

03; 07; 12

© 1991

О ИСПАРЕНИИ КАПЕЛЬ КОЛЛОИДНОЙ ЖИДКОСТИ
ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А.С. Войновский

Рассматривается один из возможных режимов испарения капли коллоидной жидкости под действием лазерного излучения большой мощности. Данный режим характеризуется тем, что разлетающийся с поверхности капли пар разносит с собой твердые микровключения, радиус которых $a = 30-50 \text{ \AA}$. Оценим, при каких значениях характерных параметров задачи реализуется данный режим. Сравнивая характерные времена процессов: испарения слоя жидкости толщиной $2a$ с поверхности капли и „погружения” в каплю включения под действием сил поверхностного натяжения, можно получить, что режим испарения с разлетом включений реализуется, если интенсивность падающего на каплю излучения $I_0 > \rho L (3\sigma/2a\rho_s)^{1/2}/K_n(\lambda, R)$. Здесь ρ , ρ_s — плотности жидкой фазы и твердых включений, L — теплота испарения жидкости, σ — коэффициент поверхностного натяжения, $K_n(\lambda, R)$ — фактор поглощения капли радиуса R [1]. Так, для параметров магнитной жидкости на основе керосина с включениями из магнетита Fe_2O_3 (объемная доля $\varphi \sim 12\%$) при $R = 10 \text{ мкм}$, $\lambda = 2.7 \text{ мкм}$ получаем $I_0 \sim 10^5 \text{ Вт/м}^2$. Следует отметить, что при таких I_0 капля разрушается в результате теплового взрыва из-за формирования и роста внутри нее области, температура внутри которой достигла температуры взрывного кипения [2, 3]. Однако до наступления взрывного разрушения капли имеет место регулярный режим ее поверхностного испарения, рассматриваемый в настоящей заметке.

Расчет процесса основан на совместном решении следующих задач.

1. Взаимодействие излучения с каплей с учетом наличия ореола из разлетевшихся включений. Ореол предполагается сферическим и рассматривается как второй шаровой слой, окружающий каплю с показателями преломления n , равному показателю преломления пара, и поглощения κ , определяемому по формуле для коэффициента ослабления в растворах [4]. Предполагается, что капля и ореол из разлетающихся частиц сохраняют свою сферическую форму до наступления теплового взрыва капли. Данное допущение подтверждается экспериментальными данными Мэлони [5], полученными при исследовании испарения водно-сажевых капелек под действием лазерного излучения. В результате решения данной задачи в каждой точке капли и ореола определяется поглощаемая энергия излучения $B(t, r, \theta)$.

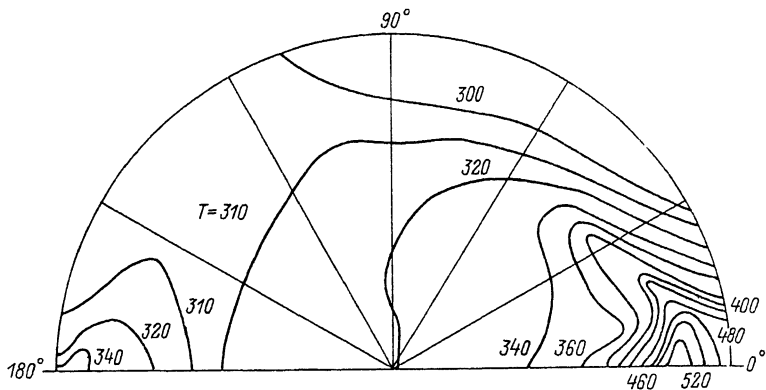


Рис. 1.

2. Решение уравнения теплопроводности внутри капли и определение поля температур внутри и на ее поверхности.

3. Решение кинетической задачи об испарении капли: разлете паров и твердых микровключений.

Задача о взаимодействии излучения с многослойной шаровой частицей и решение уравнения теплопроводности достаточно хорошо исследованы [2], поэтому остановимся более подробно на решении задачи 3. Так как для характерных параметров задачи доля молекул, испытавших столкновения с микровключениями в слое Кнудсена (Кн-слое) не превосходит процента от их общего числа, то в первом приближении можно не учитывать воздействия на пар (несущую фазу) микровключений. Поэтому задача о расчете параметров в Кн-слое распадается на две:

- а) расчет параметров пара без учета микровключений;
- б) расчет изменения параметров микровключений в результате их взаимодействия с паром.

При решении задачи "а" используется подход из [6], в котором Кн-слой рассматривается как газодинамический разрыв (его толщина $l_{\text{Кн}} \sim 10^{-7}$ м для вышеприведенных параметров). Записывая законы сохранения, можно получить выражения для температуры и плотности, скорости пара на внешней границе Кн-слоя. При испарении капли в разреженную среду число Маха на внешней границе Кн-слоя равно 1, поэтому расчет параметров при переходе через Кн-слой можно проводить независимо от расчета движения вне его.

При решении задачи с движением микровключений через Кн-слой делается предположение о том, что максвеллизация в нем происходит монотонно и функция распределения внутри слоя линейна относительно расстояния поперек слоя x , тогда уравнение движения частицы имеет вид:

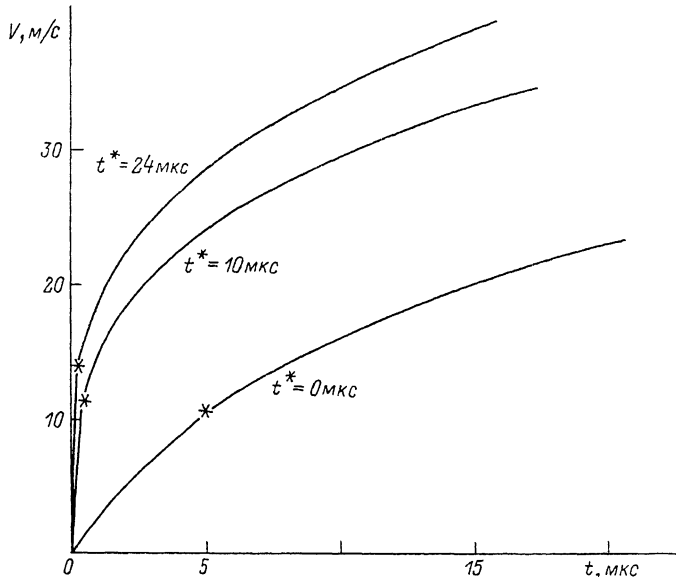


Рис. 2.

$$m\ddot{x} = F_1(L_{KH} - x)/L_{KH} + F_2 x/L_{KH}, \quad 0 \leq x \leq L_{KH}, \quad (1)$$

$$x(0) = \dot{x}(0) = 0,$$

где m — масса включения, F_1 , F_2 — силы взаимодействия пара и частицы на фазовой границе и на внешней границе Кн-слоя, где функция распределения является локально-максвелловской. Данные силы определяются аналогично [7]. Однако при этом краевая задача (1) не допускает аналитического решения. В связи с этим для расчета движения дисперсной фазы в Кн-слое пренебрежем воздействием на частицу молекул, движущихся обратно на каплю. Допущение правомерно, так как, согласно [6], лишь $\sim 18\%$ молекул конденсируется обратно, кроме того, их кинетическая энергия меньше, чем у улетающих молекул на $\sim 30\%$. Тогда (1) допускает аналитическое решение. Время пребывания, координата микровключения внутри Кн-слоя, ее скорость на внешней границе Кн-слоя равны:

$$t_{KH} = 0.5 \cdot (L_{KH} \cdot \pi/A)^{1/2}/\alpha; \quad v_S = \alpha (\pi A L_{KH})^{1/2},$$

$$x(t) = L_{KH} [1 - \cos(\alpha t (\pi A/L_{KH})^{1/2})]; \quad A = kn_0 T_0 [(6 - 3\delta)/8 + 2\delta(T_0/T_S)^{1/2}/3]/m.$$

Здесь δ — доля молекул, отражающихся диффузно от включения; T_0 — температура поверхности капли; n_0 — концентрация пара у межфазной границы; T_S — температура включения, которая внутри

Кн-слоя и на его внешней границе определяются из соотношений баланса после вычисления $B(t, r, \theta)$. Вне Кн-слоя пара- метры пара и скорость частиц определяются на основе численного интегрирования уравнений нестационарного разлета от сферического источника для двухфазной смеси [8]. Проведенные расчеты пока- зывают, что температура частиц определяется в основном резуль- татом взаимодействия с излучением, в связи с этим уравнение для T_S может быть проинтегрировано:

$$t = mc / (16 \pi \alpha^2 \epsilon_0^2 \epsilon T_*^3) \{ 2 [\arctg(T_S/T_*) - \arctg(T_{SO}/T_*)] + \\ + \ln [(T_* + T_S)(T_* - T_{SO}) / (T_* - T_S)(T_* + T_{SO})] \}, \quad T < T_{плав},$$

где T_{SO} - температура микровключения на внешней границе Кн- слоя, $T_* = (K_n I_0 / (\epsilon \epsilon_0))^{1/4}$ - "стационарная" температура (т.е. температура при $t \rightarrow \infty$ включения, ϵ - степень черноты, ϵ_0 - постоянная Стефана-Больцмана, c - удельная теплоемкость веще- ства включения.

Рассмотрим некоторые результаты расчета испарения капли $R = 10$ мкм магнитной жидкости на основе керосина с включениями из магнетита ($\varphi \sim 12\%$) под действием непрерывного излучения HF -лазера ($I_0 = 10^5$ Вт/см², $\lambda = 2.7$ мкм), начальная темпе- ратура капли 288 К. Получено, что тепловой взрыв капли наступит через ~ 25 мкс. На рис. 1 показано поле изотерм в капле через ~ 24 мкс после начала взаимодействия. Видна существенная не- однородность поля температур, наиболее горячая область находится на теневой стороне капли в окрестности ее оси. На рис. 2 показа- ны распределения скорости включения в зависимости от времени, t^* - означает время вылета включения с поверхности капли, знак * на кривых соответствует вылету включения из Кн-слоя.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Ш и ф р и н К.С. Рассеяние света в мутной среде. М.: Гостехиздат, 1951. 288 с.
- [2] П р и ш и в а л к о А.П. Оптические и тепловые поля внутри светорассеивающих частиц. Минск: Наука и техника. 1983. 190 с.
- [3] С к р и п о в В.П. Метастабильная жидкость. М.: Наука, 1972. 312 с.
- [4] П о л ь В.Р. Оптика и атомная физика. М.: Наука. 1966. 520 с.
- [5] S i t a r s k i M. // J. of Colloid and Interface Sci. 1988. V. 126. N 1. P. 181-193.
- [6] А н и с и м о в С.А. // ЖЭТФ. 1968. Т. 54. В. 1. С. 339-342.
- [7] С к о р о в Ю.В. // Препринт ИПМ АН СССР им. М.В.Кел- дыша № 34. М., 1989. 15 с.

Поступило в Редакцию
16 ноября 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 4

26 февраля 1991 г.

04;06.2;12

© 1991

О КАТАЛИТИЧЕСКОМ ТРАВЛЕНИИ КРЕМНИЯ ВО ФТОРСОДЕРЖАЩЕЙ ПЛАЗМЕ

И.И. А м и р о в, В.Л. Л а в р о в

В работах [1-4] было показано, что скорость травления кремния с масками из серебра, алюминия, меди во фторсодержащей плазме в 2-10 раз выше, чем скорость его травления с маской из фоторезиста. По мнению авторов, этот эффект обусловлен локальным повышением концентрации атомов фтора над металлическими масками, которые являются катализаторами дегалогенизации фторуглеродных газов. Однако возможно, что увеличение скорости травления кремния объясняется влиянием остатков меди, серебра на его поверхности. Данные металлы являются катализаторами реакции газификации кремния в атмосфере F_2 [5, 6]. Поэтому целью работы было исследование влияния остатков меди, а также медной маски на скорость травления кремния в разряде фторсодержащих газов CF_4 , C_2F_6 , SF_6 с добавками кислорода.

Эксперименты проводили в реакторе диодного типа с алюминиевыми электродами диаметром 0.2 м. Параметры разряда были следующими: $P=20$ Па, $W=100$ Вт, $f=13.56$ МГц, $Q=1.2 \times 10^{-6}$ (м³/с). Образцами служили пластинки монокристаллического кремния (КДБ-10) размером 5x10 мм, на которые различным способом были нанесены маски. Использовались образцы четырех типов: 1) пластинки кремния с маской из фоторезиста ФП-383. Открытые участки Si занимали 60 % площади поверхности; 2) пластинки Si с маской из фоторезиста и с остатками меди на поверхности кремния. Медь на поверхности кремния оставляли по способу, предложенному в [5]. Сначала на кремниевую пластину напыляли слой алюминия с 5 % содержанием меди толщиной 0.5 мкм. Затем на металл наносили фоторезист, формировали в нем литографическим способом рисунок. Алюминий удаляли в серной кислоте. Медь при этом оставалась на поверхности; 3) пластинки кремния с медной маской, которую формировали следующим образом: сначала пластину Si покрывали кусочками кремния различных размеров