

КИНЕТИЧЕСКАЯ (ФЛУКТУАЦИОННАЯ) ПРИРОДА ГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО РЕЖИМА ВЫСОКОСКОРОСТНОЙ ДЕФОРМАЦИИ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

А.С. Б а л а н к и н

Известно, что при определенных условиях (высокие давления и скорости деформации, реализуемые, например, при сварке взрывом и в процессе формирования кумулятивной струи) твердые тела текут подобно жидкостям, оставаясь при этом в кристаллическом состоянии [1, 2]. Однако текучее состояние твердого тела характеризуется не полным отсутствием касательных напряжений, как в идеальной жидкости, а отсутствием возрастания касательных напряжений при возрастании сдвиговых деформаций. То есть, начиная с некоторых критических сдвиговых деформаций и напряжений, твердое тело перестает сопротивляться дальнейшему увеличению сдвига, переходя в гидродинамический режим деформации (ГРД). Переход к ГРД можно рассматривать как „кинетический фазовый переход (КФП)“ (по терминологии [3]) в системе, находящейся далеко от термодинамического равновесия, сопровождающийся диссипативной структурой, обеспечивающей специфический характер деформации. А именно, ГРД связан с переносом аддитивных сохраняющихся величин (массы, импульса и т.п.) и характеризуется локальными значениями термодинамических параметров (температуры, давления плотности и др.), а также скорости деформации, меняющимися в пространстве и времени.

Так как, согласно экспериментальным данным [2, 4], ГРД имеет место при скоростях деформации (u) как ниже, так и выше c_z (c_z - скорость поперечного звука), то, очевидно, что ГРД не может быть понят в рамках классической теории пластичности, связывающей пластическую деформацию (ПД) с перемещением дислокаций (двойников, границ зерен и т.п.), скорость движения которых не может превышать c_z .

ГРД может быть понят и количественно описан в рамках предлагаемой здесь модели, рассматривающей динамику флуктуаций плотности ($\delta\rho$) в деформируемом материале и являющейся развитием кинетической концепции прочности С.Н. Журкова (см [5]) на случай сильного отклонения деформируемого тела от состояния термодинамического равновесия. В отличие от термофлуктуационной теории разрушения [6], рассматривающей кинетику только спонтанных (тепловых) $\delta\rho$, в настоящей модели учитываются как спонтанные, так и индуцированные (вызванные внешним воздействием или временным изменением условий на границах) $\delta\rho$. При напряжениях σ , превышающих „физический“ предел упругости σ_y , индуцированные $\delta\rho$ ответственны за не зависящую от времени „мгновенную“ (по терминологии [7]) составляющую ПД (ϵ_M), возвращающую систему в невозмущенное состояние (зависящая от времени составляющая

ПД ε_T определяется термофлуктуационным перемещением дислокаций и имеет место даже при $\sigma \ll \sigma_y$). Однако в случае квазистатического нагружения на стационарном этапе, когда деформируемое тело все время находится вблизи термодинамического равновесия, настоящая модель естественно переходит в рассмотренную ранее [6-8], термофлуктуационную модель деформации и разрушения твердых тел.

С микроскопической точки зрения $\delta\rho$ является суперпозицией колебаний атомов (фононов), однако для количественного описания кинетики деформации и переходов между различными режимами деформации и разрушения удобнее перейти от рассмотрения динамики фононов к рассмотрению динамики $\delta\rho$, имеющих конечные (мезоскопические) размеры, вводя представление о квазичастицах размером порядка длины свободного пробега фононов (l_p) - элементарных флуктуациях разрядки и сжатия и различающихся между собой фазой (попутно заметим, что на различные проявления квантового характера $\delta\rho$ во всем температурном интервале существования конденсированной фазы обращалось внимание неоднократно, см., например, [9]). В рамках предлагаемого подхода кинетический переход в ГРД может быть описан лазерной схемой, согласно которой перестройка спектра $\delta\rho$ обуславливается когерентным перераспределением квазичастиц между состояниями с противоположными фазами, сопровождающимися бозе-конденсацией элементарных возбуждений, испускаемых при переходах квазичастиц между состояниями. Особо подчеркнем, что в рассматриваемой системе с переменным числом бозе-частиц бозе-конденсация является „принудительной“ (по терминологии [10]), вызываемой внешним воздействием, когда становится энергетически выгодным макроскопическое заполнение уровня с импульсом $\vec{q} \neq 0$. Основная идея предлагаемой здесь модели заключается в том, что при скорости сдвиговой деформации, превышающей критическую, в зоне деформации происходит образование бозе-конденсата $\delta\rho$, приводящее к когерентному связыванию пар $\delta\rho$ с противоположными фазами, что и означает упорядочение и обеспечивает ГРД (заметим, что в [11] подобным образом описывалось мартенситное превращение в металлах, а механизмы возникновения пространственных структур в диссипативных неравновесных системах рассмотрены в [3, 12, 13]). При этом количественное описание кинетики перехода к ГРД может быть получено на основе уравнения Ландау-Халатникова для релаксации флуктуаций параметра порядка КФП (заметим, что в [3] дан достаточно общий микроскопический вывод обобщенных нестационарных уравнений Гинзбурга-Ландау для КФП). Особо подчеркнем, что для КФП в ГРД справедлива S-теорема (сформулированная в [14]) - в ходе процесса самоорганизации энтропия и производство энтропии уменьшаются, т.е. переход от „классического“ режима ПД к ГРД соответствует переходу в более упорядоченное состояние в отличие от перехода жидкость-кристалл при плавлении, сопровождающегося разупорядочением).

Здесь остановимся подробнее на классической задаче проникания удлиненного бойка (длина l_0 , диаметр $d_0 \ll l_0$, плотность ρ_0 , скорость U_0) в полубесконечную среду (плотность ρ_c). При ударе КФП к ГРД происходит, если скорость сдвиговой деформации ($\dot{\epsilon}_c \approx \frac{U}{d_0}$, $\dot{\epsilon}_0 \approx \frac{U_0 - u}{d_0}$) превысит производство энтропий (\dot{s}) при деформации. Очевидно, что установление стационарного ГРД для бойка и среды возможно лишь при условии, что $0.5 \rho_0 U_0^2$ превышает критическое значение плотности энергии Q диссипируемой в ГРД (в этом случае торможения заднего конца бойка в процессе проникания не происходит $\frac{dv}{dt} = 0$, что указывает на неправомерность рассмотренной в [15] модели - уравнение (3.4) главы 3 не верно). Уравнение для скорости проникания ($u < c_T$) на стационарном этапе ГРД принимает вид

$$0.5 \rho_c u^2 + \rho_c \nu_c \dot{\epsilon}_c + Q_{nc} = 0.5 \rho_0 (U_0 - u)^2 + \rho_0 \nu_0 \dot{\epsilon}_0 + Q_{n0}, \quad (1)$$

где ν - вязкость ($\nu \sim 10^{-3} \frac{m^2}{c}$ при $\dot{\epsilon} \gtrsim 10^6 c^{-1}$, Q_n - "прочностная" составляющая плотности диссипируемой энергии ($Q_n = 0.5 \rho c_T^2$, где c_T - совпадает с предельной скоростью роста трещин). При $d_0 \sim 1$ мм, $U_0 > 10^3$ м/с число Рейнольдса

$$Re = \frac{u d_0}{\nu} \gg Re_{KP} = \frac{c_T c_T}{c_T^2} \quad \text{и ГРД носит турбулентный характер}$$

(перенос импульса носит кооперативный характер), что проявляется, например, в наблюдаемом эффекте волнообразования при

сварке взрывом. При этом $\nu_{эфф} = \nu \frac{Re}{Re_{KP}}$ и выражение для глубины

проникания принимает вид

$$L = \alpha^{-1} l_0 \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho_c}}; \quad \alpha = \sqrt{1 + \frac{\rho_c c_T^2 - \rho_0 c_{T0}^2}{(1 + 2 Re_{KP}) u^2}}, \quad (2)$$

хорошо описывает экспериментальные данные [16] при $Re_{KP} = \frac{c_0 c_T}{c_T^2} \sim 1$

и объясняет противоречия при обработке данных по формуле, предложенной в [1].

Предлагаемый подход эффективен при рассмотрении и других задач, связанных с высокоскоростным деформированием твердых тел, в частности при сварке взрывом, а также для количественного описания эффектов электро- и акустопластичности и увеличения скорости диффузии и химических реакций в ударных волнах.

Автор признателен А.А. Кожушко и Г.С. Пугачеву за ознакомление с результатами работы [16] до их опубликования и полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

- [1] З л а т и н Н.А., К о ж у ш к о А.А. - ЖТФ, 1982, т. 52, № 2, с. 330-334.
- [2] Д е р и б а с А.А. - ФГВ, 1987, т. 23, № 5, с. 148-158.
- [3] Х а к е н Г. Синергетика, М.: Мир, 1985, 423 с.
- [4] Физика взрыва. Под ред. К.П. Станюковича, М.: Наука, 1975, 704 с.
- [5] Ж у р к о в С.Н. - ФТТ, 1980, т. 22, № 11, с. 3344-3349; ФТТ, 1983, т. 25, № 10, с. 3119-3124.
- [6] Р е г е л ь В.Р., С л у ц к е р А.И., Т о м а ш е в - с к и й Э.Е. Кинетическая природа прочности твердых тел, М.: Наука, 1974. 560 с.
- [7] Л е п и н Г.Ф. Ползучесть металлов и критерии жаропрочности, М.: Metallургия, 1976. 344 с.
- [8] И в а н о в а В.С. Разрушение металлов, М.: Metallургия, 1979. 167 с.
- [9] Системы особых температурных точек твердых тел, М.: Наука, 1986. 270 с.
- [10] К и р ж н и ц Д.А. - УФН, 1978, т. 125, в. 1, с. 169-194
- [11] К а щ е н к о М.П., М и н ц Р.И. - ЖЭТФ, 1978, т. 75, в. 5, с. 2280-2289.
- [12] В о р о б ь е в В.М., К у к л и н В.М. - Письма в ЖТФ, 1987, т. 13, № 22, с. 1354-1359.
- [13] Г а л и ц к и й В.М., Е л е с и н В.Ф. Резонансное взаимодействие электромагнитных полей с полупроводниками. М.: Энергоатомиздат, 1986. 192 с.
- [14] К л и м о н т о в и ч Ю.Л. - Письма в ЖТФ, 1984, т. 10, № 2, с. 80-83.
- [15] С а г о м о н я н А.Я. Проникание, М.: МГУ, 1974. 257 с.
- [16] К о ж у ш к о А.А., Р ы к о в а И.И., И з о т о в А.Д., Л а з а р е в В.В. - Изв. АН СССР, неорг. мат., 1987, т. 23, № 12, с. 2078-2082.

Поступило в Редакцию
21 марта 1988 г.

В окончательной редакции
23 мая 1988 г.