



# Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Л. М. Биберман, М. В. Брыкин, А. Г. Храпак, О возможности равновесия пересыщенного пара и жидкости в электромагнитном поле, *Письма в ЖТФ*, 1984, том 10, выпуск 21, 1307–1310

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.9.172

25 января 2025 г., 22:35:55



$\lambda = 0.5$  мкм по крайней мере в 5 раз больше, чем к излучению с максимумом на 0.8 мкм и в 7 раз больше, чем к излучению с максимумом на  $\lambda = 1$  мкм.

На основании проведенных измерений можно сделать вывод о необходимости тщательного согласования спектральных составов и интенсивностей записывающего и считывающего пучков света с напряжением на структуре при использовании данного транспаранта в системах когерентной оптической обработки информации.

В заключение авторы приносят благодарность И.Е. Моричеву с сотрудниками, которые предоставили для исследования изготовленные ими образцы транспарантов и Ф.А. Чудновскому — за обсуждение полученных результатов.

### Л и т е р а т у р а

- [1] В а с и л ь е в А.А. Управляемые жидкокристаллические транспаранты для устройств преобразования и кодирования оптических сигналов. — В кн.: Управляемые транспаранты и реверсивная запись оптических сигналов. Труды ФИАН, т. 126, М.: Наука, 1981, с. 3-75.
- [2] Б а с я е в а Л.И. и др. — ОМП, 1982, № 11, с. 24-27.
- [3] Б л и н о в Л.М. Электро- и магнитооптика жидких кристаллов. М.: Наука, 1978, 384 с.
- [4] К а з л а у с к а с Р.А., Р а ј е д а S., Z h i n d u l i s A. — Molecular Crystals and Liquid Crystals, 1983, v. 101, p. 261-265.

Поступило в Редакцию  
31 мая 1984 г.

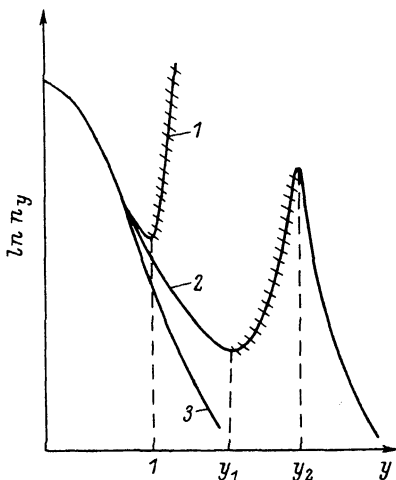
Письма в ЖТФ, том 10, вып. 21 12 ноября 1984 г.

### О ВОЗМОЖНОСТИ РАВНОВЕСИЯ ПЕРЕСЫЩЕННОГО ПАРА И ЖИДКОСТИ В ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЕ

Л.М. Б и б е р м а н, М.В. Б р ы к и н,  
А.Г. Х р а п а к

Рассмотрена гомогенная конденсация пересыщенного пара в электромагнитном поле. Установлено появление второго критического размера. Показана возможность равновесия пересыщенного пара и жидкости. Предложена схема эксперимента.

В отсутствие примесей центрами (зародышами) конденсации пересыщенного пара служат флуктуации плотности. Фундаментальной величиной теории гомогенной конденсации (ГК) является



Функция распределения каплей (зародышей) по размерам. 1 -  $D/D^* = 0$ ; 2 -  $0 < D/D^* < 1$ ; 3 -  $D/D^* > 1$ . На заштрихованных участках кривых (в соответствующих областях  $y$ ) преобладает конденсация.

критический размер зародыша  $r^*$ . Если  $r$  превысит  $r^*$ , то зародыши неудержимо растут, превращаясь в капли неорганического размера. Равновесие пересыщенного пара и жидкости невозможно [1, 2].

В данной работе рассмотрена гомогенная конденсация пара, облучаемого электромагнитной волной. Появляется второй критический размер, ограничивающий рост каплей. Равновесие пересыщенного пара и жидкости становится возможным.

Рассмотрим каплю размера  $r$  (комплексный показатель преломления  $\hat{m} = \alpha_1 - i\alpha_2$ ), нагреваемую плоской волной ( $\lambda$  - длина волны,  $P_\lambda$  - плотность потока энергии) и охлаждаемую прозрачным для излучения пересыщенным паром ( $T$  - температура,  $P_V$  - давление). Пусть  $\lambda \gg r$  и  $l \gg r$ , где  $l$  - средний свободный пробег молекул. Предварительные оценки показывают, что температура капли  $T_d$  успевает следовать за изменением ее размеров. Тогда, приравнявая тепло, поглощаемое [3] и отдаваемое каплей, получим:

$$T_d/T = 1 + Dy/\ln S, \quad (1)$$

где  $y = r/r^*$ ;  $r^* = 2\sigma v_L [kT \ln S]^{-1}$ ;  $D = (2\pi/kT)^{3/2} P_\lambda h \sigma v_L m^{1/2} [\lambda P_V (f+1)]^{-1}$ ;  $h = 24\alpha_1 \alpha_2 [(\alpha_1^2 - \alpha_2^2 + 2)^2 + 4\alpha_1^2 \alpha_2^2]^{-1}$ ;  $\sigma$  - коэффициент поверхностного натяжения;  $v_L$  - объем, приходящийся на молекулу жидкости;  $f, m$  - число степеней свободы и масса молекулы. Степень пересыщения  $S = P_V/P_0$ , где  $P_0$  - давление насыщенного пара над плоской поверхностью. Для критического размера скорости конденсации  $C(T)$  и испарения  $E(T_d)$  равны.  $C(T)$  определяется частотой столкновений молекул пара с каплей.  $E(T_d)$  легко найти, рассмотрев каплю при температуре  $T_d$ , окруженную паром той же температуры и такого давления, при котором ее размер является критическим. Тогда

$$T_y(q_0 - \ln S) = T_d(yq_0 - \ln S), \quad (2)$$

где  $q_0 = q/kT$ ;  $q$  - энергия испарения молекулы.

Исключив  $T_d$  из (1) и (2), получим уравнение, корни которого

$$y_{1,2} = 2D^*(1 \pm \sqrt{1 - D/D^*})/D, \quad (3)$$

где  $D^* = \frac{1}{4} \ln^2 S \cdot (q_0 - \ln S)^{-1}$ .

Таким образом, в присутствии поля существуют два размера, для которых частоты испарения и конденсации равны. Первый -  $y_1$ , соответствует критическому размеру теории ГК и лишь несколько его превышает. Появление второго является качественно новым результатом. Теперь область преобладания конденсации конечна ( $y_1 < y < y_2$ ). При  $y > y_2$  преобладает испарение. Рост капель ограничен размером  $y_2$ . Из диффузионных представлений, развитых в [4], следует, что в пространстве размеров должно установиться распределение, при котором в любом сечении поток  $I=0$ , что и свидетельствует о наличии равновесия. Функцию распределения легко найти, приравняв число переходов  $g \rightarrow g+1$  и  $g+1 \rightarrow g$ , где  $g$  - количество молекул в зародыше или капле размера  $y$ :

$$n_y = A \exp \left[ -g^* \ln S y^2 \left( 1.5 - y + \frac{3}{16} \frac{D}{D^*} y^2 \right) \right], \quad (4)$$

где  $g^*$  - число молекул в зародыше радиуса  $r^*$ ;  $A$  - определяется нормировкой. Распределение (4) (см. рисунок) имеет минимум при  $y = y_1$  и максимум при  $y = y_2$ . В случае  $D/D^* = 1$  ( $y_1 = y_2 = 2$ ) экстремумы исчезают и  $n_y$  монотонно убывает.

Если поле отсутствует, то функция распределения, также вычисленная в предположении  $I=0$  [2], оказывается нефизической. Она неограниченно возрастает с увеличением  $y$ , достигая нереально больших значений уже при умеренных размерах капель.

Попытаемся наметить схему эксперимента, позволяющего наблюдать равновесие пересыщенного пара с жидкостью в условиях, удовлетворяющих принятым допущениям. Рассмотрим пары воды при  $T=280$  К. Тогда при  $\lambda = 10.6$  мкм  $\hat{m} = 1.17 - 0.083i$ , что дает  $h = 0.21$ . Скорость ГК весьма резко убывает с уменьшением  $S$  [2]. Облучение еще более замедляет образование зародышей. Поэтому для обеспечения приемлемого времени эксперимента следовало бы выбрать достаточно большое  $S$ . Тогда, чтобы не войти в противоречие с принятыми допущениями, потребуется слишком большое  $\rho_\lambda$ . Предлагается выбрать сравнительно малые  $S$ , обеспечивающие практическое отсутствие генерации зародышей, и впрыскивать в пар капли, произвольно распределенные по размерам. Капли, размер которых  $y < y_2$ , будут расти, стремясь к  $y_2$ ; капли с размером  $y > y_2$  - испаряться, также стремясь к  $y_2$ . В результате установится

распределение, подобное (4), причем время его установления не связано со скоростью образования зародышей.

Пусть плотность потока энергии  $\rho_{\lambda} = 100 \text{ Вт/см}^2$ . Тогда при  $S = 1.3$ ,  $g_2 = 71$ ,  $r_2 = 3.2 \cdot 10^{-5}$  см,  $g_2 = 5 \cdot 10^9$ ,  $T_d - T = 4.3$  К. Оценка  $\Delta$  - полуширины максимума  $n_y$  дает весьма малые значения. Возможно, что  $\Delta$  будет определяться флуктуационными эффектами.

Известны работы [5, 6], в которых учитывается изменение температуры капли при испарении или конденсации отдельных молекул. Для капель размером  $g_2$ , содержащих  $10^9 - 10^{10}$  молекул, этот эффект, очевидно, несуществен.

Таким образом, предлагаемый опыт позволит наблюдать равновесие пересыщенного пара с практически монодисперсной системой капель, размер которых можно регулировать, меняя интенсивность волны.

### Л и т е р а т у р а

- [1] Л и ф ш и ц Е.М., П и т а е в с к и й Л.П. Физическая кинетика. М.: Наука, 1979.
- [2] A b r a h a m F.F. Homogeneous Nucleation Theory. New York, "Academic Press", 1978.
- [3] Л а н д а у Л.Д., Л и ф ш и ц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982.
- [4] З е л ь д о в и ч Я.Б. Теории нуклеации и конденсации. - ЖЭТФ, 1942, т. 12, с. 525-537.
- [5] F e d e r J., R u s s e l K.C., L o t h e J., P o u n d G.M. Homogeneous nucleation and growth of droplets in vapors. - Advances in Physics, 1966, v. 15, p. 111-178.
- [6] S a l p e t e r E.E. Heat transfer in nucleation theory. - J. Chem. Phys., 1973, v. 58, N 10, p. 4331-4337.

Институт  
высоких температур  
АН СССР,  
Москва

Поступило в Редакцию  
7 июля 1984 г.