proc. R.Soc.Lond. 1971. V. A 325. P. 363–376.
54. Болога Ан.М., Болога Ал. М. Влияние эффекта баллоэлектризации на электростатическое дробление капель // V Междун. науч. конф. Современные проблемы электрофизики и электрогазодинамики жидкостей, Санкт-Петербург, 29 июня - 4 июля, 1998, Докл. конф. С.75–79.
55. Iribarne I.V., Klemes M. Electrification associated with breakup of drops at terminal velocity in air // J. Atm. Sci. 1970.V. 27. P. 927–36.
56. Ryce S. A., Patriarche D. A. Energy considerations in the electrostatic dispersion of liquids // Canad. J. Phys. 1965. V. 43. N 12. P. 2192–199.
57. Vonnegut B., Neubauer R. L. Production of monodisperse liquid particles by electrical atomization // J. Coll. Sci. 1952. V. 7. N 6. P. 616–622.
58. Elghazaly H. M. A., Castle G. S. P. Analysis of the multisibling instability of charged liquid drops // IEEE Trans. Ind. Appl. 1987. V. IA-23. N 1. P. 108–113.
59. Ryce S. A. An equilibrium value for the charge-to-mass ratio of droplets produced by electrostatic dispersion // J. Coll. Sci. 1964. V. 19. N 5. P. 490–492.
60. Pfeifer R. J., Hendricks C. D. Charge-to-mass relationships for electrohydrodynamically sprayed liquid droplets // Phys. Fluids. 1967. V. 10. N 10. P. 2149–2154.
61. Bailey A. G. Energy minimization and charge-to-mass relationships of electrohydrodynamic sprayed liquid droplets // Phys. Fluids. 1974. V. 17. N 4. P. 852–853.
62. Krohn V. F. Evidence that the minimum-energy state is not accessible to a system of droplets produced by electrohydrodynamic spraying // Appl. Phys. Lett. 1973. V. 23. N 5. P. 220–221.
63. Koth D. G., Kelly A. J. Analysis of the disruption of evaporating charged droplets // IEEE Trans. Ind. Appl. 1983. V. IA-19. N 5. P. 771–775.
64. Emeleus K. G., Breslin A. C. Electrostatic stability of small particles in plasmas // Int. J. Electronics. 1983. V. 54. N 2. P. 195–199.
65. Yang Ch. T., Song Ch. C. S. Theory of minimum energy and energy dissipation rate // Encyclopedia of fluid mechanics. V. 1. Gulf Publ. Co. 1986. P. 353–399.
66. Григорьев А. И., Ширяева С. О. Параметры электростатического распыливания жидкости // Изв. АН СССР. МЖГ. 1988. N 2. С. 5–13.
67. Grigor'ev A. I., Shiryayeva S. O. Mechanism of electrostatic polydispersion of liquid//J. Phys. D: Appl. Phys. 1990. V. 23. N 11. P. 1361–1370.
68. Григорьев А. И., Ширяева С. О., Капиллярные неустойчивости заряженной поверхности капель и электродиспергирование жидкостей // Механика жидкости и газа. 1994. № 3.
69. С.О Ширяева, Капиллярные колебания заряженной вязкой сфероидальной капли // ЖТФ. 1998. Т. 68. Вып. 4, 20–27.
70. Bailey A. G. Electrostatic atomization of liquids // Sci. Prog. 1974. V. 61. N 244. P. 555–581.

71. *Dulcks Th., Juraschek R.* Electrosprays as an Ionisation Method for Mass Spectrometry // Journal of Aerosol Science. 1999. V.30, No.7. P. 927–943.
72. *Castle G.S.P., Incullet I.I., Littlewood R.*, Ionic space charges generated by evaporating charged liquid // Inst. Phas. Conf. Ser. No. 66, Section II, Paper presented at Electrostatics 1983, Oxford, P. 59–64.
73. *Latham J., Myers V.* Loss of charge and mass from raindrops falling in intense electric fields // J. Geophys. Res. 1970. V. 75. № 3. P. 515–520.
74. *Grigoriev A.I., Shiryayeva S.O.* The theoretical consideration of physical regularities of electrostatic dispersion of liquid as aerosols // Journal of Aerosol Science. 1994. V.25. No.6. P. 1079–1091.
75. *Pfeifer R.J., Hendrics C.D.* Parametric studies of electrohydrodynamic spraying // AIAA J.. 1968. V. 6. №3. P. 496–502.
76. *Berg J.C., George D.C.* Investigation of charged water drops // Monthly Weather Review. 1967. V. 95. № 12. P. 884–894.
77. *Taylor G.* Disintegration of water drops in electric fields // Proc. Roy. Soc. London. 1964. V. A280. P. 383–397.
78. *Dulcks Th. Juraschek R.* Electrosprays as an Ionisation Method for Mass Spectrometry // Journal of Aerosol Science. 1999. V.30. N.7. P. 927–943.
79. *Adamiak K.* Static deformation of liquid droplets in an electric field // Proceedings of the Inter, Sympos. On Electromagnetic Fields in Electrical Engineering, Poland, Warsaw, September 16-18. P. 277–280.
80. *Adamiak K.*, Numerical investigation of shape of liquid droplets in an electric field // In Boundary Elements XVII, Ed. C.A.Brebbia. 1996. P. 459–469.
81. *Incullet I.I., Adamiak K., Rasmussen H., Abdella K., Base T.E.* Dynamics of sessile droplets distortion and disruption by electric field in microgravity conditions // Proc. of SPACEBOUND'91 Conference, Ottawa, April 1991. P.101–106.
82. *Joffe G., Prunet-Foch B., Berzhomme S., Cloupeau M.*, Deformation of liquid menisci under the action of an electric field // J. of Electrostatics. 1982. V. 13. P. 151–165.
83. *V Shtern, A.Barrero*, Striking features of liquid flows in Taylor cones related to electrosprays // J. Aerosol Sci. 1994. V.25. No.6. P. 1049–1063.
84. *Григорьев А. И., Ширяева С. О., Белавина Е. И.* Равновесная форма заряженной капли в электрическом и гравитационном полях // ЖТФ. 1989. Т. 59. № 6. С. 27–34.
85. *Шевченко С.И.* О потенциале образования конусного мениска проводящей жидкости в электрическом поле // ЖТФ. 1990. Т.60. Вып.2. С. 54–57.
86. *Tsamopoulos J.A., Akylas T.R., Brown R.A.*, Dynamics of Charged Drop Break-up // Proc. R. Soc. Lond. 1985. V. A 401. P. 67–88.
87. *Natarajan R., Brown R.A.*, The Role of Three-Dimensional Shapes in the Break-up of Charged Drops // Proc. R.Soc.Lond. 1987. V. A 410. P. 209–227.
88. *Григорьев А.И., Синкевич О.А.*, К механизму развития неустойчивости капли жидкости в электрическом поле // Механика жидкости и газа. 1985. № 6. С. 10–15.
89. *Richards C.N., Dawson G.A.* The hydrodynamic instability of water drops falling at terminal velocity in vertical electric fields // J. Geophys. Res.. 1971. V. 76. N 15. P. 3446–3455.
90. *В.А. Коромыслов, А.И. Григорьев*, Критические условия неустойчивости заряженной капли движущейся относительно среды // Современные проблемы электрофизики и электрогидродинамики жидкостей, Докл. V Междун. науч. конф. Санкт-Петербург, 29 июня- 4 июля 1998. С. 25–27.
91. *Гонор А.Л., Ривкинд В.Я.* Динамика капли // Сб. Итоги науки и техники. Сер. Механика жидкости и газа. Т.17. М., Изд.ВИНИТИ. 1982. С. 98–159.
92. *Bologa An.M., Bologa Al.M.*, Influence of the Effect of Electrodynamic Instability of Droplets on Mass Transfer of Charged Liquid Aerosol // 12-th Inter. Symp. on Transport Phenomena, Turkey, Istanbul, July 16-20, 2000, Book of Abstr., p. 56.
93. *An. Bologa, Al. Bologa* Consideratii privind intensificarea transferului de caldura si masa in baza instabilitatii electrohidrodinamice a picaturilor // Lucrarile Conf. Nat. de Termotehnica, Ed.X, Sibiu, Romania, Mai 25-27, 2000, p. 137–142.
94. *Bologa An.M., Bologa Al.M.* Electrostatic Instability of Charged Liquid Drops Exposed to External Thermal Effects. 13-th Inter. Conf. on Dielectric Liquids (ICDL '99), Nara, Japan, July 20-25, 1999, Con. Proc.
95. *Болога Ал. М.* Влияние температуры на электрогидродинамическую устойчивость заряженной капли // Электронная обработка материалов. № 3. 1999. С. 43–49.

Summary

In the article the state-in-the art of the electrohydrodynamic (EHD) disintegration of charged drops regarding to the transfer processes in the double phase systems is presented. The role of the EHD disintegration in the transfer processes is analyzed. The necessity of investigations of the influence of physical properties of interacted flows in the gas-drops system on the EHD stability of charged droplis is agrumented.

П.П. Малюшевский, Л.Г. Петюр, А.И. Вовченко, А.Н. Ющишина, Е.К. Мирошниченко

**РАЗРЯДНО-ИМПУЛЬСНАЯ ТЕХНОЛОГИЯ РАЗРАБОТКИ
СУЛЬФИДНЫХ РУД НА ДНЕ ОКЕАНА.
ЧАСТЬ III (Экологичность электроразрядно-химических взрывов)**

*Институт импульсных процессов и технологий НАН Украины,
просп. Октябрьский, 43 А, г. Николаев, 54018, Украина*

Глубоководные электроразрядно-химические взрывы (ЭРХВ), очевидно, можно использовать и как инструмент для разделки и измельчения до нужных размеров кусков ГСР при разработке подводных месторождений; и как источники мощных акустических импульсов для подводных маяков, навигационных и геофизических исследований. Достойное место они могут занять и в проведении научных исследований явлений распространения в море ударных волн, подводной реверберации, отражающих свойств границ; обеспечении дальней подводной связи, управления глубоководными подвижными объектами и др. [1–3]. Однако при решении с его помощью этих прикладных задач необходимо знать, как велики возникающие неблагоприятные экологические последствия. Здесь главная оценка должна касаться влияния мощного акустического импульса и токсичности взрыва ЭЖо на флору и фауну моря, а также на человека в море.

Основные гидроакустические характеристики подводного ЭРХВ

Основными физическими параметрами, воздействующими на флору и фауну в непосредственной близости и вдали от места ЭРХВ, являются максимальные давления и характерные длительности гидроакустического сигнала, генерируемого в воде.

Расширение плазменного канала, образованного разряжающимся конденсатором и быстрое сгорание ЭЖо, а затем последующие пульсации послеразрядной газовой полости (ППП) сопровождаются излучением волн сжатия и разрежения. На рис. 1 приведена типичная форма гидроакустического сигнала, зафиксированного гидрофоном на глубине 40 м при подводном ЭРХВ на глубине 20 м. Волны сжатия излучаются на стадии образования плазменного канала (участок 1 на рис. 1) и при последующих схлопываниях послеразрядных газовых полостей (участки 2 и 3 на рис. 1), когда высокое давление в канале и затем в сжатой газовой полости вызывает уплотнение прилегающих слоев жидкости. Генерируемые волны сжатия чередуются с относительно длинными волнами разрежения, возбуждаемыми на стадиях, когда давление в полости ниже гидростатического. Отметим, что длительность фазы разрежения t_p больше времени волны сжатия $t_{сж}$ в 5–10 раз [2] и зависит от давления в жидкости на глубине ЭРХВ, запасаемой электрической энергии и количества поджигаемой водонаполненной экзотермической смеси. Основной период пульсации T_0 приблизительно в два раза больше времени последующего схлопывания полости – T_1 . Период пульсации T_0 связан с величиной полной энергии пульсирующей послеразрядной газовой полости и гидростатическим давлением известной формулой Виллиса [4]: