Письма в ЖТФ, том 15, вып. 5 12 марта 1989 г.
05.1

О МОДЕЛИ СВЕРХГЛУБОКОГО ПРОНИКАНИЯ

Л.В. Альтшулер, С.К. Андилевко,
Г.С. Романов, С.М. Ушеренко

Метание плотного потока ($\rho_n \sim 1.5\cdot 10^3$ кг/м^3) частиц со скоростью ~1.5–2.5 км/с сопровождается [1–4] при их столкновении с металлическими преградами парадоксальным эффектом сверхглубокого проникания (СГП) множества дискретных частиц на глубины в сотни и тысячи „калибров". Широкий круг явлений характеризует и обусловливает эффект СГП.

1. Критический размер d_k метаемых частиц, выше которого СГП не наблюдается, составляет $\sim 10^{-4}$ м. Кристаллическая плотность частиц ~(2–6) 10^3 кг/м^3.

2. СГП имеет место при нагружении преграды потоком частиц, создающих в материале преграды при торможении ударные волны амплитудой в несколько гигапаскалей. Дополнительное повышение давлений в бомбардируемых мишенях при синхронном импульсном нагружении их боковых поверхностей значительно увеличивает на всех глубинах число проникающих частиц, составляющее в стандартных условиях метания ~10^2–10^3 шт/мм^2.

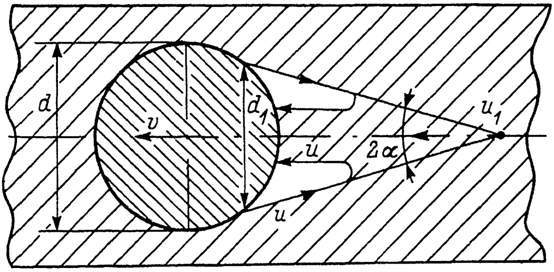
3. Каналы, образуемые микроударниками, при их движении схлопываются, и вблизи каналов образуются области интенсивного пластического течения с высокодефектной, частично аморфизованной структурой. Образование таких структур не подтверждает развиваемые в [5, 6] концепции, постулирующие упругую деформацию и хрупкое разрушение среды внедрения опережающей трещиной. Предложенные в этих работах механизмы СГП не объясняют также влияния условий и параметров нагружения на процесс проникания частиц.

В приближении находящейся под давлением P несжимаемой вязкой среды уравнение движения частицы

$$M\frac{dV}{dt} = -S\mu\dot{\varepsilon} - S_1\left(P + \frac{1}{2}\rho V^2\right) \qquad (1)$$

содержит вязкие и гидродинамические компоненты. Здесь M и S – масса и миделево сечение частицы соответственно, S_1 – сечение, по контуру которого происходит срыв линий тока, ρ – плотность преграды, V – скорость частицы, t – время, $\dot{\varepsilon} = \frac{V}{d}$ – эффективная скорость деформации, μ – коэффициент вязкости.

Разупрочнение среды возникает из-за локального нагрева слоев, примыкающих к плоскостям скольжения до температур, близких или равных температуре плавления. Такая ситуация в кристаллических телах обнаружена [7] во фронте сильных ударных волн, и в условиях внедрения реализуется, если характерное время деформа-



Режим обтекания частицы до момента полного схлопывания канала и реализации стационарного режима обтекания.

$S=\frac{\pi}{4}d^2$, $S_1=\frac{\pi}{4}d_1^2$, u_1 – скорость движения точки схождения стенок канала, u – скорость движения струй, образующих стенки канала, d – диаметр миделева сечения частицы, d_1 – диаметр сечения, по контуру которого происходит срыв линий тока.

ции $\tau_g \sim \frac{d}{V}$ меньше времени тепловой релаксации $\tau_p \sim \frac{\lambda^2}{a}$, для стали примерно равное 10^{-7} с (λ – расстояние между плоскостями скольжения, a – температуропроводность среды). При проникании в энергетически более выгодных условиях окажутся частицы, размер которых удовлетворяет условию

$$d \lesssim d_K = \frac{\lambda^2 V}{a} \qquad (2)$$

и сравним с толщиной пограничного слоя.

При $d<d_K$, вследствие уменьшения до пренебрежимо малой величины вязкого и прочностного сопротивления, доминирующей становится гидродинамическая составляющая, определяемая вторым членом правой части уравнения (1).

В системе координат, связанной с частицей, в первой фазе внедрения имеет место схематически представленный на рисунке квазистационарный режим обтекания шара. На основании теоремы Бернулли скорость потока у свободной границы каверны

$$u=\left(\frac{2P}{\rho}+V^2\right)^{1/2},$$

угол схлопывания канала $\alpha=\arccos\frac{V}{u}$ и эффективное миделево сечение $S_1=\frac{1}{4}\pi d_1^2=S\cdot\cos^2\alpha$.

Скорость точки схождения стенок канала

$$u_1=\frac{u}{\cos\alpha}=V\left(1+\frac{2P}{\rho V^2}\right)$$

превышает скорость движения частицы. По мере торможения частицы из-за уменьшения скорости угол схлопывания α возрастает, S_1 – уменьшается, и точка схлопывания быстро ($\tau_c \lesssim 10^{-8}$ с) приближается к проникающей частице. Сечение кумулятивной струи, дополнительно подталкивающей частицу при этом возрастает. Одновременно происходит процесс деформации частицы, вследствии выдавливания в каверну ее разогретых поверхностных слоев. За время $\sim 10^{-8}$–10^{-7} с канал схлопывается, S_1 =0. При очень малой вязкости квазижидкости частица движется равномерно. Как показывают оценки, стационарная фаза ламинарного обтекания без сопротивления (парадокс Даламбера) наступает при $\frac{2P}{\rho V^2} \gtrsim 1$. Для стальных мишеней и давлений в 1–4 ГПа скорость стационарного движения частицы примерно равна 0.5 км/с. При характерных временах существования в мишенях полей давления $\sim 2 \cdot 10^{-5}$ с, глубина проникания составляет, в согласии с экспериментом, $\sim 10^{-2}$ м.

Таким образом, в соответствии со всей совокупностью экспериментальных наблюдений два фактора определяют эффект сверхглубокого проникания: кратковременное разупорядочение материала преграды в результаты его неравновесного разогрева в условиях сверхбыстрой деформации и возникновение в квазижидком металле под действием внешних давлений режима принудительного ламинарного обтекания.

Список литературы

[1] Горобцов В.Г., Ушеренко С.М., Фурс В.Я. В сб.: Порошковая метеллургия. Минск.: Высшая школа. 1979. В. 3. С. 8–12.

[2] Козорезов К.И., Максименко В.Н., Ушеренко С.М. В кн.: Избранные вопросы современной механики. М.: МГУ, 1981. Ч. 1. С. 114–119.

[3] Ворошнин Л.Г., Горобцов В.Г., Шилкин В.А.// ДАН БССР. 1985. Т. 29. № 1. С. 57–58.

[4] Горобцов В.Г., Козорезов К.И., Ушеренко С.М. В сб.: Порошковая металлургия. Мн.: Высшая школа. 1982. В. 6. С. 19–22.

[5] Черный Г.Г. // ДАН СССР. 1987. Т. 292. № 6. С. 1324–1328.

[6] Григорян С.С. // ДАН СССР. 1987. Т. 292. № 6. С. 1319–1323.

[7] Crady D.E., Asay J.R. // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. No 11. P. 7350–7356.

Белорусский государственный университет им. В.И. Ленина

Поступило в Редакцию 21 декабря 1988 г.