

Работа выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ 05-02-16020, 05-02-08311, Программы РАН "Оптическая спектроскопия и стандарты частоты" и гранта поддержки научных школ РФ № 1553.2003.

Список литературы

1. Eisenberg D, Kauzmann W *The Structure and Properties of Water* (New York: Oxford Univ. Press, 1969)
2. Walley E, in *The Hydrogen Bond: Recent Developments in Theory and Experiments* (Eds P Schuster, G Zundel, C Sandorfy) (Amsterdam: North-Holland, 1976) Ch. 29
3. Okhulkov A V, Demianets Yu N, Gorbaty Yu E *J. Chem. Phys.* **100** 1578 (1994)
4. De Santis A et al. *Chem. Phys. Lett.* **133** 381 (1987)
5. Brown K G et al. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **69** 1467 (1972)
6. Genzel L et al. *Biopolymers* **15** 219 (1976)
7. Bunkin A F et al. *Phys. Rev. B* **52** 9360 (1995)
8. Bunkin A F et al. *J. Raman Spectrosc.* **36** 145 (2005)
9. Shen Y R *The Principles of Nonlinear Optics* (New York: J. Wiley, 1984) [Шен И Р *Принципы нелинейной оптики* (М.: Наука, 1989)]
10. Ахманов С А, Коротеев Н И *Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света: активная спектроскопия рассеяния света* (М.: Наука, 1981)
11. Бецкий О В, Девятков Н Д, Кислов В В *Биомедицинская радиоэлектроника* (4) 13 (1998)
12. Bartoli F J, Litovitz T A *J. Chem. Phys.* **56** 413 (1972)
13. O'Reilly D E, Peterson E M, Scheie C E *J. Chem. Phys.* **60** 1603 (1974)
14. Rothman L S et al. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* **96** 139 (2005); <http://www.elsevier.com/locate/jqsrt>
15. Oka T, in *Advances in Atomic and Molecular Physics* Vol. 9 (Ed. D R Bates) (New York: Academic Press, 1973) p. 127
16. Tikhonov V I, Volkov A A *Science* **296** 2363 (2002)
17. Bunkin A F, Nurmatov A A *Laser Phys.* **13** 328 (2003)
18. Weber A (Ed.) *Raman Spectroscopy of Gases and Liquids* (Berlin: Springer-Verlag, 1979)
19. Tse W S, Lin S J *Chinese J. Phys.* **25** 581 (1987)
20. Вукс М Ф *Электрические и оптические свойства молекул и конденсированных сред* (Л.: Изд-во ЛГУ, 1984)
21. Molecular Spectroscopy, Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, <http://spec.jpl.nasa.gov>
22. Быков А Д, Синица Л Н, Стариков В И *Экспериментальные и теоретические методы в спектроскопии молекул водяного пара* (Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1999)
23. Волькенштейн М В, Ельяшевич М А, Степанов Б И *Колебания молекул Т. 2* (М.: ГИТТЛ, 1949)
24. Avila G et al. *J. Mol. Spectrosc.* **220** 259 (2003)
25. Potekhin S A, Khusainova R S *Biophys. Chem.* **118** 84 (2005)
26. Gaiduk V I, Gaiduk V V, McConnell J *Physica A* **222** 46 (1995)
27. Pietronero L, Tosatti E (Eds) *Fractals in Physics: Proc. of the Sixth Trieste Intern. Symp., Trieste, Italy, July 9–12, 1985* (Amsterdam: North-Holland, 1986)
28. Alexander S *Phys. Rev. B* **40** 7953 (1989)
29. Bunkin A F et al. *Laser Phys.* **15** 707 (2005)
30. Bunkin A F et al. *J. Raman Spectrosc.* **37** 693 (2006)
31. Murata K et al. *Nature* **407** 599 (2000)
32. Стрельницкий В С *УФН* **113** 463 (1974)

PACS numbers: 28.70.+y, 62.50.+p, 97.80.Jp

Исследования высокоинтенсивных процессов и экстремальных состояний веществ с помощью ядерных взрывов; некоторые применения результатов

В.А. Симоненко

1. Введение

Ядерные взрывы характеризуются не только большим количеством выделяемой энергии, но и ее высокой на-

чальной плотностью, наличием мощных импульсных потоков нейтронов, гамма-квантов, рентгеновского и электромагнитного излучения. Они сопровождаются интенсивными радиационными, гидрогазодинамическими, электромагнитными, сейсмическими процессами. Такие свойства явления давали возможность изучать процессы, ранее недоступные для физических исследований. Уже при подготовке и проведении первых воздушных взрывов было обращено внимание на важную закономерность развития сильного взрыва в газах — автомодельность возникающего ударно-волнового течения (Л.И. Седов [1], К.П. Станюкович [2], Дж. Тейлор [3]). В дальнейшем это свойство сильных взрывов стали наблюдать и использовать в лабораторных экспериментах, например при диагностике энергии мощных лазерных импульсов [4] и при интерпретации ряда взрывных астрофизических явлений.

При достаточно мощных сосредоточенных взрывах в предположении степенной зависимости коэффициента теплопроводности от температуры автомодельной является и более ранняя, тепловая стадия переноса энергии (Я.Б. Зельдович и А.С. Компанец [5, 6]). Такие процессы осуществляются, когда уже установилось тепловое равновесие излучения и вещества, но газодинамический перенос энергии еще пренебрежимо мал. Закономерности этой стадии также несут информацию о нелинейных теплопроводных свойствах сред. Тепловому этапу предшествует этап неравновесного распространения излучения (для взрывов в воздухе рассмотрен А.С. Компанец и Е.Я. Ланцбургом [7]). Развитие взрыва в воздухе сопровождается также рядом газодинамических, тепловых и световых процессов (см. обзор в монографии Я.Б. Зельдовича и Ю.П. Райзера [6]). Значительная часть этих процессов использовалась для обоснования и применения методов определения энергии ядерных взрывов в атмосфере.

С 1964 г. ядерные взрывы в нашей стране проводились под землей. Переход к подземным взрывам не только поставил новые задачи, но и открыл более благоприятные возможности для физических исследований. При взрывах в конденсированных средах можно также выделить стадии, аналогичные воздушным. Однако они существенно отличаются не только характерными масштабами, но и определяющими закономерностями.

За время воздушных испытаний в нашей стране был проведен лишь один успешный натурный эксперимент, направленный на использование высокоинтенсивных процессов для исследований — физический опыт 1957 г. [8]. Такие исследования при подземных взрывах в нашем институте были начаты в первых натурных опытах и продолжались вплоть до последнего испытания в 1989 г. Автору посчастливилось участвовать в постановке, проведении и интерпретации большинства из них.

Эти исследования стимулировали развитие теоретических моделей протекания высокоинтенсивных импульсных процессов и моделей описания экстремальных состояний веществ, создание математических комплексов и программ для описания высокоинтенсивных быстропротекающих процессов. Они сопровождались проведением ряда специализированных натурных экспериментов, с помощью которых проверялись теоретические модели, их математическая реализация, накапливались экспериментальные данные. Фактически, была разработана научная технология, включающая в себя

теоретические работы, экспериментальное обеспечение и сопровождение, математическое моделирование. В дальнейшем она успешно развивалась, адаптировалась и применялась для описания новых классов явлений, таких как взаимодействие мощных лазерных импульсов с веществом, акустический коллапс микропузырьков, высокоинтенсивные магнитогидродинамические процессы, взрывные астрофизические явления.

В докладе дано сжатое описание исследований высокоинтенсивных процессов и свойств самих сред, осуществленных с использованием взрывов, а также кратко отмечаются достижения в развитии соответствующих теоретических моделей. Приводятся два примера приложения созданной таким образом научной технологии к другим направлениям исследований. В первом примере представлены некоторые результаты изучения взрывного воздействия на опасные малые космические тела (астероиды или кометы) с целью предотвращения их столкновения с Землей путем корректирования их орбиты или диспергирования. Во втором показан механизм распространения волны термоядерного горения на поверхности аккрецирующей нейтронной звезды, который объясняет модуляцию переднего фронта рентгеновских вспышек первого типа в двойных системах малой массы.

2. Общие характеристики взрывов и методология исследований

Важнейшим свойством ядерных взрывов является высокая локализация (при характерных размерах от нескольких десятков сантиметров до нескольких метров) и быстрое (от нескольких наносекунд до нескольких долей микросекунды) выделение большого количества энергии. Так, масса выделяющих энергию областей может составлять от нескольких килограммов до сотен килограммов. Характерные величины энергии, выделяемой в ядерных реакциях, достигают значений ~ 1 МэВ на один нуклон и более. Усредненная по массе энерговыделяющих областей плотность энергии будет ниже. Тем не менее при передаче энергии продуктов реакции окружающим атомам температура вещества может достигать значений 10 кэВ и более. Полная энергия взрыва E_0 может лежать в довольно широком диапазоне — от нескольких долей килотонны до нескольких мегатонн тротилового эквивалента ($1 \text{ кт} = 4,18 \times 10^{12} \text{ Дж}$). Вследствие высоких значений начальных температур перенос выделившейся энергии в окружающей среде сначала осуществляется излучением. На начальных стадиях взрыва параллельно протекают также неравновесные процессы переноса нейтронов и гамма-квантов. Они могут не только препятствовать, но и способствовать проведению высокоинформативных экспериментов. Подчеркнем, что, несмотря на высокую плотность выделения энергии, размеры энерговыделяющих областей, взрывного устройства и систем обеспечения его работы конечны и часто сопоставимы с линейными масштабами исследуемых или используемых процессов. Поэтому часто их приходится учитывать при описании явления.

Подземные взрывы проводились в горизонтальных выработках (штольнях) и в вертикальных скважинах (см., например, [9]). Глубина заложения зарядов составляла от нескольких сотен метров до нескольких километров. Была разработана технология, обеспечивающая

радиационную и сейсмическую безопасность проведения опытов. Для каждого опыта разрабатывалась программа измерений. В области заложения заряда создавались условия, оптимальные для намечаемых исследований. Наиболее удобно это было организовывать в штольневых экспериментах, хотя стоимость их была больше, чем скважинных. При подготовке опыта в горном массиве сооружались специальные выработки, приборные ниши, размещались детекторы, прокладывались измерительные каналы и линии связи. При проведении экспериментов в скважинах возможности постановки измерений были более ограниченными. Все оборудование приходилось размещать в ограниченном объеме боевых и иногда узких измерительных скважин. Экспериментальные установки собирались на поверхности и спускались к месту заложения вместе со взрываемым устройством.

Методология исследований подземных взрывов включала в себя следующие основные составляющие. Разрабатывались или использовались уже созданные физические модели определяющих процессов. Часто крупные проблемы разделялись на этапы. На основе таких моделей определялись системы уравнений, описывающие отдельные процессы и явление в целом, формулировались возможные начальные и граничные условия. Такие типовые данные являлись исходными для разработки алгоритмов численного решения и создания соответствующих математических программных комплексов, ориентированных на вычисления с помощью достаточно мощных вычислительных средств. Шло накопление теоретических и экспериментальных данных, а также программных средств, предназначенных для обработки, систематизации и использования этих данных. Параллельно велись работы по совершенствованию физико-математических моделей и программ, непосредственные работы по описанию определяющих процессов в конкретных испытаниях.

Одновременно готовились и проводились опорные натурные эксперименты, которые предназначались для проверки используемых моделей, получения необходимых дополнительных данных, а в конечном итоге для обоснования и развития разрабатываемой технологии. В таких опытах обычно создавались условия наиболее благоприятные для осуществления конкретных экспериментальных программ. Во время подготовки опорного эксперимента часто проводились дополнительные экспериментальные исследования как в лабораторных опытах, так и попутно при других натуральных взрывах. Все опыты сопровождалось достаточно полным расчетно-теоретическим обеспечением. Часто сами опорные эксперименты служили подготовительными для опытов следующего поколения.

3. Радиационная стадия взрыва

Как отмечалось в разделе 2, высокая скорость и плотность выделения энергии при ядерных взрывах приводят к тому, что на раннем этапе развития явления даже в плотных конденсированных средах ее перенос осуществляется жестким (рентгеновским) электромагнитным излучением. Последовательно проявляются различные фазы этого процесса. Вначале существенным является спектральный перенос. Затем устанавливается равновесие изучения с веществом, и перенос энергии происходит в режиме лучистой теплопроводности. При этом

Таблица.

Среда	Плотность высокой фазы ρ_0 , г см ⁻³	Начальная плотность ρ_{00} , г см ⁻³	Скорость звука c_0 , км с ⁻¹	Динамический радиус r_d , м кт ^{-1/3}	Радиус смены режимов $r_{T \rightarrow G}$, м при $E_0 = 1$ кт
Воздух		$1,3 \times 10^{-3}$	0,365	289	4,7
Вода	1	1	1,5	12,3	0,34
Каменная соль	2,16	2,16	3,9	5,03	
Кварцит	4,21	2,65	9,15	2,28	~ 0,19
Гранит	3,64	2,56	6,33	3,06	~ 0,17
Доломит	2,84	2,84	5,25	3,63	~ 0,18
Алюминий	2,7	2,7	5,20	3,85	~ 0,14
Железо	7,85	7,85	3,80	3,33	~ 0,11

имеется малая область, примыкающая к фронту тепловой волны, в которой спектральность сохраняется, но она не влияет на динамику процесса. В прилегающих к центру областях в течение некоторого интервала времени энергия излучения может преобладать над энергией вещества.

При достаточно больших значениях энергии взрыва фаза нелинейной лучистой теплопроводности может быть наиболее длительной из перечисленных. Остановимся на ней несколько подробнее. При рассмотрении столь мощных взрывов можно считать, что энергия выделяется мгновенно в точке. Если дополнительно предположить, что коэффициент теплопроводности зависит от температуры степенным образом, то при оценках можно использовать автомодельное решение [5].

Первоначально (для астрофизических целей) коэффициенты нелинейной теплопроводности находились теоретически с использованием предложенной Росселандом процедуры усреднения пробега излучения (см., например, [6]). Для типичных астрофизических сред определяющими являются процессы комптоновского рассеяния и тормозного излучения. При анализе протекания ядерных взрывных процессов в плотных средах была понята необходимость учета связано-связанных переходов. Важную роль в этом сыграл натуральный эксперимент 1957 г. [8]. Эти результаты стимулировали создание достаточно точных расчетно-теоретических моделей для вычисления росселандовых пробегов на основе квантово-статистических представлений [10]. Ко времени проведения подземных взрывов было налажено регулярное получение таких данных. Необходимость дальнейшего уточнения теоретических моделей была экспериментально показана в специализированном опыте 1983 года [8]. В общем случае росселандов пробег немонотонно зависит от температуры, но для оценок можно воспользоваться представлением этой зависимости в виде степенной функции.

Имея в виду эти замечания, вернемся к рассмотрению тепловой волны. Интенсивность ее по мере движения ослабевает, скорость фронта падает. На некоторых расстояниях звуковые возмущения, обусловленные наличием градиента температуры и неоднородностей в центральных областях, начинают догонять фронт. Это приводит к формированию фронта ударной волны. Происходит смена теплового режима переноса энергии газодинамическим. Основываясь на автомодельном решении тепловой задачи и используя в качестве критерия смены режимов равенство скорости тепловой волны и скорости звука, получаем следующее выражение для характерного линейного масштаба для смены режимов

$$r_{T \rightarrow G}:$$

$$r_{T \rightarrow G} = b(n, \gamma) \left(\frac{\kappa_0^2 E_0^{2n-1}}{B^{2(n+1)} \rho_0^{2n+2m+1}} \right)^{1/(6n-1)}$$

Здесь принято, что вещество подчиняется уравнению состояния идеального газа $P = B\rho T$, росселандов пробег излучения имеет вид $l = l_0 T^{n-3} / \rho^m$, константа в коэффициенте нелинейной теплопроводности $\kappa_0 = 4l_0 c a / 3$, c — скорость света, a — константа в выражении для плотности энергии теплового излучения $\varepsilon_{\text{th}r} = aT^4$. Безразмерный коэффициент $b(n, \gamma)$ зависит от безразмерных параметров n и γ . Для типичных горных пород характерный масштаб составляет $r_{T \rightarrow G}$ [см] $\sim 20 (E [\text{кт}])^{0,315}$. Как будет показано далее, он оказывается сопоставимым с характерным размером области газодинамического движения при взрыве (табл.). Поэтому с газодинамической точки зрения мощные взрывы в плотных средах нельзя считать точечными.

Напомним, что реальные зависимости пробегов излучения от температуры и плотности значительно сложнее. В центральных областях плотность энергии излучения может быть выше плотности энергии вещества, поэтому для более строгого описания этих процессов следует обращаться к численному моделированию. На рисунке 1 показаны результаты модельного расчета развития тепловой стадии и перехода к газодинамической для мгновенного, близкого к точечному взрыва с энергией $E_0 = 100$ кт в типичной кварц-содержащей породе с начальной плотностью $\rho_0 = 2,65$ г см⁻³. На рисунке 1а показана эволюция профиля температуры. Заметим, что при температурах $T \sim 3-2,5$ кэВ происходит изменение формы профилей тепловой волны: первоначально более пологие профили сменяются более крутыми (ступенчатыми). Это объясняется изменением эффективного коэффициента теплопроводности при переходе от состояний с преобладанием энергии излучения к состояниям с преобладанием энергии вещества. При температурах $T \sim 1,5$ кэВ начинает формироваться ударная волна, что хорошо видно из рис. 1б, на котором представлены профили плотности в различные моменты времени. Можно считать, что формирование ударной волны завершается к моменту прихода фронта на радиус ~ 65 см. Это значение меньше оценок, полученных по приведенной выше формуле и представленных в таблице, что объясняется отмеченным ранее изменением закона движения волны на раннем этапе.

Во многих случаях конечные размеры взрывных систем r_{NE} и размеры неоднородностей r_{Ng} , которые привносятся в среду при подготовке опыта, сопо-

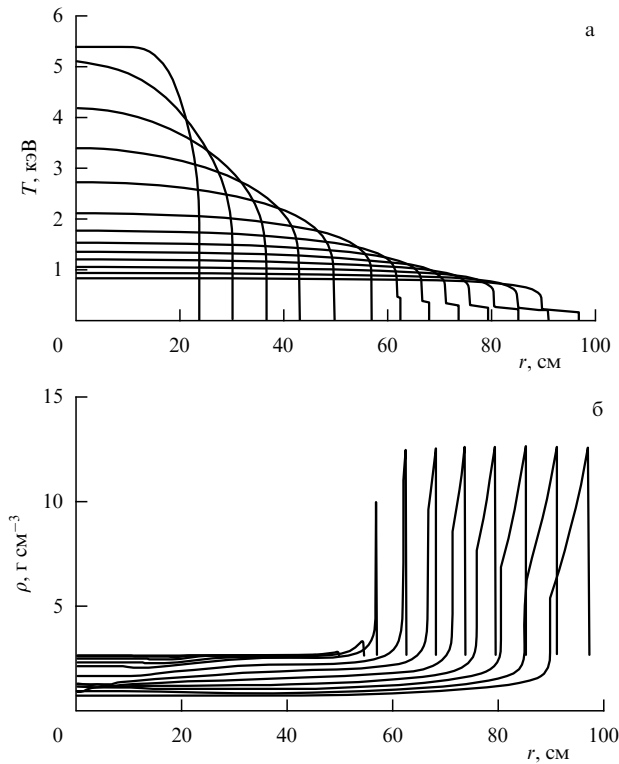


Рис. 1. Эволюция профиля температуры (а) и плотности (б) для модельного взрыва с $E_0 = 100$ кт в кварцсодержащей среде с $\rho_0 = 2,65 \text{ г см}^{-3}$.

ставимы с $r_{T \rightarrow G}$ или даже превосходят $r_{T \rightarrow G}$. Это еще больше усиливает потребность проведения численных расчетов. Для исследовательских целей (например при изучении ударной сжимаемости или непрозрачности) иногда было удобно организовать "плоскую" или "цилиндрическую" симметрии. В таких экспериментах физические установки имели конфигурации, значительно отличающиеся от возможных упрощенных одномерных схем, что осложняло описание реальных процессов. Для проверки правильности таких процессов привлекались дополнительные теоретические модели и экспериментальные данные.

Основными результатами исследований ранней стадии сильных взрывов являлись: выбор оптимальных условий для обеспечения прогнозируемого развития процессов на газодинамической стадии явления, выбор наилучшей постановки опытов для измерений нелинейных теплопроводных свойств веществ и ударной сжимаемости при сверхвысоких давлениях в области, примыкающей к тепловой волне, разработка методик и проведение непосредственных измерений этих характеристик.

4. Газодинамическая стадия взрыва

Смена режима переноса энергии проявляется прежде всего в том, что впереди фронта тепловой волны начинает формироваться ударная волна. В дальнейшем ее интенсивность поддерживается путем передачи энергии от нагретого вещества при его расширении более холодному веществу области адиабатического движения. Более того, начиная с этого момента само прогретое вещество, расширяясь, разгружается адиабатически. В плотных средах давление на фронте ударной волны

может достигать значений, составляющих несколько сотен терапаскалей (несколько миллиардов атмосфер). Интенсивность волны по мере ее продвижения и охвата новых слоев ослабевает. На достаточно больших расстояниях от центра взрыва скорость D фронта волны начинает приближаться к некоторой эффективной скорости звука в среде c_0 , которую можно рассматривать как предельную скорость объемных волн. На меньших расстояниях конденсированные среды ведут себя как сжимаемые. Поэтому такую стадию явления часто называют газодинамической, а взрывы, при которых плотные среды сжимаются, — сильными.

Для взрыва с энергией E_0 в среде, имеющей начальную плотность ρ_0 и эффективную скорость звука c_0 , линейным масштабом области газодинамического движения служит величина $r_d = (E_0/\rho_0 c_0^2)^{1/3}$, которую часто называют динамическим радиусом взрыва. В качестве характерного масштаба времени можно взять $\tau_d = r_d/c_0$. Характерный временной масштаб для тепловой стадии существенно меньше, чем τ_d . Поэтому в тех случаях, когда в области создаваемых неоднородностей вещество обладает повышенными теплопроводными свойствами (например имеются мало заполненные объемы), можно считать, что энергия взрыва выделяется мгновенно в некоторой области эффективного энерговыделения с масштабом r_E , который совпадает с наибольшим из масштабов $r_{T \rightarrow G}$ и r_{Ng} . Иногда это упрощает проведение расчетов газодинамической стадии. В более сложных случаях для аккуратного описания газодинамических процессов уже на ранней стадии развития явления необходимо учитывать влияние основных неоднородностей, создаваемых при проведении опытов.

Для образования в окружающей среде значительной по размерам области газодинамического движения необходимо, чтобы характерный масштаб r_E был значительно меньше r_d . Приведенные соображения справедливы как для газовых, так и для конденсированных сред. Однако, несмотря на формальную одинаковость определения динамических радиусов r_d для газов и плотных сред, между ними имеется принципиальное различие, которое существенно влияет на характер протекания процессов. Для конденсированных сред уравнения состояния (зависимости давления P и внутренней энергии ε от плотности и температуры) при не очень высоких температурах, характерных для адиабатической стадии взрыва, можно представить в виде суммы холодных (индекс с) составляющих, обусловленных упругим взаимодействием атомов, и тепловых составляющих:

$$P = P_c(\rho) + P_T(\rho, T), \quad \varepsilon = \varepsilon_c(\rho) + \varepsilon_T(\rho, T).$$

В уравнениях состояния газовых сред холодные составляющие отсутствуют и величина c_0 определяется только тепловым движением, а произведение $\rho_0 c_0^2$ с точностью до константы порядка единицы совпадает с начальным тепловым давлением. При этом отклонение от автомодельности происходит за счет влияния начального давления газа перед фронтом волны. В конденсированных средах величина c_0 определяется квантово-механическим взаимодействием, плотность вещества существенно больше, чем в газах, а произведение $\rho_0 c_0^2$ значительно превосходит начальное статическое давление в среде. Динамический радиус взрыва в плотных средах в несколько десятков и даже в несколько сотен

раз может быть меньше, чем в газовых (см. табл.). При этом начальное давление перед фронтом волны можно еще не учитывать, а отклонение автомодельного решения будет определяться наличием "неидеальных" слагаемых в уравнении состояния. Для взрывов в плотных средах вопрос о малости масштаба r_E по сравнению с r_d становится более острым. При некоторых значениях энергии взрывов это условие не может быть соблюдено. Поэтому при подготовке опытов, предусматривающих исследование газодинамических процессов, предпринимались специальные меры по уменьшению r_E .

Для ряда горных пород (кварцит и содержащие кварц породы) характерно яркое проявление полиморфных фазовых превращений при ударном нагружении с весьма сложной кинетикой протекания. Экспериментальные исследования этих эффектов, включая натурные эксперименты, растянулись на многие годы. Удовлетворительные модели создаются только в последние годы. В ранних работах приходилось ограничиваться эффективным описанием течения только в области высокоплотных фаз, для которых характерны большие значения параметров ρ_0 и c_0 , что дополнительно сокращало область интерпретируемых исследований.

В таблице для некоторых типичных горных пород, воздуха, воды приведены исходные величины и оцененные значения масштабов r_d и r_{T-G} . Там же для сравнения показаны аналогичные величины для алюминия и железа, хотя их использование в качестве вмещающих сред представляется экономически не оправданным.

Рассмотрим абстрактную задачу о мгновенном адиабатическом точечном взрыве в плотных средах. В решении этой задачи в некоторой окрестности центра взрыва будет существовать область, в которой ударно-волновое течение с хорошей точностью можно считать автомодельным (сжатия на фронте волны при этом близки к предельным). Для типичных сред размер этой области составляет $\sim 0,1r_d$. Изменим условия этой задачи и предположим, что точечный взрыв происходит в среде, в которой при больших плотностях энергии ее перенос осуществляется согласно механизму нелинейной теплопроводности. При этом переход к газодинамическому механизму переноса происходит (см. табл.) при $r_{T-G} \sim (0,06 - 0,09)r_d$. Для некоторых искусственно создаваемых сред отношение r_{T-G}/r_d может быть несколько меньше, однако и в этом случае остается еще достаточно большим. Таким образом, четко выделяются два этапа — тепловой и газодинамический. При этом временной масштаб теплового этапа весьма мал. Поэтому в некотором приближении при описании газодинамических течений при сильных взрывах можно считать, что энергия выделяется мгновенно в области, размер которой равен радиусу смены механизмов переноса. Фактически мы приходим к задаче о сильном мгновенном неточечном взрыве.

Поэтому, создавая детальные теоретические модели отдельных процессов, при описании явления взрыва в целом необходимо использовать достаточно мощные программные комплексы, иметь достаточно точное описание термодинамических и теплопроводных свойств материалов и сред, накапливать весьма обширные базы экспериментальных и теоретических данных.

При экспериментальных исследованиях ударно-волновых течений, создаваемых взрывом, ценность составляли измерения не только интегральных параметров

фронта, но и локальных, характеризующих его интенсивность. Они служили для верификации физических моделей и математических программ. Сама же ударная волна непосредственно использовалась для изучения ударной сжимаемости различных материалов, в том числе образцов горных пород, взятых с места взрыва (см. раздел 5).

Два других важных направления детальных расчетно-теоретических и экспериментальных исследований при взрывах были связаны с изучением двух классов двумерных газодинамических течений в плотных средах. К первому направлению относились исследования эволюции формы фронта ударной волны, первоначально искаженной неоднородностями в центральных областях, прилегающих к области выделения энергии. В частности, оказалось, что для типичных горных пород двух-, трехкратная вытянутость формы фронта ударной волны в районе r_{T-G} уменьшается с расстоянием и меняет фазу. Волна обретает сплюснутую форму. Однако искажения формы фронта, ослабевая по мере удаления волны, не исчезают даже на дальней границе области газодинамического движения. Второе направление составили исследования искажений формы фронта ударной волны заполненными каналами, которые присутствовали в экспериментах по технологическим причинам либо вводились для оптимизации постановки определенных исследований. В некоторых случаях необходимо было обеспечить отставание ударной волны в канале, в других, наоборот, — опережение (например в методе гамма-репера). В ряде экспериментов проводились прецизионные измерения формы фронта волны, которые сопоставлялись с результатами детальных расчетов. Такие исследования, помимо решения конкретных задач, сыграли важную роль в развитии и совершенствовании алгоритмов и программ, используемых для описания двумерных газодинамических течений.

5. Исследования свойств веществ

При переходе к подземным взрывам естественным было стремление использовать уникальные параметры сопровождающих их высокоинтенсивных процессов для исследований свойств веществ в экстремальных состояниях, недоступных для лабораторных исследований. Первым напрашивающимся шагом было обращение к ударной волне, распространяющейся в окружающей среде. К этому времени уже имелся опыт изучения ударной сжимаемости с помощью ударных волн, которые создавались с использованием конденсированных взрывчатых веществ [11]. Было естественным расширить область применимости уже созданных методов до высоких давлений, трудно достижимых либо совсем недостижимых в лабораторных экспериментах.

Потребность в таких данных существовала при построении широкодиапазонных уравнений состояния, необходимых, в частности, для описания взрывов в плотных средах. В начале 1960-х годов при построении таких уравнений состояния в области относительно низких давлений использовались данные лабораторных экспериментов [11], а в области высоких давлений — данные квантово-статистической модели Томаса — Ферми [12]. В дальнейшем отечественные исследователи при описании электронной составляющей стали применять уточненные квантово-статистические данные с регулярными квантовыми поправками, полученные в работах Н.Н. Калиткина [13]. При учете вклада ионов

обычно использовалось соотношение, предложенное В.П. Копышевым, полученное в приближении однокомпонентной плазмы [14]. Между экспериментальными и теоретическими данными оставалась довольно обширная область, в которой данные отсутствовали. Ударная волна достаточно мощного подземного взрыва вполне подходила для устранения этого пробела.

Наиболее удобным для таких исследований являлся метод отражений, в котором ударная волна последовательно проходила через слой эталонного и исследуемого вещества. Положение осложнялось тем, что надежных эталонов при высоких давлениях не было, и часто приходилось ограничиваться измерениями относительной сжимаемости. Для подземных исследований были разработаны новые экспериментальные сборки и схемы регистраций, создана новая регистрирующая аппаратура. Подчеркнем, что фоновые условия при таких измерениях были благоприятными, поэтому, как и во многих отечественных ударно-волновых экспериментах, значительная часть измерений осуществлялась с помощью электроконтактных датчиков. Первый и сразу же полномасштабный опыт в такой постановке был осуществлен в нашем институте уже в 1966 г. [8]. Возможность работы с крупными образцами позволяла также с хорошей точностью проводить измерения динамической сжимаемости пористых материалов и смесевых составов [15].

Постановка ударно-волновых исследований с использованием волны в среде возможна при достаточно больших размерах области газодинамического движения, т.е. при взрывах большой мощности. Такие опыты были дорогими и относительно редкими. Традиционно большую часть их проводил ВНИИ экспериментальной физики, а упомянутыми ударно-волновыми исследованиями в этих опытах сначала руководил Л.В. Альтшулер, а затем — Р.Ф. Трунин [16].

Помимо непосредственного повышения давлений ударно-волновых исследований, ценной оказалась возможность проведения измерений на больших базах. Это было удачно использовано в серии натуральных экспериментов для изучения кинетики полиморфных фазовых превращений в кварце [17]. Было показано, что переход α -кварца в высокоплотную фазу в натуральных экспериментах приводит к раздвоению ударной волны, в то время как на малых образцах в лабораторных опытах раздвоение не успевает проявиться. Прецизионные измерения скорости ударной волны в нескольких натуральных экспериментах в кварците позволили также обнаружить влияние плавления кварца на изменение закона ослабления волны с расстоянием. Эти данные совместно с результатами прецизионных лабораторных экспериментов и сейчас используются для совершенствования описания поведения кварца в динамических процессах [18]. Проводились также опыты по изучению превращения графит — алмаз.

Для исследований ударной сжимаемости в области самых высоких давлений во ВНИИТФ было предложено использовать течения в слоях, примыкающих к границе $r_{T \rightarrow G}$. Уровень давлений в таких слоях всегда определяется переходом от тепловой волны к ударной. Регулируя температуру перехода, можно получить волны разной интенсивности. При самых высоких температурах будут достигаться предельные интенсивности ударных волн, $P \gtrsim 1$ Гбар, уменьшая температуру, на относи-

тельно небольших удалениях от источника энергии можно получить волны средней интенсивности, $P \sim 10 - 100$ Мбар. Хотя это и выглядит парадоксальным, но оказалось, что в такой постановке исследования при очень высоких давлениях проводить даже проще, чем при мощных взрывах. Однако для этого пришлось решить ряд проблем. При такой постановке измерительные блоки должны располагаться на небольших расстояниях от заряда, поэтому возникает необходимость защиты от нейтронного фона и гамма-фона. В таких условиях контактные датчики не работают. Поэтому для измерений временных интервалов была разработана методика световой регистрации моментов прихода ударной волны на контрольные уровни. С помощью специальных каналов регистрировались световые вспышки, возникающие при выходе фронта волны на границу вещества с газом. Вследствие меньших линейных масштабов явления приходилось использовать образцы меньших размеров. Это предъявляло повышенные требования к точности измерений и к регистрирующей аппаратуре. Именно с помощью таких систем были получены прецизионные экспериментальные данные по ударной сжимаемости ряда веществ вблизи границы области применимости квантово-статистических моделей.

К необходимости экспериментального исследования этой области давлений мы пришли в 1970-х годах. Создаваемые в то время модели вещества, хотя и были еще грубыми, указывали, что на свойства веществ вблизи этой границы могут оказывать влияние электронные оболочки. Между данными различных моделей имелось существенное расхождение, согласно некоторым моделям это влияние было очень большим [19]. Поэтому параллельно с разработкой экспериментальных методик и подготовкой основного эксперимента было выполнено уточнение теоретических моделей [20, 21]. Данные этих работ использовались в качестве опорных при выборе задач и методик натурального эксперимента. В основном опыте, проведенном в 1983 г., были получены прецизионные данные по относительной ударной сжимаемости при рекордно высоких давлениях в несколько сотен миллионов атмосфер для пар Fe—Al, Fe—Pb, Pb—Fe (первое вещество — эталон, по восемь точек для каждой пары). Кроме того, в подготовительных экспериментах были получены дополнительные точки не только для этих веществ, но также для воды и кварца. Они подтвердили необходимость более точного учета оболочечных эффектов в исследуемой области. Удачный выбор железа в качестве эталона позволил также достаточно точно установить ход нормальных ударных адиабат алюминия при $P = 40 - 250$ Мбар и свинца при $P = 80 - 500$ Мбар, осциллирующих относительно квантово-статистических зависимостей [22, 23].

В этом эксперименте также получены данные по усредненным пробегаем в алюминии и железе, из которых следовало, что результаты квантово-статистических моделей необходимо уточнять, а величина поправок в области температур 0,7–1,5 кэВ при плотности 1 г см^{-3} может составлять $\sim 20 - 30\%$ [8, 23].

Дополнительные возможности для ударно-волновых исследований давало использование, наряду с газодинамическими процессами, нейтронных потоков ядерного взрыва. В частности, был разработан метод гамма-репера, в котором измерялась скорость вещества (алюминия) за фронтом ударной волны при давлении около

10 Мбар. Для этого в алюминиевый блок внедрялись таблетки из европия. Ядра европия обладают повышенным сечением (n, γ) -реакций при нейтронах с энергией $\varepsilon_n \lesssim 100$ эВ. Постановка опыта выбиралась таким образом, чтобы синхронизовать в области измерительного блока процессы прихода ударной волны и замедления нейтронов до необходимых энергий. Регистрация осуществлялась с помощью плоских коллиматоров, установленных параллельно поверхности фронта волны в образце. Для этого ударно-волновое движение в блоке из алюминия создавалось с помощью заполненного магнием канала, распространяясь по которому, волна опережала волну в окружающей среде. Полученные данные подтвердили правильность использования железа в качестве эталона в нижнем диапазоне относительных измерений ударной сжимаемости алюминия [24], выполненных для проверки оболочечных эффектов.

Высокоинтенсивные нейтронные потоки использовались также для организации ударно-волнового движения. Для этого в специальные экспериментальные сборки, размещаемые в таких потоках, вводился слой делящегося вещества. Такие измерения проводились в ряде опытов с целью изучения как разгрузки разогретого вещества, так и ударно-волнового движения, обусловленного этим процессом. В частности, американскими исследователями использовался (нами также проверялся экспериментально) метод измерения массовой скорости за фронтом ударной волны в молибдене по доплеровскому смещению резонансов поглощения нейтронов [25]. К сожалению, точность этого метода оказалась невысокой.

В качестве примера использования ударно-волновых процессов для широкомасштабного исследования свойств на рис. 2 приведены в сравнении с данными теоретических моделей экспериментальные данные по ударной сжимаемости алюминия, полученные нашей группой (включая прецизионные в области влияния первой электронной оболочки), сотрудниками ВНИИЭФ [16] и американскими исследователями [26].

Таким образом, ядерные взрывные эксперименты позволили получить данные:

- по ударной сжимаемости ряда сплошных и пористых веществ, а также смесевых составов при давлениях, недоступных или трудно доступных при лабораторных исследованиях;
- о проявлении электронных оболочечных эффектов на нормальных ударных адиабатах алюминия, железа и некоторых других веществ;
- о протекании фазовых переходов в динамических процессах;
- по росселандовым пробегам излучения в алюминии и железе.

Эти данные и сейчас используются как опорные при развитии теоретических моделей вещества и построении феноменологических уравнений состояния.

6. Взрывное воздействие на малые космические тела

В последние десятилетия в результате исследований, выполненных по разным научным направлениям, стало ясно, что в современную эпоху происходят столкновения малых космических тел (астероидов, комет и их фрагментов) с Землей. Интервалы между такими событиями велики по сравнению с длительностью жизни человека, сопоставимы с характерными временами развития цивилизации и малы по сравнению с геологическими периодами.

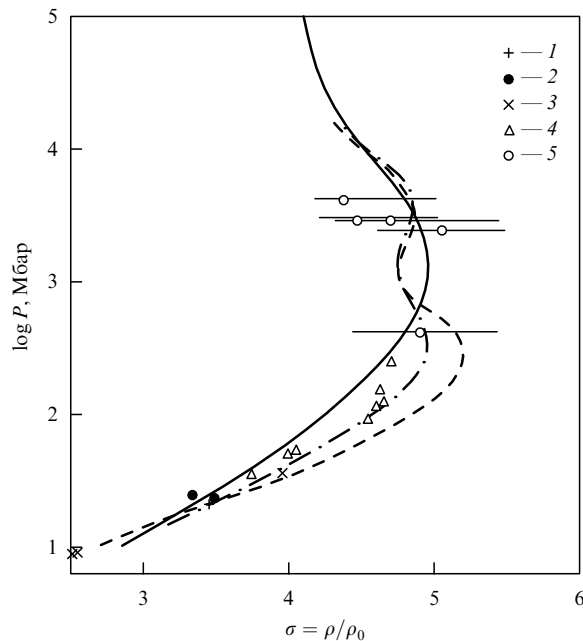


Рис. 2. Экспериментальные и теоретические данные по ударной сжимаемости алюминия в области исследований, выполненных с помощью ядерных взрывных экспериментов. Сплошная кривая — данные модели Томаса – Ферми с поправками [13, 14], штрихпунктирная кривая — модель самосогласованного поля [20] и пунктирная кривая — модель Хартри – Фока – Слэтера [10]. Экспериментальные данные: 1 — [16], 2 — полученные с помощью гамма-репера [24], 3 — [26], 4 — прецизионные в области осцилляции [22] и 5 — грубые в области применимости квантово-статистической модели [23].

В зависимости от размера тел такие столкновения могут приводить к локальным, региональным и глобальным катастрофам, включая самые страшные из них — деградацию современной цивилизации и гибель человечества. Частота столкновений убывает примерно обратно пропорционально квадрату характерного размера тел.

Остановимся подробнее на астероидах. К настоящему времени открыта большая часть крупных тел, представляющих глобальную опасность, и лишь малая доля тел меньшего размера. Программы наблюдений расширяются. Выявлено несколько объектов, для которых имеется малая вероятность столкновения с Землей. Самую раннюю угрозу представляет собой открытый в 2004 г. астероид Апофис. В 2029 г. он будет пролетать на расстоянии ~ 30000 км от Земли, и при неблагоприятном искривлении его орбиты возможно столкновение в 2036 г. По мере накопления наблюдений вероятностные оценки будут заменяться более надежным прогнозированием событий.

В современном густо населенном и насыщенном опасными технологическими объектами мире даже столкновения типа тунгусского (с энергией удара около 15 Мт) могут привести к большим потерям. В случае же падения такого тела как Апофис, имеющего характерный размер 350 м, энергия удара составит 1,5 Гт. Вне зависимости от места удара это будет катастрофа огромного регионального масштаба с возможными тяжелыми последствиями для всей планеты. Поэтому важнейшей задачей является создание технологии предотвращения таких столкновений. Ана-

лиз возможных технологий предотвращения показывает, что на современном уровне развития фактически единственным выходом является использование энергии взрывных ядерных устройств. Благодаря высокой плотности энергии, такие системы при небольшой их массе могут обеспечить необходимые уровни энергии. Поэтому они могут быть доставлены к опасным объектам с помощью уже существующих ракетных средств и размещены на поверхности объектов оптимальным образом. Весьма полезными являются также опыт, накопленный при проведении мирных взрывов, и созданная технология их описания.

Были проанализированы различные режимы одиночного взрывного воздействия: приподнятый, контактный и заглубленные взрывы [26]. Исследована роль различных механизмов передачи энергии (радиационного, газодинамического, через нейтронные потоки) и формирования отклоняющего импульса для типовых условий. Показано, что для прочных тел заглубленные взрывы являются наиболее эффективными. Однако при выполнении сложных задач корректировки возможно также применение и других режимов (например, при воздействии на непрочные, пористые тела, подобные астероиду Итокава). Для эффективного воздействия на объекты со сложными формой и составом целесообразно использовать несколько взрывов, оптимизируя энергию каждого устройства, их размещение и временные интервалы между взрывами.

В зависимости от времени упреждения (несколько лет или более для случаев крупных тел, представляющих глобальную угрозу, и от нескольких дней до нескольких месяцев для тел, представляющих локальную и региональную угрозу), могут быть осуществлены два различных подхода [27].

"Мягкая" корректировка орбит может быть использована, если время упреждения составляет много лет. Этот подход применим к большим и средним по размерам, но достаточно прочным астероидам. При этом энергия взрыва или нескольких взрывов, их распре-

деление на поверхности подбираются таким образом, чтобы обеспечить нужную для корректировки передачу импульса и не допустить разрушения тела. В этих случаях для обеспечения достаточно надежного прогноза воздействия необходимо весьма полное исследование свойств объекта, что потребует проведения одной или нескольких исследовательских космических миссий. Результаты этих исследований необходимы для выбора энергии зарядов, их размещения, одновременности подрывов. При необходимости особо мягкой корректировки возможно проведение нескольких серий взрывов.

В экстренных случаях обнаружения объектов, приближающихся к Земле по столкновительной траектории, наиболее вероятным является сценарий, при котором время упреждения составляет несколько дней или недель. Для исключения столкновения таким телам должен быть сообщен весьма большой импульс, что неизбежно приведет к их диспергированию. Основная масса вещества сосредоточится в поле осколков, которые должны пролететь на безопасном расстоянии от Земли. Малая часть вещества будет находиться в разлетающейся струе в виде газа, пыли и мелких частичек. На рисунке 3 показаны формирование импульса и разрушение сферического (для простоты расчетов) каменного тела диаметром 100 м под воздействием заглубленного взрыва с энергией 100 кт, распределенного по окружности диаметром 50 м. На рисунке 4 представлена общая картина процесса разрушения в виде распределения плотности в три момента времени. Некоторая доля этого вещества будет взаимодействовать с радиационными поясами и атмосферой Земли, что может сопровождаться рядом неблагоприятных эффектов (возможное повреждение спутников, аномальные магнитные явления). Однако ущерб от таких последствий будет, конечно, меньше, чем от столкновения с основным телом. Как и в предыдущем случае, для более надежного прогнозирования воздействия целесообразно использовать синхронизированные подрывы нескольких зарядов. Критериями оптимального выбора должны быть

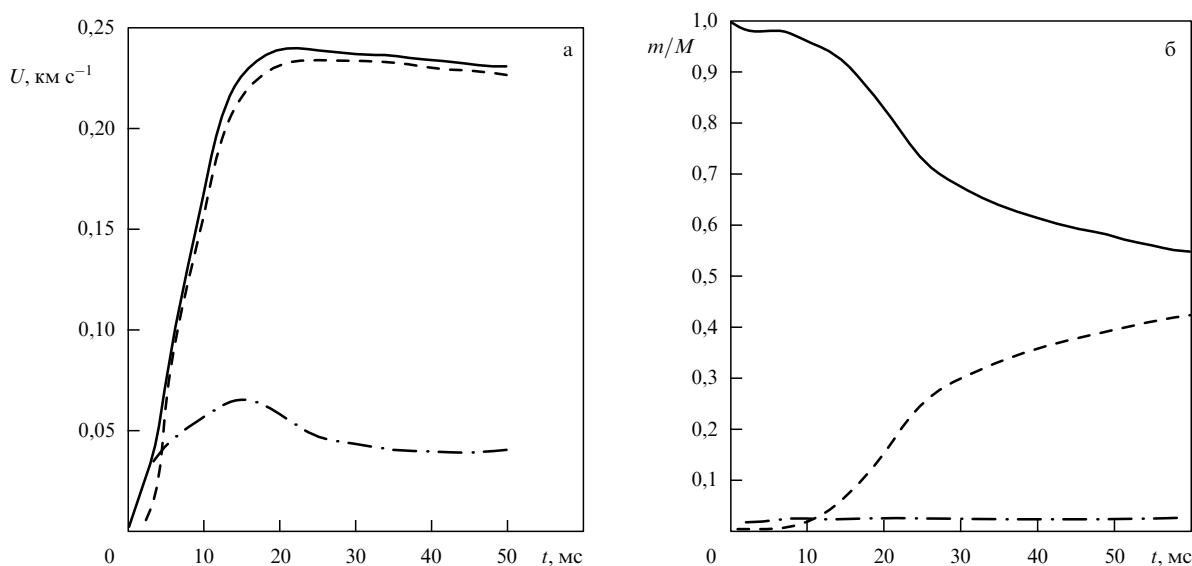


Рис. 3. (а) Формирование импульса поля осколков: сплошная кривая — суммарная скорость, пунктирная и штрихпунктирная кривые — составляющие, ориентированные перпендикулярно воздействию и по направлению воздействия. (б) Разрушение тела: сплошная кривая — доля массы неразрушенного тела, пунктирная кривая — доля разрушенного вещества, штрихпунктирная кривая — доля массы в струе.

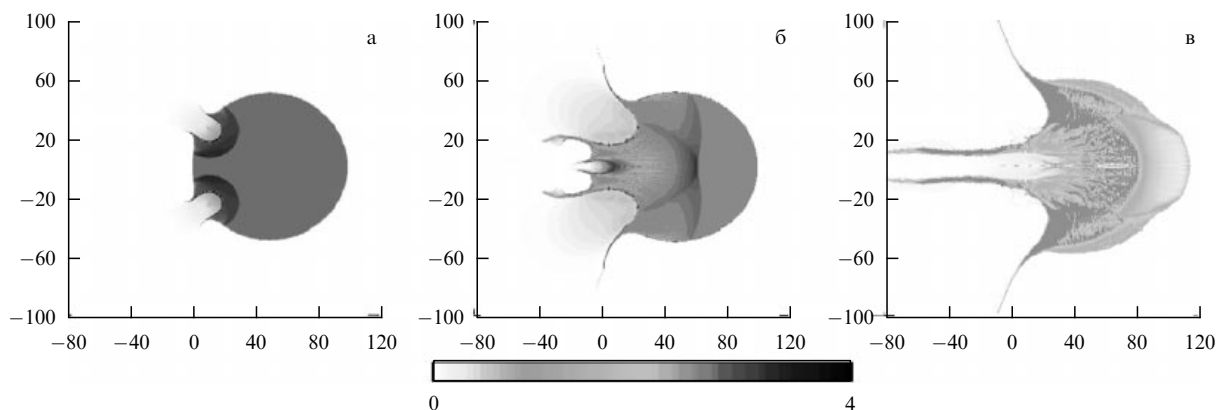


Рис. 4. Общая картина формирования поля (для примера, приведенного на рис. 3) осколков и струи в виде профилей плотности на моменты 3, 10 и 40 мс. По осям отложены линейные масштабы в метрах, изменение плотности (в г см^{-3}) передается линейно интенсивностью потемнения в соответствии с приведенной шкалой интенсивностей.

надежное исключение столкновения и минимизация вредного воздействия на радиационные пояса и атмосферу.

Аналогичная концептуальная схема может быть применена также для предотвращения опасности столкновения долгопериодических комет. Однако свойства комет еще менее известны. В частности, имеются опасения развала кометных тел при взрывном воздействии. Орбиты комет имеют большие размеры, часть из них движется по параболическим или близким к ним траекториям. Типичными являются также большие неопределенности в знании орбит. Исследования опасных комет и организация воздействия на них потребуют быстрого планирования достаточно гибких долгосрочных миссий, программа которых должна уточняться уже в процессе полета. В частности, возможны такие ситуации, когда первоначальная исследовательская задача миссии может быть заменена в ходе полета задачей перехвата и наоборот.

Таким образом, значительная часть научной технологии, разработанной для решения представленных выше проблем, оказывается востребованной при дальнейших исследованиях малых космических тел и, что особенно важно, в связи с предотвращением их столкновения с Землей.

7. Термоядерное горение на поверхности нейтронной звезды

Развитие рентгеновской астрономии в течение последних трех десятилетий открыло новые возможности наблюдений нейтронных звезд, находящихся на активной стадии эволюции. Среди них выделяется класс объектов, получивших название рентгеновские барстеры. Было установлено, что они входят в состав тесных двойных систем. Аккреция вещества со звезды-компаньона обеспечивает достаточно высокую фоновую светимость — 10^{37} эрг с^{-1} , которая, однако, не является постоянной, что объясняется вариациями потока аккрецируемого вещества. Это позволяет оценить темп накопления вещества нейтронной звездой \dot{M} . Для ряда объектов на фоне этой светимости наблюдаются импульсы, которые характеризуются повышением потока в несколько десятков раз. Фронт нарастания импульсов имеет длительность порядка 1 с или менее, а спад длится от нескольких секунд до нескольких десятков секунд. Интервал между

вспышками составляет от нескольких часов до нескольких суток. Отношение энергии вспышек к суммарной энергии спокойной стадии позволяет сделать вывод об их термоядерной природе. Оказалось, что технология, разработанная для описания развития сильных взрывов, может быть весьма полезной для описания термоядерных вспышек нейтронных звезд [28].

Вещество, поступающее со звезды-компаньона, образует поверхностный слой, который часто называют атмосферой. По мере погружения этого вещества в глубь атмосферы его состав изменяется за счет термоядерных и пикноядерных реакций. При этом происходит стратификация вещества. В частности, в атмосфере некоторых нейтронных звезд на глубине $10^7 - 10^8$ г см^{-2} может образовываться слой преимущественно гелиевого состава, в котором в некоторый момент создаются условия температурного разгона реакций слияния трех ядер гелия. Если условия в этом слое относительно одинаковы вдоль всей поверхности, то термоядерное горение с высокой скоростью охватывает всю звезду. При этом для синхронизации горения достаточно даже слабой адиабатической гравитационной волны, которая распространяется со скоростью около 10^8 см с^{-1} . Такие режимы возникают при относительно медленном поступлении вещества. Развитие этого явления хорошо моделируется с помощью одномерных расчетов. Как было показано в наших работах [29], принципиальное значение имеет то обстоятельство, что преимущественным механизмом переноса выделяющейся энергии является конвективная турбулентность. Она обеспечивает более быстрый, чем лучистая теплопроводность, вынос энергии в верхние слои и однородное выгорание гелия по всей глубине атмосферы, как видно из рис. 5.

Если темп аккреции достаточно высок, то будет происходить локальное инициирование горения, когда еще не весь гелиевый слой оказался подготовленным к самовоспламенению. Тем не менее могут существовать условия, при которых горение будет распространяться вдоль поверхности звезды. Однако скорость волны горения при этом будет существенно меньше скорости адиабатической гравитационной волны. У таких вспышек наблюдается хорошо регистрируемая осцилляция переднего фронта. Быстрое вращение нейтронной звезды (с частотой до 300 Гц и более) приводит к периодическому уходу (чаще всего частичному) области горения из

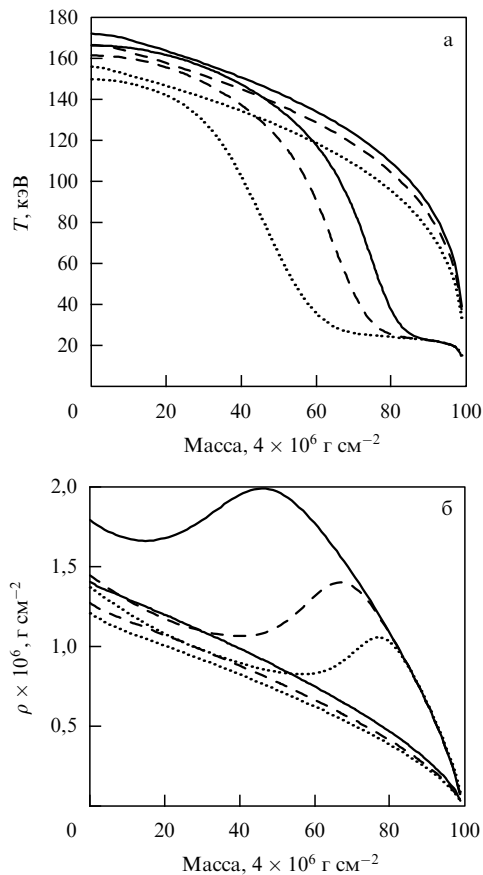


Рис. 5. Одновременная вспышка вдоль всей поверхности гелиевой атмосферы нейтронной звезды с учетом турбулентного перемешивания (более плавные кривые) и без его учета (кривые с ярко выраженным профилем волны сжатия) на три момента времени: 0,066 мс (сплошные кривые), 0,085 мс (штриховые кривые) и 0,10 мс (пунктирные кривые). Профили температуры (а) и плотности вещества (б) в зависимости от массы, выраженной в процентах от полной массы атмосферы, равной $4 \times 10^6 \text{ г см}^{-2}$.

поля наблюдений, что и проявляется в модуляции интенсивности. После того как горение охватит всю поверхность (или ее основную часть), вещество будет также неоднородно охлаждаться. Это обуславливает модуляцию ниспадающей части импульса.

Разгорание пока еще холодных областей гелиевого слоя, примыкающих к области горения, происходит благодаря натеканию разлетающихся продуктов горения в верхние слои атмосферы. Натекание приводит к поджатию и повышению температуры в области на дне гелиевого слоя, примыкающей к области горения. При этом достигаются условия воспламенения, и такая конфигурация перемещается вдоль поверхности нейтронной звезды. Таким образом, формируется самоподдерживающийся режим термоядерного горения за счет гравитационного поджатия вещества натекающими сверху продуктами горения. Исследования этого механизма горения гелиевого слоя было выполнено с помощью двумерных программ ТИГР (конечно-разностный метод Эйлера–Лагранжа) и ММЧ (модифицированный метод частиц) [29]. На рисунке 6 показаны результаты моделирования этого процесса. Оценка скорости волны горения составляет $5 \times 10^6 - 10^7 \text{ см с}^{-1}$, что хорошо согласуется с данными наблюдений.

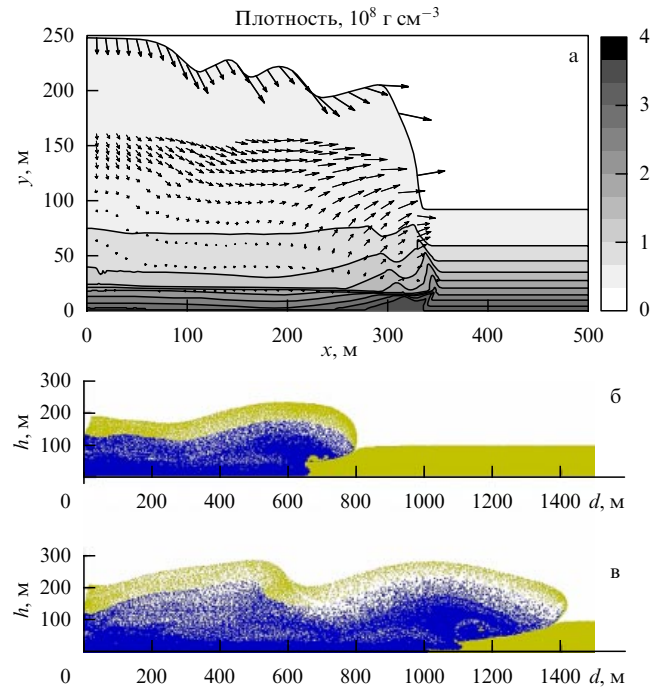


Рис. 6. Формирование волны термоядерного горения в режиме гравитационного самоподжатия. Рисунок а получен по программе ТИГР при толщине атмосферы $1,8 \times 10^7 \text{ г см}^{-2}$. Показаны профили плотностей в единицах 10^8 г см^{-3} (линейная по интенсивности шкала плотностей указана справа), а также поле векторов скорости (стрелки), отражающее процесс натекания вещества и уплотнения нижнего слоя. Рисунки б и в получены по программе ММЧ при толщине атмосферы $1,8 \times 10^8 \text{ г см}^{-2}$. Светлые точки соответствуют исходному веществу — гелию, темным цветом показаны продукты горения. Хорошо видно натекание продуктов горения вдоль верхней границы атмосферы. h — высота атмосферы, d — длина пройденного пути.

Отметим еще один эффект. Локализованная термоядерная вспышка возбуждает адиабатическую гравитационную волну, которая распространяется вдоль атмосферы. Фокусировка ее в области антипода будет сопровождаться натеканием дополнительного вещества [30]. При благоприятных условиях это может вызвать синхронизированное с первичным термоядерное воспламенение в антипode. При этом термоядерное горение начнет распространяться по поверхности нейтронной звезды из двух областей. Такой режим, по-видимому, осуществляется в случае барстеров, у которых частота модуляции составляет около 600 Гц.

Таким образом, и на этом примере мы видим полезность использования разработанной технологии описания взрывных явлений.

8. Заключение

Исследования и использование высокоинтенсивных процессов, сопровождающих ядерные взрывы, позволили получить ценную информацию как о закономерностях протекания этих процессов, так и о свойствах сред, которые проявляются при этом.

Впервые в земных экспериментах были изучены и использованы высокотемпературные тепловые процессы, обусловленные нелинейной лучистой теплопроводностью. В условиях смены теплового режима переноса энергии газодинамическим удалось получить данные о теплопроводных свойствах тел в области высокотемпе-

ратурной плотной плазмы. Эти данные стимулировали дальнейшее развитие теоретических моделей, которые являются основным источником информации о теплопроводных свойствах веществ в этой области.

Ударно-волновое течение, которое возникает в результате смены режимов, является самым интенсивным адиабатическим течением в плотных средах, доступных для экспериментальных исследований. Было показано, что при сильных взрывах в доступных нам плотных средах фактически отсутствует область автомодельного движения. Это объясняется, с одной стороны, относительно большим размером области теплового переноса энергии, что приводит фактически к "неточности" эффективного выделения энергии, а с другой стороны, относительно малым размером области газодинамического движения. На последующую эволюцию ударной волны существенное влияние оказывают квантово-механический характер взаимодействия частиц в плотном веществе, проявление фазовых переходов (плавление и полиморфные превращения, если они реализуются) и прочностные свойства. Протекание полиморфных переходов часто осложняется кинетическими эффектами.

Ударные волны ядерных взрывов непосредственно использовались для распространения измерений ударной сжимаемости плотных веществ в область высоких давлений, для сжатия высокопористых и смесевых образцов. С их помощью были получены уникальные данные по ударной сжимаемости ряда материалов и горных пород при давлениях, недостижимых в лабораторных условиях. Были выполнены также прецизионные измерения ударной сжимаемости вблизи границы применимости квантово-статистических моделей. Они не только подтвердили влияние электронных оболочечных эффектов на ход нормальной ударной адиабаты, но и позволили с хорошей точностью описать ее поведение в области первой осцилляции для алюминия и железа. Подробные исследования затухания ударной волны в массивах кварцита позволили выявить влияние плавления и наблюдать двухволновой режим в области динамического превращения α -кварца в высокоплотную фазу. Такой режим не наблюдался в лабораторных экспериментах. Все эти данные и сейчас используются для построения более точных теоретических моделей, описывающих поведение плотных веществ как при высоких давлениях и температурах, так и в области проявления фазовых превращений и проявления прочностных свойств.

Большое значение при проведении исследований с помощью ядерных взрывов имели подготовительные работы. Они включали проведение комплекса лабораторных экспериментов (по изучению ударной сжимаемости веществ при низких давлениях, по моделированию ряда процессов), а также математическое моделирование различных процессов и явления взрыва в целом с использованием разработанных физических моделей, программных комплексов и адекватных вычислительных средств. Результаты натурных экспериментов, в свою очередь, использовались для совершенствования и развития этих средств.

Таким образом, экспериментальные результаты стимулировали развитие и совершенствование физико-математических моделей и программ, результаты математического моделирования позволяли ставить более сложные опыты, проникать в ранее недоступные обла-

сти исследований, получать более точные экспериментальные данные. По существу, на основе изучения процессов, сопровождающих ядерные взрывы в плотных средах, была создана научная технология исследований физики высоких плотностей энергии, органически объединяющая развитие физических моделей, методов математического моделирования и экспериментальные исследования в натурных и лабораторных опытах. Накопленный потенциал оказался настолько значительным, что и сейчас эта технология успешно развивается с использованием новых возможностей современных лабораторных экспериментов, с развитием методов и программ математического моделирования при существенном увеличении вычислительных возможностей и находит новые применения. Приведенные в тексте два примера иллюстрируют эти положения.

В первом случае представлены результаты исследований ядерного взрывного воздействия на опасные космические объекты (астероиды, кометы и их фрагменты). Исследованы режимы воздействия при отстоящем, контактном и заглубленном взрывах. Рассмотрены наиболее эффективные способы передачи энергии и импульса опасным телам для предотвращения столкновения в двух предельных сценариях воздействия: "мягкая" корректировка орбиты и высокоскоростное диспергирование тела. На современном этапе технологического развития взрывное воздействие предоставляет единственную и вполне осуществимую возможность для предотвращения опасных столкновений.

В другом примере приведено описание процесса импульсного термоядерного горения на поверхности нейтронной звезды в тесных двойных системах с малой массой. Показано принципиальное значение механизма конвективного турбулентного переноса выделившейся энергии. При достаточно малых темпах аккреции этот процесс приводит к более быстрому выносу энергии на поверхность и однородному выгоранию термоядерного "топлива". При высоком темпе аккреции выгорание начинается в наиболее подготовленной области и распространяется вдоль поверхности в виде волны в режиме гравитационного самоподжигания.

Список примеров можно было бы расширить как в область взрывных процессов малой энергии, но большой мощности (например при импульсах сверхмощных лазеров), так и в область еще более высоких энергий (взрывы сверхновых и гиперновых и др.).

Список литературы

1. Седов Л И *ДАН СССР* **52** 17 (1946); *ПММ* **10** 241 (1946); *Методы подобия и размерности в механике* (М.: Наука, 1987)
2. Станюкович К П *Неустановившиеся движения сплошной среды* (М.: ГИТТЛ, 1955)
3. Taylor G *Proc. R. Soc. London Ser. A* **201** 175 (1950)
4. Басов Н Г, Лебо И Г, Розанов В Б *Физика лазерного термоядерного синтеза* (М.: Знание, 1988)
5. Зельдович Я Б, Компанец А С "К теории распространения тепла при теплопроводности, зависящей от температуры", в сб. *Сборник, посвященный 70-летию академика А.Ф. Иоффе* (М.: Изд-во АН СССР, 1950)
6. Зельдович Я Б, Райзер Ю П *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений* (М.: Наука, 1966) с. 519
7. Компанец А С, Ланцбург Е Я *ЖЭТФ* **43** 234 (1962)
8. Аврорин Е Н, Симоненко В А, Шибаршов Л И *УФН* **176** 449 (2006)

9. *Ядерные испытания СССР* Т. 1, 2 (Под ред. В Н Михайлова и др.) (Саров: Изд-во РФЯЦ — ВНИИЭФ, 1997)
10. Никифоров А Ф, Новиков В Г, Уваров В Б *Квантово-статистические модели высокотемпературной плазмы: Методы расчета росселандовых пробегов и уравнений состояния* (М.: Физматлит, 2000)
11. Альтшулер Л В *УФН* **85** 197 (1965); Альтшулер Л В и др. *УФН* **166** 575 (1996)
12. Latter R *Phys. Rev.* **99** 1854 (1955)
13. Калиткин Н Н, Кузьмина Л В "Таблицы термодинамических функций веществ при высоких концентрациях энергии", Препринт № 35 (М.: ИПМ АН СССР, 1975)
14. Копышев В П "О термодинамике ядер однокомпонентного вещества", в сб. *Численные методы механики сплошной среды* Т. 8, Вып. 6 (Новосибирск: ВЦ ИТПМ СО АН СССР, 1977) с. 54
15. Vildanov V G et al., in *Shock Compression of Condensed Matter — 1995* Vol. 1 (AIP Conf. Proc., No. 370, Eds S C Schmidt, W C Tao) (Woodbury, NY: American Institute of Physics, 1996) p. 121
16. Трунин Р Ф *УФН* **164** 1215 (1994)
17. Жугин Ю Н и др. *Физика Земли* (6) 46 (1999)
18. Petrovtsev A V et al. "Equation of state and phase diagram quartz", in *Shock Compression of Condensed Matter — 2005* (AIP Conf. Proc., CP 845, Ed. M D Furnish) (Melville, NY: American Institute of Physics, 2006) (in press)
19. Симоненко В А "Возможности изучения уравнений состояния плотных веществ в области проявления оболочечных эффектов" *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Теор. и приклад. физ.* (1(1)) 3 (1984)
20. Силько Г В "Расчеты термодинамических функций простых веществ на основе уравнения состояния самосогласованного поля", в сб. *Численные методы механики сплошной среды* Т. 10, Вып. 3 (Новосибирск: ВЦ ИТПМ СО АН СССР, 1979) с. 124
21. Андрияш А В, Симоненко В А "Оценка влияния оболочечных эффектов на термодинамические свойства простых веществ" *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Теор. и приклад. физ.* (2(2)) 52 (1984)
22. Аврорин Е Н и др. *ЖЭТФ* **93** 613 (1987)
23. Вололага Б К, Симоненко В А "Ударные исследования и математическое моделирование", в сб. *Математическое моделирование. Физико-химические свойства вещества* (Отв. ред. А А Самарский, Н Н Калиткин) (М.: Наука, 1989)
24. Симоненко В А и др. *ЖЭТФ* **88** 1452 (1985)
25. Ragan C E (III), Silbert M G, Diven B C *J. Appl. Phys.* **48** 2860 (1977)
26. Simonenko V A et al. "Defending the Earth against impacts from large comets and asteroids", in *Hazards Due to Comets and Asteroids* (Ed. T Gehrels) (Tucson: Univ. of Arizona Press, 1994) p. 929
27. Симоненко В А "О корректировке движения астероидов с помощью ядерных взрывов" *Российский космос* (3) (2002); Симоненко В А, Гаджиева В В, Елсуков В П "Об опасности столкновения космических тел с Землей и ее предотвращении", в сб. *Забабахинские научные чтения: Междунар. конф., 8–12 сент. 2003 г., г. Снежинск, Челяб. обл., Россия. Тезисы* (Снежинск: Изд-во РФЯЦ — ВНИИТФ, 2003) с. 214
28. Симоненко В А "Нейтронные звезды и ядерные взрывы", в сб. *Вопросы современной технической физики: К 70-летию со дня рождения акад. Е.Н. Аврорина. Избранные труды РФЯЦ — ВНИИТФ* (Под ред. Г Н Рыкованова, Сост. Г Н Рыкованов и др.) (Снежинск: Изд-во РФЯЦ — ВНИИТФ, 2002) с. 391
29. Симоненко В А и др. "Термоядерные вспышки нейтронных звезд: условия возникновения и режимы горения", в сб. *Забабахинские научные чтения: Междунар. конф., 8–12 сент. 2003 г., г. Снежинск, Челяб. обл., Россия. Тезисы* (Снежинск: Изд-во РФЯЦ — ВНИИТФ, 2003) с. 5
30. Симоненко В А, Шишкин Н И "Термоядерные вспышки нейтронных звезд: иницирование вторичной волны горения в антиподе области первичного иницирования", в сб. *Забабахинские научные чтения: Междунар. конф., 8–12 сент. 2003 г., г. Снежинск, Челяб. обл., Россия. Тезисы* (Снежинск: Изд-во РФЯЦ — ВНИИТФ, 2003) с. 106

PACS numbers: 75.30.Sg, **75.80.+q**, 81.30.Kf

Магнитные сплавы с памятью формы: фазовые переходы и функциональные свойства

В.Д. Бучельников, А.Н. Васильев, В.В. Коледов, С.В. Таскаев, В.В. Ховайло, В.Г. Шавров

1. Введение

Обнаружение эффекта гигантских деформаций за счет магнитоиндуцируемой перестройки двойников мартенсита в сплавах Гейслера Ni₂MnGa [1] вызвало значительный интерес к сплавам с памятью формы. В результате интенсивных исследований в этой области в монокристаллах Ni-Mn-Ga реализованы магнитодеформации до 10 %, контролируемые магнитным полем порядка 1 Тл, и обнаружен ряд новых семейств ферромагнетиков с памятью формы [2].

В этом докладе дается обзор современного состояния теоретических и экспериментальных исследований фазовых переходов в ферромагнитных сплавах Гейслера с памятью формы и связанных с ними гигантских эффектов изменения энтропии и деформации во внешних магнитных полях. Основное внимание уделяется новым результатам исследований сплавов Ni-Mn-Ga. В частности, анализируются результаты исследований особенностей фазовой диаграммы этих сплавов и их физических свойств в нанокристаллическом состоянии.

2. Магнитные и структурные фазовые переходы

2.1. Феноменологическая теория

Для описания фазовых переходов в сплавах Ni-Mn-Ga рассмотрим функционал Ландау [3–8]

$$\begin{aligned}
 F = & -Ae_1 + \frac{1}{2} A_0 e_1^2 + \frac{1}{2} a_1 (e_2^2 + e_3^2) + De_1 (e_2^2 + e_3^2) + \\
 & + \frac{1}{3} b e_3 (e_3^2 - 3e_2^2) + \frac{1}{4} c (e_2^2 + e_3^2)^2 + \frac{1}{2} A_1 |\psi|^2 + \frac{1}{4} A_2 |\psi|^4 + \\
 & + \frac{1}{6} C_0 |\psi|^6 + \frac{1}{6} C_1 [\psi^6 + (\psi^*)^6] + \\
 & + \left(\frac{1}{\sqrt{3}} D_1 e_1 + \frac{2}{\sqrt{6}} D_2 e_3 + D_3 e_4 \right) |\psi|^2 + \frac{1}{2} \alpha_1 \mathbf{m}^2 + \frac{1}{4} \delta_1 \mathbf{m}^4 + \\
 & + K (m_x^2 m_y^2 + m_y^2 m_z^2 + m_z^2 m_x^2) + \frac{1}{\sqrt{3}} B_1 e_1 \mathbf{m}^2 + \\
 & + B_2 \left[\frac{1}{\sqrt{2}} e_2 (m_x^2 - m_y^2) + \frac{1}{\sqrt{6}} e_3 (3m_z^2 - \mathbf{m}^2) \right] + \\
 & + B_3 (e_4 m_x m_y + e_5 m_y m_z + e_6 m_z m_x) + \\
 & + \left[N_1 \mathbf{m}^2 + N_2 \left(m_z^2 - \frac{1}{3} \mathbf{m}^2 \right) + N_3 m_x m_y \right] |\psi|^2 + Pe_1. \quad (1)
 \end{aligned}$$

Здесь e_i — линейные комбинации компонент тензора деформаций, $e_1 = (e_{xx} + e_{yy} + e_{zz})/\sqrt{3}$, $e_2 = (e_{xx} - e_{yy})/\sqrt{2}$, $e_3 = (2e_{zz} - e_{yy} - e_{xx})/\sqrt{6}$, $e_4 = e_{xy}$, $e_5 = e_{yz}$, $e_6 = e_{zx}$; ψ —