

ПРОЧНОСТЬ И УПРУГОСТЬ ЖЕЛЕЗА И МЕДИ
ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ УДАРНОГО СЖАТИЯЛ. В. Альтшулер, М. И. Бражник, Г. С. Телегин

(Москва)

Экспериментально определены упругие и прочностные параметры железа и меди при высоких давлениях ударного сжатия в 1—2 Мбар. В опытах осуществлялась регистрация затухания плоских ударных волн, созданных ударом тонких пластинок в блоках из исследуемых материалов. По экспериментально наблюдаемым амплитудам и скоростям упругих волн разгрузки найдены коэффициенты Пуассона, модули одномерного сжатия, модули сдвига и пределы текучести Y для железа при 1.11 и 1.85 Мбар и для меди при 1.22 Мбар. На основе полученных результатов и данных других исследователей выявлен ход кривой изменения предела текучести меди с увеличением давлений вплоть до состояний ударного сжатия, вызывающих плавление. Кривая имеет максимум при $P \sim 800$ кбар, соответствующий $Y = 280$ кг/мм². Пределы текучести для железа располагаются по восходящей ветви кривой $Y(P)$ и численно равны 110 кг/мм² при 1.11 мбар и 270 кг/мм² при 1.85 мбар. Измеренные Y в 5—7 раз превышают пределы текучести несжатых металлов. Авторами зарегистрировано также существенное увеличение с ростом давлений у изучавшихся металлов коэффициентов Пуассона.

В данном сообщении изложены результаты определения прочности и упругости меди и мягкой стали (0.2% С) за фронтом сильных ударных волн. Для получения необходимой экспериментальной информации об упругости и прочности твердых тел при высоких ударных давлениях осуществлялось наблюдение за процессом расширения образцов после их ударного сжатия. Как было впервые экспериментально показано в [1], разгрузка ударно сжатых металлов происходит в две стадии. В первой фазе она осуществляется одномерными упругими волнами, во второй — поле перехода вещества в пластическое состояние — пластическими волнами трехмерной деформации, распространяющимися с меньшими скоростями. По той же методической схеме, что и в [1], основанной на изучении затухания волн, созданных ударом тонких пластинок, в последующих работах были определены амплитуды упругих волн разгрузки и оценены критические напряжения сдвига в алюминии [2-6] в диапазоне давлений от 300 и до 680 кбар и меди [6] при давлениях 340 и 860 кбар. В излагаемом исследовании прочностные и упругие характеристики меди и железа найдены при еще более высоких давлениях 1—2 Мбар.

Использованная упруго-пластическая модель среды и схемы ударного нагружения и разгрузки, необходимые для интерпретации полученных результатов, изложены в первом разделе сообщения. Во втором разделе приведены экспериментальные данные. Третий раздел посвящен их последующей обработке и обсуждению.

1. Схемы одномерной упруго-пластической деформации. При макроскопическом рассмотрении вещество при прохождении ударных волн испытывает одномерную деформацию в направлении движения фронта волны. В перпендикулярных направлениях, лежащих в плоскости волнового фронта, деформации равны нулю. Тот же характер имеет и расширение вещества в плоских волнах разгрузки.

В упругих фазах сжатия и расширения связь между компонентами напряжений и средним давлением при одномерной деформации устанавливается соотношениями

$$dp_{\tau} = \frac{\sigma}{1-\sigma} dp_n, \quad 3p = p_n + 2p_{\tau} \quad (1.1)$$

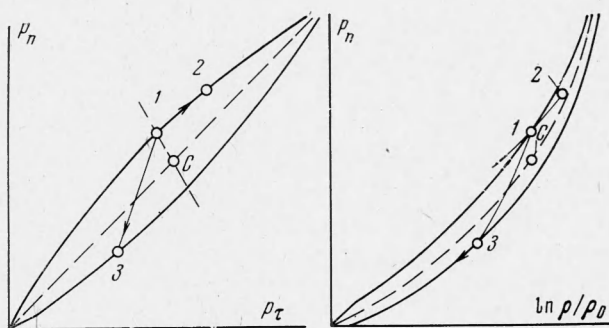
непосредственно следующими из закона Гука. Здесь p_n — напряжение сжатия в направлении деформации, p_{τ} — напряжения сжатия в перпендикулярных направлениях, p — «гидростатическое» давление, σ — коэффициент Пуассона.

В пластическом состоянии значения компонент удовлетворяют условию пластичности

$$p_n - p_{\tau} = \pm Y(p, T) \quad (1.2)$$

учитывающему зависимость предела прочности Y как от давления, так и от температуры T .

Поведение упруго-пластических материалов в процессах ударного сжатия и последующего расширения по [7, 8] схематически показано на диаграммах фиг. 1. По осям фиг. 1, *a* отложены компоненты напряжений



Фиг. 1

p_n и p_{τ} . Наклонные сплошные линии диаграммы представляют собой сечения предельных поверхностей, удовлетворяющих уравнению (1.2). Поскольку предел прочности зависит от температуры, форма предельных поверхностей для различных термодинамических процессов различна. Для состояний, расположенных вблизи динамической адиабаты, интервал между предельными поверхностями с амплитудой ударной волны первоначально под воздействием давлений возрастает, а затем по мере увеличения температуры ударного сжатия уменьшается, обращаясь при плавлении вещества в нуль.

По традиционным представлениям при давлениях ударного сжатия, превышающих предел упругости Гюгонио, характеристики среды отвечают состояниям верхней предельной поверхности пластического течения. В этих условиях поведение среды по отношению к направлению дальнейшей деформации асимметрично. При «положительной» деформации, совпадающей по знаку с предшествующей деформацией ударного перехода характеристическая точка состояния удаляется от начала координат, сохраняя свое положение на поверхности пластического течения (линия 1—2). При «отрицательной» деформации расширения реализуется упругая стадия разгрузки по изэнтропе 1—3, завершающаяся выходом характеристической точки на нижнюю предельную поверхность. На основании уравне-

ний (1.1) и (1.2) максимальная амплитуда ударной волны разгрузки

$$p_1 - p_3 = \Delta p_n = 2 \frac{1-\sigma}{1-2\sigma} Y \quad (1.3)$$

Альтернативным предположением является возникновение за фронтом ударной волны в результате релаксационных процессов, которые происходят на фронте, гидростатических состояний, расположенных по биссектрисе прямого угла, по средней линии упругой зоны. Эта гипотеза, требующая экспериментального обоснования, в два раза уменьшает по сравнению с (1.3) максимальную амплитуду упругих волн разгрузки.

Взаимное расположение упругой и «пластической» изэнтроп, а также адиабаты Гюгоньо схематически представлено на фиг. 1, б. По оси ординат отложены нормальная компонента p_n , по оси абсцисс — натуральные логарифмы отношения текущего значения плотности ρ к ее начальной величине ρ_0 . В этих переменных наклоны кривых характеризуют модули объемного сжатия (обратные сжимаемости) среды. Состояние 1 ударного сжатия пересекают три важных для дальнейшего рассмотрения кривых: изэнтропа 1—2 (p_S) с модулем объемного сжатия

$$K_S = \rho C_S^2 \quad (1.4)$$

кривая 1—3 одномерного упругого расширения (p_S^e), имеющая модуль

$$K_e = \rho C_e^2 = \frac{3(1-\sigma)}{1-2\sigma} K_S \quad (1.5)$$

и ударная адиабата $p_H(\rho)$. Ее модуль $K_H = dp_n / d \ln \rho$ по [9, 10] связан с (1.4) термодинамическим тождеством

$$2K_S = \gamma [(1 + 2\gamma^{-1} - \rho\rho_0^{-1}) K_H + p_H] \quad (1.6)$$

В уравнениях (1.4)—(1.6) C_S — пластическая скорость звука, т.е. скорость распространения слабых объемных возмущений; C_e — скорость распространения одномерных упругих деформаций или упругая скорость звука; γ — коэффициент Грюнайзена, равный отношению теплового давления к плотности тепловой энергии.

Эксперименты по ударному сжатию сплошных и пористых образцов изучаемых веществ доставляют необходимую информацию, как о коэффициентах Грюнайзена, так и о наклонах динамических адиабат. Если в координатах волновая скорость D — массовая скорость U ударная адиабата на некотором отрезке задана линейным соотношением

$$D = C_0 + \lambda U \quad (1.7)$$

ее модуль

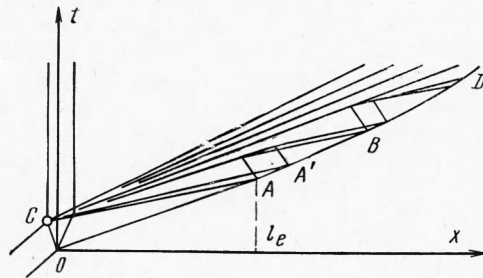
$$K_H = \rho (D + \lambda U) (D - U)^2 C_0^{-1} \quad (1.8)$$

При известных K_H и γ уравнение (1.6) может быть использовано для вычисления изэнтропического модуля объемного сжатия K_S . Заметим, что он может быть найден и по скорости звука C_S , как это было сделано в [1].

Отыскание модуля одномерной упругой деформации K_e , коэффициента Пуассона σ и динамического предела текучести Y , как следует из уравнений (1.3) и (1.5), требует независимых дополнительных экспериментальных измерений скоростей распространения C_e и амплитуд Δp_n упругих волн разгрузок.

2. Методика эксперимента и экспериментальные результаты. В экспериментах авторов для определения C_e и Δp_n был использован «метод догоняющей разгрузки» [1], основанный на изучении затухания в исследуемом веществе ударных волн, возникающих при ударе тонких пластинок. В простейшем варианте метода ударяющие пластинки и образцы сделаны из одного материала.

Как видно из диаграммы пусть x — время t (фиг. 2), от места соударения O по образцу и ударнику распространяются ударные волны OC и



Фиг. 2

$OAA'BD$. В момент выхода ударной волны на тыльную поверхность ударника в точке C возникает центрированная упруго-пластическая волна разгрузки, догоняющая ударную волну и вызывающая ее затухание. Выход фронта упругой волны разгрузки на траекторию ударной волны происходит на расстоянии

$$l_e = \frac{1+M}{1-M} \Delta \quad (2.1)$$

где Δ — толщина ударяющей пластинки и $M = (D - U) / C_e$ — число Маха для упругой волны. Соотношение (2.1) позволяет, выявив место догона, найти M , а следовательно, при известных значениях скоростей D и U и скорость упругой волны C_e . В свою очередь амплитуда Δp_n упругой волны разгрузки находится по снижению давлений на разгруженном участке траектории $A'B$.

Для экспериментального определения меняющихся с расстоянием амплитуд ударных волн на образцах — преградах различной толщины были проведены многочисленные опыты. Амплитуда волны на заданном расстоянии от поверхности соударения, так же как и в [1], находилась по скорости движения тонкой (0.15 мм) алюминиевой пластинки, наложенной на свободную поверхность преграды. Как показал анализ распространения по пластинке ударных волн и волн разгрузки, скорость пластинки характеризует состояние ударного фронта на расстоянии ~ 0.2 мм от ее границы с образцом. Времена, а следовательно, и скорости движения пластинок фиксировались на скоростном фотохронографе по продолжительности свечения ударной волны в воздушном промежутке. Свечение возникало в момент начала движения пластинки и прекращалось при ее ударе о плексигласовую преграду, установленную на расстоянии 6—8 мм от исследуемого образца. Переход от скорости движения алюминиевых пластинок к массовым скоростям за фронтом ударной волны осуществлялся при помощи специальных градуировочных опытов, в которых измерялась скорость пластинок, приобретенная под действием ударных волн известной амплитуды.

Всего было проведено три серии экспериментов, каждая из которых состояла из 20—25 опытов. Результаты экспериментов представлены на фиг. 3—5 в функции от пути затухания, отнесенного к толщине ударяющей пластинки, составлявшей во всех опытах 1.5 мм. Треугольниками на фиг. 3 отмечены данные, ранее опубликованные в [1]. Первые два графика иллюстрируют результаты, полученные на стальных образцах при начальных давлениях 1.85 и 1.11 Мбар, а третий график — данные измерений проведенных на меди при давлении соударения 1.22 Мбар. На каждой кривой затухания четко видно отмеченное стрелкой место выхода на траекторию ударной волны упругой разгрузки и вызванное ею снижение массовой ско-

рости. Пунктиром на графиках показаны кривые затухания, рассчитанные в гидростатическом приближении без учета прочностных эффектов и продольных волн разрежения.

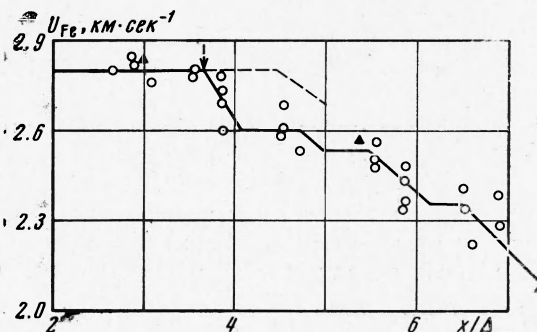
Для перехода от массовых скоростей к давлениям ударных волн использовались законы сохранения и $D - U$ соотношения [11] (значения скоростей здесь и далее даны в км/сек)

$$D = 3.85 + 1.615U \quad (2.2)$$

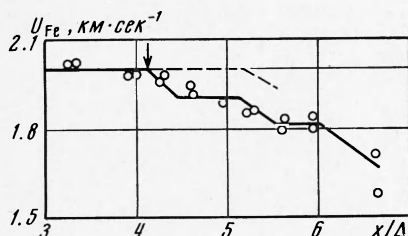
$$D = 3.95 + 1.50U \quad (2.3)$$

обобщающие результаты многочисленных ранее опубликованных экспериментов (см. ссылки в [8]).

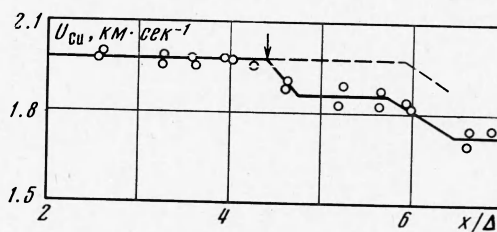
Результаты обработки экспериментальных данных приведены в табл. 1. Здесь для каждой серии опытов даны начальные параметры ударных волн, т. е. их волновые D и массовые U скорости, давления p_n относительные сжатия вещества ρ / ρ_0 , оценочные температуры T и полученные в экспериментах перепады давления Δp_n в волне упругой разгрузки, относительные расстояния первых догонов l_e / Δ и рассчитанные по уравнению (2.1) скорости упругих волн C_e .



Фиг. 3



Фиг. 4



Фиг. 5

3. Упруго-пластические параметры железа и меди при высоких давлениях и температурах ударного сжатия. Следующим шагом, необходимым для достижения конечных целей исследования, является определение по (1.6) модулей объемного сжатия K_S . Входящие в (1.6) параметры Грюнайзена были найдены двумя способами — по экспериментальным данным о сжимаемости сплошных и пористых образцов [11,12] и по уравнениям состояния железа и меди из [13]. Принятые значения γ для начальных состояний ударного сжатия приведены в табл. 2. Там же даны вычисленные по уравнению (1.8) с использованием параметров C_0 и λ из (2.2) и (2.3) наклоны K_H ударных адиабат для их неразгруженных состояний. Вычисленные

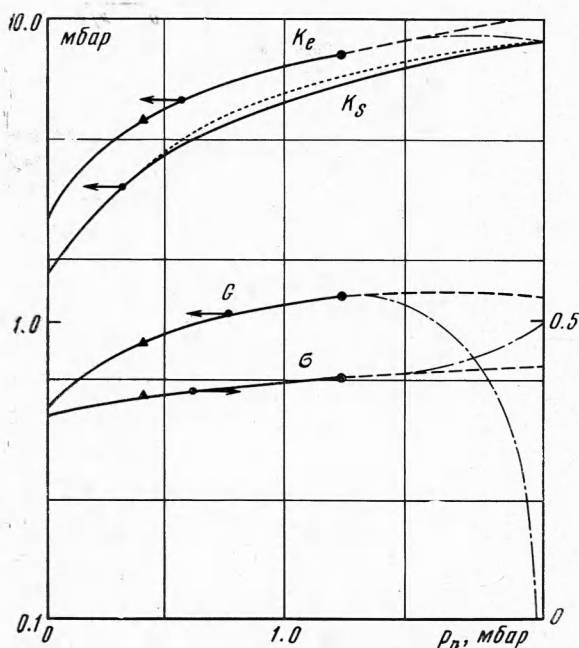
Таблица 1

Серия	Металл	D , км/сек	U , км/сек	p_n , Мбар	ρ/ρ_0	T , °К	Δp_n , кбар	l_e/Δ	C_e , км/сек
I	Fe	8.39	2.81	1.850	1.503	4400	210±35	3.67±0.10	9.75±0.2
II	Fe	7.075	2.00	1.110	1.394	2500	80±20	4.13±0.10	8.32±0.15
III	Cu	6.90	1.98	1.220	1.402	2300	100±20	4.40±0.10	7.81±0.15

Таблица 2

p_n , Мбар	Ме- талл	γ	K_H , Мбар	K_S , Мбар	K_e , Мбар	G , Мбар	δ	Y , кбар
1.85	Fe	1.41	12.34	9.30 ± 0.30 (8.91)	11.20 ± 0.40	1.45 ± 0.35	0.425 ± 0.02	27 ± 7
1.11	Fe	1.46	7.56	6.20 ± 0.25 (6.60)	7.57 ± 0.30	1.04 ± 0.30	0.420 ± 0.02	11 ± 4
1.22	Cu	1.70	7.56	6.01 ± 0.25	7.63 ± 0.30	1.21 ± 0.30	0.405 ± 0.02	16 ± 4

модули K_S сопоставлены в таблице с модулями одномерного упругого сжатия $K_e = \rho C_e^2$, найденными по значениям C_e табл. 1 и модулям сдвига $G = \frac{3}{4}(K_e - K_S)$. В таблице приведены далее рассчитанные по (1.5) и (1.3) и экспериментальным значениям Δp_n коэффициенты Пуассона σ и пределы прочности Y . Рядом со значениями K_S в таблицу занесены взятые в скобки модули объемного сжатия, найденные экспериментально в



Фиг. 6

Пуассона σ — в линейном. Модуль объемного сжатия представляет собой в области твердого состояния монотонно возрастающую функцию давления. Ее величины, вычисленные по уравнению (1.6), удовлетворительно согласуются с данными [1] (точечный пунктир). Для модуля одномерной деформации K_e известны его начальное значение, величина при $p = 400$ кбар по [1] (треугольник) и найденное в данном исследовании значение при $p = 1.220$ Мбар (кружок). Сближение модулей K_S и K_e свидетельствует, как вытекает из уравнения (1.5), о значительном увеличении с ростом давлений коэффициента Пуассона от 0.34 до 0.40. Следствием этого эффекта является более медленный по сравнению с K_S и K_e рост модуля сдвига G .

При давлении 2.05 Мбар по [14] у ударно сжатой меди наступает плавление. Как у всякой жидкости здесь вследствие уменьшения до нуля предела

[1] путем измерения методом догоняющей разгрузки пластической скорости звука. Для исключения искажающего влияния опережающей упругой волны в [1] фиксировались состояния ударной волны в области сильного затухания, на удаленных от места первого догона участках ее траектории.

Рассмотрим более детально на примере меди, не испытывающей фазовых переходов, влияние давлений и температур на упругие характеристики металла.

На фиг. 6 значения изучавшихся параметров представлены в виде функций от давлений ударного сжатия. Модули K_S , K_e и G даны в логарифмическом масштабе, а коэффициент

прочности эффективное значение $G = 0$, $\sigma = 0.5$ и $K_e = K_s$. Интерполированные к этим значениям участки кривых, показанные на фиг. 6 штрих — пунктиром, отвечают состояниям с временами тепловой релаксации касательных напряжений, сравнимыми с характерными временами деформации. Вероятные, истинные значения упругих параметров, не искаженные релаксационными явлениями, даны на фиг. 6 пунктирными кривыми.

Эволюция прочностных характеристик исследовавшихся металлов показана на фиг. 7 функциями $\Delta p_n(p_n)$ и $Y(p_n)$. Для меди помимо данных настоящей работы (кружки) здесь нанесены также результаты измерений, полученные в [6] (квадраты)¹.

Экспериментальные значения Δp_n и Y расположены по обе стороны максимума при $p \sim 800$ кбар. Проведенные ориентировочно, спадающие ветви этих функций касаются оси абсцисс при давлении плавления 2.05 Мбар. Данные для железа (крестики) лежат на восходящих ветвях своих кривых.

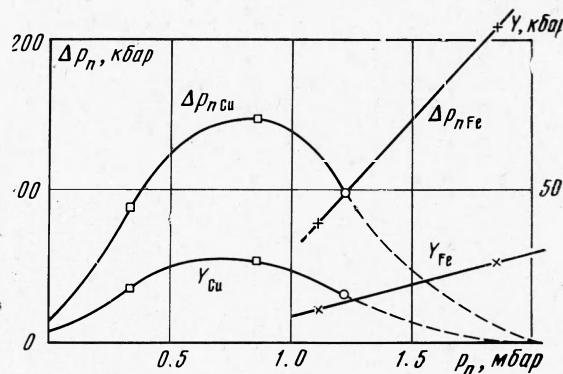
Оценим по величине $\alpha = \frac{2}{3}Y / p_n$ степень негидростатичности состояний, возникающих за фронтом ударных волн. Для железа при $p_n = 1.85$ Мбар $\alpha = 1\%$ и при $p_n = 1.1$ Мбар $\alpha = 0.7\%$. Для меди при $p_n = 1.22$ Мбар $\alpha = 0.8\%$. Эти небольшие отклонения оказывают тем не менее значительное влияние на процессы расширения ударно сжатых металлов — как показали результаты данной работы, относительное снижение Δp_n давлений ударного сжатия в опережающей упругой волне разгрузки достигает 10%. По абсолютной величине зафиксированные динамические прочности превышают их значения для нормальных условий в 5—7 раз.

Поступила 20 III 1970

ЛИТЕРАТУРА

1. Альтшулер Л. В., Кормер С. Б., Бражник М. И., Владимиров Л. А., Сперанская М. П., Фунтиков А. И. Изэнтропическая сжимаемость алюминия, меди, свинца и железа при высоких давлениях. ЖЭТФ, 1960, т. 38, вып. 4.
2. F o w l e s G. R. Shock wave compression of hardened and annealed 2024 aluminium. J. Appl. Phys., 1961, vol. 32, No. 8.
3. C u r r a n D. R. Nonhydrodynamic attenuation of shock waves in aluminium. J. Appl. Phys., 1963, vol. 34, No. 9.
4. E r k m a n J. O., C h r i s t e n s e n A. B. Attenuation of shock waves in aluminium. J. Appl. Phys., 1967, vol. 38, No. 13.
5. K u s u b o v A. S., T h i e l M. van. Dynamic yield strength of 2024—T4 aluminium at 313 kbar. J. Appl. Phys., 1969, vol. 40, No. 2.
6. Н о в и к о в С. А., С и н и ц ы н Л. М. О влиянии давления ударного сжатия на величину критических напряжений в металлах. ПМТФ, 1970, № 6.
7. M o r l a n d L. W. The propagation of plane irrotational waves through an elastoplastic medium. Philos. Trans. Roy. Soc. London Ser. A, 1959, vol. 251, No. 997.

¹ В [6] переход по уравнению (1.3) от экспериментальных Δp_n к Y осуществлялся при постоянном $\sigma = 0.34$. Приведенные на фиг. 7 для 340 и 860 кбар Y были рассчитаны по увеличенным σ , отвечающим графику фиг. 6. Пересчитанные Y меньше опубликованных [6] на 24 и 35% соответственно.



Фиг. 7

8. Альтшулер Л. В. Применение ударных волн в физике высоких давлений. Усп. физ. н., 1956, т. 85, вып. 2.
9. Крупников К. К., Бражник М. И., Крупникова В. П. Ударное сжатие пористого вольфрама. ЖЭТФ, 1962, т. 42, вып. 3.
10. Альтшулер Л. В., Баканова А. А., Дудолодов И. П. Влияние электронной структуры на сжимаемость металлов при высоких давлениях. ЖЭТФ, 1967, т. 53, вып. 6.
11. Альтшулер Л. В., Крупников К. К., Леденев Б. Н., Жучихин В. И., Бражник М. И. Динамическая сжимаемость и уравнение состояния железа при высоких давлениях. ЖЭТФ, 1958, т. 34, вып. 4.
12. Кормер С. Б., Фунтиков А. И., Урлин В. Д., Колесникова А. Н. Динамическое сжатие пористых металлов и уравнение состояния с переменной теплоемкостью при высоких температурах. ЖЭТФ, 1962, т. 42, вып. 3.
13. Альтшулер Л. В., Баканова А. А., Трунин Р. Ф. Ударные адиабаты и нулевые изотермы семи металлов при высоких давлениях. ЖЭТФ, 1962, т. 42, вып. 1.
14. Урлин В. Д. Плавление при сверхвысоких давлениях, полученных в ударной волне. ЖЭТФ, 1965, т. 49, вып. 2.