

ОБ УСТОЙЧИВОСТИ ПОВЕРХНОСТИ РАЗДЕЛА В ПРОЦЕССАХ СУБЛИМАЦИИ И ИСПАРЕНИЯ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕД

А. А. Самохин

УДК 535.211:536.4

Установлены пределы применимости сублимационного приближения, в котором поведение возмущений на поверхности испаряющейся жидкости рассматривается без учета гидродинамических эффектов.

Проблеме устойчивости фронта фазовых переходов первого рода посвящено большое количество экспериментальных и теоретических работ. Неустойчивость плоского фронта кристаллизации из переохлажденной фазы была установлена более тридцати лет назад /1/ (а не в 1980 г., как это ошибочно утверждается в /2/ со ссылкой на работу /3/). Теоретическое рассмотрение такой неустойчивости проводится на основе задачи Стефана при учете явной зависимости температуры перехода T_0 от локального радиуса кривизны R поверхности раздела фаз /4–6/.

Для описания фазового превращения конденсированной среды в газообразное состояние используется однофазный вариант задачи Стефана /7/, в котором температура плоского фронта перехода логарифмически зависит от скорости фронта V . Устойчивость фронта перехода в рамках однофазного варианта задачи Стефана при $T_0 = \text{const}$ рассматривалась в /8/, а затем такое рассмотрение было проведено в /9/ с учетом зависимости T_0 от V и R , причем в качестве характерной длины d , как и в /4–6/, использовалось отношение поверхностного натяжения σ к объемной теплоте перехода L . Анализ устойчивости фронта перехода в рамках различных вариантов задачи Стефана при $d = 0$ /3, 8/ приводит к нефизическому поведению инкремента для коротковолновых возмущений.

В отличие от кристаллизации и плавления, поведение возмущений на поверхности раздела при фазовом переходе конденсированной среды в пар существенно зависит от газокинетических и гидродинамических эффектов, которые в работах /9–13/ не принимались во внимание. В работе /14/ было показано, что газокинетические эффекты приводят к модуляции обратного потока частиц из газовой фазы, которая может значительно превосходить мо-

дуляцию потока испаренных частиц, связанную с локальной кривизной поверхности раздела. Отметим, что даже во втором порядке по амплитуде возмущения поверхности раздела влияние газокинетической модуляции не является малым по сравнению с линейным эффектом от локальной кривизны при $d = \sigma/L$. Относительная величина этих эффектов определяется тем обстоятельством, что длина свободного пробега в газовой фазе значительно превосходит величину $d = \sigma/L$, которая имеет порядок межатомного расстояния в конденсированной фазе.

При анализе устойчивости поверхности раздела фаз в рамках различных вариантов задачи Стефана предполагается также отсутствие гидродинамических возмущений в конденсированной среде, что может быть справедливо для плавления или кристаллизации и для перехода твердое тело — пар (сублимация). В процессе испарения жидкости на поведение поверхности раздела существенное влияние оказывает модуляция испарительного давления и другие гидродинамические эффекты (см. /15–18/ и цитированную там литературу). Целью настоящей работы является установление пределов применимости используемого в /9–13/ сублимационного приближения, в котором поведение возмущений на поверхности испаряющейся жидкости рассматривается без учета гидродинамических эффектов.

Относительное влияние испарительного давления можно определить из дисперсионного уравнения для малых возмущений $h \sim \exp(\gamma t + ikx)$ на поверхности испаряющейся жидкости:

$$\rho\gamma(\gamma + kV) + \sigma k^3 = [kp' + (\gamma + kV)\rho V']T_1/h, \quad (1)$$

где p' и V' — производные по температуре поверхности от испарительного давления p и скорости фронта испарения V , а поверхностное натяжение σ и плотность ρ считаются постоянными. Уравнение (1) следует, например, из формулы (5) работы /17/ при учете соотношения

$$\gamma h = U + T_1 V', \quad (2)$$

где U обозначает нормальную компоненту возмущения скорости жидкости на поверхности $z = 0$. Возмущение температуры поверхности $T_1 \sim \exp(\gamma t + ikx)$ выражается через возмущение ее формы h с помощью линеаризованного решения однофазного варианта задачи Стефана с испарительным граничным условием /15–18/.

Режиму сублимации соответствует в (1) предельный случай бесконечно большой плотности жидкости ρ , когда уравнение (1) принимает вид

$$\gamma h = T_1 V'. \quad (3)$$

Такое же выражение получается, разумеется, из (2), если пренебречь гидродинамической скоростью U по сравнению с возмущением скорости испарения $T_1 V'$.

Необходимыми условиями применимости такого приближения являются соотношения

$$\rho \gamma^2 > \sigma k^3, \quad \gamma > \gamma_0 = k\rho/\rho V' = k\sigma. \quad (4)$$

Поскольку обычно $\sigma \leq 10^3$ г/см² и $C \approx 10^5$ см/с, то второе из условий (4) является наиболее жестким при $k \leq 10^7$ см⁻¹. Это условие имеет простой физический смысл. Если $\gamma < \gamma_0$ при данной величине волнового числа k , то деформация поверхности раздела фаз происходит в основном за счет гидродинамической скорости U , а не из-за модуляции скорости испарения $T_1 V'$, как это имеет место в режиме сублимации.

Условия применимости сублимационного приближения, т.е. замены жидкости на твердое тело, в работах /9–13/ не рассматриваются, хотя процесс интенсивного испарения реализуется только с поверхности жидкой фазы /18/. Реальный режим сублимации характеризуется весьма малыми скоростями фронта перехода из-за малости давления насыщенного пара p_s в точке плавления $T_0 = T_m$, как это следует из формулы Герца – Кнудсена

$$V = (p_s/\rho)(m/2\pi k T_0)^{1/2}, \quad (5)$$

где m обозначает массу испаряющихся частиц. Для хрома и магния, которые имеют относительно большие значения $p_s(T_m)$, максимальная скорость фронта сублимации $V \approx 10^{-2}$ см/с, тогда как для меди, алюминия и свинца формула (5) в точке плавления дает соответственно $1,5 \cdot 10^{-6}$, $7 \cdot 10^{-10}$ и $9 \cdot 10^{-12}$ см/с.

Сопоставление второго из условий (4) с основными результатами работ /9–13/ показывает, что используемое при их получении сублимационное приближение является некорректным. Для применимости сублимационного приближения необходимо, в частности, чтобы отношение γ/k превышало величину C , в то время как в /9–13/ это отношение оказывается на несколько порядков меньше.

Очевидно, что гидродинамические эффекты влияют не только на поведение малых возмущений на поверхности испаряющейся жидкости, но и на нелинейную стадию развития этих возмущений. Для коротковолновых возмущений возрастает относительное влияние вязкости и термокапиллярного эффекта /16/. Таким образом, гидродинамические эффекты существенно ограничивают область применимости сублимационного приближения, что не-

обходимо учитывать при анализе устойчивости поверхности раздела фаз в процессе интенсивного испарения.

Поступила в редакцию 5 апреля 1984 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Weinberg F., Chalmers V. *Canad. J. Phys.*, **29**, 382 (1951).
2. Бобырев В.А. и др. *Квантовая электроника*, **9**, 1943 (1982).
3. Анисимов С.И., Трибельский М.И. *Письма в ЖТФ*, **6**, 31 (1980).
4. Mullins W.W., Sekerka R.F. *J. Appl. Phys.*, **34**, 323 (1963).
5. Langer J.S. *Rev. Mod. Phys.*, **52**, 1 (1980).
6. Мансуров В.В., Фомина Н.Г. *ИФЖ*, **45**, 636 (1983).
7. Masters J.I. *J. Appl. Phys.*, **27**, 477 (1956).
8. Искольдский А.М. и др. *ДАН СССР*, **236**, 1346 (1977).
9. Анисимов С.И., Трибельский М.И., Эпельбаум Я.Г. *ЖЭТФ*, **78**, 1597 (1980).
10. Бункин Ф.В., Трибельский М.И. *УФН*, **130**, 193 (1980).
11. Гольберг С.М., Трибельский М.И. *ФТТ*, **24**, 787 (1982).
12. Трибельский М.И. *Изв. АН СССР, сер. физ.*, **46**, 1127 (1982).
13. Трибельский М.И., Гольберг С.М. *Письма в ЖТФ*, **8**, 1227 (1982).
14. Самохин А.А. *Препринт ФИАН № 126, М., 1983.*
15. Самохин А.А. *Краткие сообщения по физике ФИАН, № 8*, 26 (1980).
16. Самохин А.А. *Квантовая электроника*, **10**, 2022 (1983).
17. Коротченко А.И., Самохин А.А. *ДАН СССР*, **269**, 581 (1983).
18. Самохин А.А. *Препринт ФИАН № 34, М., 1984.*