

Math-Net.Ru

All Russian mathematical portal

L. M. Biberman,
M. V. Brykin, A. G. Khrapak, POSSIBILITY
OF THE SUPERSATURATED VAPOR
AND LIQUID EQUILIBRIUM IN THE
ELECTROMAGNETIC-FIELD,
Pisma v Zhurnal Tekhnicheskoi Fiziki, 1984,
Volume 10, Issue 21, 1307–1310

Use of the all-Russian mathematical portal Math-Net.Ru
implies that you have read and agreed to these terms of use
<http://www.mathnet.ru/eng/agreement>

Download details:

IP: 18.97.9.175

February 15, 2025, 22:39:59



$\lambda = 0.5$ 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 С., Z h i n d u l i s А. — Molecular Crystals and Liquid Crystals, 1983, v. 101, p. 261-265.

Поступило в Редакцию
31 мая 1984 г.

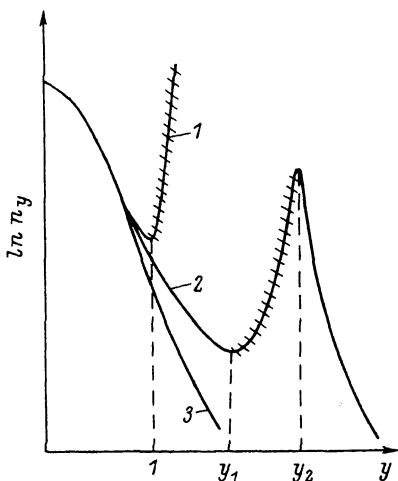
Письма в ЖТФ, том 10, вып. 21 12 ноября 1984 г.

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 (λ - длина волны, P_λ - 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, приравняв тепло, поглощаемое [3] и отдаваемое каплей, получим:

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

где $y = r/r^*$; $r^* = 2\sigma v_L [kT \ln S]^{-1}$; $D = (2\pi/kT)^{3/2} P_\lambda h \sigma v_L m^{1/2} [\lambda P_V (f+1)]^{-1}$; $h = 24 \alpha_1 \alpha_2 [(\alpha_1^2 - \alpha_2^2 + 2)^2 + 4 \alpha_1^2 \alpha_2^2]^{-1}$; σ - 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

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

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 ρ_λ . 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, $g_2 = 5 \cdot 10^9$, $T_d - T = 4.3 \text{ К}$. Оценка Δ - полуширины максимума n_y дает весьма малые значения. Возможно, что Δ 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.