

О ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ МЕТАСТАБИЛЬНОГО СОСТОЯНИЯ
ПЕРЕГРЕТОГО ЖИДКОГО МЕТАЛЛА В УСЛОВИЯХ РАЗВИТОГО ИСПАРЕНИЯ

Б. М. Козлов, Н. И. Попов,
А. А. Самохин, А. Б. Успенский

УДК 621.37:536.4

Исследуется зависимость момента достижения температуры предельного перегрева жидкого металла от интенсивности излучения, падающего на его поверхность. В рамках приближений, обычно используемых для описания процесса развитого испарения металлов под действием оптического излучения, эта зависимость оказывается весьма резкой.

Жидкость, перегретая до температуры T , превышающей температуру кипения, находится в метастабильном состоянии, которое, в отличие от равновесных состояний, имеет конечное время жизни. Неустойчивость метастабильной жидкости обусловлена спонтанным возникновением зародышей газовой фазы, причем после появления критических зародышей распад метастабильного состояния может приобретать взрывной характер. Частота появления зародышей очень сильно зависит от степени перегрева $/I/$. По этой причине температурная граница T_L абсолютной неустойчивости метастабильной фазы оказывается достаточно резкой, хотя само появление зародышей газовой фазы является случайным событием.

В случае быстрого нагрева, который осуществляется при воздействии интенсивного излучения на поверхность поглощающего конденсированного вещества, время жизни метастабильного состояния определяется в основном скоростью догрева жидкости до температуры T_L , и случайный характер распада метастабильного состояния фактически не будет проявляться $/2/$. Момент τ достижения температуры T_L может быть зарегистрирован, например, по резкому увеличению давления отдачи на облучаемой мишени или по звуковому сигналу в окружающей атмосфере. В связи с этим представляет интерес теоретическое исследование зависимости $\tau(I)$ от интенсивнос-

ти излучения I , сравнение которой с экспериментом может дать информацию о роли различных физических факторов в режиме развитого испарения. В настоящей работе анализируется зависимость $\tau(I)$, которая получается в рамках приближений, обычно используемых для описания процесса развитого испарения металлов под действием интенсивного излучения /3-5/.

Температурный профиль в конденсированной среде определяется из решения краевой задачи для одномерного неоднородного уравнения теплопроводности, которая в системе координат, связанной с подвижной границей испарения, записывается в следующем виде:

$$\frac{\partial T}{\partial t} - v \frac{\partial T}{\partial x} - \chi \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{\alpha}{c} I e^{-\alpha x} \quad (I)$$

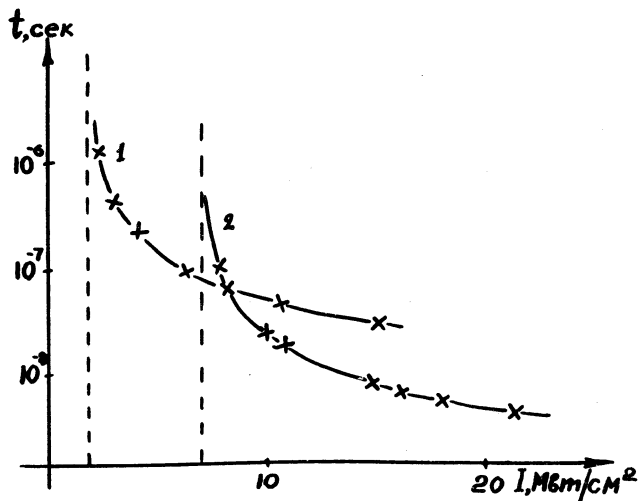
$$\chi c \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=0} = \varepsilon v, \quad T(t, \infty) = T(0, x) = T(0),$$

где коэффициент поглощения α и теплофизические параметры среды (температуропроводность χ , теплота испарения ε и теплоемкость c единицы объема) предполагаются постоянными. Зависимость скорости движения границы испарения $v(T_0)$ от температуры поверхности T_0 дается выражением $v = v^* \exp(-\varepsilon/nkT_0)$, где n - плотность среды, а предэкспоненциальный множитель v^* слабо зависит от температуры и по порядку величины совпадает со скоростью звука в конденсированной среде /3/.

Взрывной распад метастабильного состояния начинается в тот момент, когда максимум температурного профиля T_m достигает температуры предельного перегрева T_L , которая зависит, в свою очередь, от температуры поверхности T_0 , поскольку с увеличением T_0 растет давление $p(T_0)$ на границу раздела со стороны потока испаряющегося вещества. Зависимость T_L от p близка к линейной $T_L/T_C = 0,9 + 0,1p/p_C$, где T_C и p_C обозначают критические параметры вещества /1/, причем в условиях, соответствующих испарению в вакуум, $p(T_0)$ составляет половину от давления насыщенного пара $p_s(T_0) = p^* \exp(-\varepsilon/nkT_0)$.

Нелинейная краевая задача (I) с условием $T_m = T_L$, определяющим момент взрыва, решалась численно на ЭВМ БЭСМ-6 по неявной четырехточечной разностной схеме со следующими значениями теплофизических параметров: $\varepsilon = 3,76 \cdot 10^3$ Дж/см³, $c = 1,73$ Дж/см³град,

$\chi = 7,03 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2/\text{сек}$, $n = 3,82 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$, которые соответствуют данным для ртути при нормальной температуре кипения /6/, $v^* = 1,4 \cdot 10^5 \text{ см}/\text{сек}$, $p^*/p_c = 65$, $T(0)/T_c = 0,17$. На рис. I приведены зависимости моментов взрыва от интенсивности для прямо-



Р и с. I.

угольного импульса излучения при $\alpha = 10^4 \text{ см}^{-1}$ (1) и $\alpha = 10^5 \text{ см}^{-1}$ (2) (крестиками обозначены расчетные данные, по которым проводились непрерывные кривые). Видно, что кривые с различными значениями пересекаются, т.е. для некоторой интенсивности один и тот же момент взрыва может быть обусловлен разными коэффициентами поглощения, при этом зависимость t от интенсивности оказывается более крутой для того случая, где значение α больше. Характерной особенностью зависимости $t(I)$ в рассматриваемом приближении является наличие вертикальной асимптоты, отвечающей тому значению I_a , которое обеспечивает выполнение условия $T_m = T_L$ в стационарном режиме испарения. В реальной ситуации, разумеется, t не обращается в бесконечность при $I = I_a$, так как жидкая фаза остается метастабильной в некотором диапазоне $I < I_a$. Если длительность существования метастабильной фазы превышает время установления

стационарного температурного профиля, то процесс распада, как уже отмечалось в работе /2/, будет иметь случайный характер, причем среднее время жизни по-прежнему будет сильно зависеть от интенсивности. Необходимо отметить также, что в этой области, т.е. при небольших перегревах, возрастает роль искусственных центров парообразования /7/. Со стороны больших значений интенсивности рассматриваемый подход ограничен условием $p < p_c$. При $p > p_c$ в режиме испарения существенную роль начинают играть газодинамические процессы /8/, а сам переход "жидкость-пар" становится непрерывным, и метастабильные состояния в конденсированной фазе не возникают.

Таким образом, зависимость момента взрыва от интенсивности оказывается весьма резкой для поглощающих сред, у которых параметр $\alpha\lambda/\nu > 1$. При $\alpha \geq 10^4 \text{ см}^{-1}$ зависимость $\tau(I)$ становится более пологой, приближаясь асимптотически к гиперболе $\tau = c [T_m - T(0)]/\alpha I$, только при таких значениях интенсивности, которым соответствуют времена догрева $\tau < 10^{-8}$ сек. Если для ртути справедливы используемые здесь приближения, то в интервале длительностей $\tau \gg 10^{-8}$ сек экспериментальная зависимость $\tau(I)$ должна быть значительно более крутой, чем гиперболическая. Ослабление этой зависимости может быть обусловлено возникновением особенностей у теплофизических параметров вблизи границы абсолютной неустойчивости метастабильной фазы, а также существенным уменьшением коэффициента поглощения.

Поступила в редакцию
14 февраля 1975 года.

Л и т е р а т у р а

1. В. П. Скрипов. Метастабильная жидкость. "Наука", М., 1972 г.
2. Б. М. Козлов, Б. Б. Крынецкий, А. А. Самохин. Квантовая электроника, 1, 2348 (1974).
3. С. И. Анисимов, Я. А. Имас, Г. С. Романов, Ю. В. Ходыко. Действие излучения большой мощности на металлы. "Наука", М., 1970 г.
4. Б. А. Осадин, Г. И. Шаповалов. Теплофизика высоких температур, 10, 361 (1972).

5. C. Bar-Isaac, U. Korn, S. Shtrikman, D. Treves. Appl. Phys., 5, 121 (1974).
6. Н. Б. Варгафтик. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. "Наука", М., 1972 г.
7. Н. Н. Рыкалин, А. А. Углов. Теплофизика высоких температур, 9, 575 (1971).
8. Ю. В. Афанасьев, О. Н. Крокин. ЖЭТФ, 52, 266 (1967).