

О РОЛИ ПЕРЕГРЕВА В РЕЖИМЕ РАЗВИТОГО ИСПАРЕНИЯ

А. А. Самохин

При интенсивном испарении конденсированных сред под действием электромагнитного излучения граница раздела жидкость - пар имеет температуру, превышающую температуру кипения, т.е. жидкая фаза находится в перегретом метастабильном состоянии (см., напр., /1-5/). Влияние этого состояния на режим развитого испарения до сих пор, однако, не выяснено с достаточной определенностью ни экспериментально, ни теоретически.

Если температура поверхности T меньше критической $T_{кр}$, то энергетический баланс стационарного одномерного испарения под действием излучения с интенсивностью I определяется следующим соотношением

$$qI = \epsilon n v, \quad (1)$$

где n , ϵ и q есть соответственно плотность жидкой фазы, теплоота перехода на частицу и эффективный коэффициент поглощения, а v обозначает скорость движения границы испарения. Максимальное значение температуры в случае сильно поглощающих сред достигается на малом расстоянии от поверхности раздела, сравнимом с длиной поглощения l_0 , причем разность температур в максимуме и на поверхности есть

$$\Delta T = \epsilon l_0 / c l, \quad (2)$$

где c обозначает теплоемкость жидкой фазы, а $l = \chi / v$ характеризует эффективную глубину прогрева жидкой фазы за счет температуропроводности χ .

Влияние перегрева жидкого слоя окажется существенным, если частота спонтанного образования зародышей газообразной фазы j /1/ достигнет значений νl_0^{-4} . Непосредственная оценка температур $T_{пр}$, соответствующих такому перегреву, затруднительна, поскольку

у веществ с высокими значениями критических температур и давлений (металлы) плохо известны необходимые теплофизические параметры. Можно попытаться обойти эту трудность, используя термодинамическое подобие явления предельного перегрева, которое хорошо выполняется для ряда исследованных жидкостей /1/. В этом случае для приведенной температуры предельного перегрева $\tau_{пр} = T_{пр}/T_{кр}$ будем иметь

$$\tau_{пр} = \tau_0 + a\mathcal{X}, \quad (3)$$

где $\mathcal{X} = p/p_{кр}$ есть приведенная величина внешнего давления, которая зависит от значения τ на поверхности и равна примерно половине давления насыщения $\mathcal{X}_s(\tau)$, а τ_0 — значение $\tau_{пр}$ при нулевом внешнем давлении. В соответствии с (2) разность $\tau_{max} - \tau$ может достигать нескольких процентов при $l_0/l \approx 10^{-2}$, однако это различие не очень существенно сказывается на величине предельной температуры, поскольку при $j \approx 10^{21} \text{ см}^{-3} \text{ сек}^{-1}$ значения τ_0 и a в (3) составляют примерно 0,92 и 0,08, что для $\tau_{пр}$ дает 0,93+0,94.

При достижении предельной температуры граница раздела перестает быть плоской и "размазывается" на глубину порядка l_0 , т.е. эффективная площадь поглощающей и испаряющей поверхности увеличивается. Подобное изменение должно сопровождаться увеличением коэффициента поглощения и скорости испарения, причем этот переход будет тем более резким, чем однороднее пространственное распределение интенсивности.

В рассматриваемой области температур режим испарения весьма чувствителен к изменениям интенсивности, поскольку при $\tau \geq 0,9$ величина ϵ заметно зависит от температуры, и даже небольшие относительные вариации интенсивности будут вызывать значительные изменения внешнего давления, от которого зависит температура предельного перегрева. При "мгновенном" уменьшении интенсивности величина $\tau_{пр}$ может оказаться меньше фактической температуры в некотором не успевшем остыть внутреннем слое жидкой фазы, что приведет к очень быстрому превращению части жидкости в насыщенный пар, давление которого в несколько раз превышает внешнее давление, и по этой причине произойдет выброс наружного слоя жидкости, сопровождающийся увеличением импульса отдачи. Максимальная толщина выброшенного слоя определяется соотношением

$$\tau_{max} \exp(-h/l) = \tau_{min}, \quad (4)$$

где $\tau_{\min} = 0,91 \div 0,92$. При $\tau_{\max} = 0,94$ отношение h/l составляет всего $2 \cdot 10^{-2}$, т.е. h сравнимо с длиной поглощения l_0 . Следует отметить, что величина h , вообще говоря, не намного отличается от характерной глубины остывания, так что вопрос о реализации взрывного испарения при пульсирующих интенсивности требует более детального анализа. Во всяком случае, при интенсивностях, соответствующих температурам $\tau \leq 1$, наибольшая величина выброшенного слоя не превосходит 10% от l , и при этом время уменьшения интенсивности должно быть примерно на два порядка меньше времени установления стационарного режима испарения $t = \chi/v^2$. При дальнейшем увеличении интенсивности l и t уменьшаются за счет увеличения v , и эффект взрывного испарения, вызванный пульсациями интенсивности, становится менее выраженным.

Таким образом, увеличение выноса массы к импульсу отдачи за счет такого эффекта должно наблюдаться в сравнительно узком интервале интенсивности, которому соответствуют температуры поверхности, близкие к критической. Характерные максимумы на кривых удельного выноса массы и импульса отдачи действительно наблюдались в экспериментах, описанных в работе /2/, где их объяснение связывалось с возможностью резкого уменьшения проводимости вблизи критической температуры. Чтобы выяснить относительную роль различных физических процессов, определяющих режим развитого испарения в этой области температур, необходимы дальнейшие эксперименты, в которых бы, в частности, контролировалась толщина жидкого слоя и скорость испарения. Поведение внутренней границы жидкого слоя может наблюдаться, например, в полупроводниках, которые металлизуются при плавлении и становятся непрозрачными для электромагнитного излучения соответствующих длин волн.

Автор выражает благодарность участникам семинара, руководимого А. М. Прохоровым, за полезное обсуждение.

Поступила в редакцию
22 января 1973 г.

1. В. П. Скрипов. Метастабильная жидкость. "Наука", 1972 г.
2. В. А. Батанов, Ф. В. Бункин, А. М. Прохоров, В. Б. Федоров. ЖЭТФ, 63, 586 (1972).
3. Н. Н. Рыкалин, А. А. Углов. Теплофизика высоких температур, 9, 575 (1971).
4. Д. В. Афанасьев, О. Н. Крохин. ЖЭТФ, 52, 966 (1967).
5. Н. Г. Вазов, О. Н. Krokhin, G. V. Sklikov. ИКЕЕ QV-4, 988 (1968).