Краткие сообщения по физике № 10 1983

АКУСТИЧЕСКИЕ ВОЗМУЩЕНИЯ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ РЕЖИМАХ ИМПУЛЬСНОГО ПЛАВЛЕНИЯ

А. А. Самохин

УДК 535.211:536.4

Получено выражение для давления, которое возникает в приповерхностном слое вещества при его быстром нагреве и плавлении. Показано, что в линейном приближении по изменению плотности величина давления обращается в нуль после установления автомодельного режима плавления.

Динамика импульсного плавления привлекла к себе в последние годы повышенный интерес в связи с проблемами лазерного отжига, причем продолжительную дискуссию вызвал вопрос о том, всегда ли импульсный отжиг сопровождается процессом плавления /1/. Отсутствует также ясность в вопросе о величине возможного перегрева твердой фазы относительно температуры плавления T_m. В настоящей работе исследуется влияние различных режимов импульсного плавления на акустические возмущения, которые возбуждаются в конденсированной среде за счет изменения плотности при нагреве и плавлении.

Для случая поверхностного нагрева, когда заглубление теплового источника мало по сравнению с длиной температурного влияния $\sqrt{\chi t}$, давление в среде в линейном приближении по коэффициенту теплового расширения β описывается формулой

$$p_1 = \rho\beta\chi\dot{T}_s, \tag{1}$$

где ρ - невозмущенная плотность среды, $\dot{T}_s$ - скорость изменения температуры облучаемой поверхности. Величина p_1 относится к интервалу расстояний $\sqrt{\chi t} < z < at$, где a обозначает скорость звука в среде. При $z > at$ координатная зависимость давления в одномерном случае определяется запаздывающим аргументом

$t - z/a$.

Если плавление проявляется только через изменение плотности $\Delta\rho$, то после достижения на поверхности температуры T_m к величине p_1 из (I) прибавляется дополнительный член $\Delta p = \Delta\rho(V^2 + \dot{V}z_m)$, где $V = \dot{z}_m$ есть скорость движения фронта плавления. Оценка относительной величины Δp дает

$$\Delta p/p_1 \cong \Delta\rho/\rho\beta\Delta T, \qquad (2)$$

где было учтено, что $V^2 \simeq \chi\dot{T}_s/\Delta T$. Для применимости такого приближения необходимо, чтобы отношение теплоты плавления L к теплоемкости c было мало по сравнению с разностью $\Delta T = T_m - T_0$, где T_0 – начальная температура среды. В противоположном предельном случае, когда $c\Delta T < L$, величина давления явно зависит от L /2/.

При учете теплоты плавления и скачкообразного изменения теплофизических параметров в точке плавления температурный профиль перестает быть гладкой функцией координат и времени. Использование подхода /2/ приводит к следующему выражению для давления $p(t)$ через температурные профили T_1 и T_2 в твердой и жидкой фазах:

$$p = \Delta\rho(V^2 + z_m\dot{V}) + z_m V\rho\left[\beta_2\dot{T}_2(z_m) - \beta_1\dot{T}_1(z_m)\right] + \\ + z_m\rho\beta_1\int_{z_m}^{\infty}\ddot{T}_1 dz + \rho\beta_1\int_{z_m}^{\infty}dz\int_{z}^{\infty}\ddot{T}_1 dz_1 + \rho\beta_2\int_{0}^{z_m}dz\int_{z}^{z_m}\ddot{T}_2 dz_1. \qquad (3)$$

Бесконечные пределы интегрирования в формуле (3) соответствуют расстояниям $z > \sqrt{\chi t}$, где возмущение температурного профиля быстро убывает.

За исключением отдельных случаев /3,4/ нахождение температурного профиля при плавлении (задача Стефана) возможно только численными методами. Поведение $p(t)$ для некоторых известных точных решений этой задачи рассматривается ниже.

При поглощении на поверхности постоянной интенсивности I скорость фронта плавления V уменьшается по мере продвижения его вглубь вещества. Постоянное значение V может поддерживаться за счет дополнительного объемного источника Q, действующего в слое расплава. Температурный профиль при этом имеет такой вид

$$T_1 = \Delta T\exp\left[(z_m - z)V/\chi_1\right] + T_0,$$
$$T_2 = T_m + (t - z/V)Q/c_2, \quad (4)$$
$$Q = IV/\chi_2 = (L + c_1\Delta T)V^2/\chi_2.$$

Из (3) и (4) следует

$$p = \Delta\rho V^2 + \rho\beta_2 V^2 Qt/c_2 + \rho\beta_1 V^2 \Delta T. \quad (5)$$

Выражение (5) показывает относительную роль вкладов, связанных с тепловым расширением твердой и жидкой фазы и с изменением плотности при плавлении. При $T_0 \sim T_m$ величина давления на малых временах $tV^2 < \chi_2$ определяется в основном скачком плотности $\Delta\rho$.

При выводе формулы (2) предполагалось, что плавление на облучаемой поверхности начинается сразу после достижения T_m, т.е. перегрев твердой фазы отсутствует. Обычно считается, что перегрев свободной поверхности твердого тела, вообще говоря, не реализуется /5/. С этой точки зрения в пределе поверхностного поглощения возможность перегрева практически исключается. Однако при учете объемного характера поглощения наличие перегрева твердой фазы является необходимым условием для описания процесса плавления в рамках задачи Стефана.

Если в твердой фазе в результате быстрого нагрева был создан достаточно протяженный температурный профиль $T_0 > T_m$, то положение фронта плавления, возникшего на поверхности в момент $t = 0$, и последующее поведение температуры описываются известным автомодельным решением /4/

$$z_m = 2\lambda\sqrt{\chi_1 t}, \quad T_1 = T_0 - DF(\lambda z/z_m),$$
$$T_2 = T_m, \quad F(x) = (2/\sqrt{\pi})\int_x^{\infty} \exp(-y^2)dy, \quad (6)$$

в котором параметры D и λ определяются из уравнений

$$T_0 - T_m = DF(\lambda), \; c_1(T_0 - T_m) = \sqrt{\pi}\lambda F(\lambda)\exp(\lambda^2)L. \quad (7)$$

Для такой структуры температурного профиля из (3) получается следующее выражение:

$$p = \Delta\rho(V^2 + z_m\dot{V}) - \rho\beta_1\dot{V}L/c_1 + \rho\beta_1\chi_1\dot{T}_1(z_m). \qquad (8)$$

Поскольку в данном случае $z_m V = \text{const}$ и $\dot{T}_1(z_m) = -\lambda^2 L/tc_1$, то величина p из (8) обращается в нуль. Этот результат не относится к самому началу процесса, когда скорость фазового фронта V может формально превышать скорость звука a. Автомодельный режим характеризуется механическим импульсом J, который "мгновенно" передается среде в начальный момент процесса и при $t > 0$ уже не зависит от времени

$$J = \int_0^t p dt = 2\lambda^2\chi_1\delta\rho - \rho\beta_1\chi_1\Delta T_0, \qquad (9)$$

$$\delta\rho = \Delta\rho - \rho\beta_1 L/c_1.$$

Величина J при таком режиме плавления существенно зависит от степени перегрева, поскольку параметр λ быстро возрастает по мере приближения разности $\Delta T_0 = T_0 - T_m$ к значению L/c_1. При $\lambda > 1$ имеет место приближенное соотношение

$$\sqrt{\pi}F(\lambda)\exp(\lambda^2) = 1/\lambda - 1/2\lambda^3, \qquad (10)$$

которое вместе с формулами (7) и (9) дает

$$J = \delta\rho\chi_1(1 - c_1\Delta T_0/L)^{-1} - \rho\beta_1\chi_1\Delta T_0. \qquad (11)$$

Соотношение (II) показывает, что перегрев твердой фазы должен сопровождаться скачком давления, возникающим в процессе установления автомодельного режима плавления. При $\lambda = 10$, $\chi_1 = 0{,}1$ см^2/с и $\delta\rho = 0{,}1$ г/см^3 величина $J = 2$ г/см·с, что при $t \lesssim 10$ нс дает $p \gtrsim 200$ бар. Значение $\lambda = 10$ соответствует степени перегрева $c_1\Delta T_0/L = 0{,}995$, причем скорость V становится меньше a уже при $t > 1$ нс.

Таким образом, полученные результаты демонстируют существенную зависимость акустических возмущений в среде от режима плавления, что может быть использовано при эксперментальном исследовании динамики импульсного плавления.

Поступила в редакцию
10 мая 1983 г.

Литература

1. Дж. Ф. Реди, ТИИЭР, 70, 7 (1982).
2. А. И. Коротченко, А. А. Самохин, Препринт ФИАН № 223, М., 1981 г.
3. А. Г. Мержанов, В. А. Радучев, Э. Н. Руманов, ДАН СССР, 253, 330 (1980).
4. Г. Карслоу, Д. Егер, Теплопроводность твердых тел, М., "Наука", 1964 г.
5. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Статистическая физика, Часть I, М., "Наука", 1976 г.

Краткие сообщения по физике № 10 1983

СОЛИТОНЫ В ПЛАЗМЕ, ДВИЖУЩЕЙСЯ СО СКОРОСТЬЮ БЛИЗКОЙ К СКОРОСТИ ЗВУКА

Н. Е. Андреев, В. П. Силин, П. В. Силин

УДК 533.95

Найдены и исследованы аналитические закономерности, описывающие волноводную структуру нелинейных электромагнитных волн в движущейся плазме.

В настоящей работе получены решения для S-поляризованных волн в стационарном потоке плазмы, движущейся со скоростью, близкой к скорости звука. Они демонстрируют простые аналитические закономерности, отвечающие переходу плазмы от дозвукового