

# Оценка величины давления при взрывном вскипании пленки жидкости на импульсно нагреваемой подложке

А.А.Самохин

*Анализируются экспериментальные данные (F.Lang, P.Leiderer, 2006) о движении тонкой жидкой пленки в результате ее взрывного вскипания на подложке, нагреваемой наносекундным лазерным импульсом. Показано, что максимум возникающего при этом импульса давления, не имеющего особенностей, может быть значительно меньше приведенной этими авторами оценочной величины и удовлетворительно согласуется с предположением о начале взрывного вскипания вблизи спинодали.*

**Ключевые слова:** взрывное вскипание, тонкие пленки, кинетика испарения.

## 1. Введение

Процесс взрывного вскипания жидкости под действием лазерных импульсов, помимо различных практических приложений, представляет интерес и как источник информации о поведении вещества в термодинамически экстремальных состояниях и кинетике сильно неравновесных фазовых превращений (см., напр., [1–4] и цитируемую там литературу). Моделирование таких процессов из первых принципов является достаточно сложной задачей, решение которой с необходимой полнотой пока еще не получено. По этой причине имеет смысл использование более простых феноменологических подходов, подобных недавно примененному в работе [1] для анализа поведения давления в полости, которая возникает после начала взрывного вскипания между пленкой прозрачной жидкости и поверхностью подложки, поглощающей лазерное излучение. Однако полученная таким образом в [1] оценка величины максимального давления, практически совпадающая с критическим давлением исследуемой жидкости (изопропанол), представляется завышенной из-за недостаточно обоснованного выбора зависимости давления от объема полости.

Давление в полости в работе [1] не измерялось. Процедура вычисления давления по второй производной от экспериментально измеренной кривой зависимости ширины полости от времени также не использовалась, по видимому из-за большой величины возникающих при этом ошибок. Как будет показано далее, для случая используемого в [1] значения максимального давления характерное время его изменения оказывается значительно (в сотни раз) меньше длительности этапа положительного ускорения пленки, когда давление в полости превышает внешнее атмосферное давление.

Целью настоящей работы является оценка макси-

мального давления в полости на основе экспериментальных данных о движении пленки, отлетающей от подложки после взрывного вскипания, и более общих, чем в [1], допущений о характере поведения давления.

## 2. Постановка задачи

В одномерном случае, который соответствует условиям эксперимента [1], скорость  $V(t) = dl/dt$  отлетающей пленки с толщиной  $h$  и плотностью  $\rho$  определяется разностью между давлением  $P(t)$  в полости шириной  $l$  и внешним атмосферным давлением  $P_{at}$ :  $\Delta P(t) = P(t) - P_{at}$  (рис.1). Уравнение для  $l$  может быть записано в нескольких эквивалентных формах:

$$\rho h V = \int_0^t \Delta P(t) dt, \quad (1)$$

$$\rho h \frac{d^2 l}{dt^2} = \Delta P[l(t)]. \quad (2)$$

Давление  $P(t)$  возникает вследствие взрывного вскипания очень тонкого (порядка десяти нанометров) слоя пленки, непосредственно прилегающего к импульсно нагреваемой подложке и перегретого до температуры, которая превышает температуру нормального кипения жидкости. Предполагается, что толщина этого перегретого

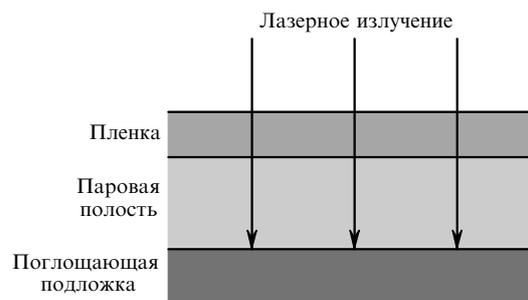


Рис.1. Схема одномерного отлета прозрачной жидкой пленки после взрывного вскипания ее тонкого нижнего слоя, первоначально прилегающего к нагреваемой лазерным излучением поглощающей подложке, и образования расширяющейся паровой полости.

А.А.Самохин. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: asam@ran.gpi.ru

Поступила в редакцию 3 апреля 2006 г., после доработки – 25 мая 2006 г.

слоя мала по сравнению с  $h$  и что время нарастания давления значительно меньше характерного времени его дальнейшей эволюции, т. е. максимальное давление  $P_0$  реализуется в начале импульса давления при  $t = 0$ . Последнее ограничение в рамках данного подхода не является существенным и может быть легко снято.

В работе [1] поведение давления в полости  $P(l)$  моделировалось политропической зависимостью  $Pl^\gamma = \text{const}$  с постоянным показателем политропы  $\gamma = \text{const}$ . Однако такое предположение трудно обосновать, поскольку число частиц в полости не остается постоянным из-за испарительного процесса. Более подходящим способом феноменологического рассмотрения этого процесса является исследование различных вариантов зависимости давления  $\Delta P(t)$  от времени, приводящих к простым аналитическим формулам, которые связывают экспериментально измеренные величины с максимумом давления (последнее в работе [1] непосредственно не измерялось). Эти формулы позволяют затем получить зависимость максимума давления от общего характера поведения импульса давления, нормированного в максимуме на единицу.

### 3. Результаты и их обсуждение

Рассмотрим следующее выражение для зависимости импульса давления  $\Delta P(t)$  от времени:

$$\Delta P(t) = P_0 f(t) = P_0 \left[ 1 - \left( \frac{t}{t_1} \right)^\alpha \right], \quad (3)$$

где  $t_1$  – длительность (по основанию) импульса давления; показатель степени  $\alpha > 0$ . Ситуация, когда время  $t > t_1$  и величина  $\Delta P(t)$  становится отрицательной, а скорость отлета пленки начинает замедляться, здесь рассматриваться не будет. Из (1) и (3) следует

$$V(t) = \frac{P_0 t}{\rho h} \left[ 1 - \frac{1}{1 + \alpha} \left( \frac{t}{t_1} \right)^\alpha \right], \quad (4)$$

$$l(t) = \frac{P_0 t^2}{\rho h} \left[ \frac{1}{2} - \frac{1}{(1 + \alpha)(2 + \alpha)} \left( \frac{t}{t_1} \right)^\alpha \right]. \quad (5)$$

При  $t = t_1$  из уравнений (4) и (5) получаем

$$\frac{P_0 t_1}{\rho h V_1} = \beta, \quad \frac{l_1}{V_1 t_1} = \delta, \quad (6)$$

где

$$\alpha = \frac{1}{\beta - 1} = \frac{3 - 4\delta}{2\delta - 1}. \quad (7)$$

Формула (6) фактически является определением величин  $\beta$  и  $\delta$ , а соотношения (7) означают, что справедливы неравенства

$$\beta > 1, \quad \frac{1}{2} < \delta < \frac{3}{4}, \quad (8)$$

поскольку  $\alpha > 0$ . Предельное значение  $\delta = 1/2$  соответствует случаю равноускоренного движения пленки, когда  $\alpha \gg 1$  и давление  $\Delta P(t)$  практически постоянно в течение почти всего интервала  $t_1$ . В противоположном пределе ( $\alpha \ll 1$ ) давление в самом начале импульса очень быстро снижается от своего максимального значения  $P_0$ , так что ширина импульса  $t_{1/2}$  по уровню 0.5 максимума ока-

зывается существенно меньшей  $t_1$ . Это свойство импульса (3) будет использовано нами в дальнейшем.

При  $\alpha = 2$  может быть получено простое выражение для зависимости давления от ширины полости

$$\Delta P(l) = P_0 \left[ 3 \left( 1 - \frac{5l}{9l_1} \right)^{1/2} - 2 \right]. \quad (9)$$

В противоположность политропической зависимости  $Pl^\gamma = \text{const}$  с  $\gamma = \text{const}$  соотношение (9) дает конечное значение  $\Delta P(l)$  при  $l = 0$ .

Модельная форма импульса (3) содержит три параметра,  $P_0$ ,  $\alpha$ ,  $t_1$ , и она не фиксирует значения  $\beta$  и  $\delta$ , когда фиксированы только значения  $P_0$  и  $t_1$ , а лишь связывает их соотношением (7). Используя экспериментальные значения  $V = 50.9$  м/с,  $t_1 = 8.3$  нс,  $h = 100$  нм и  $\rho = 0.78$  г/см<sup>3</sup> из работы [1] и предполагая, что  $\Delta P$  не должно заметно превышать критическое давление изопропанола  $P_c = 4.7$  МПа, получаем для  $\beta$  из (6) и для  $\delta$  из (7) при околоскритическом значении максимального давления  $P_c = 4.5$  МПа

$$\beta = 9.4, \quad \delta = \frac{3\beta - 2}{2(2\beta - 1)} = 0.74. \quad (10)$$

Из рис.3 работы [1] можно определить, что в момент  $t = t_1$  величина  $l(t) = l_1$  составляет примерно 380 нм, поэтому, используя (6), получим  $\delta_{\text{exp}} \simeq 0.9$ , что несколько превышает значение  $\delta$  в соотношении (10). С помощью уравнения (3) из работы [1] и с учетом предполагаемого там постоянства произведения  $Pl^\gamma$  с  $\gamma = 1$  можно получить соотношение  $P_{\text{at}} l_1 = (3.5 \pm 1.5)$  Па·см, которое дает минимальное значение  $l_1 = 335$  нм. При таком  $l_1$  получаемое из (6)  $\delta_{\text{exp}} = 0.79$  оказывается ближе к предельному значению  $\delta = 0.75$ .

Однако наиболее важным следствием, вытекающим из (10), является тот факт, что при таких больших значениях  $\beta$  ( $\beta = 9.4$ ) полуширина импульса  $t_{1/2} = 2^{1-\beta} t_1 = 3 \times 10^{-3} t_1 = 25$  пс оказывается весьма малой, т. е. в зависимости давления от времени появляется очень узкий пик. Если предположить, что у импульса давления не должно быть подобных особенностей, то максимальное давление  $P_0$  должно быть существенно меньше 4.5 МПа.

Взяв  $P_0 = 1.3$  МПа, получим

$$\beta = 2.72, \quad \delta = 0.69. \quad (11)$$

При таком уменьшении  $P_0$  значение  $\delta$  по сравнению с приведенным в (10) меняется несущественно, тогда как полуширина импульса  $t_{1/2} = 0.3 t_1$  возрастает на два порядка. Выбор максимального давления  $P_0 = 1.3$  МПа также представляется более адекватным, чем использование околоскритического значения  $P_0 = 4.5$  МПа, поскольку в данном случае взрывное вскипание скорее всего начинается вблизи спинодали или даже при несколько более низких температурах,  $T < 0.9T_c$ , а не вблизи самой критической температуры  $T_c$ . Напомним, что снижение температуры жидкости на 10% – 15% относительно ее критического значения приводит к уменьшению давления насыщенного пара в несколько раз, а давление в полости не превышает давление насыщенного пара, соответствующего температуре на внутренней границе пленки.

Интересно отметить, что практически те же, что и в (11), значения  $\beta$  и  $\delta$  могут быть получены также с помощью следующей простой формы импульса давления  $\Delta P(t)$ :

$$\Delta P(t) = P_0 f(t), \quad f(t) = 1 - \sin \frac{\pi t}{2t_1}. \quad (12)$$

Эта формула, в отличие от (3), где используются три параметра, зависит только от параметров  $P_0$  и  $t_1$ . Из (1) и (12) следует, что

$$\beta = \frac{\pi}{\pi - 2} = 2.75, \quad \delta = \frac{\pi^2 - 4\pi + 8}{2(\pi - 2)} = 0.74, \quad (13)$$

$$t_{1/2} = \frac{t_1}{3}, \quad P_0 = 1.3 \text{ МПа.}$$

Использование других простых двухпараметрических форм импульсов давления  $\Delta P(t) = P_0 f(t)$  приводит к несколько меньшим, но близким значениям  $\beta$ ,  $\delta$  и  $P_0$ :

$$\beta = \frac{1}{\delta} = \frac{\pi}{2}, \quad P_0 = 0.75 \text{ МПа при } f(t) = \cos \frac{\pi t}{2t_1}, \quad (14)$$

$$\beta = \frac{1}{\delta} = 2, \quad P_0 = 0.95 \text{ МПа при } 2f_-(t) = 1 - \cos \frac{2\pi t}{t_1}. \quad (15)$$

Функция  $f_-(t)$  (в отличие от всех других рассмотренных здесь импульсов, имеющих резкий передний фронт и максимум при  $t = 0$ ) соответствует импульсу давления, который имеет симметричную форму относительно положения его максимума в момент  $t = t_1/2$ .

Из того факта, что все функции  $f(t)$  – из (3) при  $\beta = 2.72$  (11) и из (12), (14), (15) – дают для максимума давления  $P_0$  близкие значения, следует, что  $P_0$  слабо зависит от формы импульсов давления, не содержащей каких-либо особенностей, подобных той, которая возникает у функции (3) с малыми значениями  $\alpha$  ( $\alpha \ll 1$ ), когда  $t_{1/2} \ll t_1$ . Методическое преимущество функции (3) заключается в том, что при ее использовании возникает отчетливое искажение импульса давления и завышается его максимальное значение.

#### 4. Заключительные замечания

Таким образом, использование известных экспериментальных данных [1] по кинематике отлета пленки после ее взрывного вскипания на нагреваемой лазерным импульсом подложке вместе с уравнением движения и простейшим предположением об общем виде зависимости от времени импульса давления, нормированного в максимуме на единицу, позволяет получить аналитическую оценку максимума давления, которое в [1] непосредственно не измерялось.

Эта оценка оказывается в 3–4 раза меньше значения, полученного в [1] на основе численных расчетов и предположения о политропическом характере зависимости давления в полости от ее объема. При таком предположении в начальный момент в полости оказываются фактически все испаренные частицы, что приводит к существенному завышению начального (максимального) давления  $P_0$  и к искажению всей картины испарительного процесса на протяжении ускорительной стадии отлета пленки. Наша оценка величины  $P_0$  находится также в согласии с допущением о том, что процесс взрывного вскипания начинается при температуре, близкой или несколько меньшей температуры спинодали –  $(0.8 - 0.9)T_c$ .

В условиях эксперимента [1] существенную роль

может играть нестационарность и неоднородность температурного профиля в перегретом слое жидкости, характерная толщина которого сравнима с размером критического зародыша, возникающего за счет флуктуаций в перегретой метастабильной жидкости. Радиус критического зародыша уменьшается с ростом температуры, и это может проявляться на начальной стадии формирования паровой полости еще до начала отлета пленки от подложки (см. рис.4 в работе [1]). Дальнейший рост температуры подложки после возникновения паровой полости может влиять и на поведение  $\Delta P(t)$ , что обусловлено нагревом пара при его взаимодействии с поверхностью подложки.

Используемые здесь и в работе [1] варианты феноменологического подхода оставляют открытым вопрос о микроскопических процессах, определяющих эволюцию давления в расширяющейся полости, размер которой оказывается сравнимым с длиной свободного пробега частиц в ней. Поведение давления в полости к тому же может быть нестационарным в том смысле, что вид функции  $f(t)$  зависит от начального давления  $P_0$  и толщины пленки  $h$ , поскольку при увеличении максимальной скорости отлета пленки за счет изменения этих параметров становится все более существенным эффект конечности скорости испарения, максимальная величина которой дается формулой типа формулы Герца – Кнудсена [5]. При малых коэффициентах отражения  $R$  частиц от поверхности испарения величина соответствующей характерной скорости в данном случае составляет примерно 100 м/с, что сравнимо со скоростью отлета пленки, а при  $R \sim 1$  эта характерная скорость может быть гораздо меньше.

Следует также иметь в виду, что стационарное давление отдачи, действующее на испаряющуюся поверхность, зависит от интенсивности испарения, уменьшаясь почти в два раза по сравнению с давлением насыщенного пара при возрастании испарительного потока от нуля до его максимального значения (см., напр., [6, 7] и цитируемую там литературу). Подобные эффекты могут уменьшать максимальный импульс отлетающей пленки при возрастании ее скорости вследствие уменьшения ее толщины, как это наблюдалось в [1]. Более детальные теоретические и экспериментальные исследования позволят получить качественно новую информацию об особенностях процесса взрывного вскипания и кинетики сильно неравновесного испарения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 04-02-16452-а). Автор также выражает благодарность С.И.Кудряшову и С.Д.Аллен (Susan D. Allen) за стимулирующие дискуссии и гостеприимство в Университете штата Арканзас (Arkansas State University, Jonesboro, USA).

1. Lang F., Leiderer P. *New J. Phys.*, **8**, 14 (2006).
2. Kudryashov S.I., Allen S.D. *J. Appl. Phys.*, **95**, 5820 (2004).
3. Kim D., Park H.K., Grigoropoulos C.P. *Int. J. Heat Mass Transfer*, **44**, 3843 (2001).
4. Андреев С.Н., Самохин А.А. *Кр. сообщ. физ. ФИАН*, № 8, 26 (2004).
5. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Статистическая физика* (М.: Наука, 1976, ч. 1).
6. Карташов И.Н., Самохин А.А. *Квантовая электроника*, **33**, 435 (2003).
7. Kartashov I.N., Samokhin A.A., Smurov I.Yu. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **38**, 3703 (2005).