

© 2011 П. А. Селищев

*Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ***ВЛИЯНИЕ РАДИАЦИОННО-ИНДУЦИРОВАННОГО ОБРАЗОВАНИЯ КЛАСТЕРОВ
НА ДИНАМИКУ ИЗМЕНЕНИЯ РАЗМЕРА КАПЛИ
В АТМОСФЕРЕ СОБСТВЕННЫХ ПАРОВ**

Теоретически исследована динамика изменения размера капель жидкости в атмосфере собственных паров и буферного газа под облучением. Показано, что радиационное воздействие влияет на размер стабильной капли и на условия, при которых она может существовать. Вследствие радиационно-индуцированного образования кластеров динамика изменения размера капли становится более сложной: возможно немонотонное и осциллирующее изменение размера капли.

Ключевые слова: облучение, капля жидкости, пар, динамика изменения.

Введение

Экспериментально установлено [1 - 3], что облучение может существенно менять условия фазово-структурных превращений и условия сосуществования технологических веществ, которые находятся в различных фазах. Особый интерес при проектировании ядерных установок и реакторов нового поколения, например жидкосольевых ядерных реакторов [4], представляет изучение влияния облучения на свойства и условия сосуществования неупорядоченных веществ, в том числе газов и жидкостей.

Процессы, протекающие в газах и жидкостях при их облучении, активно изучаются [2, 3]. Вместе с тем кинетика фазовых превращений в газах и жидкостях под облучением проанализирована недостаточно, а многие ее аспекты до сих пор не исследованы.

Радиационное воздействие меняет свойства газа и жидкости, влияет на процессы вблизи поверхности раздела фаз. Происходит возбуждение, ионизация и разрушение молекул, перераспределяется энергия внутренних степеней свободы молекул, нарушается равновесное распределение молекул по скоростям и равновесная структура ближнего упорядочения жидкости. Возникающие в процессе облучения газа ионизованные и возбужденные молекулы часто склонны объединяться с нейтральными молекулами в достаточно устойчивые кластеры [2, 5, 6]. Вследствие релаксации радиационных возбуждений вещество (в первую очередь жидкая фаза, где релаксация происходит более быстро) нагревается. Высокоэнергетичные налетающие частицы «распыляют» поверхность жидкости, могут разрушать ее малые капли. Радиационно-индуцированное изменение структуры поверхности жидкости и генерация долгоживущих возмущений поверхности, по-видимому, ведет к из-

менению ее испускательной и поглощательной способностей.

Всю совокупность взаимосвязанных радиационно-индуцированных процессов можно разделить по времени их протекания.

Возбуждение и ионизация молекул вещества в результате поглощения ими энергии радиационного излучения длится порядка 10^{-13} с. Возбужденные или ионизованные молекулы обычно нестабильны и быстро вступают в реакции. При этом возбужденная молекула может передавать энергию невозбужденной молекуле.

Различные перестройки возбужденных (ионизованных) молекул происходят в течение 10^{-10} с, в результате чего возникают первичные поражения молекул и различные радикалы. Активные продукты, такие как возбужденные молекулы, ионы и свободные радикалы, взаимодействуют друг с другом. Образуются новые радикалы и происходят молекулярные изменения, активно образуются кластеры. Эти процессы длятся порядка 10^{-6} с.

Характерное время изменения размера капли заметно превышает характерные времена перечисленных выше процессов.

Постановка задачи

Радиационно-индуцированные процессы на изменение размера капли влияют по-разному, и проявление их максимально при различных условиях. Прежде всего, благодаря возбуждению и ионизации молекул пара, в нем начинают образовываться кластеры [2, 5, 6]. Ионизованная или возбужденная и ставшая полярной молекула поляризует окружающие ее молекулы, и за счет электростатического взаимодействия образуются кластеры. Образующие кластер молекулы находятся в связанном состоянии и мигрируют как целое. Капля растет, поглощая как отдельные

молекулы, так и их кластеры. Уменьшение размера капли обусловлено термическим испусканием ею отдельных молекул, которое зависит от температуры и радиуса капли.

В настоящей работе рассматривается облучение частицами низкой энергии, когда ионизация практически отсутствует, а кластеры образуются посредством возбуждения молекул. Корректное рассмотрение ионизации требует отдельного исследования, которое учитывает влияние на кинетику роста капли слабоионизованной плазмы, образующейся вследствие облучения, влияние дрейфа заряженных частиц, в том числе и кластеров, в порождаемом ими поле. Это предмет дальнейшего исследования.

Поскольку размеры кластера связаны с экранировкой и насыщением дипольных сил, они должны мало отличаться от своего среднего значения, определяться свойствами молекул: строением, поляризуемостью, дипольным моментом возбужденной облучением молекулы. Поэтому в рассматриваемой модели размеры всех кластеров предполагались одинаковыми и меньшими порогового значения формирования капли жидкости.

Так как время образования кластера много меньше характерного времени изменения размера капли, детальная кинетика образования кластеров не рассматривалась и полагалось, что образование кластера происходит мгновенно, т.е. что под облучением за единичный интервал времени создается определенное количество кластеров. Время жизни кластера обусловлено термическим распадом и является функцией температуры.

Движение отдельных молекул и кластеров описывается диффузионным приближением [7 - 10], коэффициенты диффузии кластеров и отдельных молекул пара могут быть разными. Обычно кластеры менее подвижны, чем отдельные молекулы, и с их образованием поток вещества к капле уменьшается, однако при определенных условиях возможна обратная ситуация, например в [11, 12] возможность ее реализации показана для движения малой заряженной частицы в плазме.

Влияние радиационно-индуцированных возбуждений в жидкой фазе не столь существенно, поскольку они быстро релаксируют и служат источником повышения температуры, которое при низкоэнергетическом облучении и достаточном отводе тепла посредством буферного газа будет малым. При этих же условиях можно пренебречь и изменением температуры капли вследствие процессов испарения и конденсации.

В модели не принималось во внимание развитие долгоживущих возмущений поверхности (типа «бризера»), которое требует создания специальных условий, а вызываемое ими изменение испускательной и поглощательной способностей поверхности ощутимо на расстояниях от нее порядка длины свободного пробега отдельных молекул. На таком же расстоянии (т.е. в области неприменимости диффузионного приближения) может иметь место скачок концентрации и температуры [7, 8]. Следовательно, область применимости модели ограничена масштабами, большими длины свободного пробега.

Таким образом, в настоящей работе теоретически исследована динамика изменения размера капель жидкости в атмосфере собственных паров и буферного газа вследствие происходящего в них радиационно-индуцированного образования кластеров. Рассматривается находящаяся при постоянной температуре гетерогенная среда, состоящая из капель, расположенных однородно и достаточно далеко друг от друга, чтобы пренебречь их взаимным влиянием и коалесценцией. Пренебрежем также гравитационным эффектом. Капли находятся на стадии роста, когда зарождением новых капель можно пренебречь, их концентрация постоянна, и все они имеют примерно одинаковый размер. Тогда области «питания» капель можно считать одинаковыми, поток вещества на их границе равен нулю, и задача сводится к рассмотрению одной капли в замкнутом сосуде при заданной постоянной температуре.

Основные уравнения

Пусть V - объем, приходящийся на одну каплю. Полное число молекул n_0V в этом объеме, которое состоит из отдельных молекул пара (n_gV) и входящих в состав кластеров (mnV) и капель ($4\pi R^3/3v_0$), остается постоянным. Тогда соответствующие средние плотности по этому объему удовлетворяют соотношению

$$n_0 = n_g + mn + (4\pi NR^3)/3v_0. \quad (1)$$

Скорости изменения средней плотности комплексов (n) и радиуса капли (R) описываются системой уравнений

$$\frac{dn}{dt} = Kn_g - n/\tau - 4\pi NRD_c n, \quad (2)$$

$$\frac{dR}{dt} = \frac{v_0}{R} (D_g n_g + m D_c n - D_g n_g^{eR}). \quad (3)$$

Здесь $n_g^{eR} = n_g^e \exp\left(\frac{2\sigma v_0}{RkT}\right)$ и n_g^e - равновесные плотности молекул газа вблизи искривленной поверхности капли и вдали от нее; $N = 1/V$ - число капель в единичном объеме; m - число молекул составляющих кластер. Величина K определяет долю молекул газа, которые ионизируются (возбуждаются) в единицу времени, τ - характерное время жизни кластера, v_0 - объем, приходящийся на одну молекулу в капле, D_g и D_c - коэффициенты диффузии молекул газа и кластеров.

Вследствие сохранения полного числа молекул изменения переменных ограничены: $n_0/m \geq n \geq 0$ (соответственно равенства достигаются, когда все молекулы находятся в составе кластеров или кластеры отсутствуют) и $(3v_0 n_0 / 4\pi N)^{1/3} \geq R \geq 0$ (равенства достигаются, когда все молекулы находятся в составе капель или капли отсутствуют).

Введем новые переменные $x = mD_c n / D_g n_g^e$, $y = R/r_0$, $t' = t/\tau$ и параметры $r_0 = (4\pi N/3)^{-1/3}$, $y_0 = 2\sigma v_0 / r_0 kT$, $x_0 = n_0 / n_g^e$, $\mu = D_g / D_c$, $\xi = 1/v_0 n_g^e$, $\alpha = 3\tau D_c / r_0^2$, $\beta = mK\tau/\mu$, $\gamma = \tau D_g / \xi r_0^2 = \alpha\mu/3\xi$.

Тогда система уравнений (2) - (3) принимает вид

$$\frac{dx}{dt'} = f_1(x, y) \equiv \beta x_0 - (1 + \beta\mu)x - \alpha x y - \beta \xi y^3, \quad (4)$$

$$\frac{dy}{dt'} = f_2(x, y) \equiv \frac{\gamma}{y} (x_0 + (1 - \mu)x - \xi y^3 - \exp(y_0/y)), \quad (5)$$

где физически допустимые значения переменных удовлетворяют неравенству $x_0 - \xi y^3 \geq \mu x \geq 0$.

Изменение со временем радиуса капли и плотности кластеров полностью определяется уравнениями (4) и (5) и величиной капли и плотностью кластеров в начальный момент времени. Совокупностью начальных условий определяется семейство решений, которое можно разбить на классы, включающие качественно подобные решения. Решения, принадлежащие разным классам, - качественно различны,

как, например, периодическое и монотонно убывающее решения.

Целью данной работы является не нахождение отдельных решений уравнений (4) и (5) для ряда начальных условий, а исчерпывающее описание всех классов семейства решений для фиксированных значений параметров и изменение этого разбиения на классы с изменением параметров. Наглядное и адекватное представление такого разбиения на классы дает фазовый портрет системы уравнений (4) - (5).

В качестве управляющих параметров будем использовать параметры β и x_0 , первый связан со скоростью радиационно-индуцированной генерации кластеров, второй - с суммарным количеством вещества в рассматриваемом объеме.

Главные изоклины и стационарные решения

Структура фазового портрета определяется особыми точками (стационарными решениями), их топологическим типом, изоклинами. Особые точки являются решением (4) и (5), в которых следует производные положить равными нулю, т.е. системой двух алгебраических уравнений. Первое уравнение задает главную изоклину I

$$x = X_I(y) \equiv \frac{\beta(x_0 - \xi y^3)}{1 + \beta\mu + \alpha y}, \quad (6)$$

во всех ее точках касательные к фазовым траекториям параллельны оси Ox ($dx = 0$).

Второе уравнение задает главную изоклину II

$$x = X_{II}(y) \equiv \frac{x_0 - \xi y^3 - \exp(y_0/y)}{\mu - 1}, \quad (7)$$

во всех ее точках касательные к фазовым траекториям параллельны оси Oy ($dy = 0$). Соответственно пересечения главных изоклин являются особыми точками.

Функция (6) монотонно убывает от $x = \beta x_0 / (1 + \beta\mu)$ при $y = 0$ до нуля при $y = (x_0 / \xi)^{1/3}$, функция (7) имеет единственный экстремум и вертикальную асимптоту $x = 0$. Из вида главных изоклин следует, что возможно либо одно их пересечение (касание), либо два, либо изоклины не пересекаются.

Для того чтобы установить область параметров, при которых существуют стационарные решения, найти точки бифуркации и определить топологический тип особых точек, исключим из формул (6) и (7) x и представим один из управляющих параметров как функцию y (рис. 1).

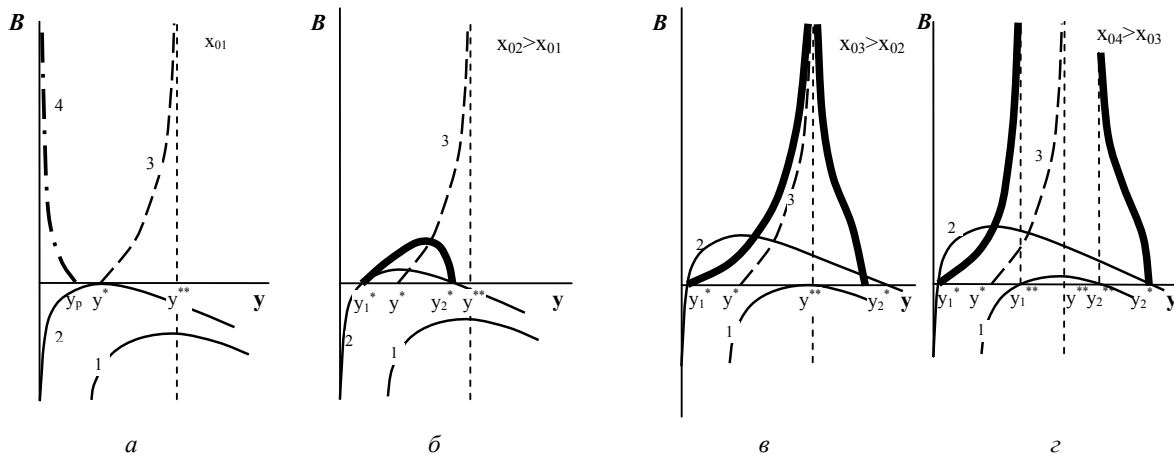


Рис. 1. Вид положительной части функции $B(y)$ для различных значений x_0 (толстая сплошная линия):
 1 - $D(y)$; 2 - $Z(y)$; 3 - $B_q(y)$; 4 - $B_p(y)$. $\mu > 1$.

$$\beta = B(y) \equiv \frac{-(1 + \alpha y)Z(y; x_0)}{D(y; x_0)}, \quad (8)$$

где $D(y; x_0) = x_0 - \xi y^3 - \mu \exp(y_0/y)$, $Z(y; x_0) = (x_0 - \xi y^3 - \exp(y_0/y))$. Пересечение функции $B(y)$ с прямой $\beta = const > 0$ дает особые точки.

Нули функции $B(y)$ удовлетворяют уравнению $Z(y; x_0) = 0$, асимптоты — $D(y; x_0) = 0$, при $\mu > 1$ функция $B(y)$ имеет единственный максимум, а при $\mu < 1$ — минимум. Рассмотрим семейство функций $B(y)$, порождаемое изменением второго управляющего параметра x_0 (см. рис. 1). Обозначим y_1^* и $y_2^* \geq y_1^*$ корни уравнения $Z(y; x_0) = 0$, y_1^{**} и $y_2^{**} \geq y_1^{**}$ корни уравнения $D(y; x_0) = 0$, $x_0^* = \xi y^{*3} + \exp(y_0/y^*)$ и $x_0^{**} = \xi y^{**3} + \mu \exp(y_0/y^{**})$, где y^* — положение максимума функции $Z(y; x_0)$, а y^{**} — положение максимума функции $D(y; x_0)$. Они удовлетворяют соответственно уравнениям $3\xi y^{*2} = \frac{y_0}{y^{*2}} \exp(y_0/y^*)$ и $3\xi y^{**2} = \mu \frac{y_0}{y^{**2}} \exp(y_0/y^{**})$ и не зависят от x_0 .

Если $\mu > 1$, тогда $D(y; x_0) < Z(y; x_0)$, $y^* > y^{**}$, $x_0^* < x_0^{**}$. При $x_0 < x_0^*$ функция $B(y)$ положительных значений не имеет, следовательно, для любых β стационарных решений системы уравнений (4) и (5) не существует. При

$x_0 = x_0^*$ появляется один нуль функции $B(y)$ равный y^* для $\beta = 0$ (см. рис. 1, а). С ростом x_0 он распадается на два — y_1^* и $y_2^* \geq y_1^*$, между которыми $B(y) > 0$ (см. рис. 1, б). Теперь при $x_0^* > x_0 > x_0^*$ для $\beta < \beta_{max}$ существуют два стационарных решения системы уравнений (4) и (5): y_1 и $y_2 \geq y_1$, $y_1^* \leq y_1 \leq y_2 \leq y_2^*$, которые совпадают при $\beta = \beta_{max}$, а для $\beta > \beta_{max}$ — стационарных решений нет. Здесь β_{max} — значение положительно определенной ветви функции $B(y)$ в точке ее максимума. Стационарное значение x здесь и далее найдем, используя формулы (6) или (7).

С ростом x_0 максимум функции $B(y)$ смещается вправо вверх. При $x_0 = x_0^{**}$ у функции $B(y)$ в точке y^{**} появляется вертикальная асимптота, и два стационарных решения существуют для любых $\beta \geq 0$, $y_1^* \leq y_1 \leq y^{**} \leq y_2 \leq y_2^*$ (см. рис. 1, в). С увеличением $x_0 > x_0^{**}$ асимптота распадается на две в точках y_1^{**} и y_2^{**} , и для любых $\beta \geq 0$ существуют два стационарных решения уравнений (4) и (5), $y_1^* < y_1 < y_1^{**} < y^{**} < y_2^{**} < y_2 < y_2^*$ (см. рис. 1, г).

Если $\mu < 1$, тогда $D(y; x_0) > Z(y; x_0)$, $y^* < y^{**}$, $x_0^* > x_0^{**}$ (значение x_0^* не поменялось, x_0^{**} уменьшилось). При $x_0 < x_0^{**}$ функция $B(y)$ положительных значений не имеет, и стационарных решений системы уравнений (4) и (5) нет для любых β . При $x_0 = x_0^{**}$ у функции $B(y)$ появляется вертикальная асимптота в y^{**} ,

и при $\beta = \infty$ появляются два совпадающих корня $y_1 = y_2 = y^*$. С увеличением $x_0 > x_0^*$ асимптота распадается на две (в y_1^{**} и y_2^{**}), между которыми $B(y) > 0$. Теперь при $x_0^* > x_0 > x_0^*$ для $\beta > \beta_{\min}$ существуют два стационарных решения уравнений (4) и (5): $y_1^{**} \leq y_1 \leq y_2 \leq y_2^{**}$, которые совпадают при $\beta = \beta_{\min}$, а для $\beta < \beta_{\min}$ – стационарных решений нет. Здесь β_{\min} – значение положительно определенной ветви функции $B(y)$ в точке ее минимума. С ростом x_0 минимум функции $B(y)$ смещается вправо вниз. При $x_0 = x_0^*$ минимум функции $B(y)$ касается оси абсцисс в y^* и два стационарных решения системы уравнений (4) и (5) существуют для любых $\beta \geq 0$, $y_1^{**} \leq y_1 \leq y^* \leq y_2 \leq y_2^{**}$. С увеличением $x_0 > x_0^*$ область положительных значений функции $B(y)$ распадается на две, в каждой из которой для любых $\beta \geq 0$ существует одно стационарное решение уравнений (4) и (5), $y_1^{**} < y_1 < y_1^* < y^* < y_2^* < y_2 < y_2^{**}$.

Топологический тип особых точек

Чтобы определить топологический тип особых точек рассмотрим поведение фазовых траекторий в их окрестности. Для этого рассмотрим эволюцию малого приращения стационарного решения: $\delta x, \delta y \sim \exp(\lambda t)$. Характеристическое уравнение для декремента затухания имеет вид $\lambda^2 - p\lambda + q = 0$, где

$$p = \left(\frac{\partial f_1}{\partial x} + \frac{\partial f_2}{\partial y} \right) \Big|_{st}, \quad (9)$$

$$q = \left(\frac{\partial f_1}{\partial x} \frac{\partial f_2}{\partial y} - \frac{\partial f_2}{\partial x} \frac{\partial f_1}{\partial y} \right) \Big|_{st}. \quad (10)$$

Топологический тип особой точки определяется значениям p и q : при $q < 0$ особая точка является «седлом». При $q > 0$, $p > 0$ и $d = p^2 - 4q > 0$ топологический тип особой точки «неустойчивый узел», при $q > 0$, $p < 0$ и $d > 0$ – «устойчивый узел», при $q > 0$, $p > 0$ и $d < 0$ – «неустойчивый фокус», при $q > 0$, $p < 0$ и $d < 0$ – «устойчивый фокус».

Покажем, что стационарное решение y_1 –

«седло», а $y_2 \geq y_1$ – «узел» или «фокус». Действительно,

$$\begin{aligned} \frac{df_1(X_{II}(y), y)}{dy} &= \frac{\partial f_1}{\partial y} + \frac{\partial f_1}{\partial x} \frac{dX_I}{dx} = \\ &= \frac{\partial f_1}{\partial y} - \frac{\partial f_1}{\partial x} \left(\frac{\partial f_2 / \partial y}{\partial f_2 / \partial x} \right) = \frac{-q}{\partial f_2 / \partial x}. \end{aligned}$$

Используя формулы (7) и (8), представим

$$f_1(X_{II}(y), y) = (\beta - B(y))(x_0 - \xi y^3 - \mu X_{II}(y)), \quad (11)$$

тогда

$$\frac{df_1}{dy} \Big|_{st} = -(x_0 - \xi y^3 - \mu X_{II}(y)) \frac{dB(y)}{dy} \Big|_{st}. \quad (12)$$

$$\text{Для стационарного решения } \frac{\partial f_2}{\partial x} \Big|_{st} = \frac{\gamma(1-\mu)}{y_{st}}$$

и $(\beta - B(y_{st})) = 0$, окончательно имеем

$$\frac{-q y_{st}}{\gamma(1-\mu)} = -(x_0 - \xi y^3 - \mu X_{II}(y)) \frac{dB(y)}{dy} \Big|_{st}. \quad (13)$$

Первый множитель в правой части для стационарных значений положителен, тогда, если $\mu > 1$, знаки q и $dB(y)/dy|_{st}$ разные. Для y_1 $dB(y)/dy|_{y=y_1} \geq 0$, следовательно, $q(y_1) < 0$ и y_1 – «седло». Для y_2 $dB(y)/dy|_{y=y_2} \leq 0$, $q(y_2) > 0$ и y_2 – «узел» или «фокус».

Если $\mu < 1$, знаки q и $dB(y)/dy|_{st}$ совпадают. Для y_1 $dB(y)/dy|_{y=y_1} \leq 0$, следовательно, $q(y_1) < 0$ и y_1 – «седло». Для y_2 $dB(y)/dy|_{y=y_2} \geq 0$, $q(y_2) > 0$ и y_2 – «узел» или «фокус».

Множество стационарных решений формулы (4) и (5), для которых $q = 0$ и для которых функция $B(y)$ имеет экстремум (точки бифуркации), совпадают. Соответствующая кривая $\beta = B_q(y)$ при $\mu > 1$ лежит между y^* и y^{**} и монотонно возрастает от нуля до бесконечности (при $\mu < 1$ – между y^{**} и y^* и с ростом y монотонно убывает до нуля) (см. рис. 1). Таким образом, из двух появляющихся стационарных решений одно (y_1) – «седло».

Покажем, что y_2 – устойчивое стационарное решение. Исходя из формулы (9) для стационарного значения y и соответствующего значения параметра β для кривой, на которой p меняет знак, имеем

$$\beta = B_p(y) \equiv \frac{1}{\mu} \left(-1 - \alpha y - 3\gamma \xi y + \frac{\gamma y_0}{y^3} \exp(y_0/y) \right). \quad (14)$$

Функция $B_q(y)$ монотонно убывает от бесконечности до нуля с изменением y от нуля до $y_p < \min(y^*, y^{**})$, следовательно, кривые $\beta = B_p(y)$ и $\beta = B_q(y)$ не пересекаются (см. рис. 1, а).

Для значений $y > y_p$ величина $p < 0$. Область, в которой $q > 0$, целиком лежит в области, в которой $p < 0$. Таким образом, y_2 – устойчивый «узел» или «фокус».

Граница, разделяющая в пространстве параметров области «узлов» и «фокусов», задается уравнением $d = p^2 - 4q = 0$. Для малых q величина $d > 0$ и y_2 – устойчивый «узел». С изменением параметров величина d может поменять знак, и топологический тип стационарного решения y_2 измениться от устойчивого «узла» к устойчивому «фокусу».

Для $\mu > 1$ величина $d = p^2 - 4q > 0$ для всех положительных x и y . Действительно,

$$d|_{st} \equiv \left(1 + \beta\mu + \alpha(1 - \mu)y + \frac{\gamma y_0}{y^3} \exp(y_0/y) \right)^2 + 4\alpha\beta\mu(\mu - 1) + 4\alpha\gamma(\mu - 1)\frac{x}{y},$$

где каждое слагаемое положительно для $\mu > 1$.

Для $\mu < 1$ стационарное решение y_2 является устойчивым «фокусом», по крайней мере, для малых значений μ и σ и больших значений β .

Результаты и обсуждение

Полученные результаты позволяют построить все качественно различные фазовые портреты системы (5) и (6), они приведены на рис. 2, и тем самым описать динамику изменения размера капли в зависимости от изменения параметров x_0 , β и μ , т. е. от плотности вещества, интенсивности облучения и соотношения коэффициентов диффузии свободных молекул и связанных в кластеры.

В отсутствие облучения кластеры не образуются ($\beta = 0$) и поэтому отсутствуют, их концентрация равна нулю ($n = 0$). Динамика изменения размера капли в этом случае определяется его значением в начальный момент и только одним уравнением (2) и зависит от одного управляющего параметра x_0 [7 - 9]. При значениях x_0 меньше критического стационарные состояния отсутствуют, капля испаряется. При значениях x_0 больше критического существуют два стационарных состояния: одно, соответствующее каплям меньшего размера, неустойчивое, другое, соответствующее каплям большего размера, устойчивое. Первое стационарное значение радиуса капли имеет смысл критического радиуса. Если начальный размер капли меньше этого значения, то капля испаряется. Если начальный размер капли больше первого стационарного значения и меньше второго, то капля будет расти, пока ее размер не достигнет второго стационарного значения. Если же начальный размер капли больше второго стационарного значения, то размер капли будет уменьшаться и стремиться ко второму стационарному значению.

Критическому значению x_0 соответствует бифуркация стационарных решений, при уменьшении x_0 большее и меньшее стационарные значения будут сближаться, для критического значения x_0 они совпадут ($y_1 = y_2 = y^*$) и с дальнейшим уменьшением x_0 – исчезнут.

В условиях облучения динамика изменения размера капли становится более сложной. Состояние системы теперь описывается двумя переменными: радиусом капли и количеством кластеров, ее изменение определяется еще и скоростью генерации кластеров (вторым управляющим параметром β) и существенно зависит от соотношения коэффициентов диффузии кластеров и отдельных молекул.

Если коэффициент диффузии кластера меньше, чем коэффициент диффузии свободных молекул пара, то под облучением область существования стационарных капель сужается. При малой плотности вещества, но достаточной для стационарного существования капель, стационарный размер капли уменьшается, приближается к «критическому», совпадает с ним и исчезает при возрастании скорости генерации возбуждений. При большей плотности вещества «критический» и стационарный радиус сближаются до некоторого предельного

значения, которое тем больше, чем больше вещества в рассматриваемом объеме. Испарение капли, а также релаксация ее размера к стационарному значению под облучением для

ряда начальных состояний может происходить немонотонно. Сначала капля начинает расти, и лишь затем испаряется (см. рис. 2, в и г).

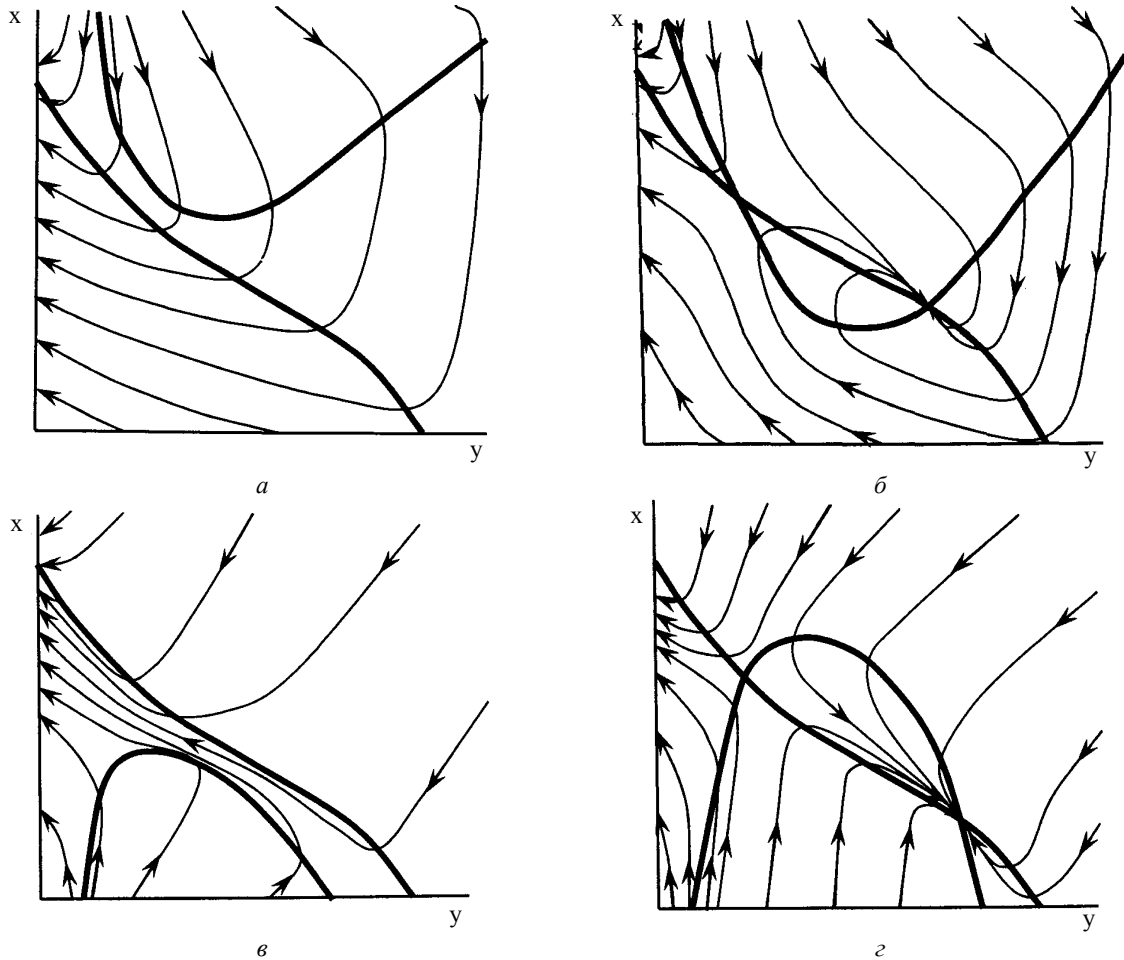


Рис. 2. Фазовые портреты системы (4) и (5): а, б - для $\mu < 1$; в, г - для $\mu > 1$.

Подобное влияние облучения объясняется тем, что при генерации малоподвижных кластеров поток вещества на каплю уменьшается, система становится более «инерционной». С началом облучения капля начинает расти, но по мере накопления кластеров «эффективная» плотность вещества уменьшается, и капля начинает испаряться.

Если удастся создать ситуацию, когда коэффициент диффузии кластера превысит коэффициент диффузии свободных молекул пара, облучение расширит область стационарного существования капель, а динамика изменения их размера станет еще более сложной: эволюция размера капли для некоторых начальных состояний примет вид осцилляций во времени (см. рис. 2, а и б).

Выводы

Динамика изменения размера капли под облучением становится более сложной, для ее описания теперь необходимо несколько качественно различных классов функций. Становится возможным немонотонное и осциллирующее изменение размера капли.

Радиационное воздействие влияет на условия существования и размер стабильной капли. Капли могут стабильно существовать, только если плотность вещества превышает критическое значение. Если кластеры менее подвижны, чем свободные молекулы пара, облучение сужает область существования стационарных капель. В противном случае область существования стационарных капель при облучении расширяется.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. *Фазовые превращения под облучением* / Пер. с англ.; под ред. Ф. В. Нолфи. - Челябинск: Металлургия, 1989. - 310 с.
2. *Хенли Э., Джонсон Э.* Радиационная химия / Пер. с англ. - М.: Атомиздат, 1974. - 416 с.
3. *Несмиянов Ан. Н.* Радиохимия - М.: Химия, 1972. - 592 с.
4. *Новиков В.М., Игнатьев В.В., Федулов В.И., Чередников В.Н.* Жидкосольевые ЯЭУ: проблемы и перспективы - М.: Энергоатомиздат, 1990. - 192 с.
5. *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда - М.: Наука, 1992. - 536 с.
6. *Бугаев С.П., Козырев А.В., Кувишинов В.А., Сочугов Н.С.* Образование аэрозоля из ненасыщенных органических паров в плазме импульсного коронного разряда // ДАН. - 1998. - Т. 361. - С. 612 - 615.
7. *Фукс Н.А.* Испарение и рост капель в газообразной среде. - М.: Изд-во АН СССР, 1958. - 92 с.
8. *Козырев А.В., Ситников А.Г.* Испарение сферической капли // УФН. - 2001. - Т. 171, № 7. - С. 765 - 774.
9. *Райст П.* Аэрозоли - М.: Мир, 1987. - 280 с.
10. *Мак-Даниель И., Мэзон Э.* Подвижность и диффузия ионов и газов. - М.: Мир, 1976. - 378 с.
11. *Филиппов А.В., Загородий А.Г., Момот А.И. и др.* Экранирование движущегося заряда в неравновесной плазме // ЖЭТФ. - 2009. - Т. 135, вып. 3. - С. 567 - 586.
12. *Lev B.I., Tymchyshyn V.B., Zagorodnya A.G.* Influence of charging current fluctuations on the grain velocity distribution in weakly-ionized plasmas // Phys. Lett. A. - 2011. - Vol. 375. - P. 593 - 597.

П. О. Селищев

ВПЛИВ РАДІАЦІЙНО-ІНДУКОВАНОГО УТВОРЕННЯ КЛАСТЕРІВ НА ДИНАМІКУ ЗМІНИ РОЗМІРУ КРАПЛІ В АТМОСФЕРІ ВЛАСНОЇ ПАРИ

Теоретично досліджено динаміку зміни розміру крапель рідини в атмосфері власної пари та буферного газу під опроміненням. Показано, що радіаційна дія впливає на область існування та розмір стабільної краплі. Унаслідок радіаційно-індукованого утворення кластерів динаміка зміни розміру краплі стає складнішою: можлива немонотонна й осцилююча зміна розміру краплі.

Ключові слова: опромінення, крапля рідини, пара, динаміка зміни.

P. O. Selyshchev

INFLUENCE OF THE RADIATION-INDUCED FORMATION OF CLUSTERS ON THE DYNAMICS OF DROP SIZE CHANGE IN THE ATMOSPHERE OF OWN STEAMS

Theoretical approach is developed for the change of drops in the atmosphere of own steams and buffer gas under irradiation. It is shown that radiation influences to the area of existence and the size of stable drop. Under irradiation the change of drop becomes more complex: the unmonotonous and periodical change of size of drop becomes possible.

Keywords: irradiation, drops of liquid, steams, dynamics of change.

Поступила в редакцію 12.03.11,
после доработки - 17.06.11.