

кривые, можно убедиться в высокой точности описанного метода. Графики параметров течения только в случае маховских скачков обнаруживают качественное отличие от приведенных в [1]. Картина линий тока и поперечных фольг в случае слабого маховского скачка изображена на рис. 5. При сильном маховском скачке формулы (5) могут давать заметные погрешности и нужно вводить в них члены более высокого порядка. Это существенно, однако, только для больших значений параметра времени t .

После того, как поле скоростей построено, поля напряжений и плотности могут быть рассчитаны методом, описанным в [1].

Автор благодарит Н. А. Костюкова и А. М. Ставера за разрешение использовать некоторые экспериментальные результаты, Н. К. Кузьмину за помощь в расчетах на ЭВМ, а также А. А. Дерибаса за полезное обсуждение и ценные советы.

Поступила в редакцию
4/IV 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Е. Кузьмин, А. М. Ставер. ФГВ, 1973, 9, 6.
2. В. М. Зайцев, П. Ф. Похил, К. К. Шведов. Докл. АН СССР, 1960, 132, 1339.
3. Н. А. Костюков, Г. Е. Кузьмин, А. М. Ставер. II Международный симпозиум по использованию энергии взрыва для производства металлических материалов с новыми свойствами. Марианске Лазне, 1973.
4. А. М. Ставер. Канд. дисс. Новосибирск, 1971.
5. Р. В. Хемминг. Численные методы. М., «Наука», 1968.

УДК 532.593

О ТЕПЛОВОЙ ВОЛНЕ ПРИ УДАРНОМ НАГРУЖЕНИИ ВИСМУТА

В. Ф. Нестеренко

(Новосибирск)

В работах [1, 2] показано, что до прихода ударной волны на границу раздела висмута с каким-либо металлом, например медью, возникает электрический сигнал. В работе [1] изучался «предвестник» при толщинах образцов $>1,7$ мм. При этом было обнаружено, что длительность сигнала не зависит от толщины образцов. Авторы этой работы высказали предположение, что наблюдаемый сигнал связан с диффузией электронов через фронт ударной волны.

В работе [2] было сделано предположение, что наблюдаемый сигнал может быть связан с неравновесной тепловой волной, распространяющейся по электронному газу и вызванной «горячими» электронами, диффундирующими с фронта в невозмущенный материал. Для объяснения механизма наблюдаемого эффекта в этой работе висмут рассматривался как двухкомпонентная система, каждая из компонент которой имеет свою собственную температуру. Это может быть справедливым при условии, что время установления теплового равновесия в электронном газе τ_{ee} и время установления теплового равновесия в решетке τ_{rp} много меньше времени установления теплового равновесия между электронами и решеткой τ_{ep} и характерного времени исследуемого процесса t_n . В [2] экспериментально было показано, что с уменьшением темпе-

ратуры материала перед фронтом ударной волны амплитуда сигнала растет без существенного изменения его длительности. Эти факты позволили сделать некоторые предположения о природе сигнала.

В настоящей работе показано, что поведение сигнала при малых толщинах образцов согласуется с выводом о нестационарном режиме тепловой волны, следующим из предположения работы [2] о механизме исследуемого сигнала. Схема измерения в данной работе аналогична описанной в [2]. Толщина образцов изменялась от 0,35 до 3 мм, диаметр — от 5 до 12 мм. Давление за фронтом, рассчитанное по известной из эксперимента скорости ударной волны, было равным 340 кбар.

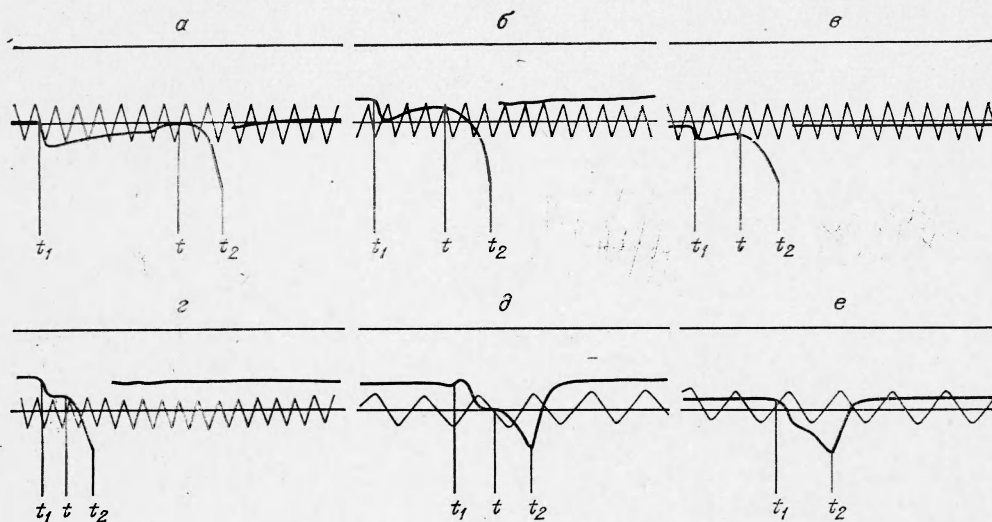
В результате проведенных экспериментов были получены осциллограммы изменения напряжения в измерительной цепи в зависимости от времени, которые приведены на рисунке. Отметки t_1 и t_2 соответствуют моментам времени входа и выхода ударной волны из образца, t — моменту появления исследуемого сигнала. Из приведенных осциллограмм и из таблицы, где сведены результаты экспериментов, видно, что с уменьшением толщины образца уменьшается время $t-t_1$ (в дальнейшем будем называть его временем задержки сигнала) и длительность исследуемого сигнала. Время задержки наблюдалось во всем исследованном диапазоне толщин образцов, кроме толщины 0,35 мм, что связано с завалом скачка напряжения в момент t_1 , определяемым частотными характеристиками ОК-33. Расчет времен задержек, данных в таблице, был произведен путем анализа уравнения теплопроводности, приведенного ниже.

Амплитуда регистрируемого сигнала уменьшается по мере уменьшения толщины образцов. При переходе от толщины 2 к 3 мм сигнал изменяется несущественно. По-видимому, с толщины 2 мм он становится стационарным.

Обсуждение результатов. Возможные механизмы образования «предвестника» можно разделить на две группы:

- 1) механизмы, связанные с явлениями на фронте ударной волны и за фронтом [3];
- 2) механизмы, связанные с процессами перед фронтом [1—3].

К первой группе относятся поляризационные и другие явления [3]. Этими явлениями нельзя объяснить полученные в настоящей работе экспериментальные данные, так как сигналы, создаваемые процессами, протекающими за фронтом и на фронте, не зависят от положения фрон-



Метки времени поданы с частотой 10 МГц, величина калибровочного сигнала 150 мВ.

Толщина образца, мм: а) 3; б) 2; в) 1,5; г) 0,9; д) 0,5; е) 0,35.

Толщина образцов, мм	Измеренное время задержки, нс	Расчетное время задержки, нс	Амплитуда сигналов, мВ
3	650	700	140
2	350	420	150
1,5	250	300	115
0,9	140	150	130
0,5	70	60	105
0,35	≤35	30	105

та относительно ненагруженного контакта, а зависят только от времени нахождения ударной волны в образце. Если бы за наблюдаемый эффект были ответственны механизмы первой группы, то мы не должны были наблюдать сигнал на образцах ≤ 2 мм, что не согласуется с результатами, приведенными выше. Следовательно, исследуемое явление от-

носится ко второй группе и возникает в пространстве перед фронтом ударной волны. Из предположения о тепловой природе сигнала следует важный качественный вывод: при толщине образцов меньше $L_s \approx 0,8$ мм, где L_s — экспериментально наблюдаемый пространственный размер сигнала при толщине образцов 2 и 3 мм, должен проявляться период задержки сигнала после входа ударной волны в образец. Это подтверждается приведенными осциллограммами (з, д).

Используя нестационарное уравнение теплопроводности, можно провести количественную оценку времени задержки. Уравнение теплопроводности в системе координат, связанной с фронтом ударной волны при пренебрежении теплообменом между электронами и решеткой, имеет вид

$$c \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \kappa \frac{\partial T}{\partial x} - D \frac{\partial cT}{\partial x}.$$

Аналогично [4] оценку $x_\Phi(t)$, где $x_\Phi(t)$ — координата переднего фронта тепловой волны, можно получить, произведя в уравнении теплопроводности замену

$$\frac{\partial T}{\partial t} \rightarrow \frac{T_{cp}}{t}; \quad \frac{\partial}{\partial x} \kappa \frac{\partial T}{\partial x} \rightarrow \frac{\beta T_{cp}^{k+1}}{x_{\Phi^2}}; \quad D \frac{\partial cT}{\partial x} \rightarrow \frac{D \alpha T_{cp}^{l+1}}{x_\Phi},$$

где $\beta T^k = \kappa$ — теплопроводность электронного газа; $\alpha T^l = c$ — теплоемкость электронного газа.

Ударная волна в нашем случае соответствует плоскому источнику постоянной температуры, движущемуся со скоростью D . Следовательно, $T_{cp} \sim T_{e0}$, где T_{e0} — электронная температура на фронте ударной волны.

Таким образом, для $x_\Phi(t)$ запишем

$$x_\Phi(t) = \frac{-Dt + \sqrt{D^2 t^2 + 4L}}{2},$$

где L — стационарный размер тепловой волны, равный $\frac{\kappa(T_{e0})}{c(T_{e0})D}$.

Эта формула дает правильные асимптотики при $t \rightarrow 0$ и $t \rightarrow \infty$. При $t \rightarrow 0$ движение вещества несущественно и $x_\Phi(t) \sim \sqrt{t}$, а при $t \rightarrow \infty$ имеем стационарный режим $x_\Phi = \text{const} = L$.

Время задержки $t - t_1$ удовлетворяет уравнению

$$x_\Phi(t - t_1) + D \cdot (t - t_1) = x,$$

где x — толщина образца. Принимая $L = 0,8$ мм, получим времена задержки, указанные в таблице, для соответствующих толщин образцов. Из таблицы видно, что экспериментальные результаты и оценки достаточно хорошо согласуются. Наблюдаемое уменьшение амплитуды сигнала с уменьшением толщины образцов может быть связано с уменьшением размытия зоны тепловой волны и существованием у осциллографа предела разрешения по времени.

Таким образом, из экспериментов с разными толщинами образцов следует, что процесс, ответственный за появление наблюдаемого сиг-

нала, происходит перед фронтом ударной волны и развивается по закону близкому к $\sqrt{t}$ для малых толщин образцов, что согласуется с предположением о существовании тепловой волны. Наличие времени задержки на малых толщинах образцов также может свидетельствовать о диффузионном характере процесса.

Поступила в редакцию
20/VI 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Г. Иванов, В. Н. Минеев и др. Письма ЖЭТФ, 1968, 6, 191.
2. В. Ф. Нестеренко, А. М. Ставер, Б. К. Стырон. ФГВ, 1973, 9, 3.
3. В. Н. Минеев, А. Г. Иванов, Ю. Н. Тюняев. Материалы Третьего все-союзного симпозиума по горению и взрыву. Ленинград, 1971, 5—10 июля, стр. 597.
4. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., 1963.

УДК 532.593

ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗРУШЕНИЯ ПЛОСКИХ СТРУЙ

В. И. Мали, В. В. Пай, А. И. Сковнин

(Новосибирск)

В настоящей работе предложена методика, позволяющая регистрировать скорость и длину непрерывной части струй, образующихся при выходе плоской ударной волны на полуцилиндрическую выемку на свободной поверхности металлов. Одновременно с длиной струи в экспериментах измерялась глубина поражения мишеней из идентичного со струей металла. Пользуясь значениями коэффициентов вязкости, полученными в работах [1, 2] при близких скоростях деформирования, была построена единая зависимость отношения глубины поражения мишеней к длине непрерывной части струи от числа Рейнольдса для всех исследованных металлов, позволяющая учитывать наблюдаемые в экспериментах отклонения глубины пробивания от величины, предсказываемой по идеальной теории [3, 4].

При выходе интенсивных ударных волн на полуцилиндрическую выемку на свободной поверхности металла возможно образование струй, подобных исследованным при аналогичной постановке эксперимента в случае полусферической выемки на свободной поверхности [5]. На рис. 1 приведены импульсные рентгеновские снимки процесса движения свободной поверхности меди с радиусом полуцилиндрической

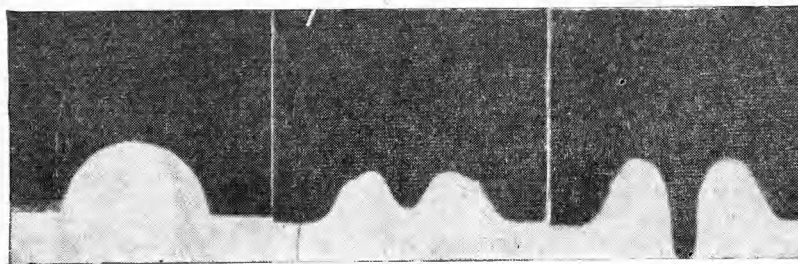


Рис. 1. Рентгеновские снимки движения свободной поверхности.