

**РАЗЛЕТ ВЕЩЕСТВА, НАГРЕТОГО УЛЬТРАКОРОТКИМ
ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ**

Н.А.Иногамов¹⁾, А.М.Опарин⁺, Ю.В.Петров, Н.В.Шапошников*,
С.И.Анисимов, Д. фон дер Линде^{□2)}, Ю. Майер-тер-Фен^{▽2)}

Институт теоретической физики им.Л.Д.Ландау РАН
142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

⁺ Институт автоматизации проектирования РАН, 123056 Москва, Россия

^{*} Институт высоких температур РАН, 127412 Москва, Россия

[□] Институт физики лазеров и плазмы, D-45117 Университет Эссен, ФРГ

[▽] Институт квантовой оптики общества Макса Планка
D-85748 Гархинг, ФРГ

Поступила в редакцию 28 января 1999 г.

В недавно выполненных экспериментах мощные субпикосекундные лазерные импульсы были использованы для сверхбыстрого нагрева конденсированного вещества до температур, существенно превышающих критическую. С помощью оптической диагностики было установлено, что в разлетающемся нагретом веществе формируется сложный профиль плотности с резкими градиентами, существенно отличающийся от обычной волны разрежения. Настоящая работа посвящена анализу разлета вещества в условиях экспериментов [4–6]. Показано, что если адиабата разгрузки проходит через двухфазную область, в разлетающемся веществе формируется тонкая жидкая оболочка, заполненная двухфазным веществом низкой плотности. Оболочка движется с постоянной скоростью. В двухфазном веществе скорость есть линейная функция координаты (течение с однородной деформацией), а плотность не зависит от координаты и уменьшается со временем как t^{-1} .

PACS: 64.60.Ht, 64.70.Fx, 65.70.+y

Испарение твердых тел под действием наносекундных и более длинных импульсов умеренной интенсивности хорошо описывается моделью поверхностного испарения, основанной на предположении, что конденсированная и газовая фазы разделены резкой границей – фронтом испарения, – на которой выполняются определенные граничные условия [1–3], связывающие решение задачи теплопроводности для конденсированной фазы с решением задачи газодинамики для пара. Такая модель применима, если плотность пара много меньше плотности конденсированной фазы, то есть если температура на фронте испарения значительно ниже критической температуры вещества. Движение пара описывается в этом случае центрированной волной разрежения с гладким профилем плотности.

Выполненные недавно эксперименты [4–6] позволяют заключить, что в случае ультракоротких (субпикосекундных) лазерных импульсов характер движения испаренного вещества является качественно иным. Профиль плотности становится немонотонным, в нем образуются участки с большими градиентами плотности. В

¹⁾ e-mail: nail@landau.ac.ru

²⁾ D.von der Linde, J.Meyer-ter-Vehn

настоящем письме рассмотрена динамика разлета вещества, нагреваемого ультракоротким импульсом, и сделана попытка объяснить некоторые эффекты, наблюдавшиеся в [4–6].

В металлах и полупроводниках, которые использовались в качестве мишеней в [4–6], лазерное излучение поглощается, в основном, электронами проводимости. Поглощенная энергия распространяется в глубь образца посредством электронной теплопроводности и медленно (вследствие большой разницы в массах электронов и ионов) передается кристаллической решетке. На этом этапе гидродинамическим движением можно пренебречь. Движение вещества начинает играть роль на временах порядка характерного времени обмена энергией между электронами и ионами, когда волна разрежения догоняет электронную тепловую волну (см., например, [7]). В металлах нормальной плотности это время составляет обычно $1 \div 10$ пс. Из сказанного ясно, что к началу гидродинамического движения поверхностный слой мишени толщиной $l \sim \max(\delta, \sqrt{\chi\tau_{ei}})$ оказывается нагретым до температуры $T_0 \sim Q/l c_V$, где δ – глубина скин-слоя, χ – электронная температуропроводность, τ_{ei} – время электрон-решеточной релаксации, Q – поглощенная энергия (на единицу поверхности), c_V – теплоемкость единицы объема. В условиях экспериментов [4–6] толщина нагретого слоя составляла ~ 100 нм, а температура была порядка нескольких тысяч градусов. Таким образом, в случае ультракоротких импульсов вместо обычной задачи о распространении фронта испарения надо решать задачу об адиабатическом разлете предварительно нагретого слоя. Как будет видно из дальнейшего, решение этой задачи существенно зависит от уравнения состояния вещества и начальной энтропии слоя. Если энтропия такова, что адиабата разгрузки попадает на фазовой диаграмме в двухфазную область, течение становится качественно отличным от обычной волны разрежения в идеальном газе. В частности, в разлетающемся веществе формируется слой жидкости с очень резкими границами, толщина которых много меньше оптической длины волны. Такая структура течения качественно согласуется с экспериментами [4–6].

Рассмотрим более подробно простейшую модель течения. Пусть слой толщиной l , однородно нагретый до температуры T_0 , нанесен на жесткую недеформируемую подложку. Начальная плотность вещества ρ_0 равна исходной твердотельной, начальное давление определяется уравнением состояния. Будем полагать, что локальное термодинамическое равновесие в веществе не нарушается в процессе разлета (некоторые замечания о возможном влиянии неравновесности будут сделаны ниже). Для оценок и численных расчетов будем пользоваться широкодиапазонными таблицами термодинамических функций, построенными по методике, разработанной в [8]. Изменение состояния вещества в процессе расширения следует адиабате, проходящей через начальную точку (p_0, ρ_0) . Нас будет интересовать случай, когда адиабата расширения пересекает бинадаль в некоторой точке (p_1, ρ_1) на плоскости (p, ρ) и входит в двухфазную область. Важнейшей особенностью этого случая является резкое уменьшение скорости звука в точке пересечения адиабаты с бинадалью. Вычисляя производную $\gamma(\rho) = (d \ln p / d \ln \rho)_S$ с помощью таблиц термодинамических функций, легко видеть, что возле бинадали в однофазной области $\gamma(\rho) \gg 1$, тогда как в двухфазной $\gamma(\rho) \ll 1$. Скачкообразное уменьшение скорости звука приводит к радикальному изменению структуры волны разрежения.

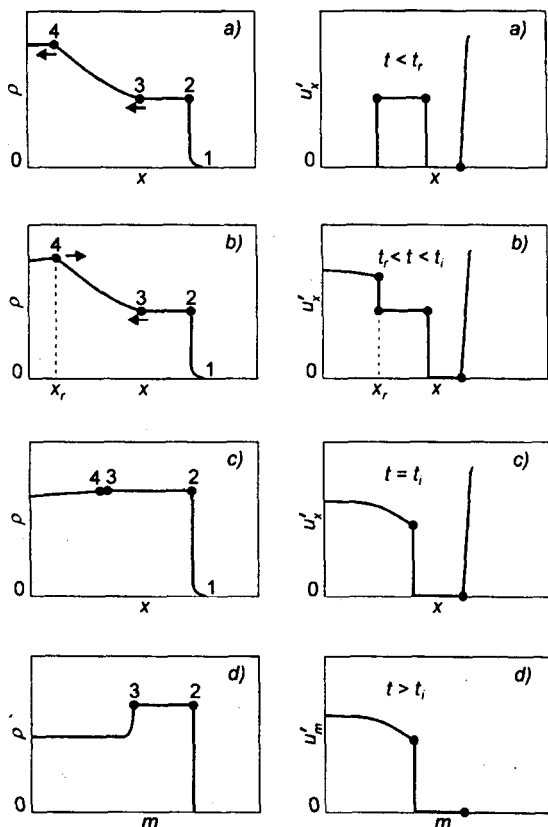


Рис.1. Этапы эволюции профиля ρ (левая колонка) и скоростей растяжения u'_x или u'_m (правая колонка) в процессе разлета нагретого слоя. а) Волна разрежения с расширяющимся $\propto t$ однородным слоем 2–3 бежит к границе с подложкой ($x = 0$). б) Отраженная от границы $x = 0$ звуковая характеристика $x_r(t)$ ограничивает область интерференции падающей и отраженной волн. Растяжение в области двух волн $0 < x < x_r$ больше, чем в области одной волны. в) Характеристика $x_r(t)$ доходит до слоя 3–2. д) "Замораживание" разлета (полет по инерции)

Качественная картина течения показана на рис.1. В начальный момент времени нагретый слой занимал отрезок $0 < x < l$. Жесткая подложка расположена при $x < 0$. На правом краю находится автомодельная волна разрежения (ВР). Характеристики звукового семейства, движущиеся по веществу справа налево, образуют в плоскости (x, t) веер прямых $\xi = (x - l)/c_0 t$, где c_0 – начальная скорость звука [9]. Сшивая автомодельные решения по обе стороны точки (p_1, ρ_1) , в которой функция $\gamma(\rho)$ испытывает разрыв, легко убедиться, что в плоскости (ξ, ρ) эта точка отображается на конечный отрезок 2–3. На этом отрезке плотность $\rho(\xi) \equiv \rho_1 = \text{const}$. Остальные точки адиабаты $p(\rho)$ находятся в однозначном соответствии с точками зависимости $\rho(\xi)$. Нарушение однозначности отображения в точке пересечения изэнтропы и бинодали возникает из-за однородности начальных данных и вырожденности ВР (все линии $\xi = \text{const}$ являются характеристиками). При начальных данных общего вида строгая однородность течения в области 2–3 будет нарушена.

В момент времени $t_r = l/c_0$ волна разрежения отражается от жесткой подложки. При $t > t_r$ на бегущую влево ВР накладывается отраженная волна, фронт которой находится в точке $x_r(t)$ (см. рис.1 б). Стрелки на рис.1 а и 1 б указывают направления скоростей движения фронтов. При $t_r < t < t_i$ фронты 3 и 4 движутся навстречу друг другу. Фронт 2 движется относительно вещества с очень малой скоростью. При $t = t_i$ отраженная характеристика 4 достигает точки 3 (см. рис.1 в) и "прилипает" к ней, так как скорость звука, с которой она двигалась относительно вещества,

скачком снижается до очень малого значения. При $t > t_f$ ($t_f \approx t_i$) скорость звука становится малой во всем веществе. Происходит "замораживание" звуковых возмущений и устанавливается гиперзвуковой режим разлета. Распределение скорости по лагранжевым частицам $u(m, t)$ становится не зависимым от времени. Область 0 – 3 с течением времени расширяется ($u'_m > 0$), а плотность в ней падает. В слое 2 – 3 ("оболочке") плотность остается постоянной и равной ρ_1 , так как в этом слое $u'_m \equiv 0$. Таким образом, впервые немонотонность профиля плотности появляется при $t = t_i$ и затем с течением времени возрастает (см. рис.1 d).

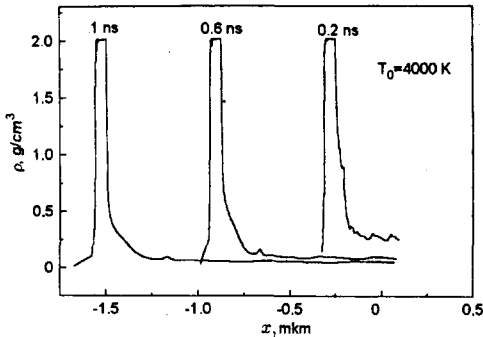


Рис.2. Эволюция распределений плотности

Численное решение уравнений газодинамики подтверждает описанную выше схему течения. На рис.2–4 показаны результаты расчета для алюминия. Было использовано полуэмпирическое уравнение состояния [8]. Начальная толщина l нагретого слоя равнялась 100 нм, начальная температура 4000 К. На рис.2 приведена эволюция профиля плотности при $t > t_f$ после формирования основных элементов структуры (разлет происходит в отрицательном направлении оси x). Впереди движется жидкая оболочка толщиной примерно 70 нм. Плотность оболочки ρ_1 и скорость ее движения остаются постоянными в течение длительного времени (много большего, чем время ее формирования). Вещество внутри оболочки находится в двухфазном состоянии, его плотность ρ_2 практически не зависит от координаты и уменьшается со временем как $1/t$ (рис.3). На рис.4 показаны профили скорости в различные моменты времени. Видно, что оболочка движется без заметной деформации со скоростью примерно 1.5 км/с, а вещество внутри нее испытывает однородное расширение (скорость линейно зависит от координаты).

Описанный расчет выполнен в предположении, что расширяющееся вещество находится в локальном термодинамическом равновесии. Использованное уравнение состояния построено в соответствии с правилом Максвелла [10]. В связи с этим возникает вопрос о возможном влиянии на описанную картину разлета метастабильных состояний и кинетики их распада. В рассматриваемом случае, как нетрудно понять, флуктуационно-зародышевая кинетика перехода из однофазного состояния в двухфазное, определяющая микроструктуру среды, не будет оказывать значительного влияния на профили плотности и скорости. Причина состоит в том, что различия между равновесным и неравновесным описаниями становятся существенными в области давлений порядка p_1 , тогда как поле скоростей формируется при давлениях порядка p_0 , которые на несколько порядков превышают p_1 . Это качественное соображение подтверждается прямым численным расчетом, аналогичным описанному

выше, но с уравнением состояния, в котором учтены метастабильные состояния. Полученные в этом расчете профили средней плотности и массовой скорости практически совпадают с результатами равновесных расчетов. Интересно отметить, что структура течения, подобная описанной выше, получается также при моделировании разлета в вакуум перегретой ланард-джонсовской жидкости методом молекулярной динамики. Таким образом, образование структуры, состоящей из жидкой оболочки, заполненной двухфазным веществом низкой плотности, является характерной особенностью разлета однородного слоя мгновенно нагретой жидкости.

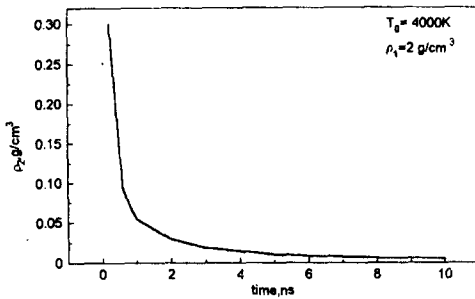


Рис.3. Уменьшение плотности двухфазного вещества с течением времени

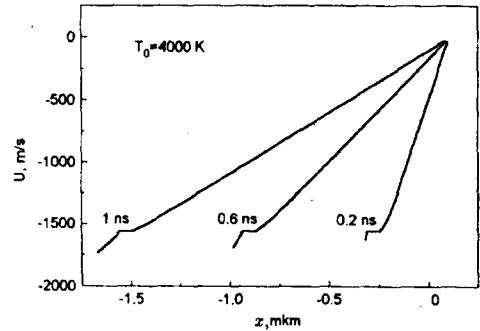


Рис.4. Эволюция распределений скорости

Наблюдаемые в экспериментах [4–6] кольца Ньютона вызваны интерференцией волн, отраженных от внешней границы оболочки и от неиспаренной части мишени. Из этого следует, что оболочка слабо поглощает зондирующее излучение. Расчеты показывают, что в случае алюминия в зависимости от начальной температуры T_0 плотность оболочки ρ_1 в $1.5 \div 2$ раза меньше начальной плотности (большим T_0 соответствуют меньшие ρ_1). Если считать, что концентрация свободных электронов в веществе оболочки остается пропорциональной плотности, плазменная частота в типичных случаях оказывается значительно выше частоты зондирующего излучения ($\lambda = 620$ нм, $\omega = 3 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$). В примере, приведенном на рис.2, плотность оболочки равна 2 г/см^3 , а ее толщина составляет 70 нм. Предполагая, что в веществе оболочки, как и в твердом алюминии, на атом приходится три свободных электрона, находим, что доля прошедшего излучения составляет лишь примерно один процент от падающего потока. Хорошо известно, однако, что число свободных электронов на атом в жидком алюминии меньше, чем в твердом, и составляет 2.45 в точке плавления. Расширение жидкого алюминия должно вести к дальнейшему уменьшению числа свободных электронов и росту числа связанных. Естественно предположить, что эти связанные состояния имеют большой радиус и высокую поляризуемость. Оценим диэлектрическую постоянную такой жидкости. Элементарная теория Друде дает

$$\epsilon = \epsilon' - i\epsilon'', \quad \epsilon' = 1 + \frac{\Omega_p^2}{\omega_0^2 - \omega^2} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \quad \epsilon'' = \frac{\Omega_p^2 \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 \omega \tau_0} + \frac{\omega_p^2}{\omega^3 \tau}. \quad (1)$$

Последние слагаемые в ϵ' и ϵ'' описывают вклад свободных электронов, остальные соответствуют связанному состоянию с энергией связи $\hbar\omega_0$. Плазменные частоты

связанных электронов и электронов проводимости равны соответственно

$$\Omega_p = \sqrt{\frac{4\pi n_0 e^2}{m_0}}, \quad \omega_p = \sqrt{\frac{4\pi n e^2}{m}},$$

где n_0, m_0, n, m – соответствующие концентрации и массы. В формулах (1) предполагается, что $\omega\tau_0 \gg 1, \omega\tau \gg 1$, поэтому $\epsilon' \gg \epsilon''$ (τ_0 и τ – времена релаксации связанных и свободных электронов). Полагая, что частоты Ω_p и ω_p одного порядка, можно показать, что при $\hbar\omega_0 \simeq \sqrt{2}\hbar\omega = 2.8$ эВ показатель преломления $N \approx \sqrt{\epsilon'}$ становится действительным. Разумеется, изложенная интерпретация является лишь грубой схемой, которая должна быть уточнена дальнейшими экспериментами.

Авторы благодарят Российский фонд фундаментальных исследований (гранты #98-02-17441 и #97-02-16044) и программу поддержки ведущих научных школ (#96-15-96448).

-
1. С.И. Анисимов, ЖЭТФ **54**, 339 (1968).
 2. А.А. Бубнов, М.Н. Либенсон, Инж.-физич. журнал **25**, 125 (1973).
 3. С.И. Анисимов, Я.А. Имас, Г.С. Романов, Ю.В. Ходыко, *Действие излучения большой мощности на металлы*, М.: Наука, 1970.
 4. D. von der Linde, K.Sokolowski-Tinten, and J.Bialkowski, Appl. Surf. Science **109/110**, 1 (1996).
 5. K.Sokolowski-Tinten, J.Bialkowski, A.Cavalleri et al., Proc. SPIE **3343**, 46 (1998).
 6. K.Sokolowski-Tinten, J.Bialkowski, A.Cavalleri et al., Phys. Rev. Lett. **81**, 224 (1998).
 7. С.И. Анисимов, А.М. Прохоров, В.Е. Фортов, УФН **142**, 395 (1984).
 8. А.В. Бушман, В.Е. Фортов, УФН **140**, 177 (1983).
 9. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Гидродинамика*, М.: Наука, 1986.
 10. J.O. Hirschfelder, Ch.F. Curtiss, and R.B. Bird, *Molecular theory of gases and liquids*, John Wiley, NY. 1954, Ch. 5.