

01;05;10;12

О возможности определения откольной прочности металлов в субмиллисекундном диапазоне из экспериментов с воздействием проникающего импульсного излучения на мишень

© Т.А. Андреева, С.Н. Колгатин

Санкт-Петербургский государственный технический университет,
195251 Санкт-Петербург, Россия
E-mail: Kolgatin@spes.stu.neva.ru

(Поступило в Редакцию 1 декабря 1999 г.)

Прочность металла при воздействии на него коротких импульсов микро- или наносекундного диапазона представляет большой практический интерес. Между тем вопрос о величине растягивающего напряжения, приводящего к отколу, окончательно теоретически не решен. Существуют определенные аргументы [1] в пользу кинетической теории прочности [2]. Другие авторы [3] считают, что достижимая в субмиллисекундном диапазоне прочность не зависит от длительности импульса и является результатом движения элементарных носителей пластической деформации. Окончательный выбор в пользу той или иной теории должен быть сделан на основе анализа дополнительного экспериментального материала. Удобно было бы извлечь подобный материал из опытов по воздействию импульсного проникающего излучения на плоскую пластину с интерферрометрическим измерением скорости движения тыльной поверхности мишени. При этом понимание газодинамических процессов, происходящих при поглощении энергии в мишени, будет способствовать правильной интерпретации результатов. В предлагаемой работе при помощи математического моделирования предпринята попытка выяснить, варьированием каких параметров импульса излучения можно добиться наиболее отчетливого в свете рассматриваемого вопроса результата. Также даны рекомендации по оптимальному планированию эксперимента.

Существует множество типов устройств проникающего импульсного излучения, применяемых для генерации волн сжатия в металлических мишенях (релятивистские электронные пучки [4], лазеры [5], рентгеновские излучения от Z-пинчей [6] и др.). Излучения различаются проникающей способностью, которую условно можно характеризовать средним массовым коэффициентом поглощения χ , длительностью импульса $\tau_{\text{имп}}$, мощностью теплового потока на поверхности q_0 . Варьируя один или два из этих параметров, можно добиться изменения в известных пределах критерия мгновенности [7] и, следовательно, амплитуды ударного импульса в металле. Практический интерес представляет зависимость длительности пребывания металла в растянутом состоянии от параметров импульса, а также интервалы χ , $\tau_{\text{имп}}$, q_0 , в которых возможно различить, когда именно происходит откол.

Формирование и распространение волны сжатия в мишени описывались системой уравнений газовой динамики, которая в координатах Лагранжа $s = \int_0^x \rho(\xi) d\xi$ (ρ — плотность, x — координата Эйлера, ξ — переменная интегрирования) имеет следующий вид:

$$\frac{\partial(1/\rho)}{\partial t} = \frac{\partial v}{\partial s}, \quad \frac{\partial x}{\partial t} = v, \quad \frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial s}, \quad (1)-(3)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = -p \frac{\partial v}{\partial s} - \frac{\partial W}{\partial s} + Q(s, t), \quad W = -k \frac{\partial T}{\partial s}, \quad (4), (5)$$

$$p = f_p(\rho, T), \quad \varepsilon = f_\varepsilon(\rho, T), \quad k = \rho f_\lambda(\rho, T). \quad (6)-(8)$$

Здесь t — время, v — скорость, p и ε — давление и удельная внутренняя энергия; W — тепловой поток за счет теплопроводности, Q — удельный энерговыклад; k и λ — массовый и обычный коэффициенты теплопроводности; f_p , f_ε — термическое и калорическое уравнения состояния, взятые из [8]; f_λ — зависимость теплопроводности от плотности и температуры, определяемая аналогично [7] с использованием зависимостей из [9,10]. Энерговыклад Q рассчитывался по закону Бугера

$$Q = q_0 \chi \exp(-\chi s) f_t, \quad (9)$$

где q_0 — плотность потока энергии на поверхности; χ — среднemasсовый коэффициент поглощения (постоянная величина); f_t — функция временной формы импульса, которая приближенно принималась как

$$f_t = \begin{cases} 1 - \left| 1 - \frac{t}{t_{\text{имп}}} \right|, & t \leq 2t_{\text{имп}}, \\ 0, & t > 2t_{\text{имп}}. \end{cases} \quad (10)$$

Начальные условия к системе уравнений имели вид

$$v(0, s) = 0; \quad p(0, s) = p_0; \\ \rho(0, s) = \rho_0; \quad T(0, s) = T_0. \quad (11)$$

На поверхности ($s = 0$) ставились граничные условия

$$p(t, 0) = p_0, \quad W(t, 0) = \sigma_{\text{St}}(T^4 - T_0^4), \quad (12)$$

где σ_{St} — постоянная Стефана–Больцмана, T_0 — начальная температура.

На второй поверхности ($s = s_M$)

$$p(t, s_M) = p_0, \quad T(t, s_M) = T_0. \quad (13)$$

Система уравнений газовой динамики (1)–(13) решалась методом конечных разностей [11]. Для обеспечения устойчивости расчетов использовалась линейная искусственная вязкость. В качестве образца для исследований была выбрана медная пластина толщиной семь миллиметров. Величина, длительность энерговыклада, а также массовый коэффициент поглощения варьировались для ответа на поставленный вопрос.

Формирование волны давления в пластине при воздействии на нее импульса излучения с параметрами $t_{\text{imp}} = 1 \mu\text{s}$, $\chi = 2.8 \text{ m}^2/\text{kg}$, $q_0 = 6 \cdot 10^{13} \text{ W/m}^2$ представлено на рис. 1. Кривая 1 относится к моменту времени $t = 0.5 \mu\text{s}$ (максимум излучения), кривая 2 — 1.0 (конец импульса), кривая 3 — 2.0, кривая 4 — 2.6, кривая 5 — 3.1. На первоначальном этапе в стенке формируется пик давления (кривая 1), который затем распространяется в глубину (кривые 2, 3). После выхода импульса давления на свободную тыльную поверхность около нее образуется область разрежения (кривая 5). Размер области разрежения практически не зависит от параметров импульса излучения t_{imp} , χ , в то время как амплитуда растягивающего напряжения главным образом зависит от q_0 . Наибольшее растягивающее напряжение и скорость деформации наблюдаются в точке, отстоящей от тыльной поверхности приблизительно на 2.0 mm (это соответствует длине, проходимой звуком за половину длительности импульса).

Давление в пластине можно оценить по скорости движения тыльной поверхности, которую в свою очередь можно измерить интерферометрическими методами [12]. Поля скоростей в различные моменты времени для рассматриваемого варианта приведены на рис. 2. На начальной стадии с передней поверхности мишени срывается испаренный газовый слой, скорость которого в выбранной системе координат отрицательна, а в конденсированной среде формируется течение, направленное в

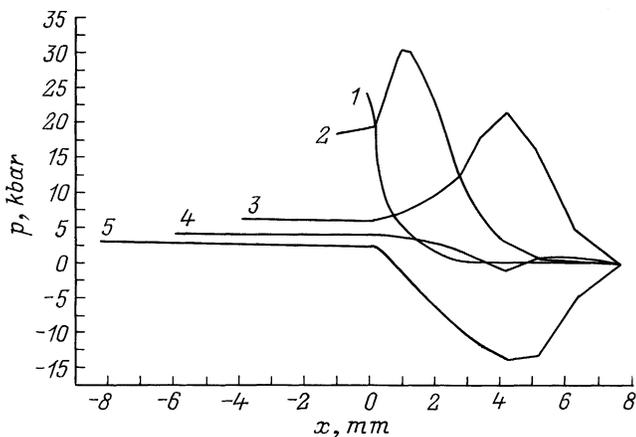


Рис. 1. Распределение давления по толщине пластины в различные моменты времени.

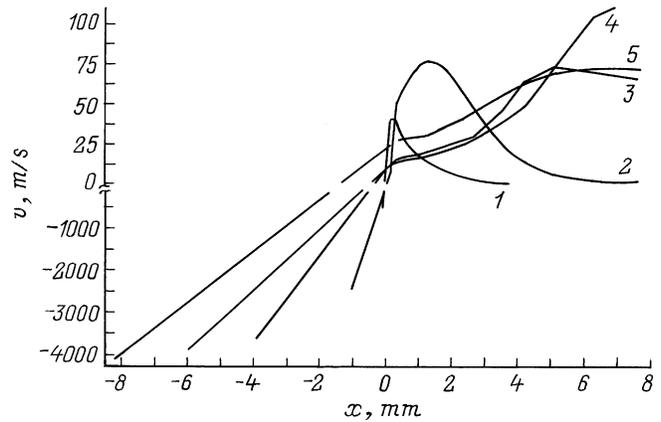


Рис. 2. Поля скоростей внутри мишени в различные моменты времени.

сторону потока излучения (кривые 1, 2). По мере распространения ударной волны в глубь металла скорость тыльной поверхности сначала постепенно возрастает (кривые 3, 4), а затем уменьшается (кривая 5).

Учет разрыва материала мишени производился по двум упомянутым выше теориям. Согласно первой — временной теории прочности [2], долговечность материала зависит от приложенного напряжения и температуры, которые активируют процесс разрыва межатомных связей. По второй теории [3] прочностные свойства материала в субмиллисекундном диапазоне являются результатом движения элементарных носителей пластической деформации, таких как дислокации, дисклинации, границы зерен т. п.

Моделирование разрыва на основании временной теории прочности происходило по следующему алгоритму. После расчета значений температуры, скорости, плотности, эйлеровой координаты, внутренней энергии и давления на новом временном слое вычислялись элементы массива скоростей деформаций в каждой k -й точке разностной схемы

$$b(k) = (-1) \frac{(p_k(t) - p_k(t - \delta t))}{\delta t}, \quad (14)$$

затем для точек, где давление оказалось отрицательным ($p_k(t) < 0$), полученные числа сравнивались с предельным значением b_* . В данном варианте расчета откол поверхности происходил при достижении предельного значения [1]

$$b_* \approx 100 \frac{\text{kbar}}{\mu\text{s}}. \quad (15)$$

Во втором варианте за условия разрыва принималось достижение величиной отрицательного давления в одном из узлов разностной сетки $\sigma(k) = (-1) \cdot p_k(t)$ предельного значения [1]

$$\sigma \approx 50 \text{ kbar}. \quad (16)$$

Если условия раскола мишени выполнялись в k -м узле, то в этом узле ставились граничные условия $p(t, s_k) = p_0$

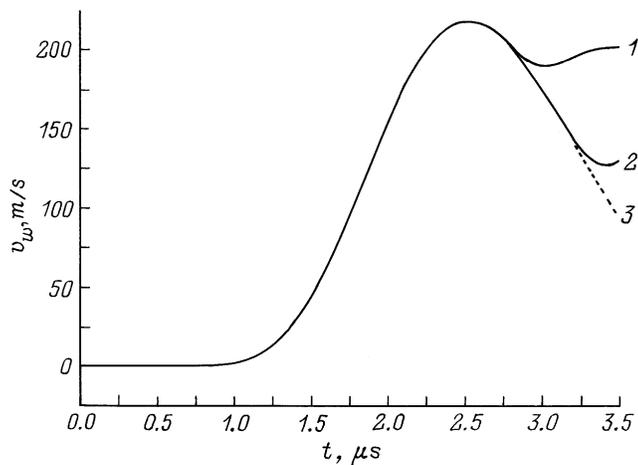


Рис. 3. Зависимость скорости тыльной поверхности пластины от времени.

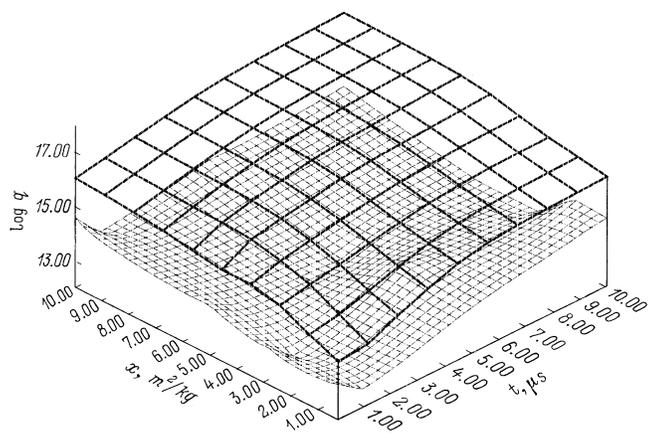


Рис. 4. Поверхности тыльного откола.

и $T(t, s_k) = T_0$ и дальнейший расчет проводился только для узлов с $(k + 1)$ до последнего.

На рис. 3 приведены зависимости доступной для экспериментального измерения скорости тыльной поверхности V_w от времени. Кривая 1 соответствует расчетам по формуле (15), кривая 2 — (16). Заметно, что во втором случае разрыв наступает позднее. Если разрыва материала не происходит, то зависимость $V_w(t)$ имеет гладкий непрерывный характер (кривая 3 на рис. 3). Важно отметить, что наличие откола, моделируемого по любой из двух рассматриваемых теорий, приводит к хорошо заметной разнице в расчетных зависимостях для V_w .

О необходимых условиях для проверки той или иной теории можно судить, рассматривая рис. 4, где приведены результаты численного моделирования тыльного откола в широком диапазоне параметров импульса t_{imp} , χ и q_0 . Нижняя поверхность соответствует условию (15), верхняя — (16). Видно, что при принятых значениях прочности на разрыв во всем исследуемом диапазоне

параметров импульса существует значительный зазор между поверхностями. При попадании параметров импульса в пределы этого зазора отрыв или сохранение целостности образца могут служить аргументом в пользу выбора той или иной из рассмотренных физических моделей разрыва.

Список литературы

- [1] Златин Н.А., Иоффе Б.С. // ЖТФ. 1972. Т. 42. Вып. 8. С. 1740–1743.
- [2] Регель В.Р., Слуцкер А.И., Томашевский Э.Е. Кинетическая природа прочности твердых тел. М.: Наука, 1974. 560 с.
- [3] Мещеряков Ю.И., Атрошенко С.А., Баличева Т.В. и др. Препринт Ленинградского филиала Института машиноведения им. А.А. Благонравова АН СССР. № 24. Л., 1989. 56 с.
- [4] Волков В.Г., Гайнуллин К.Г., Недосеев С.Л. и др. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез. 1981. Вып. 1(7). С. 36–42.
- [5] Андреев Н.Е., Вейсман М.Е., Костин В.В., Фортвов В.Е. // ТВТ. 1996. Т. 34. № 3. С. 379–385.
- [6] Дябилин К.С., Ледебев М.Е., Смирнов В.П. // ТВТ. 1996. Т. 34. № 3. С. 479–482.
- [7] Андреева Т.А., Колгатин С.Н., Хищенко К.А. // ЖТФ. 1998. Т. 68. Вып. 5. С. 44–47.
- [8] Бушман А.В., Канель Г.И., Ни А.Л., Фортвов В.Е. Теплофизика и динамика интенсивных импульсных воздействий. Черногловка: ОИХФ АН СССР, 1988. 68 с.
- [9] Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных газодинамических явлений. М.: Наука, 1966. 688 с.
- [10] Беспалов И.М., Полищук А.Я. Препринт ИВТАН. № 1-257. М., 1988. 23 с.
- [11] Самарский А.А., Попов Ю.П. Разностные методы решения задач газовой динамики. М.: Наука, 1992. 352 с.
- [12] Златин Н.А., Пугачев Г.С. // ЖТФ. 1973. Т. 43. Вып. 9. С. 1961–1965.