

М.П. Анисимов, А.Г. Насибулин, С.Д. Шандаков

НУКЛЕАЦИЯ ПЕРЕСЫЩЕННОГО ПАРА ГЛИЦЕРИНА В ОКРЕСТНОСТИ ПЛАВЛЕНИЯ

Экспериментально исследована скорость нуклеации паров глицерина в интервале температур нуклеации, включающем окрестность плавления образца. Обнаружено влияние плавления на скорость нуклеации. Эти факты необходимо учитывать в теории нуклеации.

Введение

Оптические свойства атмосферы определяются ее газовым и аэрозольным составом [1]. В свою очередь, состав аэрозоля зависит от динамики атмосферного аэрозоля, определяемой процессами коагуляции, испарения, конденсации, нуклеации и седиментации. Наименее изученным, но очень важным из перечисленных процессов является нуклеация. В исследованиях (например, [2]) отмечается влияние нуклеации паров на динамику атмосферного аэрозоля, однако это влияние в современных моделях атмосферы учитывается недостаточно полно.

Для достижения прогресса в этой области знания актуальным и принципиально важным является нахождение новых деталей механизма, уточнение аксиоматики и допущений теории нуклеации. С целью согласования результатов по измерению скорости нуклеации, получаемых различными экспериментальными методами, и пересмотра аксиоматики теории на Международном семинаре по нуклеации в Праге [3] достигнуто соглашение об измерении скорости нуклеации пентанола в одинаковых для всех методов условиях. В дополнение к согласованию результатов различных методов авторы данной статьи считают целесообразным исследование влияния смены температурной зависимости химпотенциала конденсированной фазы на изотермы скорости нуклеации. Это возможно при температурах нуклеации в окрестности фазового перехода, например плавления. Удобным веществом для таких экспериментов является глицерин.

Схема эксперимента

В данной работе использовалась автоматизированная экспериментальная установка, близкая к схеме, описанной в [4], позволяющая определять зависимости скорости нуклеации от пересыщения паров исследуемых веществ при различных давлениях газа-носителя.

Генератор аэрозолей для исследования спонтанной нуклеации паров в газовой среде состоит из горячего и холодного термостатов 5 (рис. 1). Медные детали термостатов хромированы. Горячий термостат – медная трубка с внешним диаметром 50 мм, толщиной стенки 18 мм и длиной 120 мм. На внешней поверхности расположен нагреватель. Прецизионный терморегулятор поддерживал температуру термостата с точностью $\pm 0,1^\circ$ в диапазоне 20–200°C. Контроль и измерение температуры осуществлялись медно-константановой термопарой. Термостат наполнялся инертным хроматографическим носителем (ИНЗ–600, зернение 0,5÷1 мм). Носитель, прокаленный в проточной атмосфере гелия, пропитывался 20 вес.% исследуемого вещества. Сетка удерживала носитель в термостате.

Поток чистого инертного газа-носителя (содержание основного вещества не менее 99,99 об.%), из баллона 1 поступал через фильтр 2, измеритель и регулятор расхода газа 3, 4 в термостат 5, проходил через хроматографический носитель А (см. рис. 1) и насыщался парами исследуемого вещества. Профиль скоростей насыщенного парами газа приобретал параболическую форму при температуре насыщения в части термостата В. Ее длина равнялась 40 и

диаметр 8 мм. Затем смесь проходила в холодную трубку *C*. Переходный участок между *B* и *C* был равен 8 мм. Трубка *C* термостатировалась с помощью криостата МК70 с точностью не менее 0,1°. Объемные расходы газа приводились к нормальному давлению и температуре 20°C. Абсолютная ошибка в измерении расхода газа не превышала 1,0%.

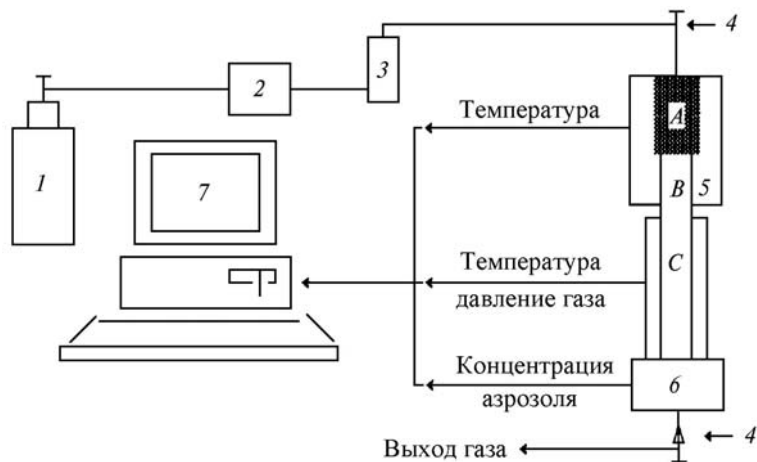


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки: 1 – баллон с инертным газом; 2 – фильтр; 3 – расходомер газа; 4 – регулятор расхода и давления газа; 5 – аэрозольный генератор; 6 – счетчик аэрозольных частиц; 7 – персональный компьютер

Концентрация образующегося аэрозоля измерялась счетчиком аэрозольных частиц *б*. Программное управление временем счета позволяло существенно улучшить набор статистических данных в области малых (до $10^2 \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$) скоростей нуклеации в сравнении с предыдущей модификацией счетчика [4]. Наш опыт использования схемы с укрупнением частиц в потоке слабо пересыщенного пара (в том числе и со счетчиком фирмы TSI) показывает, что при укрупнении возможно появление частиц в результате бинарной нуклеации. Обнаружение чужих для исследуемого процесса частиц – не простая задача. Поэтому мы считаем принципиально важным использование высокочувствительного лазерного счетчика, позволяющего иметь счетный объем всего на 1–2 мм ниже среза выходной трубки аэрозольного генератора. Отметим, что при низких скоростях нуклеации наш счетчик считает все частицы, а не какую-то долю, как это принято обычно. При увеличении концентрации счетчик переходит на общепринятый режим счета известной доли частиц. Доля считааемых частиц определяется калибровкой по показаниям абсолютного счетчика в области работоспособности последнего. Доля считааемых частиц в наших экспериментах составляла менее 0,01.

Давление газа в конденсирующем устройстве и счетчике аэрозолей было одинаковым и постоянным в одном эксперименте. Информация с датчиков передавалась в персональный компьютер для обработки экспериментальных результатов.

Расчет пересыщения пара и определение скорости нуклеации

Для определения пересыщений пара в конденсирующем устройстве решались уравнения теплообмена в ламинарном стационарном осе-симметричном парогазовом потоке с учетом вязкости. Стационарное движение осесимметричного ламинарного потока вязкого газа можно описать системой уравнений Навье–Стокса, которые в цилиндрической системе координат имеют вид [5]

$$P = \rho R_0 T / m, \quad (1)$$

$$2\pi \int_0^R r \rho u \, dr = Q; \quad (2)$$

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{dP}{dx} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \eta \frac{\partial u}{\partial r} \right); \quad (3)$$

$$\rho u C_p \frac{\partial T}{\partial x} = u \frac{dP}{dx} + \eta \left(\frac{\partial u}{\partial r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right), \quad (4)$$

где x – координата оси цилиндрической трубы; r – координата по радиусу; u – скорость газа; T – температура; P – давление; ρ – плотность газа; η , λ – динамическая вязкость и теплопроводность газа соответственно; C_p – удельная теплоемкость газа; R_0 – универсальная газовая постоянная; m – молекулярный вес газа; R – радиус трубки; Q – массовый расход газа.

Уравнения (1)–(4) имеют следующий физический смысл: (1) – уравнение состояния идеального газа; (2) – уравнение неразрывности; (3) – уравнение сохранения импульса; (4) – уравнение первого начала термодинамики.

В нашем случае движение газа-носителя в цилиндрической трубе описывалось уравнениями (1) – (4) совместно с краевыми условиями

$$\left. \frac{\partial u}{\partial r} \right|_{r=0} = 0; \quad \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=0} = 0; \quad u(R, x) = 0; \quad T(R, x) = T_c(x),$$

$$T(r, 0) = T_0(r); \quad u(r, 0) = u_0(r), \quad (5)$$

где $T_c(x)$ – заданная температура стенки трубы; $T_0(r)$, $u_0(r)$ – начальные профили температуры и скорости потока при входе в трубку. При решении задачи влиянием малых газовых примесей (пара исследуемого вещества) на плотность, теплоемкость, теплосодержание, вязкость и теплопроводность газа-носителя пренебрегалось. Отношение концентрации газа-носителя к концентрации пара исследуемого вещества (в эксперименте) составляло величину $\sim 10^5$. Поля скоростей и температур газа-носителя рассчитывались численным решением уравнений Навье–Стокса (1)–(4) с граничными условиями (5) методом конечных разностей.

Погрешность решения уравнений (1)–(4) определялась путем сравнения точного аналитического решения при $\rho = \text{const}$ с результатами численного счета.

В случае $\rho = \text{const}$ система (1) – (4) является замкнутой и при $x \rightarrow \infty$ и $T_c(x) = T_c = \text{const}$ имеет точное решение:

$$u = \frac{2Q}{P\pi^2\rho} \left(1 - \frac{r^2}{R^2} \right); \quad \frac{\partial P(x)}{\partial x} = - \frac{8Q\eta}{\pi\rho R^4};$$

$$P(x) = - 8Q\eta/(\pi\rho R^4) x + P_0; \quad T(r) = T_c = \text{const}. \quad (6)$$

Контрольный пример рассчитывался при следующих значениях параметров: $R = 0,4$ см; $\eta = 2,095 \cdot 10^{-4}$ г/(с·см); $P_0 = 1,013 \cdot 10^6$ дин/см²; $\rho = 0,487 \cdot 10^{-2}$ г/см³; $Q = 0,0292$ г/с; $T_0 = 100$ К; $T_c = 293$ К; $\lambda = 2,22 \cdot 10^3$ кал/(см·с·град). Рассчитанное значение скорости газа на оси трубы составляло 23,9 см/с, точное аналитическое решение дает значение 23,86 см/с. Аналогично для градиента давления – 0,1253 и 0,1250 дин/см³. Из сравнительного анализа точных и приближенных решений уравнений движения газа (1)–(4) следует, что относительная погрешность расчета не превышала 0,5%.

Диффузия паров исследуемого вещества в ламинарном стационарном осесимметричном потоке вязкого газа, движущемся в цилиндрической трубе, описывалась уравнением молекулярной диффузии (5), которое в цилиндрической системе координат можно записать в виде

$$\rho u \frac{\partial C_i}{\partial x} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \rho D_i \frac{\partial C_i}{\partial r} \right). \quad (7)$$

Это уравнение решалось методом конечных разностей. Краевые условия имеют вид

$$C_i(R, x) = C_i^0(T_c(x)); \quad \left. \frac{\partial C_i}{\partial r} \right|_{r=0} = 0; \quad C_i(r, 0) = C_i^*(r),$$

где $C_i = \rho_i/\rho$ – массовая концентрация пара исследуемого i -го вещества с плотностью ρ_i ; D_i – коэффициент молекулярной диффузии i -го вещества; $C_i^0(P, T_c, (x))$ – концентрация насыщенного

пара i -го вещества на стенке трубки (предполагалось, что стенки трубки покрыты исследуемым веществом); $C_i^*(r)$ – начальный профиль концентрации пара i -го вещества при входе в трубку.

При определении точности решения уравнений тепломассообмена предполагалось, что профиль скорости потока во входном сечении трубы подчиняется закону Пуазейля.

Пусть распределение температур и концентрации пара исследуемого вещества в трубе записывается в виде

$$\tilde{T} = T_0(r^2x/R^3) + T_0; \quad \tilde{C}_i = C_i^*(r^2x/R^3) + C_i^*, \quad (8)$$

тогда

$$\tilde{T}(r, 0) = T_0; \quad \left. \frac{\partial \tilde{T}}{\partial r} \right|_{r=0} = 0; \quad \tilde{T}(R, x) = T_0 \frac{x}{R} + T_0, \quad (9)$$

$$\tilde{C}_i(r, 0) = C_i^*; \quad \left. \frac{\partial \tilde{C}_i}{\partial r} \right|_{r=0} = 0; \quad \tilde{C}_i(R, x) = C_i^* \frac{x}{R} + C_i^*. \quad (10)$$

Подставляя (8) в (4) и (7), получим

$$\rho u C_p \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x} - u \frac{dP}{dx} - \eta \left(\frac{\partial u}{\partial r} \right)^2 - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \lambda \frac{\partial \tilde{T}}{\partial r} \right) = \rho u C_p T_0 \frac{r^2}{R^3} + \frac{16\eta Q^2}{\pi^3 R^5 \Gamma^2} \left(1 - \frac{r^2}{R^2} \right) + \frac{8\eta Q}{\pi^2 R^3 \Gamma} - \frac{4T_0 \lambda x}{R^3}; \quad (11)$$

$$\rho u \frac{\partial \tilde{C}_i}{\partial x} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \Gamma D_i \frac{\partial \tilde{C}_i}{\partial r} \right) = \rho C_i^* u \frac{r^2}{R^3} - \rho \frac{4C_i^* D_i x}{R^3}. \quad (12)$$

Выражения (8) являются точными решениями уравнений (4) и (7) с правыми частями уравнений (11) и (12) и краевыми условиями (9), (10) при

$$\begin{aligned} T_c(x) &= T_0(x/R + 1); \\ C_i^0(x) &= C_i^*(x/R + 1). \end{aligned} \quad (13)$$

Для определения погрешности численного решения уравнений (4) и (7) в программу были добавлены операторы вычисления правых частей уравнений (11) и (12). Сравнение точного решения (8) с результатами численного счета показало, что относительная погрешность расчета не превышала 0,5%.

На участке трубы B (см. рис. 1) газ-носитель содержал насыщенный пар исследуемого вещества. Начальные профили температуры газа-носителя и концентрации пара исследуемого вещества принимались постоянными и не зависящими от радиуса. Температура T_c и концентрация C_i на стенке участка трубы C (см. рис. 1) задавались постоянными. Стенка трубы служила стоком для пара в конденсирующем устройстве. Изменение температуры стенки от T_0 к T_c на участке перехода от B к C длиной $2R$ задавалось в виде гладкой функции от x . Краевые условия при решении задачи имели следующий вид:

$$\begin{aligned} T(r, 0) &= T_0, \quad 0 \leq r \leq R; \\ C_i(r, 0) &= (kT_0)^{-1} \cdot 10^{A-B/T_0}, \quad 0 \leq r \leq R; \\ u(r, 0) &= \begin{cases} u_0, & 0 \leq r < R \\ 0, & r = R \end{cases}; \quad \left. \frac{\partial u}{\partial r} \right|_{r=0} = 0; \quad \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=0} = 0; \quad u(0, x) = 0; \\ T(R, x) &= \begin{cases} T_0, & 0 \leq x \leq 8R \\ T_c + (T_0 - T_c) \cos^2[(\pi/4R)(x - 8R)], & 8R < x < 10R; \\ T_c, & 10R \leq x \leq 70R \end{cases}; \\ C_i(R, x) &= C_i^0(T(R, x)) = (1/kT(R, x)) \cdot 10^{A-B/T(R, x)}; \quad \left. \frac{\partial C_i}{\partial r} \right|_{r=0} = 0, \end{aligned}$$

где A и B – константы, определяющие упругость насыщенного пара рабочего вещества [6].

Пересыщение $S(r, x)$ находилось из распределения температуры $T(r, x)$ и концентрации $C_i(r, x)$ как

$$S(R, x) = \frac{C_i(r, x)}{C_i^0(r, x)} = \frac{kT(r, x)C_i(r, x)}{10^{A - B/T(r, x)}},$$

где $C_i^0(r, x)$ – концентрация насыщенного пара исследуемого вещества при температуре $T(r, x)$.

Коэффициент диффузии рассчитывался для бинарных газовых систем. Эмпирическая зависимость имеет вид [5]

$$D_i = \frac{0,001 T^{1,75} [(1/M_1) + (1/M_2)]^{1/2}}{P [(\Sigma v)_1^{1/3} + (\Sigma v)_2^{1/3}]^2},$$

где P – общее давление; M_1, M_2 – молекулярные массы глицерина и SF_6 соответственно; $(\Sigma v)_1, (\Sigma v)_2$ – молекулярные диффузионные объемы компонентов. Теплопроводность рассчитывалась по уравнению, полученному на основе данных [7]:

$$\lambda = T^{1,75} (P a + b) + (P c + d) \text{ Вт/(м·К)},$$

где $a = -1,3454 \cdot 10^{-8}$; $b = 5,4658 \cdot 10^{-7}$; $c = 4,6048 \cdot 10^{-4}$, $d = 9,1314 \cdot 10^{-4}$, а удельная теплоемкость [11] $C_{\text{SF}_6} = 667,6$ Дж/(кг·К). Теплоемкость SF_6 слабо зависит от температуры и давления. Давление насыщенных паров глицерина рассчитывалось по уравнению [6] $\lg(P) = a - b/T$, где $a = 11,27423$; $b = 4480,0$. Газовая постоянная гексафторида серы [12] $R_{\text{SF}_6} = 54,923$ Дж/(кг·с). Плотность газа-носителя рассчитывалась по уравнению

$$\rho = P / (R_{\text{SF}_6} T).$$

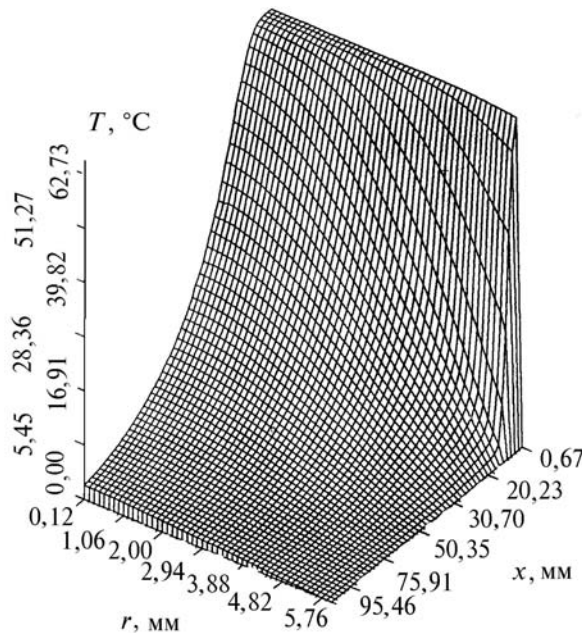


Рис. 2. Распределение температур в конденсирующем устройстве: x – координата по оси трубки; r – по радиусу

Коэффициент динамической вязкости выражается в виде [8]

$$\eta = [1/\pi d^2] (kTm/\pi)^{1/2},$$

где d – диаметр молекулы.

Решения для $T(r, x)$, $S(r, x)$ и $J(r, x)$ показаны на рис. 2, 3, 4 соответственно.

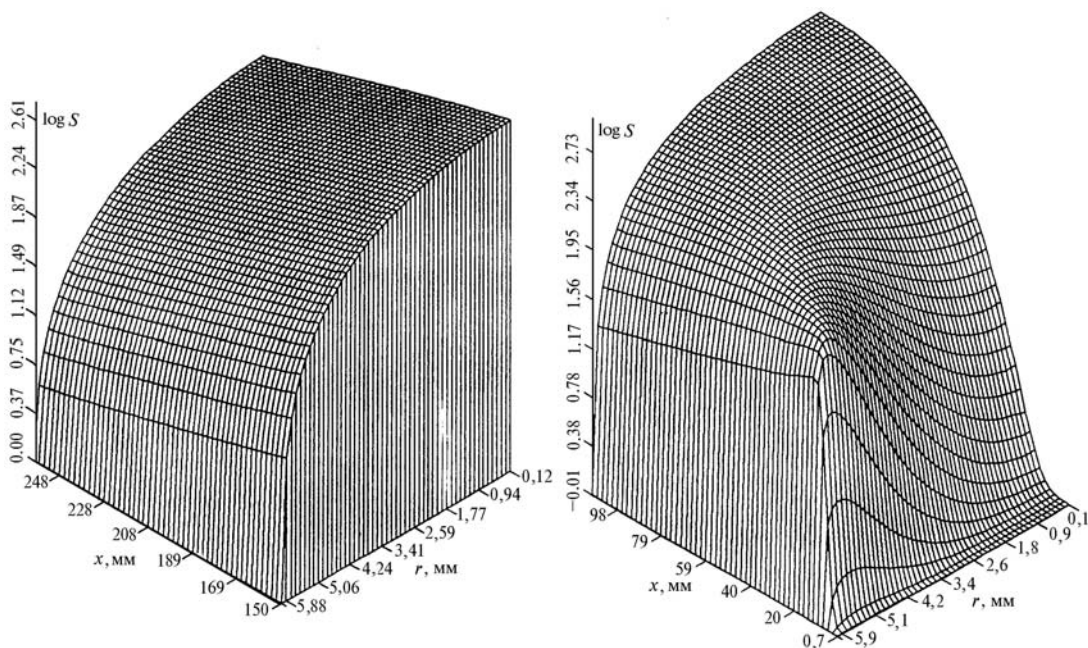


Рис. 3. Распределение пересыщения в конденсирующем устройстве: x – координата по оси трубки; r – по радиусу

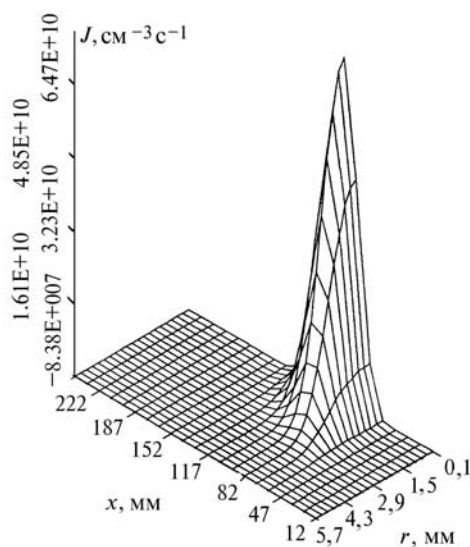


Рис. 4. Распределение скорости аэрозоле-образования в конденсирующем устройстве: x – координата по оси трубки; r – по радиусу

Максимум скорости нуклеации определялся в соответствии с алгоритмом, предложенным в [9]. Для этого требовалось теоретическое выражение для скорости нуклеации. Достаточно очевидно, что отношение максимума скорости нуклеации $J_{\text{теор}}^{\text{max}}$ к расчетному числу аэрозольных частиц ($N_{\text{теор}} = \int J_{\text{теор}} dv$), производимых аэрозольным генератором в единицу времени, примерно равно соответствующему значению экспериментальных величин, т. е.

$$\frac{J_{\text{теор}}^{\text{max}}}{\int J_{\text{теор}} dv} \cong \frac{J_{\text{эксп}}^{\text{max}}}{N_{\text{эксп}}}$$

Неточность равенства связана с недостатками теории. Однако использование теоретических значений дает величину отношения с небольшой погрешностью, поскольку недостаточно хорошо определенные коэффициенты теоретического выражения для скорости нуклеации

практически точно сокращаются. Это подтверждается сравнением расчетного и экспериментально определенного объемов нуклеации. Отсюда можно получить выражение для максимума скорости нуклеации:

$$J_{\text{эксп}}^{\text{max}} = \frac{N_{\text{эксп}} J_{\text{теор}}^{\text{max}}}{\int J_{\text{теор}} dv},$$

где $N_{\text{эксп}}$ – число частиц, произведенных генератором аэрозолей в единицу времени. При соблюдении подобия в распределении концентраций пара и температур (это в эксперименте выполняется) очевидно отсутствие зависимости значения максимальной скорости нуклеации от расхода газа, что снижает требования к точности измерения последнего.

Экспериментальные результаты

Экспериментальные зависимости $\lg J$ от $\lg S$ представлены на рис. 5. Погрешность расчета скорости нуклеации определяется систематической и случайной ошибкой измерения количества образующихся аэрозольных частиц и расчета объема нуклеации. Абсолютная ошибка определения концентрации образующегося аэрозоля составляла не более 20%.

Погрешности ΔD_i , $\Delta \lambda$, $\Delta \eta$ определялись точностью значений D_i , λ , η , приведенных в [7], и выражались в процентах. Относительная погрешность измерения температуры и давления в эксперименте составляла не более 2%. Значения производных S и T от D_i , λ , η , P , T_c определялись численным дифференцированием. Суммарная относительная погрешность при расчете S и T составляла 5 – 8%. Ошибка при расчете S и T в значительной степени обусловливается неточностью определения теплофизических констант. Абсолютная ошибка при расчете объема нуклеации была не более 40%. Отсюда можно вычислить, что скорость нуклеации в экспериментах определялась с точностью $\pm 0,5$ десятичного порядка.

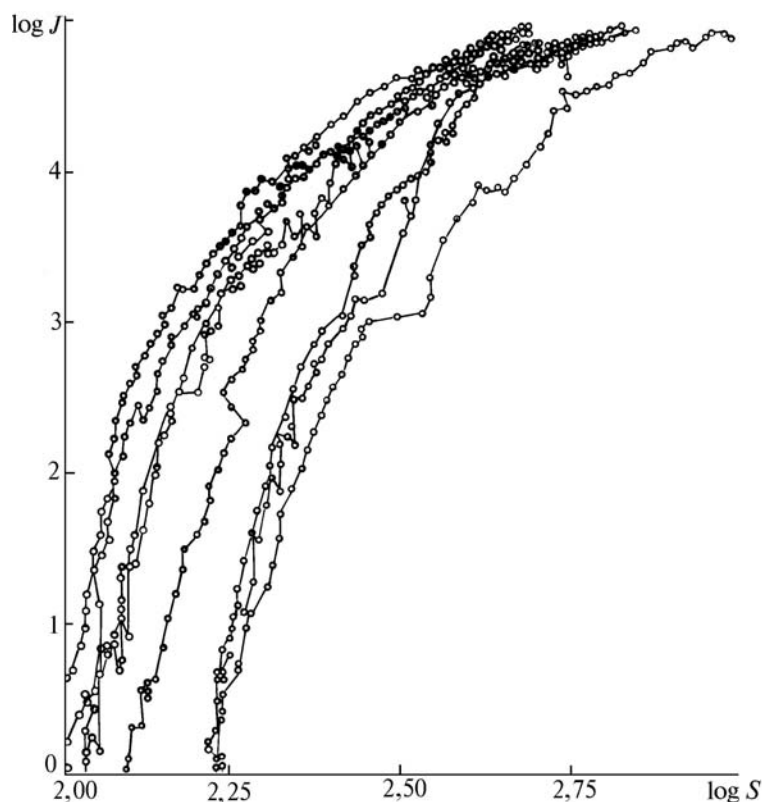


Рис. 5. Зависимость скорости нуклеации J паров глицирина в гексафториде серы от пересыщения S при температурах нуклеации 29,5; 26,5; 25; 23; 20; 18; 16,5; 15°C (температуры соответствуют порядку кривых слева направо)

Обсуждение результатов

Из качественного анализа очевидно, что смена значения химпотенциала конденсированной фазы должна сказываться на скорости нуклеации пара. В случае фазового перехода первого ряда возможно разрывное поведение химпотенциала в зависимости от температуры. Такое поведение связано с метастабильными состояниями конденсата. В окрестности фазового перехода, видимо, происходит нуклеация обеих фаз, поэтому экспериментальные кривые скорости нуклеации являются суммой скоростей нуклеации в различные фазовые состояния конденсата. Со временем, вероятно, будет найден подход к оценке долей различных фаз.

Как следует из [10], зависимость пересыщения пара от температуры нуклеации при фиксированной скорости содержит информацию о поверхностной энергии критических зародышей новой фазы. Немонотонность зависимости $S(T)$ должна свидетельствовать о немонотонном поведении поверхностной энергии этих зародышей.

На рис. 6 показан ход $\lg S$ от температуры нуклеации глицерина при четырех сечениях скоростей нуклеации ($\lg J = 1; 2; 3; 4$). Видно, что для всех сечений имеется немонотонность логарифма пересыщения от температуры нуклеации. Немонотонность совпадает с температурным интервалом плавления глицерина. Промежуточные сечения здесь не приводятся, поскольку их легко получить из представленного материала. Температура точек срыва (или переходной области) $\lg S$ растет с увеличением нуклеации. Изменение наклона $\ln S(T)$ при фиксированных скоростях нуклеации говорит об аномальной зависимости поверхностной энергии критических кластеров от температуры и о влиянии фазового перехода первого ряда в конденсате на нуклеацию пересыщенных паров.

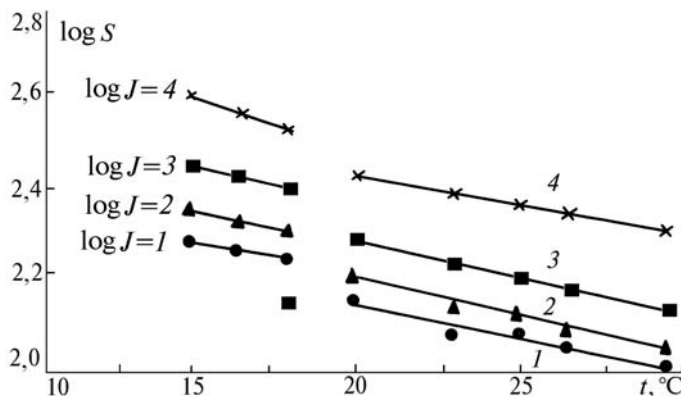


Рис. 6. Зависимость логарифма пересыщения паров глицерина от температуры нуклеации при фиксированных скоростях нуклеации

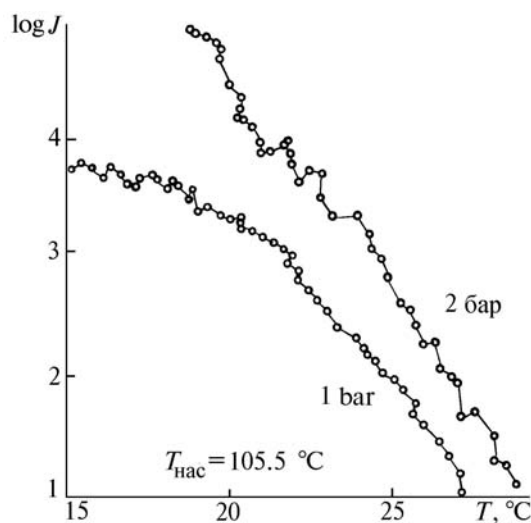


Рис. 7. Зависимость скорости изобарической нуклеации от температуры нуклеации при давлении глицерина, соответствующем температуре насыщения 105,5 °C и двух давлениях (1 и 2 бар) шестифтористой серы

Зависимости скорости изобарической нуклеации от температуры нуклеации при давлении глицерина, соответствующем температуре насыщения 105,5°C, и двух давлениях (1 и 2 бар) шестифтористой серы приведены на рис. 7. Из рисунка видно, что для давления SF₆ 1 бар имеется разрыв первой производной dlg/JdT при температуре 16°C и для давления 2 бар – при 18°C. Как известно [4], значение этой производной определяется энтальпией образования фазы. Здесь наблюдается качественно верный рост энтальпии со скачком, который естественно отнести к энтальпии плавления конденсата.

Выводы

В результате исследования нуклеации пересыщенного пара в окрестности температуры плавления конденсата было обнаружено влияние немонотонности температурного хода химпотенциала конденсата на скорость аэрозолеобразования. Перспективными являются исследования в области фазовых переходов второго рода и в окрестности критической точки (линии или поверхности), как частном случае фазовых переходов второго рода. Предварительные результаты, полученные в данной работе, демонстрируют влияние фазового перехода первого рода (плавления) на нуклеацию пересыщенного пара. Атмосферная нуклеация весьма часто происходит вблизи условий замерзания воды или водных растворов. Поэтому исследование модельных систем в окрестности фазовых переходов в конденсированном состоянии перспективно для теории атмосферной гетерогенной и гетеромолекулярной нуклеации.

Авторы считают своим приятным долгом поблагодарить Российский фонд фундаментальных исследований за грант №94–03–09947. Один из авторов благодарит Российскую Академию наук за Государственную научную стипендию.

1. Зуев В.Е., Креков Г.М. // Оптические модели атмосферы. 1988. С. 250. Серия Библиотека монографий «Современные проблемы атмосферной оптики» в 8 томах. Л.: Гидрометеиздат, 1986–1992.
2. Panchenko M.V., Terpigova S.A. // Proc. Of Ninth Annual Conference. Aerosols. Their Generation, Behaviour and Applications. Norwich, Great Britain, 1995. P. 163–175.
3. Proc. of International Workshop. Nucleation Experiments. State of the Art and Future Developments. Czech Republic, Prague, 1995. P. 25.
4. Anisimov M.P. Aerosols. Science, Industry, Health and Environment: Proc. of 3rd. Int. Aerosol Conf. 24–27 Sept. 1990, Kyoto, Japan. Oxford etc.: Pergamon Press, 1990. V. 1. P. 146–150.
5. Рид Р., Праусниц Дж., Шервуд Т. Свойства газов и жидкостей. Л.: Химия, 1982. 592 с.
6. Амелин А.Г. Теоретические основы образования тумана при конденсации пара. М.: Химия, 1972. 304 с.
7. Варгафтик Н.В., Филиппов Л.П., Тарзиманов А.А., Тощкий Е.Е. Справочник по теплопроводности жидкостей и газов. М.: Энергоатомиздат, 1990.
8. Мелвин-Хьюз Э.А. Физическая химия. М.: Изд-во иностр. лит., 1962. Т. 1. 519 с.
9. Wagner P.E. and Anisimov M.P. // J. Aerosol Sci. 1993. V. 24. P. S103.
10. Anisimov M.P. and Taylakov A.V. // J. Aerosol Sci. 1989. V. 20. N. 8. P. 1063–1066.
11. Рабинович В.А., Хавин З.Я. Краткий химический справочник. Л.: Химия, 1991. 432 с.
12. Зубарев В.Н., Козлов А.С., Кузнецов Б.Н. и др. Теплофизические свойства технически важных газов при высоких температурах и давлениях. М.: Энергоатомиздат, 1989. 231 с.

Институт оптики атмосферы СО РАН,
Томск

Поступила в редакцию
26 января 1996 г.

M.P. Anisimov, A.G. Nasibulin, S.D. Shandakov. **Nucleation of the Glycerin Supersaturated Vapor in the Vicinity of Melting.**

The nucleation rate of the glycerin vapors is examined experimentally within the nucleation temperatures interval including the vicinity of the specimen melting. The influence of the melting on the nucleation rate is evidently shown and should be taken into account by the nucleation theory.