

**К 70-ЛЕТИЮ ИНСТИТУТА ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ  
И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ им. А.И. АЛИХАНОВА**

## Достижения астрофизиков ИТЭФ

П.В. Бакланов, С.И. Блинников, К.В. Мануковский,  
Д.К. Надёжин, И.В. Панов, В.П. Утробин, А.В. Юдин

*Представлен исторический очерк астрофизических исследований, проводимых в Институте теоретической и экспериментальной физики (ИТЭФ) на протяжении более чем 30 лет. Основное внимание уделено проблематике сверхновых звёзд: начиная с классических работ В.С. Имшенника и Д.К. Надёжина, заложивших основы теории сверхновых, вплоть до современных моделей этих мощнейших звёздных взрывов во вселенной. Кроме того, описаны некоторые исследования в других разделах астрофизики: нуклеосинтез химических элементов, использование сверхновых типа II в космологии, модели тёмной материи и т.д. Работа подготовлена к 70-летию ИТЭФ.*

**Ключевые слова:** история физики, астрофизика, сверхновые звёзды

PACS numbers: 01.65. + g, 97.60.Bw, 97.80. – d

DOI: 10.3367/UFNr.2016.04.037810

### Содержание

1. Введение (879).
  2. Создание гидродинамической теории вспышек сверхновых звёзд (880).
  3. Автомодельное решение Надёжина – Шевалье (880).
  4. Создание теории нейтринной теплопроводности (880).
  5. Развитие теории звёздного нуклеосинтеза (881).
  6. Создание теории нейтринного нуклеосинтеза (882).
  7. Процесс слияния нейтронных звёзд и взрыв маломассивного компонента двойной системы (882).
  8. Ротационный механизм взрыва коллапсирующих сверхновых (883).
  9. Сверхновые, вызванные неустойчивостью из-за рождения электрон-позитронных пар (885).
  10. Сверхновые типа III (885).
  11. Новый метод измерения космологических расстояний с использованием сверхновых типа II (887).
  12. Развитие моделей термоядерных сверхновых (888).
  13. Магнитный момент нейтрино и аксионы (889).
  14. Модели для тёмной материи (зеркальное вещество) (889).
- Список литературы (890).

П.В. Бакланов, С.И. Блинников, К.В. Мануковский, Д.К. Надёжин, И.В. Панов, В.П. Утробин, А.В. Юдин. Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", Институт теоретической и экспериментальной физики им. А.И. Аликханова, ул. Большая Черёмушская 25, 117218 Москва, Российская Федерация  
E-mail: nadezhin@itep.ru, igor.panov@itep.ru, utrobin@itep.ru, yudin@itep.ru

Статья поступила 8 апреля 2016 г.

### 1. Введение

Лаборатория физики плазмы и астрофизики была создана в Институте теоретической и экспериментальной физики им. А.И. Аликханова (ИТЭФ) более 30 лет тому назад. Спектр проводимых в лаборатории исследований чрезвычайно широк: от проблем эволюции звёзд до космологии. Однако построение теоретических моделей взрыва и изучение наблюдательных проявлений сверхновых звёзд (как коллапсирующих, так и термоядерных) были и продолжают оставаться одной из важнейших тем исследований. Поэтому нам представляется уместным предварить рассказ о достижениях лаборатории небольшим введением, касающимся сверхновых.

По устоявшимся представлениям сверхновые — это продукт конечных стадий эволюции звёзд определённых масс. При вспышке сверхновой её блеск увеличивается на несколько десятков звёздных величин в течение нескольких суток и в максимуме является сравнимым с блеском материнской галактики. К сверхновым звёздам относят события с энергией взрыва  $10^{50} - 10^{52}$  эрг и мощностью излучения свыше  $10^{41}$  эрг  $s^{-1}$ . Вспышка сверхновой, являющаяся результатом динамической эволюции ядра звезды, завершается либо полным разлётом её вещества, либо гравитационным коллапсом ядра, в зависимости от массы звезды.

Согласно теории эволюции звёзд, в звёздах с массой  $(4-9) M_{\odot}$  ( $M_{\odot}$  — масса Солнца) образуются вырожденные углеродно-кислородные ядра, которые превращаются в белые карлики после потери звездой вышележащего вещества. Если белый карлик входит в состав тесной двойной системы, то в процессе выпадения вещества звезды-спутника его масса достигает предела Чандрасекара (около  $1,44 M_{\odot}$ ) и происходит термоядерный взрыв, полностью разрушающий звезду. Этот процесс объясняет вспышки сверхновых типа Ia. Звёзды с

массой (9–100)  $M_{\odot}$  завершают свою эволюцию образованием невырожденного железного ядра с последующим его гравитационным коллапсом в нейтронную звезду или чёрную дыру, приводящим к выбросу внешних слоёв звезды.

Сверхновые являются нестационарными объектами, и на местах их вспышек появляются расширяющиеся с большими скоростями газовые оболочки, называемые остатками сверхновых. Кроме того, в некоторых случаях, несомненно, сохраняются и звёздные остатки в виде нейтронных звёзд или чёрных дыр. Динамика межзвёздной среды, создание галактического ветра, синтез тяжёлых элементов, эволюция звёзд, рождение нейтронных звёзд и чёрных дыр, происхождение космических лучей, природа космических гамма-всплесков, эволюция звёздных населений и галактик в целом — вот неполный круг вопросов, тесно связанных с проблемой сверхновых звёзд. Исключительной важностью перечисленных вопросов и объясняются ключевая роль сверхновых в современной астрофизике и то внимание, которое им уделяется в астрофизической группе ИТЭФ.

## 2. Создание гидродинамической теории вспышек сверхновых звёзд

Основателем нашей лаборатории В.С. Имшенником совместно с Д.К. Надёжиным в 1964–1971 гг. (см. обзор [1] и приведённые там ссылки) был заложен базис радиационно-гидродинамической теории вспышек сверхновых. Это позволило впервые самосогласованно рассчитать временные и спектральные зависимости потоков электромагнитного излучения (кривые блеска), регистрируемых при астрономических наблюдениях сверхновых. Эта теория дала также возможность определять гидродинамические параметры выбрасываемых оболочек сверхновых: полную энергию взрыва, распределение вещества оболочки по скоростям выброса и т.д. Был также предложен физический механизм для объяснения наблюдаемого продолжительного периода постоянства блеска сверхновых: образование волны охлаждения и рекомбинации, аналогичной той, которая наблюдается в процессе остывания огненного шара, возникающего при атомных взрывах в земной атмо-

сфере. Подобные расчёты стали появляться за рубежом лишь спустя 7–10 лет. Предсказания теории подтверждены многочисленными астрономическими наблюдениями сверхновых в далёких галактиках.

На рисунке 1 показан характерный вид кривых блеска сверхновых. Пологая часть кривых с примерно постоянной светимостью (кривая SN IIP) как раз и вызывается волной охлаждения и рекомбинации, предсказываемой теорией астрофизиков ИТЭФ. Длинные "хвосты" кривых блеска обусловлены распадом радиоактивного кобальта. Показаны также кривые блеска для знаменитой сверхновой SN 1987A, вспыхнувшей 23 февраля 1987 г. в Большом Магеллановом Облаке — карликовой галактике, спутнике нашей Галактики, — и термоядерной сверхновой типа Ia.

## 3. Автомодельное решение Надёжина – Шевалье

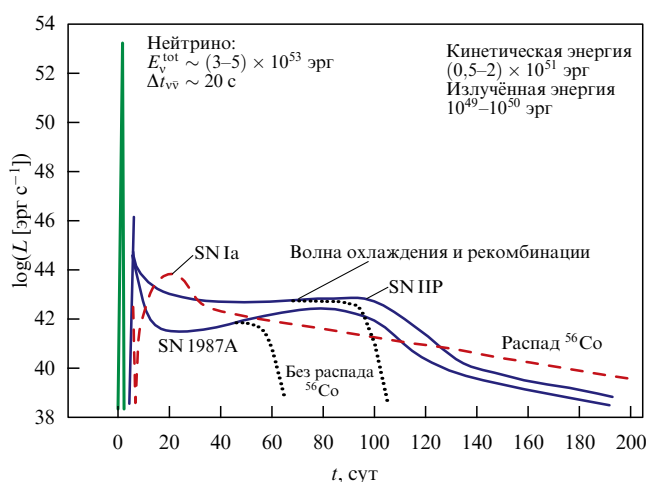
После взрывов сверхновых с характерной энергией  $10^{51}$  эрг в межзвёздной среде образуются специфические "пузыри" — так называемые газовые остатки сверхновых. Ударные волны нагревают плазму в остатках до высоких температур, так что они являются мощными источниками излучения рентгеновского диапазона. Для описания картины течения в остатках часто применяют знаменитое автомодельное решение Седова для сильного взрыва. Это решение описывает одиночную сильную ударную волну при пренебрежении массой, выброшенной взрывом. Предполагается, что энергия поступает в межзвёздную среду в одной точке, что и приводит к генерации одной ударной волны.

Однако на самом деле масса вещества, выброшенного сверхновой, не мала, поэтому решение Седова в этом случае неприменимо, что подтверждают расчёты и наблюдения молодых (с возрастом менее нескольких тысяч лет) остатков (рис. 2).

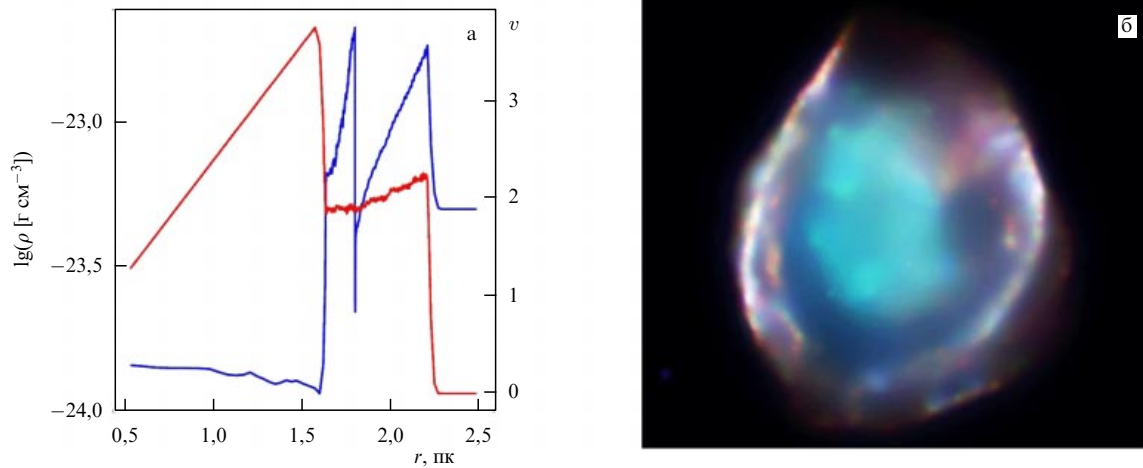
Данная проблема была решена в 1980 г. сотрудником ИТЭФ Д.К. Надёжиным (препринт ИТЭФ № 1 от 1980 г., статья [2]), который нашёл новое автомодельное решение для остатков сверхновых, учитывающее и переднюю, и возвратную ударные волны, а также контактный разрыв между ними, показанные на рис. 2. Это решение чрезвычайно важно для теории сверхновых и изучения взрывов звёзд, и оно вошло в рабочий арсенал математических методов астрофизики, в частности используется в пакете программ SUPREMNA (Supernova Remnants), разработанном в ИТЭФ совместно с коллегами из Государственного астрономического института им. П.К. Штернберга Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова (ГАИШ МГУ) и Стокгольмского университета.

## 4. Создание теории нейтринной теплопроводности

Гигантская энергия, выделяющаяся при взрыве сверхновой, уносится в основном нейтрино. При этом описание процесса прохождения нейтрино через толщу коллапсирующей звезды представляет собой чрезвычайно трудную и до сих пор не до конца решённую проблему. Теория нейтринной теплопроводности в сверхновых, развитая в 1970–1980 гг. В.С. Имшенником и Д.К. Надёжиным в ИТЭФ, позволила эффективно рассчитывать потоки нейтрино в случае большой непрозрачности вещества. На основе этой теории были предсказаны характеристики нейтринного потока (спектры и



**Рис. 1.** (В цвете онлайн.) Схематический вид кривых блеска сверхновых. Синие и красная кривые — фотонные светимости разных сверхновых (типа Ia, IIP и знаменитой сверхновой 1987A). Зелёным цветом показан короткий импульс нейтринного излучения.



**Рис. 2.** (В цвете онлайн.) (а) Результаты расчёта, проведённого сотрудником ИТЭФ Е.И. Сорокиной, для сферического молодого остатка сверхновой (плотность — синяя кривая, скорость — красная). Чётко видны два фронта — передней и возвратной ударных волн, а также скачок плотности на контактном разрыве, т.е. там, где вещество выброса сталкивается с межзвёздной средой. (б) Изображение молодого остатка DEML71, полученное на рентгеновском телескопе "Чандра". Здесь тоже прослеживаются эти структуры.

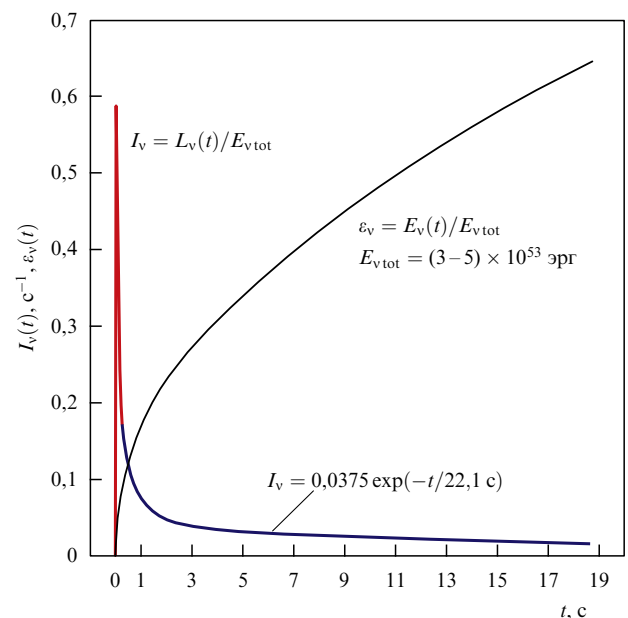
кривые блеска), ожидаемого от сверхновых. Вопреки распространённым в то время в зарубежной литературе оценкам, астрофизиками ИТЭФ было показано, что продолжительность нейтринного сигнала от сверхновой должна составлять около 10–20 с (а не 1–3 с, как предполагалось ранее). При этом энергии испускаемых электронных нейтрино и антинейтрино должны составлять около 8 и 12 МэВ соответственно.

На рисунке 3 показаны рассчитанные параметры нейтринной вспышки, сопровождающей взрыв сверхновой [3]. Кривая блеска нейтрино состоит из чрезвычайно короткого (несколько десятков миллисекунд) пика (показан красным цветом) нетепловых нейтрино от неравновесной нейтронизации вещества в процессе коллапса и значительно более продолжительной относительно пологой части, соответствующей тепловой стадии (показана синим цветом). На нетепловой стадии излучаются преимущественно электронные нейтрино, на тепловой — нейтрино и антинейтрино всех сортов в примерно равных долях. Чёрной кривой показана полная энергия, унесённая нейтрино, в зависимости от времени.

В 1987 г. подземные нейтринные обсерватории по всему миру впервые детектировали нейтринный сигнал от ближайшей к нам сверхновой 1987А, вспыхнувшей в Большом Магеллановом Облаке. Спектральные и временные характеристики этого сигнала оказались близкими к предсказанным в 1978 г. астрофизиками ИТЭФ.

## 5. Развитие теории звёздного нуклеосинтеза

Задачи ядерной астрофизики сводятся к исследованию двух важнейших процессов: генерации энергии и образования новых элементов. В ИТЭФ на мировом уровне ведётся работа по изучению одного из важнейших для образования элементов явления — г-процесса (г от англ. rapid — быстрый), т.е. процесса образования ядер тяжелее элементов железного пика под действием нейтронов во взрывных процессах в условиях высокой концентрации свободных нейтронов. Такие условия достижимы или в сбрасываемых оболочках коллапсирующих сверхновых, или при слиянии компактных объектов в тесных двойных системах, состоящих из двух нейтронных звёзд или из нейтронной звезды и чёрной дыры. В результате слияния этих объектов часть сверх-



**Рис. 3.** (В цвете онлайн.) Суммарная энергия, унесённая нейтрино (чёрная кривая) и нейтринная кривая блеска при взрыве сверхновой (красная и синяя кривые).

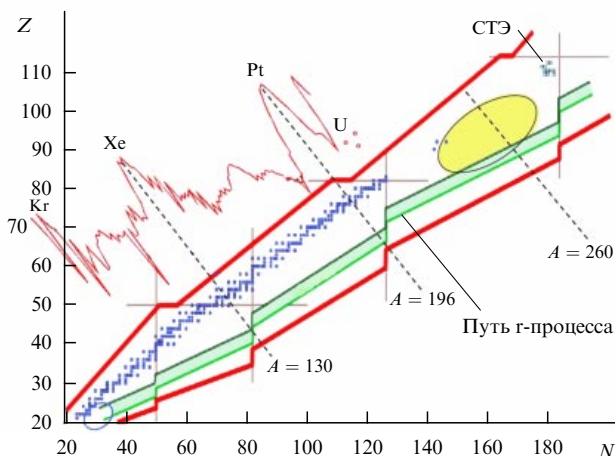
плотного сильно нейтронизированного вещества выбрасывается в окружающую среду. При остывании и уменьшении плотности в веществе выброса реализуются идеальные условия для синтеза всех элементов тяжелее железа в результате чередующихся многократных нейтронных захватов и бета-распадов, приводящих вместе к возрастанию атомного номера образующихся ядер.

В 1996 г. Блиниковым и Пановым [4] была создана кинетическая модель нуклеосинтеза, учитывающая все парные реакции с нейтронами, протонами, альфа-частицами, бета-распад, реакции захвата электронного нейтрино ядрами и ряд специальных реакций типа 3-альфа-реакции и реакций горения углерода, кислорода, кремния, а также деление ядер. Развитие такой модели позволило объединить три этапа моделирования г-процесса: ядерное статистическое равновесие–альфа-процесс – г-процесс — в одной модели быстрого нуклеосин-

теза и получить ряд пионерских результатов. Впервые показана возможность протекания слабого  $\gamma$ -процесса за счёт нейтринного источника генерации нейтронов [5, 6].

В ИТЭФ впервые в мире было показано, что одним из основных механизмов формирования наблюдаемой кривой распространённости тяжёлых элементов при развитии нуклеосинтеза в основном сценарии  $\gamma$ -процесса является процесс вынужденного деления, препятствующий продвижению синтеза в область сверхтяжёлых ядер и возвращающий продукты деления опять в процесс нуклеосинтеза в качестве зародышевых ядер [7]. При этом было показано, что кадмиевый, платиновый пики и пик редкоземельных элементов хорошо воспроизводятся теоретической моделью, развитой в ИТЭФ, и соответствуют наблюдениям. Более того, при исследовании  $\gamma$ -процесса было показано, что существует вероятность ветвления процесса в области интенсивного вынужденного, запаздывающего и спонтанного делений на две ветви, в наиболее слабой из которых часть выживших в делении ядер может образовывать и сверхтяжёлые элементы (СТЭ). Однако количество СТЭ по крайней мере на 10 порядков меньше, чем количество образующегося урана, а время жизни наиболее долгоживущих образовавшихся СТЭ составляет от нескольких суток до нескольких лет, они нестабильны относительно альфа-распада и спонтанного деления [8]. Область наиболее долгоживущих СТЭ пока недоступна для нуклеосинтеза в  $\gamma$ -процессе из-за наличия на пути нуклеосинтеза области ядер с очень малым временем жизни относительно спонтанного деления.

Нуклеосинтез в  $\gamma$ -процессе протекает менее чем за 1 секунду и вовлекает в себя множество короткоживущих ядер, характеристики которых надо уметь прогнозировать. Для прогнозирования неизвестных характеристик атомных ядер, участвующих в расчётах  $\gamma$ -процесса, был развит основанный на теории конечных ферми-систем подход, в рамках которого были рассчитаны такие характеристики нескольких тысяч ядер, как время



**Рис. 4.** (В цвете онлайн.) Образование тяжёлых и сверхтяжёлых элементов в условиях, характерных для выброса нейтронизованного вещества при слиянии сверхплотных остатков звёзд (нейтронная звезда + нейтронная звезда или нейтронная звезда + чёрная дыра) в тесных двойных системах. Жирными линиями обозначены границы протонной и нейтронной стабильности. Эллипсы показывают области зародышевых ( $A \sim 50-60$ ) и делящихся ( $A \sim 240-290$ ) ядер. Отрезки горизонтальных и вертикальных линий определяют положения ядер с заполненными оболочками ( $Z, N = 50, 82, 114, 126, 184$ ).

бета-распада и вероятности эмиссии запаздывающих нейтронов и запаздывающего деления [9]. На рисунке 4 показаны область протекания нуклеосинтеза тяжёлых элементов, а также распространённость тяжёлых ядер, образующихся в  $\gamma$ -процессе (в отн. ед.).

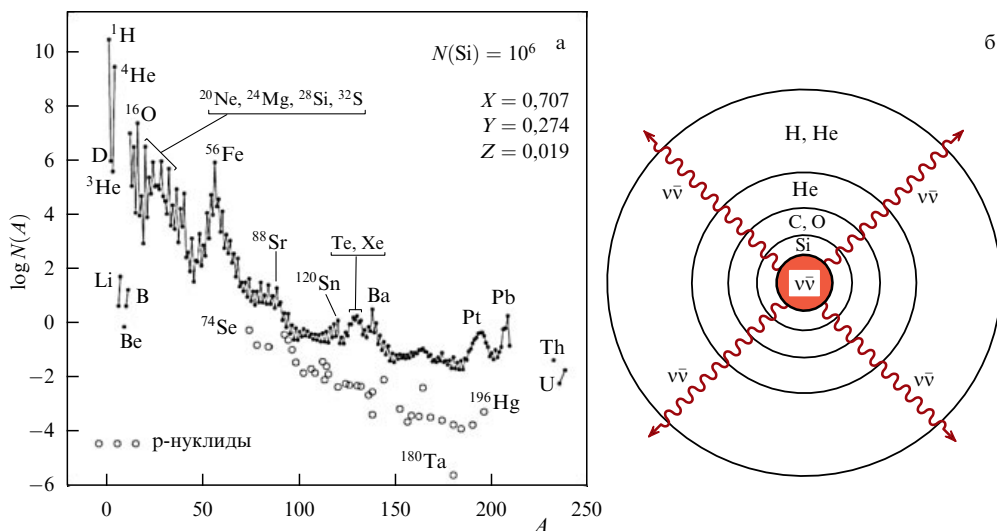
## 6. Создание теории нейтринного нуклеосинтеза

Как ясно из раздела 5, не все особенности наблюдаемой в природе распространённости химических элементов (рис. 5) могут быть объяснены в рамках стандартной теории нуклеосинтеза. В 1978 г. Д.К. Надёжиным в соавторстве с Г.В. Домогацким было открыто новое направление в теории происхождения химических элементов — нейтринный нуклеосинтез [10]. Основной идеей данного механизма является производство химических элементов в оболочке умирающей звезды-гиганта под действием интенсивных потоков нейтрино от её коллапсирующего ядра. Произведённые таким образом ядра выбрасываются при взрыве в окружающее пространство и обогащают межзвёздную среду. Это направление позволило объяснить особенности, наблюдаемые в космических распространёностях ряда изотопов лёгких химических элементов (лития, бериллия, бора и др.), а также тяжёлых элементов (обойдённые изотопы и изотопы, составляющие "слабый компонент"  $\gamma$ -процесса). На рисунке 5а показана наблюдаемая распространённость химических элементов. Механизм нейтринного нуклеосинтеза схематически представлен на рис. 5б.

## 7. Процесс слияния нейтронных звёзд и взрыв маломассивного компонента двойной системы

Космические гамма-всплески, которые до сих пор остаются одной из загадок астрофизики, представляют собой вспышки с энергией в диапазоне от нескольких десятков кэВ до нескольких МэВ (иногда и более жёсткие). Вспышки длятся от нескольких долей секунды до нескольких минут, а иногда и часов. В 1980-е годы было совершенно неизвестно, на каком расстоянии от нас находятся источники этих всплесков. Они могли располагаться как на космологических расстояниях, так и вблизи Солнца. В то время в астрофизической группе ИТЭФ была выполнена важная работа [12] по изучению природы гамма-всплесков, в которой впервые была показана возможность мощного взрыва при слиянии пары нейтронных звёзд. Было также предсказано, что вследствие такого процесса должны возникать не только излучение гравитационных волн (как уже предлагалось для слияния нейтронной звезды и чёрной дыры), но и гамма-всплеск. При этом, поскольку энергия взрыва должна быть того же масштаба, что и при взрыве сверхновой звезды, такой всплеск должен быть заметен и на больших межгалактических расстояниях.

Главная идея этого механизма состоит в следующем: нейтронные звёзды в паре сблизятся из-за неизбежных потерь энергии и момента импульса, уносимых гравитационными волнами. В определённый момент звезда с меньшей массой (радиус которой больше по законам строения таких звёзд) начинает активно отдавать своё вещество более массивной соседке. Таким образом, более массивная звезда в паре увеличивает свою массу, а менее массивная теряет! Замечательно, что у нейтронных звёзд есть минимальная возможная равновесная масса, так как при слишком малой массе, а значит, и низкой плотности ферми-импульс электронов стано-



**Рис. 5.** (а) Наблюдаемая распространённость химических элементов [11]: относительная доля данного элемента как функция массового числа (распространённость кремния принята равной  $10^6$ ). Величины  $X$ ,  $Y$  и  $Z$  — массовые доли соответственно водорода, гелия и всех остальных элементов. (б) Иллюстрация процесса нейтринного нуклеосинтеза: схематический вид внешних слоёв звезды, облучаемых потоками нейтрино из центра при взрыве сверхновой.

вится слишком малым и нейтроны получают возможность распадаться. В действительности, конечно, распадаются не свободные нейтроны, а богатые нейтронами ядра, в которых бета-распад происходит очень быстро, за несколько долей миллисекунды, и процесс приобретает взрывной характер. Таким образом, при достижении минимальной массы нейтронная звезда взрывается! Некоторые стадии этого механизма схематически показаны на рис. 6.

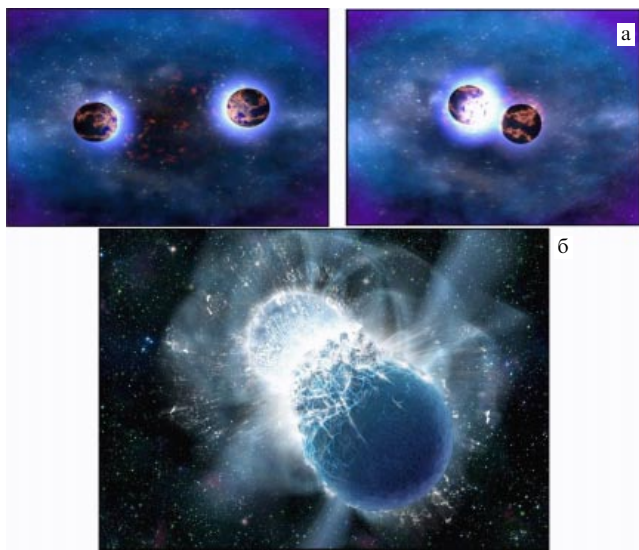
Эти идеи были развиты в последующей работе [13] (1990 г.), где к группе авторов присоединились В.С. Имшенник и Д.К. Надёжин. Позднее, в 1992 г., В.С. Имшенник применил идею этого сценария в своём механизме взрыва сверхновой [14]. Работа [12] стала известна и за рубежом, несмотря на отсутствие в то время прямых контактов с западными учёными. Она получила развитие, например, в работе М. Колпи и др. [15] (учёт нейт-

риноного излучения). Данный сценарий был полностью использован Д. Эйшлером с соавторами в 1989 г. в знаменитой статье в *Nature* [16] (к сожалению, без ссылки на работу Блиникова с соавторами [12] 1984 г., но со ссылкой на [15]).

Только в 1998 г. с помощью спутника *ВерроСах* было установлено, что гамма-всплески происходят в далёких галактиках, а не в окрестности солнечной системы. Сценарий слияния нейтронных звёзд, разработанный в ИТЭФ, стал общепринятым для коротких гамма-всплесков (длительностью менее 2 с).

### 8. Ротационный механизм взрыва коллапсирующих сверхновых

Эволюция достаточно массивных звёзд ( $M \geq 10M_{\odot}$ ) на главной последовательности завершается коллапсом железного ядра звезды. Однако с появлением первых численных моделей стало ясно, что "стандартная" теоретическая схема, основанная на предположении об одномерном сферически-симметричном характере этого процесса, не в состоянии объяснить следующий за коллапсом взрыв сверхновой огромного масштаба с кинетической энергией разлетающейся оболочки звезды порядка  $10^{51}$  эрг. Ударная волна, образуемая в результате отражения потока аккрецирующего вещества от формирующейся в центре протонейтронной звезды, быстро расходует свою энергию на диссоциацию ядер вещества оболочки звезды за своим фронтом и затухает, не приводя к сбросу оболочки сверхновой. Почти за полвека интенсивной работы многих групп астрофизиков по созданию теоретически самосогласованной модели взрыва коллапсирующих сверхновых было предложено несколько возможных сценариев данного процесса, учитывающих различные дополнительные факторы. Тем не менее окончательного и универсального решения обсуждаемой проблемы до сих пор не предложено. Более того, наблюдательные данные по наиболее исследованной сверхновой SN 1987A в Большом Магеллановом Облаке привнесли дополнительные трудности в связи с регистрацией двух нейтринных сигналов, разделённых большим временным промежутком (4,7 ч).



**Рис. 6.** (а) Сближение пары нейтронных звёзд вследствие потери момента импульса, уносимого гравитационными волнами. (б) Менее массивный компонент двойной системы взрывается.

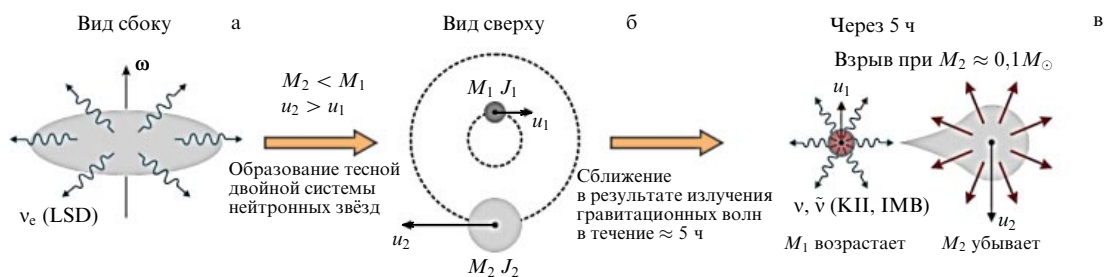
В.С. Имшенник в 1992 г. предложил ротационный механизм взрыва коллапсирующих сверхновых. Ключевая роль в нём отводится эффектам вращения, являющегося в той или иной степени неотъемлемой характеристикой всех звёзд. Теоретическая модель опирается на результаты, полученные в обширном цикле работ, выполненных в разные годы сотрудниками Астрофизической лаборатории ИТЭФ, особенно следует отметить работы [12–14, 17].

На примере знаменитой сверхновой SN 1987A можно проиллюстрировать основные идеи предложенного механизма (рис. 7). Как было упомянуто, предполагается, что к моменту потери устойчивости железное ядро предсверхновой имеет заметное вращение. Вследствие сохранения удельного углового момента вращения в процессе коллапса ядра звезды образуется конфигурация с сильным дифференциальным вращением [18] и большим значением отношения полной энергии вращения к гравитационной энергии связи  $\tau = E_{\text{rot}}/|E_g|$  ( $\tau \sim 0,42$  из расчётов [19]). Критическое значение параметра  $\tau$  для возникновения динамической неустойчивости (в аналитической теории сфероидов Маклорена [20]) составляет  $\sim 0,27$ . Важнейшей для данного сценария является гипотеза о формировании двойной системы нейтронных звёзд в результате развития указанной неустойчивости в исходной осесимметричной конфигурации с последующим разделением (фрагментацией) её на отдельные части. При этом значительная часть начального момента вращения ядра переходит в орбитальный момент вращения двойной системы. Так же как и в "стандартной" модели, коллапс вращающегося ядра предсверхновой сопровождается мощным нейтринным излучением (хотя и с заметной различающимися характеристиками [21]), которое можно отождествить с сигналом, зарегистрированным нейтринным детектором LSD в момент универсального времени  $t_{\text{UT}} = 2 \text{ ч } 52 \text{ мин}$  (23 февраля 1987 г.) под Монбланом [20].

Основными параметрами образовавшейся тесной двойной системы нейтронных звёзд являются её полная масса, орбитальный момент вращения и отношение масс компонентов, которые вследствие существенной неопределённости в понимании деталей процесса фрагментации можно считать свободными параметрами модели. Замечательно, что эволюция такой системы определяется единственным фактором — мощным гравитационным излучением, при этом эволюция протекает тем дольше, чем сильнее различаются массы компонентов. Нейтрон-

ные звёзды сближаются вследствие потерь энергии и углового момента вращения, уносимых гравитационными волнами. При этом орбиты звёзд становятся практически круговыми, даже если начальный эксцентриситет заметно отличался от нуля [22]. В итоге по мере сближения маломассивный компонент двойной системы (вследствие обратной зависимости между массой и радиусом у нейтронных звёзд) первым заполняет свою полость Роша. Последующий, весьма скоротечный, этап эволюции тесной двойной системы сопровождается нестационарным обменом массой между её компонентами в направлении от менее массивной нейтронной звезды к более массивной [12, 13]. Когда более лёгкий компонент двойной системы достигает минимального возможного для нейтронных звёзд значения массы  $\sim 0,1M_{\odot}$ , происходит его взрывное разрушение на орбите. В результате цепочки ядерных реакций образуются ядра группы железа с окончательным энерговыделением  $\sim 4,7 \text{ МэВ}$  на нуклон [12] и полной энергией взрыва  $\sim 10^{51}$  эрг. В процессе обмена массой более массивная нейтронная звезда избавляется от остаточного углового момента вращения и претерпевает вторичный коллапс. Этому сопутствует вспышка нейтринного излучения, зарегистрированная рядом нейтринных детекторов в момент  $t_{\text{UT}} = 7 \text{ ч } 36 \text{ мин } 23 \text{ февраля } 1987 \text{ г.}$  Его характеристики должны быть, по всей видимости, близки к свойствам нейтринного сигнала, описываемого "стандартной" моделью коллапса [20].

Отдельные этапы эволюции тесной двойной системы сопровождаются мощным гравитационным излучением, имеющим специфические особенности, которые могут позволить идентифицировать рассматриваемый механизм в будущих экспериментах по регистрации гравитационных волн от коллапсирующих сверхновых. Кроме того, предложенный сценарий обладает рядом неоспоримых достоинств. Ротационный механизм позволяет дать теоретическую интерпретацию двух последовательных нейтринных сигналов от SN 1987A с разницей около 5 ч [20]. Разрушение маломассивной нейтронной звезды при движении с большой скоростью по орбите объясняет взрыв сверхновой с требуемой энергией и заметной степенью асимметрии, наблюдаемой в остатке SN 1987A. Высокие скорости собственного движения молодых пульсаров в рассматриваемом сценарии являются естественным следствием высокой орбитальной скорости движения массивной нейтронной звезды в момент разрушения её лёгкого компаньона.



**Рис. 7.** Ротационный механизм взрыва коллапсирующих сверхновых. (а) В процессе коллапса полная энергия вращения  $E_{\text{rot}}$  возрастает и достигает предела динамической устойчивости  $E_{\text{rot}}/|E_g| > 0,27$  ( $E_g$  — гравитационная энергия связи протонейтронной звезды). (б) Компоненты двойной системы нейтронных звёзд сближаются в результате потери энергии и момента импульса орбитального движения посредством излучения гравитационных волн. (в) Менее массивная нейтронная звезда заполняет полость Роша первой. Происходит быстрый обмен веществом между компонентами двойной системы, приводящий к взрыву маломассивной нейтронной звезды при достижении ею минимально допустимого значения массы. Детекторы, зарегистрировавшие сигнал от SN 1987A: LSD — Liquid Scintillator Detector, KII — Kamiokande II, IMB — Irvine – Michigan – Brookhaven.

## 9. Сверхновые, вызванные неустойчивостью из-за рождения электрон-позитронных пар

В 2006 г. в галактике NGC1260 астрономы открыли одну из самых мощных сверхновых — SN 2006gy, которая в то время являлась рекордсменом по пиковой светимости (сейчас уже открыты и более мощные сверхновые). Из рисунка 8 видно, что SN 2006gy по потоку превосходит ядро хозяйской галактики с несколькими миллиардами звёзд. Эта сверхновая по светимости превосходила на порядок мощные термоядерные сверхновые типа Ia, которые используются в космологии, и на два порядка — обычные сверхновые типа II, которые, как и она, имеют в спектрах линии водорода. Однако SN 2006gy обладает особенностью в профилях линий: помимо обычных широких профилей (из-за быстрого разлёта вещества), её линии имеют узкие профили, поэтому она относится к типу II<sub>n</sub> (буква n от англ. narrow — узкий).

Экстремальная светимость SN 2006gy бросила вызов астрофизикам. Было предложено несколько объяснений этого необычного явления, но самым успешным и экономным решением оказалась идея, высказанная ещё в 1986 г. сотрудником ИТЭФ Д.К. Надёжиным в соавторстве с Э.К. Грасбергом [23] для другой сверхновой типа II<sub>n</sub>. Согласно этой идее огромный световой поток объясняется ударной волной, которая бежит по облаку — оболочке, созданной предшествующим слабым взрывом за несколько лет или месяцев до основного сильного взрыва.

В журнале *Nature* в 2007 г. была опубликована статья Вусли, Блинникова и Эгера [24]), содержащая расчёты эволюции массивной звезды (с начальной массой около  $110 M_{\odot}$ ), которая сбрасывает массу в результате мощных пульсаций. Эти пульсации вызваны неустойчивостью вследствие рождения электрон-позитронных пар в недрах звезды (Pulsational Pair-instability Supernova — в англоязычной литературе). Таким образом, к моменту взрыва звезда оказывается окружённой протяжённой оболочкой из ранее выброшенного вещества. Взрыв звезды как сверхновой порождает ударную волну, бегущую по этой оболочке, в полном соответствии с первоначальной идеей Д.К. Надёжина. Результаты расчёта кривой блеска сверхновой в рамках этой модели, проведённые на основе программного пакета STELLA (Static Eddington-factor Low-velocity Limit Approximation), развитого в ИТЭФ, показали вполне удовлетворительное согласие с наблюдениями (рис. 9).

## 10. Сверхновые типа II<sub>P</sub>

Среди богатых водородом сверхновых фотометрический подкласс сверхновых типа II<sub>P</sub> является наиболее многочисленным. Сверхновые типа II<sub>P</sub> показывают незначительные спектроскопические различия и очень широкий диапазон фотометрических свойств, а также изменение светимости от низкой до очень высокой и различные формы кривых блеска — от типичной платообразной до своеобразной куполообразной. Сотрудником ИТЭФ В.П. Утробиним был установлен важный факт: процессы ионизации и возбуждения водорода в атмосферах сверхновых типа II<sub>P</sub> носят нестационарный характер [25].

Проведённые в ИТЭФ гидродинамическое моделирование в широком диапазоне параметров и сравнение с наблюдаемой кривой блеска и скоростями расширения оболочки позволили определить основные параметры сверхновой: радиус предсверхновой, массу выброшенного вещества, энергию взрыва и массу радиоактивного

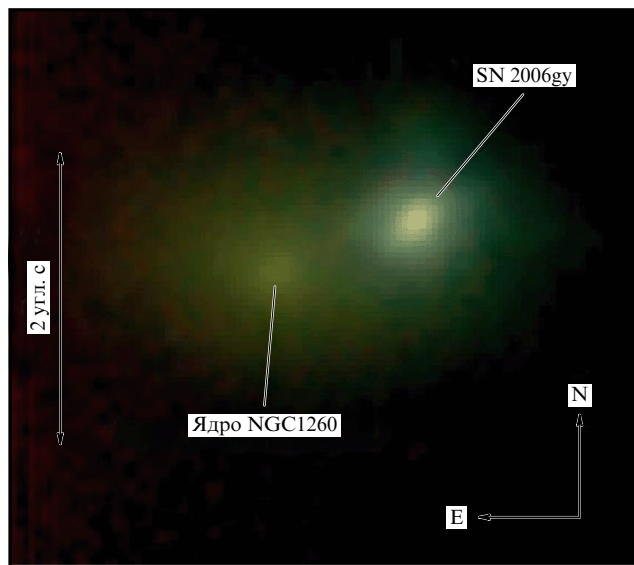
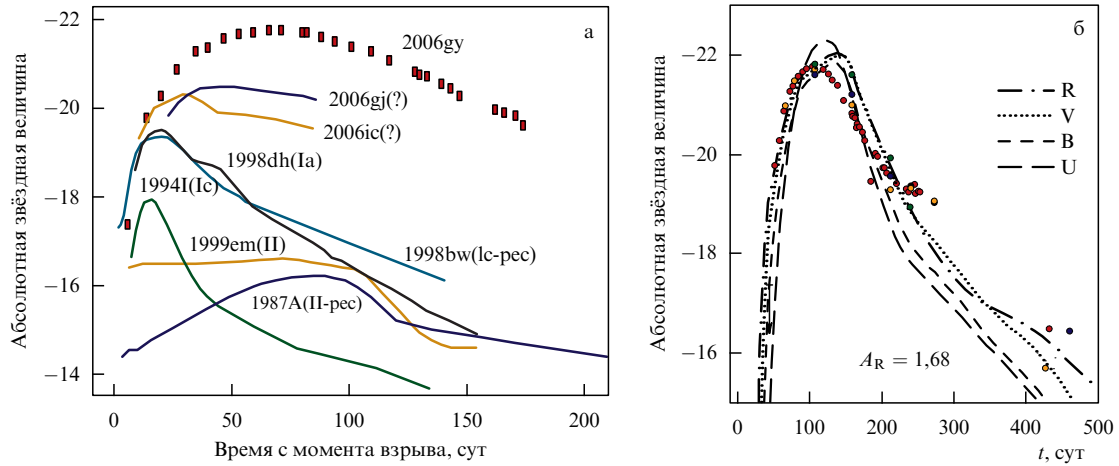


Рис. 8. Сверхновая SN 2006gy и ядро галактики NGC 1260.

$^{56}\text{Ni}$ . Подтвердилось, что предсверхновые нормальных объектов типа II<sub>P</sub> являются красными сверхгигантами, в то время как пекулярные сверхновые 1987A и 2000cb с куполообразными кривыми блеска происходят от голубых сверхгигантов. Разнообразие наблюдательных данных сверхновых типа II<sub>P</sub> обуславливает очень широкий спектр их основных параметров. Увеличение светимости на стадии плато почти на два порядка и полной массы радиоактивного  $^{56}\text{Ni}$  в диапазоне  $(0,006-0,4) M_{\odot}$  при переходе от сверхновой 2003Z с низкой светимостью к очень яркой сверхновой 2009kf эквивалентно увеличению энергии взрыва в диапазоне  $2,5 \times 10^{50} - 2,2 \times 10^{52}$  эрг и массы оболочки в диапазоне  $(14-28) M_{\odot}$ .

Отметим, что SN 2009kf является первой сверхновой II<sub>P</sub>-типа с очень высокой энергией взрыва,  $2,2 \times 10^{52}$  эрг, что предполагает образование при гравитационном коллапсе чёрной дыры, а не нейтронной звезды. Масса выброшенной оболочки в сочетании с массой нейтронной звезды и массой, потерянной посредством звёздного ветра, дают оценку массы звезды на главной последовательности. Проявления взаимодействия выброшенной оболочки с веществом звёздного ветра и околозвёздным веществом были изучены на примере линий H-alpha, Na I и Ca II [26, 27]. Зависимость энергии взрыва и массы радиоактивного  $^{56}\text{Ni}$  от массы звезды на главной последовательности представлены на рис. 10. Полученные зависимости убедительно демонстрируют важнейший результат: возрастание как энергии взрыва, так и массы радиоактивного  $^{56}\text{Ni}$  с увеличением массы звезды на главной последовательности.

Астрофизики ИТЭФ впервые предположили наличие клочковатости внешних слоёв оболочки нормальной сверхновой II<sub>P</sub>-типа для решения проблемы несоответствия между линиями H-alpha и H-beta в ранних спектрах сверхновой 2008in [28, 29]. Эта проблема, которая стала очевидной лишь с получением качественных спектров в течение первого месяца вспышки, состоит в том, что указанные линии не могут быть описаны в рамках сферической модели с плавным распределением плотности. В.П. Утробиним было показано, что в предположении клочковатой структуры внешних слоёв оболочки проблема несоответствия может быть решена. Неоднородность внешних слоёв предсверхновой была учтена



**Рис. 9.** (а) Кривая блеска сверхновой SN2006gy в сравнении с кривыми блеска других сверхновых (в частности, знаменитой SN1987A). (б) Наблюдательные данные (кружки) в сравнении с результатами моделирования (кривыми, показана светимость в разных диапазонах спектра). Различие на одну звёздную величину соответствует разнице в светимости примерно в 2,5 раза.

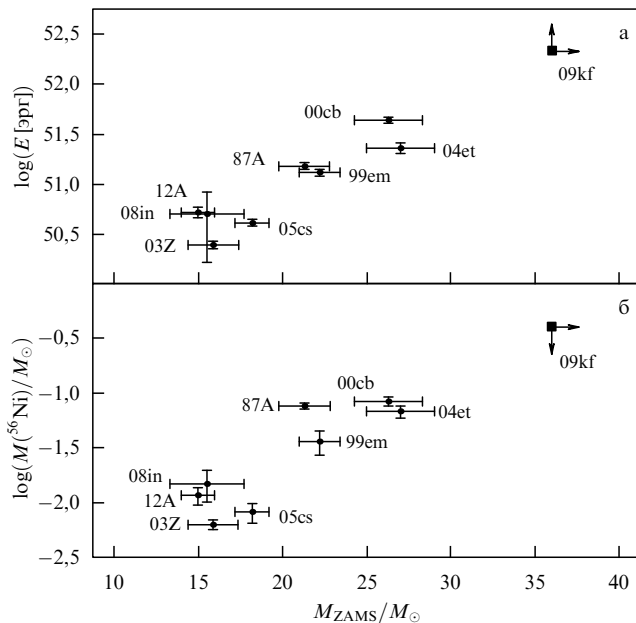
при гидродинамическом моделировании сверхновой II-типа 2012A [30]. Это исследование показало, что учёт неоднородности внешних слоёв предсверхновой приводит к заметному (до 30 %) увеличению их скорости. Этот очень важный результат позволяет надеяться на уменьшение значений масс эволюционных предшественников, получаемых при гидродинамическом моделировании сверхновых типа II.

Изучение плотности кислорода в центральной зоне оболочек девяти сверхновых II-типа на небулярной стадии по линиям дублета кислорода [O I] 6300, 6364 Å показало, что концентрации кислорода на 300-е сутки распределены в узком диапазоне,  $(1,3 - 3,3) \times 10^9 \text{ см}^{-3}$ . Следует подчеркнуть, что этот результат не зависит от расстояния до сверхновой, экстинкции и модельных предположений. Анализ найденного распределения плотнос-

тей приводит к важному выводу о том, что энергия взрыва сверхновой II-типа возрастает с увеличением массы звезды (см. рис. 10) [31].

Самым изученным объектом среди сверхновых типа II является SN 1987A. Её исследование, проведённое в ИТЭФ, способствовало развитию методов радиационной гидродинамики и моделей атмосфер сверхновых. Нестационарный характер процессов ионизации и возбуждения водорода при полном отказе от условий локального термодинамического равновесия в атмосферах сверхновых II-типа позволил объяснить интенсивные линии водорода, природа которых в течение длительного времени оставалась загадочной. Исследование влияния степени перемешивания  $^{56}\text{Ni}$  на болометрическую кривую блеска показало, что умеренное, в диапазоне небольших скоростей,  $2500 - 3000 \text{ км с}^{-1}$ , перемешивание  $^{56}\text{Ni}$  может объяснить наблюдаемую кривую блеска сверхновой 1987A. В то же время численное моделирование профиля линии H-alpha на стадии Бохум явления позволило получить принципиальный результат: высокоскоростной сгусток  $^{56}\text{Ni}$  движется в дальней полусфере с абсолютной скоростью около  $4700 \text{ км с}^{-1}$  и его масса составляет примерно  $0,001 M_{\odot}$  [32, 33].

Обнаружение сверхновых типа IIb, демонстрирующих трансформацию во времени изначального спектра сверхновых типа II в спектр с характерными чертами, свойственными сверхновым типа Ib, существенно дополнило физическую картину вспышек коллапсирующих сверхновых. Первым таким объектом явилась вспышка сверхновой 1993J, которая и послужила прародительницей нового подкласса сверхновых IIb-типа. Болометрическая и визуальная кривые блеска этой сверхновой и эволюция линий гелия в её оптическом спектре хорошо согласуются с разработанной в ИТЭФ гидродинамической моделью, согласно которой масса выбрасываемой оболочки составляет  $2,4 M_{\odot}$ , включая массу водорода  $0,12 M_{\odot}$ , а энергия взрыва равняется  $1,6 \times 10^{51}$  эрг [34, 35]. Гидродинамические модели и синтетические спектры убедительно показали, что нетепловые процессы доминируют после второго максимума (примерно после 30 сут) и играют решающую роль в объяснении как плавного уменьшения светимости после достижения ею максимума, так и постепенного (в интервале от 24-х сут до 30-х сут) появления линий гелия в оптическом спек-



**Рис. 10.** Зависимости энергии взрыва сверхновых (а) и массы синтезированного радиоактивного  $^{56}\text{Ni}$  (б) от массы звезды на главной последовательности.



тре сверхновой 1993J. Вспышка сверхновой в данном случае — это взрыв красного сверхгиганта с массой примерно  $4M_{\odot}$  в результате гравитационного коллапса ядра звезды, причём очень вероятно, что предсверхновая входила в состав тесной двойной системы. В дальнейшем последнее предположение получило надёжное наблюдательное подтверждение.

## 11. Новый метод измерения космологических расстояний с использованием сверхновых типа II

За последние десятилетия прогресс в наблюдательной астрономии шагнул далеко в глубины Вселенной. Астрономы не только заглянули в недоступные ранее области Вселенной и увидели крайне далёкие галактики, на красном смещении  $z = 7,7$  (13 млрд световых лет), но и научились одновременно следить за событиями в протяжённых областях звёздного неба. Широкоугольные обзоры неба (Sloan Digital Sky Survey (SDSS), Palomar Transient Factory (PTF), Catalina Real-Time Transient Survey (CRTS) и др.) позволили обнаруживать транзиентные объекты практически сразу после их появления на небе, что способствовало взрывному росту количества открываемых сверхновых. Сегодня за год открывают несколько тысяч сверхновых, тогда как 10 лет назад было исследовано всего несколько сотен за всю историю наблюдений.

Большой объём наблюдательных данных по сверхновым позволил детально исследовать сверхновые редкого подкласса II (SN II), выделенные в отдельную группу [36] в 1990 г. Этим сверхновым свойственны необычайно узкие (narrow) спектральные линии водорода, вследствие чего к названию типа II и было добавлено n. Астрономы обнаружили значительное разнообразие фотометрических и спектроскопических свойств SN II. Некоторые из них светят очень ярко и достигают в пике абсолютной звёздной величины  $M_R = -21$ , как, например, знаменитая сверхновая SN 2006gy [37]. Способность SN II светить столь ярко позволяет отнести их к классу сверхмощных сверхновых SLSN (Superluminous Supernovae), исследования которых в последнее десятилетие активно ведутся в ИТЭФ и других научных центрах.

В лаборатории астрофизики ИТЭФ подобные сверхновые начали изучать задолго до того, как они были выделены в отдельный подтип. В 1986 г. в работе Грасберга и Надёжина [23] было показано, что наблюдаемый спектр с узкими линиями от SN 1983K можно объяснить излучением от сверхновой, взорванной внутри выброса, произошедшего за 1–2 месяца до взрыва. В дальнейшем в лаборатории астрофизики ИТЭФ были построены более сложные и детальные модели, хорошо описывающие наблюдательные данные. На сегодня этот механизм является одной из основных гипотез для объяснения чрезвычайно высокой светимости сверхмощных сверхновых.

Основываясь на проведённых расчётах, сотрудники лаборатории астрофизики ИТЭФ С.И. Блишников, М.Ш. Поташов и П.В. Бакланов предложили и успешно опробовали на практике новый метод [38] измерения расстояний до сверхновых II. Метод может применяться для сверхновых типа II с наивысшей светимостью, что позволяет использовать его при космологических масштабах, что крайне важно для проверки космологических теорий. Это прямой метод определения расстояний, не требующий предварительной юстировки по светилам на известной дистанции, измеренной другим способом.

Даже для далёких сверхновых нет необходимости опираться на шкалу космологических расстояний, в отличие от того, как это делается, например, при использовании приближения стандартной свечи в случае сверхновых типа Ia.

Идея метода восходит к работам Бааде [39] и Весселинга [40], применявших его к пульсирующим звёздам — цефеидам. Представим, что на расстоянии  $D$  находится сферически-симметричная звезда с радиусом фотосферы  $R_{ph}$ . Если поток на уровне фотосферы звезды составляет  $F_{ph}$ , то измеряемый телескопом поток от звезды  $F_{obs} = F_{ph} R_{ph}^2 / D^2$ . Предполагая поток от фотосферы планковским с наблюдаемой цветовой температурой  $T_c$ :  $F_{ph} = \pi B_v(T_c)$ , можно найти либо угловой размер звезды  $\theta = R_{ph} / D = \sqrt{F_{obs} / F_{ph}}$ , либо его изменение  $\Delta\theta = \theta_2 - \theta_1 = (R_{ph}(t_2) - R_{ph}(t_1)) / D$ . Если фотосфера движется вместе с веществом, то по известной скорости вещества  $u$ , измеренной с помощью эффекта Доплера по слабым спектральным линиям, можно вычислить скорость фотосферы  $v_{ph}$ . Скорость  $v_{ph}$  позволяет определить изменение радиуса фотосферы, проведя серию измерений за интервал времени  $t_2 - t_1$ :  $\Delta R_{ph} = \int_{t_1}^{t_2} v_{ph} dt$ . По  $\theta$  или  $\Delta\theta$  при известном  $R_{ph}$  или соответственно изменении  $\Delta R_{ph}$  за некоторый интервал времени легко определить искомое расстояние  $D$ .

Для обычных сверхновых типа II красивая идея Бааде оказалась неприменимой. Причина состоит в том, что у SN II фотосфера не является связанной с определённым слоем вещества, а движется относительно него [41]. Непосредственно определить скорость фотосферы  $v_{ph}$  из наблюдений невозможно, можно лишь измерить скорость вещества на уровне фотосферы, используя эффект Доплера и полагая формирование слабых спектральных линий близким к уровню фотосферы. При разлёте оболочки сверхновой возможны ситуации, в которых фотосфера сжимается и  $u$  и  $v_{ph}$  направлены в разные стороны. Но если неизвестна  $v_{ph}$ , то нельзя получить величину  $\Delta R_{ph}$ , необходимую для определения расстояния. Поэтому для сверхновых SN II Киришнер и Кван предложили другой способ определения расстояний, названный методом расширяющихся фотосфер (Expanding Photosphere Method — EPM) [42]. Для определения радиуса ими было предложено использовать свойство сверхновых типа II быстро выходить, с характерным временем  $t \sim 8$  сут, на свободный разлёт. При этом искомый радиус вещества связан со скоростью Хаббловским соотношением  $R = u(t - t_0)$ , где  $t_0$  — момент начала взрыва.

Однако SN II — необычные сверхновые. Вокруг них сосредоточено много вещества, и ударная волна в течение нескольких месяцев, а иногда и лет не может прорваться в разрежённую среду. Как показывают построенные в лаборатории астрофизики ИТЭФ модели SN II, ударная волна от взрыва сверхновой в оболочке переходит в сильную радиативную ударную волну. Излучение эффективно отводит тепло из контактной зоны между ударной волной и внешними слоями оболочки сверхновой. Благодаря этому в оболочке формируется тонкий плотный слой, играющий важнейшую роль в новом методе определения расстояний по сверхновым, получивший название "метод плотного слоя" (Dense Shell Method — DSM). В плотном слое формируется фотосфера, которая движется вместе с ним, а значит, измеряя по Доплеру скорость вещества  $u$ , мы можем получить скорость фотосферы:  $v_{ph} = u$ . Это соответствует идее Бааде для цефеид, описанной выше, и позволяет вычислить расстояние до сверхновой.

По новому методу DSM для определения космологических расстояний с помощью сверхновых типа II следует провести следующие операции:

— измерить "узкие" компоненты спектральных линий для оценки свойств (плотности, скорости) околозвёздной оболочки, при этом не требуется высокой точности измерений и моделирования;

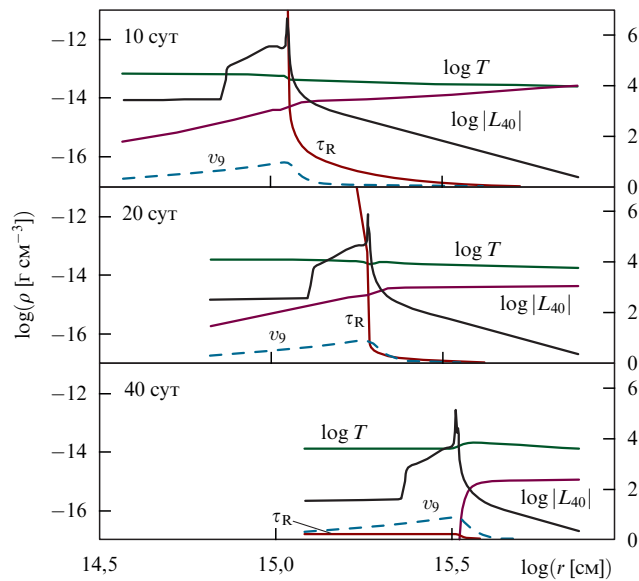
— измерить "широкие" эмиссионные компоненты линий и найти скорость  $u$  на уровне фотосферы с максимальной возможной точностью. Хотя закон  $u = R/t$  для SN II не применим, измеренная скорость  $u$  соответствует "истинной" скорости фотосферы  $v_{ph}$ , а не только скорости течения вещества, как в случае SN II;

— найти приращение радиуса  $\Delta R_{ph} = v_{ph}\Delta t$  посредством интегрирования по времени с учётом рассеяния, потемнения/уярчения к краю и т.п. Полученные значения изменений радиуса должны использоваться при итерациях для выбора оптимальной модели;

— определить расстояние  $D$  посредством согласования изменения наблюдаемого потока с изменением  $R_{ph}$ .

Изложенный выше упрощённый вариант метода позволяет получить неплохую оценку расстояния до SN II. Для лучшей точности или при значительном изменении  $T_c$  такой простой подход должен быть дополнен. Необходимо построить модель, наилучшим образом воспроизводящую наблюдения широкополосной фотометрии и скорость  $v_{ph}$ , которая контролируется по наблюдениям  $\Delta R(t)$ . Такая модель нужна для вычисления эволюции  $R_{ph}$  и для детальных предсказаний теоретического потока  $F_{ph}$  (рис. 11).

Астрофизики ИТЭФ успешно использовали метод DSM для нахождения расстояния до трёх SN II. Первая сверхновая, SN 2006gy, была выбрана ввиду того, что по светимости она превосходила все известные на тот момент сверхновые. В определении галактического поглощения до сверхновой имеется значительный разброс, поэтому использовалось значение  $A_R = 1,3 \pm 0,25^m$ . Из наблюдений [43, 44] была получена оценка расстояния до



**Рис. 11.** Плотность  $\rho$  (чёрная кривая), оптическая толща  $\tau_R$ , логарифм температуры  $T$ , логарифм светимости  $L_{40}$  и скорость фотосферы  $v_9$  как функции радиуса для различных моментов времени. Значения плотности показаны на левой оси ординат, для всех остальных величин — на правой.

SN 2006gy  $D \approx 68_{-15}^{+19}$  Мпк [38]. Данное значение хорошо согласуется с известным модулем расстояния до родительской галактики  $D = 71$  Мпк [45]. Следует заметить, что весьма большие ошибки в расстоянии связаны не с погрешностью метода, а с неопределённостью в галактическом поглощении.

Вторая сверхновая, SN 2009ip, вспыхнула в галактике NGC 7259 в области, свободной от облаков пыли и газа, а следовательно, с малым межзвёздным поглощением. Кроме того, эта сверхновая замечательна тем, что она произвела в 2009 г. несколько выбросов, детально исследованных наблюдателями [46]. Метод DSM дал расстояние до сверхновой  $D = (20,1 \pm 0,8)$  Мпк [47], что находится в прекрасном согласии с известным модулем расстояния до родительской галактики  $D = 20,4$  Мпк.

Упрощённый вариант описанного метода был протестирован на третьей сверхновой, SN 2010jl [48]. Полученная оценка расстояния до SN 2010jl составила  $D = 49$  Мпк, что согласуется с известным расстоянием до галактики в 50 Мпк. Полученные в рамках DSM расстояния до сверхновых SN 2006gy, SN 2009ip и SN 2010jl хорошо согласуются с известными расстояниями до родительских галактик, что доказывает работоспособность этого метода.

## 12. Развитие моделей термоядерных сверхновых

Сотрудниками астрофизической лаборатории ИТЭФ совместно с коллегами из ГАИШ МГУ, Института Макса Планка в Гархинге и Калифорнийского университета (Блинников, Сорокина, Репке, Висли и др.) было проведено много весьма важных в космологии расчётов кривых блеска термоядерных сверхновых (тип Ia) (рис. 12). Это так называемая внешняя задача для сверхновых, расчёты кривых блеска можно проводить, даже если не известен в деталях сам механизм взрыва. Такие расчёты помогают установить, что конкретно требуется от механизма взрыва для объяснения наблюдений. Было установлено, что необходимо производство достаточного количества радиоактивного изотопа никеля  $^{56}\text{Ni}$ , который распадается в результате электронного захвата в радиоактивный  $^{56}\text{Co}$ , а затем в самый распространённый стабильный изотоп железа  $^{56}\text{Fe}$ . Если



**Рис. 12.** Сверхновая SN 1994D типа Ia и галактика NGC4526.

бы не было радиоактивных изотопов в продуктах взрыва, то не существовало бы источника фотонов после взрыва компактной вырожденной звезды — белого карлика. Стало ясно, что наблюдаемую скорость разлёта можно обеспечить только при переходе медленного термоядерного горения в детонацию, однако нельзя допустить, чтобы детонация началась слишком рано: если бы сдетонировала вся звезда, то весь выброс сверхновой состоял бы из элементов железного пика, а в действительности наблюдаются и более лёгкие элементы (кремний, сера и т.п.). Это может иметь место, если вначале горение является медленным — по звезде бежит дозвуковое пламя, а после увеличения радиуса звезды на порядок происходит переход в детонацию.

Детальное развитие механизма перехода к детонации представляет собой центральную, до сих пор не решённую задачу в современной теории термоядерных сверхновых (внутренняя задача для сверхновых Ia). В астрофизической лаборатории ИТЭФ были сделаны важные шаги на пути решения этой проблемы.

В работе Имшенника и Хохлова [49] установлена структура волны детонации в термоядерных сверхновых с детальным нуклеосинтезом за фронтом. В статьях Блиникова и Хохлова [50, 51] показано, как в центре углеродно-кислородного белого карлика может сформироваться спонтанный фронт горения (градиентный механизм Зельдовича), порождающий ударную волну и развитие детонации. Этот механизм до сих пор остаётся одним из самых многообещающих в теории сверхновых Ia.

В последнее время работы по горению в термоядерных сверхновых развивает сотрудник ИТЭФ С.И. Глазырин. Им разработан гидродинамический код FRONT3D для многомерных расчётов. Пламя подвержено различным гидродинамическим неустойчивостям: Рэлея–Тейлора–Ландау, Ландау–Дарье и др. В результате этого развивается турбулентность. Все указанные процессы трудно моделировать из-за значительной разницы масштабов пламени (его толщина  $10^{-4}$  см) и звезды ( $10^8$  см) — 12 порядков. Это не даёт возможности прямого учёта всех процессов, тем не менее комбинация численных расчётов и полуаналитических моделей позволяет надеяться на скорое разрешение загадки термоядерных сверхновых.

### 13. Магнитный момент нейтрино и аксионы

Помимо работ по взрывам и коллапсам звёзд, в астрофизической группе ИТЭФ получены важные результаты по проблемам фундаментальной физики. В частности, в статьях Блиникова и Дуниной-Барковской [52, 53] на основе наблюдаемых функций распределения белых карликов по температуре поверхности найдены ограничения на магнитный момент нейтрино, который должен быть меньше  $10^{-11}$  магнетонов Бора, а связь гипотетических аксионов с электронами, т.е. аксионная постоянная тонкой структуры, оценена как  $\alpha_a < 5 \times 10^{-26}$ . Эти результаты до сих пор цитируются в литературе, а предел для аксионов включён в сборник фундаментальных констант Particle Data Group.

### 14. Модели для тёмной материи (зеркальное вещество)

Основополагающая работа Кобзарева, Окуня и Померанчука [54] о частицах зеркальной материи была опубликована в 1966 г., когда физики ещё не могли знать, что



Рис. 13. (В цвете онлайн.) Галактики одного из двойных скоплений галактик показаны жёлтым цветом (точки и пятна разной формы), барионный газ этих скоплений показан красным цветом, а тёмная материя, распределение которой восстановлено по гравитационному линзированию, выделена синим цветом.

тёмная материя (ТМ) (Dark Matter, DM) вскоре станет одной из важнейших задач в космологии и физике элементарных частиц [55]. Побудительные мотивы у авторов [54] были другие: они ввели "зеркальные частицы" для того, чтобы компенсировать открытую к тому времени зеркальную асимметрию слабых взаимодействий обычных частиц (даже с учётом замены частицы античастицей при зеркальном отражении). Авторы [54] не связали свои гипотетические зеркальные частицы с ТМ, но они пришли к важнейшему выводу: если зеркальные частицы действительно существуют, то они не могут взаимодействовать с обычными частицами ни через ядерные, ни через электромагнитные силы. А это то, что нужно для ТМ (рис. 13).

Когда проблема ТМ в мировой науке уже встала во весь рост, в статье Блиникова и Хлопова [56] были сделаны первые предложения о поисках зеркальной материи и развиты идеи о её роли в космологии. Позднее Блиников предложил рассматривать невидимые звёзды, состоящие из зеркальной материи, как источники гравитационного микролинзирования и даже как источники гамма-всплесков [57] (при учёте осцилляций нейтрино в стерильные состояния). В настоящее время представляется, что вряд ли тёмная материя является точно такой, как предсказывает модель зеркальной материи. Тем не менее эта модель до сих пор служит источником полезных идей в поисках тёмной материи, особенно ввиду получения всё более низких пределов сечений частиц ТМ на подземных детекторах и последних открытий в динамике сливающихся галактик, указывающих на ненулевое самодействие частиц ТМ [58, 59]. Все эти факты лежат в русле предсказаний свойств зеркальной материи, сделанных в ИТЭФ.

Авторы благодарны за поддержку следующими грантами: РФФИ № 14-22-03040\_офи\_м, № 16-29-1301офи\_м, № 16-02-00228а и SNSF SCOPES № IZ73ZO\_152485.

## Список литературы

1. Nadyozhin D K, Imshennik V S *Int. J. Mod. Phys. A* **20** 6597 (2005)
2. Nadyozhin D K *Astrophys. Space Sci.* **112** 225 (1985)
3. Nadyozhin D K *Astrophys. Space Sci.* **53** 131 (1978)
4. Блинные С И, Панов И В *Письма в Астрон. журн.* **22** 45 (1996); Blinnikov S I, Panov I V *Astron. Lett.* **22** 39 (1996)
5. Nadyozhin D K, Panov I V, Blinnikov S I *Astron. Astrophys.* **335** 207 (1998)
6. Nadyozhin D K, Panov I V *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **441** 733 (2014)
7. Panov I V, Thielemann F-K *Nucl. Phys. A* **718** 647 (2003)
8. Панов И В, Корнеев И Ю, Тилеманн Ф-К *ЯФ* **72** 1070 (2009); Panov I V, Korneev I Yu, Thielemann F-K *Phys. Atom. Nucl.* **72** 1026 (2009)
9. Панов И В, Корнеев И Ю, Лютоостанский Ю С, Тилеманн Ф-К *ЯФ* **76** 90 (2013); Panov I V, Korneev I Yu, Lutostansky Yu S, Thielemann F-K *Phys. Atom. Nucl.* **76** 88 (2013)
10. Домогацкий Г В, Надежин Д К *Астрон. журн.* **55** 516 (1978); Domogatsky G V, Nadyozhin D K *Sov. Astron.* **22** 297 (1978)
11. Anders E, Grevesse N *Geochim. Cosmochim. Acta* **53** 197 (1989)
12. Блинные С И, Новиков И Д, Переводчикова Т В, Полнарев А Г *Письма в Астрон. журн.* **10** 422 (1984); Blinnikov S I, Novikov I D, Perevodchikova T V, Polnarev A G *Sov. Astron. Lett.* **10** 177 (1984)
13. Блинные С И, Имшенник В С, Надежин Д К, Новиков И Д, Переводчикова Т В, Полнарев А Г *Астрон. журн.* **67** 1181 (1990); Blinnikov S I, Imshennik V S, Nadyozhin D K, Novikov I D, Perevodchikova T V, Polnarev A G *Sov. Astron.* **34** 595 (1990)
14. Имшенник В С *Письма в Астрон. журн.* **18** 489 (1992); Imshennik V S *Sov. Astron. Lett.* **18** 194 (1992)
15. Colpi M, Shapiro S L, Teukolsky S A *Astrophys. J.* **339** 318 (1989)
16. Eichler D, Livio M, Piran T, Schramm D N *Nature* **340** 126 (1989)
17. Имшенник В С, Надежин Д К *Письма в Астрон. журн.* **3** 353 (1977); Imshennik V S, Nadyozhin D K *Sov. Astron. Lett.* **3** 188 (1977)
18. Аксенов А Г, Блинные С И, Имшенник В С *Астрон. журн.* **72** 717 (1995); Aksenov A G, Blinnikov S I, Imshennik V S *Astron. Rep.* **39** 638 (1995)
19. Имшенник В С, Надежин Д К, Препринт № 97-91 (М.: ИТЭФ, 1991)
20. Имшенник В С, Рязская О Г *Письма в Астрон. журн.* **30** 17 (2004); Imshennik V S, Ryzhskaya O G *Astron. Lett.* **30** 14 (2004)
21. Имшенник В С, Надежин Д К *Письма в Астрон. журн.* **18** 195 (1992); Imshennik V S, Nadyozhin D K *Sov. Astron. Lett.* **18** 79 (1992)
22. Имшенник В С, Попов Д В *Письма в Астрон. журн.* **20** 620 (1994); Imshennik V S, Popov D V *Astron. Lett.* **20** 529 (1994)
23. Грасберг Е К, Надежин Д К *Письма в Астрон. журн.* **12** 168 (1986); Grasberg E K, Nadyozhin D K *Sov. Astron. Lett.* **12** 68 (1986)
24. Woosley S E, Blinnikov S, Heger A *Nature* **450** 390 (2007)
25. Утробин В П, Чугай Н Н *Письма в Астрон. журн.* **28** 440 (2002); Utrobin V P, Chugai N N *Astron. Lett.* **28** 386 (2002)
26. Chugai N N, Chevalier R A, Utrobin V P *Astrophys. J.* **662** 1136 (2007)
27. Чугай Н Н, Утробин В П *Письма в Астрон. журн.* **34** 652 (2008); Chugai N N, Utrobin V P *Astron. Lett.* **34** 589 (2008)
28. Utrobin V P, Chugai N N *Astron. Astrophys.* **555** A145 (2013)
29. Чугай Н Н, Утробин В П *Письма в Астрон. журн.* **40** 131 (2014); Chugai N N, Utrobin V P *Astron. Lett.* **40** 111 (2014)
30. Utrobin V P, Chugai N N *Astron. Astrophys.* **575** A100 (2015)
31. Чугай Н Н, Утробин В П *Письма в Астрон. журн.* **40** 330 (2014); Chugai N N, Utrobin V P *Astron. Lett.* **40** 291 (2014)
32. Utrobin V P, Chugai N N, Andronova A A *Astron. Astrophys.* **295** 129 (1995)
33. Utrobin V P, Wongwathanarat A, Janka H-Th, Müller E *Astron. Astrophys.* **581** A40 (2015)
34. Utrobin V P *Astron. Astrophys.* **281** L89 (1994)
35. Utrobin V P *Astron. Astrophys.* **306** 219 (1996)
36. Schlegel E M *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **244** 269 (1990)
37. Taddia F et al. *Astron. Astrophys.* **555** A10 (2013)
38. Blinnikov S, Potashov M, Baklanov P, Dolgov A *Письма в ЖЭТФ* **96** 167 (2012); *JETP Lett.* **96** 153 (2012)
39. Baade W *Astron. Nachr.* **228** 359 (1926)
40. Wesselink A J *Bull. Astron. Inst. Netherlands* **10** 91 (1946)
41. Kirshner R P, in *Highlights of Astronomy* Vol. 3 (Ed. G Contopoulos) (Dordrecht: D. Reidel Publ. Co., 1974) p. 533
42. Kirshner R P, Kwan J *Astrophys. J.* **193** 27 (1974)
43. Smith N et al. *Astrophys. J.* **666** 1116 (2007)
44. Ofek E O et al. *Astrophys. J.* **659** L13 (2007)
45. Agnoletto I et al. *Astrophys. J.* **691** 1348 (2009)
46. Maza J et al. *Central Bureau Electron. Telegrams* (1928) 1 (2009)
47. Potashov M, Blinnikov S, Baklanov P, Dolgov A *Mon. Not. R. Astron. Soc. Lett.* **431** L98 (2013)
48. Бакланов П В, Блинные С И, Поташов М Ш, Долгов А Д *Письма в ЖЭТФ* **98** 489 (2013); Baklanov P V, Blinnikov S I, Potashov M Sh, Dolgov A D *JETP Lett.* **98** 432 (2013)
49. Имшенник В С, Хохлов А М *Письма в Астрон. журн.* **10** 631 (1984); Imshennik V S, Khokhlov A M *Sov. Astron. Lett.* **10** 262 (1984)
50. Блинные С И, Хохлов А М *Письма в Астрон. журн.* **12** 318 (1986); Blinnikov S I, Khokhlov A M *Sov. Astron. Lett.* **12** 131 (1986)
51. Блинные С И, Хохлов А М *Письма в Астрон. журн.* **13** 868 (1987); Blinnikov S I, Khokhlov A M *Sov. Astron. Lett.* **13** 364 (1987)
52. Блинные С И, Дунина-Барковская Н В *Письма в Астрон. журн.* **70** 362 (1993); Blinnikov S I, Dunina-Barkovskaya N V *Astron. Rep.* **37** 187 (1993)
53. Blinnikov S I, Dunina-Barkovskaya N V *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **266** 289 (1994)
54. Кобзарев И Ю, Окунь Л Б, Померанчук И Я *ЯФ* **3** 1154 (1966); Kobzarev I Yu, Okun L B, Pomeranchuk I Ya *Sov. J. Nucl. Phys.* **3** 837 (1966)
55. Долгов А Д *УФН* **184** 211 (2014); Dolgov A D *Phys. Usp.* **57** 199 (2014)
56. Блинные С И, Хохлов М Ю *Астрон. журн.* **60** 632 (1983); Blinnikov S I, Khlopov M Y *Sov. Astron.* **27** 371 (1983)
57. Blinnikov S *Surv. High Energy Phys.* **15** 37 (2000)
58. Окунь Л Б *УФН* **177** 397 (2007); Okun L B *Phys. Usp.* **50** 380 (2007)
59. Блинные С И *УФН* **184** 194 (2014); Blinnikov S I *Phys. Usp.* **57** 183 (2014)

## ИТЕП's achievements in astrophysics

P.V. Baklanov, S.I. Blinnikov, K.V. Manukovskiy, D.K. Nadyozhin, I.V. Panov, V.P. Utrobin, A.V. Yudin

National Research Center 'Kurchatov Institute', A.I. Alikhanov Institute for Theoretical and Experimental Physics,

ul. Bol'shaya Cheremushkinskaya 25, 117218 Moscow, Russian Federation

E-mail: nadezhin@itep.ru, igor.panov@itep.ru, utrobin@itep.ru, yudin@itep.ru

Astrophysical research at the Institute for Theoretical and Experimental Physics (ITEP) is examined historically over a period of more than 30 years. The primary focus is on the supernova problem, starting with how it was approached in the classical pioneering work of V.S. Imshennik and D.K. Nadyozhin and ending with the present-day models of these most powerful star explosions in the Universe. The paper also reviews work from other areas of astrophysics, including chemical nucleosynthesis, the cosmological use of II supernovas, dark matter models, etc. The paper was written as a contribution to the 70th anniversary of ITEP.

**Keywords:** history of physics, astrophysics, supernovae

PACS numbers: **01.65. +g**, **97.60.Bw**, **97.80. –d**

Bibliography — 59 references

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **186** (8) 879–890 (2016)

DOI: 10.3367/UFN.2016.04.037810

Received 8 April 2016

*Physics – Uspekhi* **59** (8) (2016)

DOI: 10.3367/UFN.2016.04.037810