

05;12

О развитии сдвиговой неустойчивости в металлах

© О.Б. Дреннов

Российский федеральный ядерный центр,
Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики,
607190 Саров, Нижегородская область, Россия

(Поступило в Редакцию 10 сентября 1997 г. В окончательной редакции 13 января 1998 г.)

Экспериментально зафиксировано развитие неустойчивости на контактной границе стальных образцов, когда данная граница нагружается косо ударной волной. Показано, что возмущения формируются на стадии ударноволнового нагружения ($\Delta t < 1 \mu s$, $\Delta U > 1 \text{ mm}/\mu s$) при развороте слоев, когда металлы переходят в квазизидкое состояние. Затем при скорости относительного скольжения $\Delta \bar{U} \approx 0.1 \text{ mm}/\mu s$ первоначальные возмущения растут по экспоненциальному закону и "замораживаются" при приходе волны разрежения на контактную границу (при "выходе" зоны контакта металлов из пластического состояния).

Исследование явления гидродинамической неустойчивости границы раздела двух сред представляет большой теоретический и прикладной интерес. Этим объясняется повышенное внимание, которое уделяется изучению данного процесса. Традиционно различают три типа неустойчивости поверхности раздела: неустойчивость Релея–Тейлора, возникающая при действии на границу раздела сред разной плотности ускорения, вектор которого перпендикулярен поверхности раздела и направлен от вещества с меньшей плотностью к веществу с большей плотностью [1]; неустойчивость Рихтмайера–Мешкова, возникающая когда стационарная ударная волна, направление распространения которой перпендикулярно к границе раздела веществ разной плотности, проходит через эту границу (граница импульсно ускоряется на фронте ударной волны и затем движется без ускорения) [2]; неустойчивость Кельвина–Гельмгольца (сдвиговая неустойчивость), которая возникает, когда имеется разрыв тангенциальной составляющей поля скоростей [3].

Изучению закономерностей развития неустойчивости Релея–Тейлора и Рихтмайера–Мешкова посвящено достаточное количество аналитических и экспериментальных работ [4–7]. Можно выделить работы, в которых выполнены попытки учета прочности среды на развитие неустойчивости [8,9]. Неустойчивость Кельвина–Гельмгольца достаточно хорошо изучена для идеального случая (аналитически — для идеальной несжимаемой жидкости [10,11], экспериментально — для жидкостей и газов [12]). Неустойчивость Кельвина–Гельмгольца в ее простейшей форме описывается соотношениями

$$U_y = U \quad \text{при } y < 0; \quad \rho_y = \rho \quad \text{при } y < 0;$$

$$U_y = U' \quad \text{при } y > 0; \quad \rho_y = \rho' \quad \text{при } y > 0. \quad (1)$$

Более точно, неустойчивость Кельвина–Гельмгольца — это динамическая неустойчивость поверхности раздела $y = 0$ течения (1), в том числе и в случае $\rho = \rho'$ (однородная жидкость) и $g = 0$. Поверхностное натяжение на границе $y = 0$ ослабляет неустойчивость, но не устраняет ее.

Не рассматривая большой класс теоретических и экспериментальных работ, посвященных исследованию развития возмущений на контактной границе пары металлов при высокоскоростном косом соударении (на практике так реализуется сварка взрывом), в которых волнообразование на границе раздела объясняется с позиций развития неустойчивости Кельвина–Гельмгольца между струей и квазизидким слоем металлической пластины [13–16], можно отметить крайне малое число работ по исследованию развития сдвиговой неустойчивости в металлах. Так, в [17] сдвиговое течение для двух плотно контактирующих металлических пластин (медь и сталь) возникает при их нагружении нормально падающей ударной волной и замыкании расположенного под ними клиновидного зазора. Величина тангенциального разрыва скоростей оценивается в $\Delta U \approx 0.5 \text{ mm}/\mu s$. Отмечается, что хотя бы один из металлов должен находиться в пластическом состоянии.

В настоящей работе изложены результаты экспериментов, в которых удалось наблюдать развитие сдвиговой неустойчивости на контактной границе, разделяющей два металлических образца. На первом этапе экспериментальных исследований объектом наблюдения являлась контактная граница между диском и кольцом (материал—сталь ст. 3 толщиной 14 mm, внешний диаметр диска 64 mm, внутренний диаметр кольца 64 mm, внешний диаметр кольца 90 mm). Диск помещался в кольцо по легкопрессовой посадке.

Динамический импульс воспринимал только диск. Скорость скольжения диска относительно кольца составляла $\Delta U \leq 0.5 \text{ mm}/\mu s$. Время относительного скольжения оценивается величиной $\Delta t \leq 70 \mu s$. Импульсное давление в материале диска с учетом затухания амплитуды ударной волны составляет $P \approx 20 \text{ GPa}$. Эта величина превышает динамический предел текучести стали ст. 3 и достаточна для перевода металла в область пластических деформаций. Однако контактная граница диск–кольцо во всех опытах оставалась устойчивой.

Представительные результаты о развитии неустойчивости были получены при следующей схеме нагружения

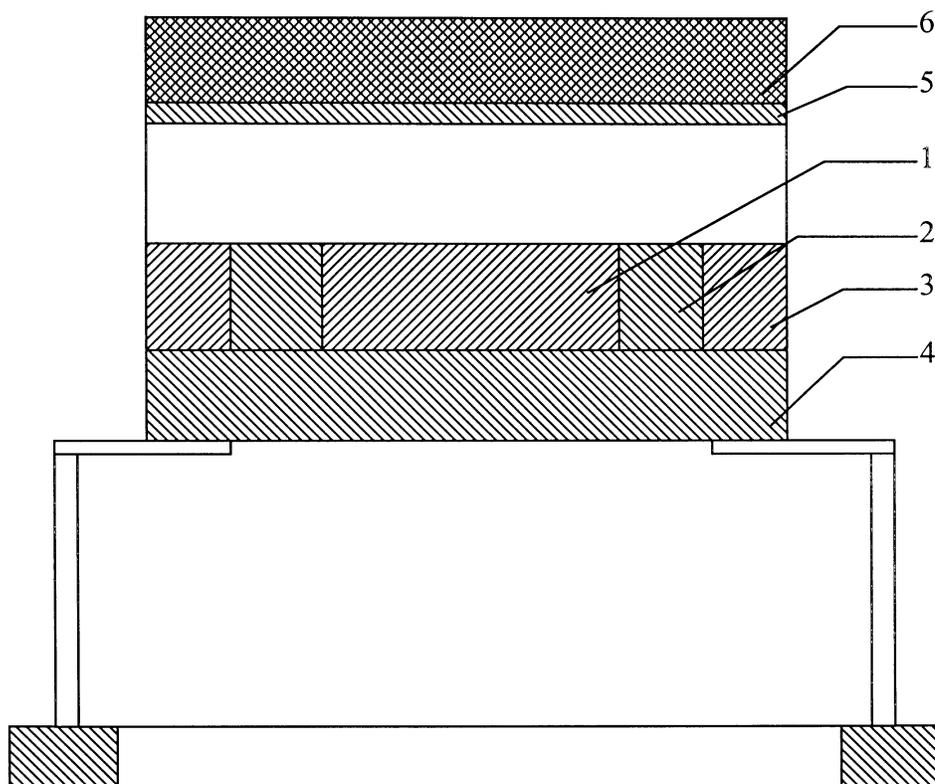


Рис. 1. Схема нагружения.

(рис. 1). С целью сохранения образцов от разрушающего воздействия волн разрежения диск 1 и кольцо 2 помещались в защитную обойму 3, представляющую собой кольцо внешнего диаметра $D = 120$ мм, внутреннего диаметра $d = 90$ мм, толщиной $h = 14$ мм и устанавливались на стальной поддон 4 $\varnothing 120 \times 20$ мм.

Нагружение системы осуществлялось летящим ударником из латуни 5 $\varnothing 120 \times (2 \dots 3)$ мм, который разгонялся продуктами взрыва (ПВ) при детонации заряда взрывчатого вещества (ВВ) 6 состава типа ТГ 50/50, $\varnothing 120 \times (20 \dots 40)$ мм. В заряде ВВ генерировалась плоская детонационная волна. Таким образом, на входе в диск обеспечивалась ударная волна интенсивностью $40 \leq P \leq 55$ ГПа. С учетом затухания на выходе из образца интенсивность ударной волны составляла $36 \leq P \leq 49$ ГПа. Во всех приведенных опытах зафиксировано развитие возмущений на контактной границе диск–кольцо. Отмечено также развитие возмущений на контактной границе кольцо–обойма.

На рис. 2 приведены микрошлифы этих контактных границ (увеличение $\times 20$): a , b — исходная контактная граница диска и кольца соответственно (ровная поверхность); c — граница диск–кольцо, (фрагмент диска), волнообразные возмущения, близкие по форме к синусоидальным, характеризуются амплитудой $\bar{a} \approx 0.08$ мм и длиной волны $\bar{\lambda} \approx 0.8$ мм, отмечается интенсивное изменение структуры стали в приграничной зоне шири-

ной $\bar{\Delta} \approx 0.03$ мм; d — граница раздела кольцо–обойма (фрагмент кольца), возмущения характеризуются амплитудой $\bar{a} \approx 0.06$ мм и длиной волны $\bar{\lambda} \approx 0.7$ мм, изменение микроструктуры стали происходит в приграничной зоне шириной $\bar{\Delta} \approx 0.02$ мм.

Для детализации механизма относительно смещения слоев металлов процесс динамического нагружения системы (по схеме рис. 1) и последующее движение ее элементов рентгенографировались на разные моменты времени. В экспериментах использовалась импульсная рентгенографическая установка БИМ-234 с граничной энергией гамма-квантов $E \approx 2.5$ MeV [18].

Отдельные фазы движения элементов системы можно различить после выхода ударной волны на свободную поверхность поддона (через $6 \mu\text{s}$ от момента начала нагружения). С 7-й по 12-ю μs средняя скорость движения диска относительно кольца составляет $\Delta \bar{U} \approx 0.1$ мм/ μs . С 13-й по 300-ю μs $\Delta \bar{U}' \approx 0.04$ мм/ μs . Следовательно, после расслоения диска и кольца (под действием боковой волны разрежения) на 13-й μs осуществляется инерционный полет элементов системы.

На рис. 3 приведена экспериментальная система на стадии инерционного полета (30-я μs). Видны отколовшиеся фрагменты обоймы 3 (боковой откол) и поддона 4 (боковой и тыльный отколы), а также расслоение обоймы 3, кольца 2 и диска 1.

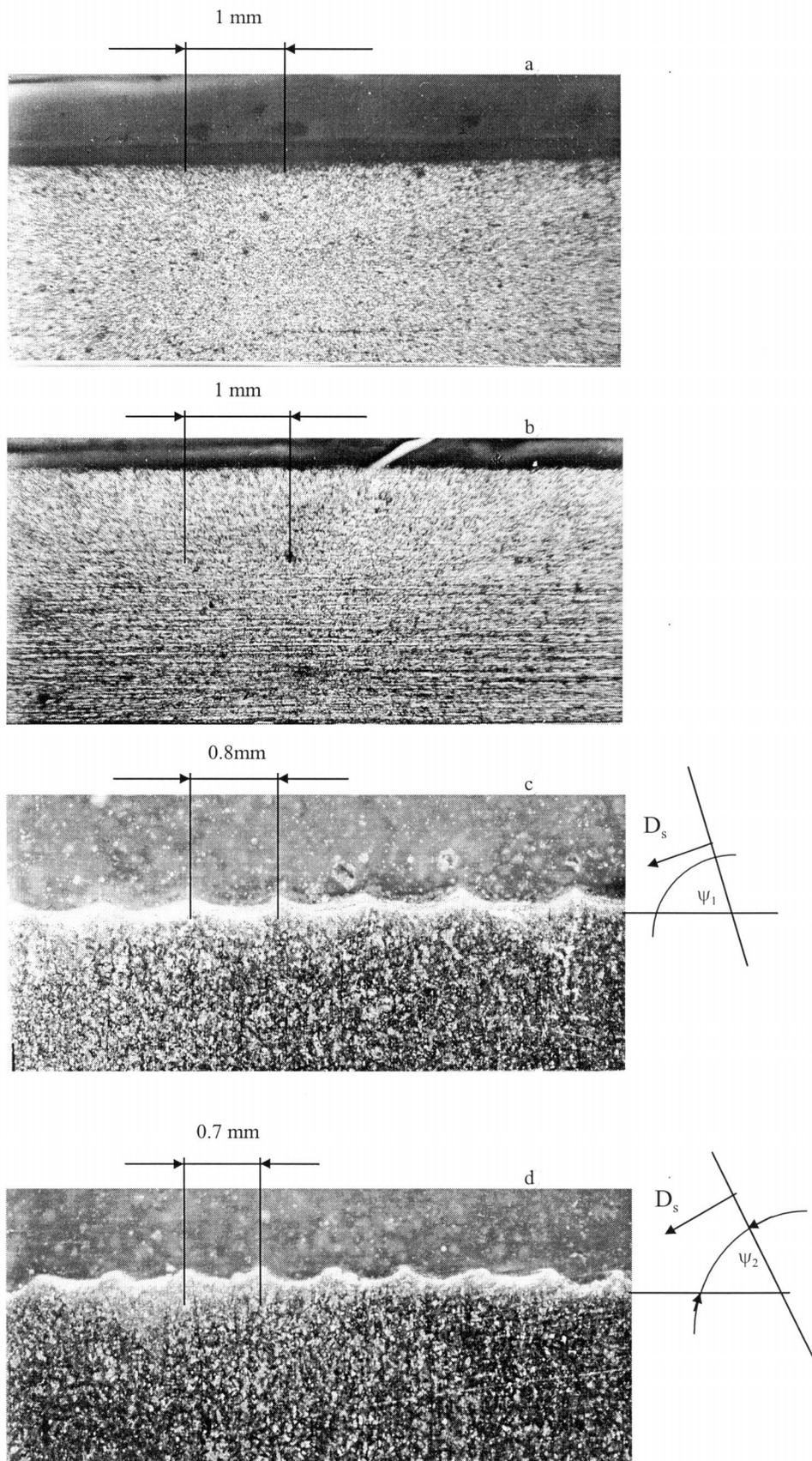


Рис. 2.

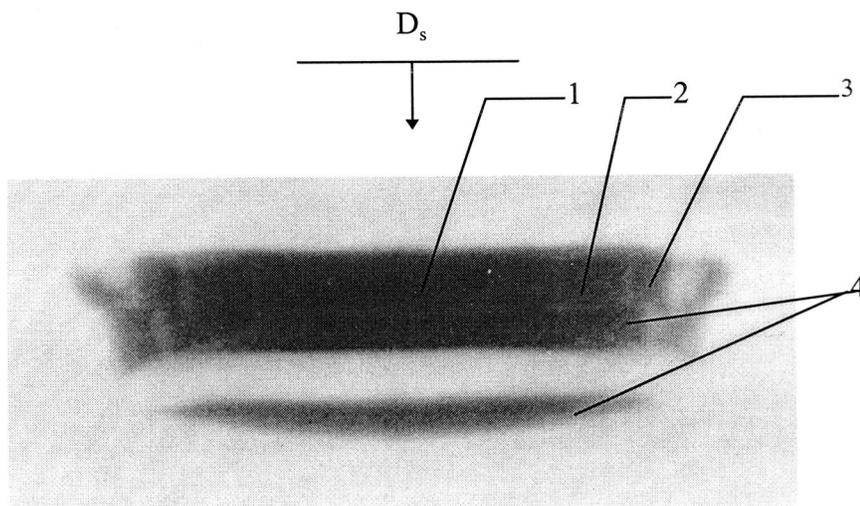


Рис. 3.

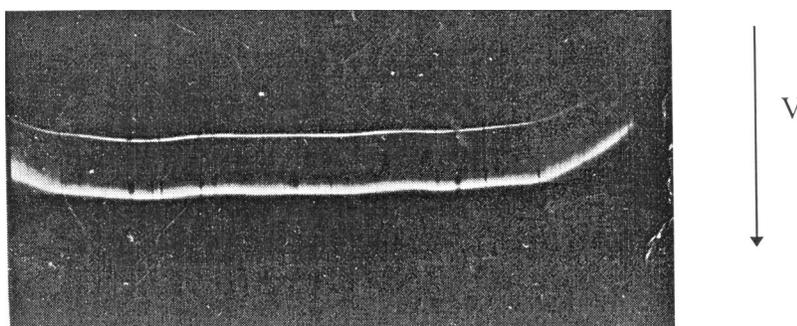


Рис. 4.

Одновременно в самостоятельной серии экспериментов исследовалась форма ударноволнового импульса, входящего в образцы. Регистрировался профиль свободной поверхности летящего ударника в момент времени, соответствующий удару по системе диск–кольцо–обойма. Для этого использовался высокоскоростной фоторегистратор СФР-2М, работающий в режиме щелевой развертки (так называемый метод вспыхивающих зазоров [19]). Сущность метода заключается в следующем. На конкретной базе измерения устанавливается оптический приемник (два слоя оргстекла разделенные тонким зазором). После удара летающим ударником по приемнику сформировавшаяся ударная волна входит в зазор, в котором возникает свечение ионизированного воздуха, повторяющее профиль свободной поверхности ударника. Характерная фотохронограмма профиля летящего ударника для режима нагружения $P \approx 55 \text{ GPa}$ приведен на рис. 4.

Далее, с учетом коэффициента увеличения на координатной плоскости проводится сшивка геометрического центра ударника с геометрическим центром системы. При плотном контакте указанных геометрических центров находится угол наклона плоскости ударника

к контактному границам диск–кольцо и кольцо–обойма. Данные углы наклона определяют углы удара и соответственно углы, под которыми ударные волны нагружают соответствующие контактные границы (Ψ_1 и Ψ_2).

Из фотохронограмм следует, что ударная волна выходит на контактную границу диск–кольцо под углом $\Psi_1 \approx 80^\circ$, на границу кольцо–обойма под углом $\Psi_2 \approx 70^\circ$, т.е. контактная граница нагружается кривой ударной волной. Из законов сохранения на фронте кривой ударной волны следует, что контактирующие слои металлов разворачиваются за фронтом на угол ω [20]. Одномерное геометрическое рассмотрение конкретного (для реализующихся в экспериментах параметров нагружения) механизма "натекания" потоков на фронт кривой ударной волны и их последующий разворот на угол ω не позволяет однозначно определить скорость относительного скольжения элементов системы. Однако оценить величину тангенциального разрыва скоростей можно, применив ряд последовательных упрощений: слои металлов рассматриваются как потоки только за фронтом ударной волны, т.е. можно считать, что в момент нагружения системы диск–кольцо–обойма летающим ударником в металле реализуется ударноволновое состояние, характеризующееся

давлением P и массовой скоростью U (в частности, для рассматриваемого случая $P \approx 55$ GPa материал диска приобретает массовую скорость $U \approx 1.1$ mm/ μ s); из-за асимметрии нагружения (действительно, из рис. 4 следует, что диск подлетает к плоскости системы искривленным, т.е. нагружение кольца происходит позже нагружения диска) можно предположить, что в диске движение массы материала (U) начинается раньше, чем в кольце. Тем самым будет обеспечиваться тангенциальный разрыв скоростей $\Delta U_1 \approx 1.1$ mm/ μ s. Аналогично для границы кольцо–обойма разрыв скоростей оценивается величиной $\Delta U_2 \approx 0.9$.

Разворот "потоков" за фронтом косо́й ударной волны, равно как и высокая скорость относительного скольжения ΔU_1 (или ΔU_2) характеризуются короткими временными интервалами $\Delta t < 0.5$ μ s. Граница диск–кольцо существует $t_1 \approx 13$ μ s (до прихода боковой волны разрежения). Все это время, согласно результатам рентгенографических опытов, поддерживается скорость относительного скольжения $\Delta \bar{U} \approx 0.1$ mm/ μ s. Затем элементы системы расслаиваются. Граница кольцо–обойма существует $t_2 \approx 7$ μ s и характеризуется аналогичными процессами.

Можно предложить следующий механизм развития сдвиговой неустойчивости в металлах. Косая ударная волна пересекает контактную границу. На фронте волны повышается температура образцов. Их разворот за фронтом косо́й ударной волны сопровождается относительным скольжением вдоль контактной границы и развитием интенсивных пластических сдвиговых деформаций. Узкие приграничные слои металлов переходят в квазизжидкое состояние, возможно их частичное плавление. Эти слои ведут себя наподобие реальных вязких жидкостей. На этапе ударноволнового разворота слоев металлов реализуется тангенциальный разрыв скоростей ΔU . Этот этап быстро завершается ($\Delta t < 0.5$ μ s), однако является достаточным для формирования начального возмущения. В дальнейшем относительное течение потоков (движение слоев металлов) до их полного разделения продолжается при тангенциальном разрыве скоростей $\Delta \bar{U}$. За это время первоначальное возмущение трансформируется к синусоидальной форме. Развивается сдвиговая неустойчивость (типа неустойчивости Кельвина–Гельмгольца). Параметры возмущений растут по экспоненциальному закону. При расслоении потоков (при выходе приграничной зоны металлов из квазизжидкого состояния) развитие неустойчивости и рост возмущений прекращаются. Финальная форма возмущений "замораживается".

Как уже отмечалось [1], для границы раздела двух жидкостей с плотностями ρ и ρ' , которые движутся со скоростями U и U' соответственно, синусоидальное возмущение граничной поверхности с длиной волны $\lambda = 2\pi/k$ возрастает по экспоненциальному закону $\exp[I(\lambda)t]$, где $[I(\lambda)]^2 = \rho\rho'k^2(\rho + \rho')^{-2}(U' - U)^2 - (\rho - \rho')(\rho + \rho')^{-1}gk - (\rho + \rho')^{-1}\gamma k^3$, γ — поверхностное

натяжение на границе двух сред, g — ускорение силы тяжести.

При описании развития возмущений на контактной границе пары металлов в случае косо́го соударения ("сварка взрывом") металл в зоне соударения полагается реальной жидкостью (присутствуют высокие давления и разогревы, интенсивные пластические деформации), а рост возмущений подчиняется экспоненциальному закону. Причем неограниченный рост возмущений сдерживается поверхностным натяжением [15,16]. По нашему мнению, уравнения движения и неразрывности должны быть дополнены уравнением состояния с прочностью. Иными словами, при определенных давлениях $P_s > P^*$ металлы могут быть описаны в квазизжидком приближении. Связь P_s^* и Y (динамический предел текучести металла) устанавливает область существования данного режима и характеризует размер "замороженных" волн. Причем динамические параметры (скорость ударной волны D_s и скорость волны разрежения C), влияющие на время существования пластического состояния контактной границы, также учитываются соотношением между P_s и Y ($P_s > Y$).

Обобщая сказанное выше можно констатировать, что описанный вид сдвиговой неустойчивости характеризуется следующим определением: прямолинейная (ровная) граница двух сред нагружается (ускоряется) косо́й ударной волной, причем интенсивность волны должна быть достаточной для перевода металлов за фронтом в пластическое квазизжидкое состояние.

Список литературы

- [1] Гидродинамическая неустойчивость. Пер. с англ. М.: Мир, 1964. 372 с.
- [2] Мешков Е.Е. //МЖГ. 1969. № 5. С. 151–158.
- [3] Биркгоф Г. Гидродинамика. М.:ИЛ, 1964. 244 с.
- [4] Miles J.W. // General Atomics Rep. Gamo. 1960. С. 7335.
- [5] Друккер Д. Механика деформируемых твердых тел. М.:Мир, 1983. 162 с.
- [6] Андронов В.А., Бахрах С.М., Никуфоров В.В. // МЖГ. 1984. № 6. С. 20–26.
- [7] Meshkov E.E. // International Work shop of the Physics of Compressible Turbulent Mixing. Princeton, N.J. (USA), 1988.
- [8] Низовцев П.Н., Раевский В.А. // ВАНТ. Сер. Теоретическая и прикладная физика. 1991. № 3. С. 11–17.
- [9] Бахрах С.М., Ковалев Н.П. // Материалы V Всесоюз. конф. по численным методам решения задач теории упругости и пластичности. Новосибирск, 1978. С. 22–36.
- [10] Amsden A., Harlow F.N. // Phys. Fluids. 1964. Vol. 7. N 3. P. 327–334.
- [11] Биркгоф Г., Сарантонелло Э. Струи, слуды и каверны. М.: Мир, 1964. 466 с.
- [12] Cowan G.R., Bergmann O.R., Holtzman A.H. // Metallurgical Transactions. Vol. 2. 1971. P. 3145–3155.
- [13] Cowan G.R., Holtzman A.H. // J. Appl. Phys. 1963. Vol. 34. N 6. P. 928–938.
- [14] Hunt J.N. // Philosophical Magazine. 1968. Vol. 17. N 148. P. 669–980.

- [15] *Robinson J.L.* // *Philosophical Magazine*. 1975. Vol. 31. N 3. P. 587–597.
- [16] *Уткин А.В., Дремин А.Н., Михайлов А.Н.* // *ФГВ*. 1980. Т. 16. N 4. С. 126–132.
- [17] *Михайлов А.Л.* // *ФГВ*. 1979. Т. 15. № 2. С. 158–161.
- [18] *Павловский А.И., Кулешов Г.Д., Склизков Г.В.* // *ДАН СССР*. 1965. Т. 160. № 1. С. 68–70.
- [19] *Дубовик А.С.* Фотографическая регистрация быстропротекающих процессов. М.: Наука, 1984. 320 с.
- [20] *Курант Р., Фридрихс К.* Сверхзвуковое течение и ударные волны. М.: ИЛ. 1950. 426 с.