

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки
ИНСТИТУТ КОСМОФИЗИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ И АЭРОНОМИИ
ИМ. Ю.Г.ШАФЕРА
Сибирского отделения Российской академии наук

На правах рукописи

КСЕНОФОНТОВ Леонид Трофимович

**Теория ускорения космических лучей в остатках
сверхновых**

01.04.16 – Физика атомного ядра и элементарных частиц

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени

доктора физико-математических наук

Научный консультант

д.ф.-м.н., чл.-корр. РАН

Е.Г.Бережко

Якутск – 2016

Оглавление

Введение	4
Глава 1. Нелинейная кинетическая теория ускорения КЛ в остатках сверхновых	10
1.1. Введение	10
1.2. Задача ускорения КЛ на ударной волне от взрыва сверхновой	11
1.3. Излучение, порождаемое КЛ в остатках сверхновых	21
1.4. Темп инъекции частиц в режим ускорения	24
1.5. Выводы	34
Глава 2. Усиление магнитного поля в остатках сверхновых потоковой неустойчивостью ускоренных КЛ	36
2.1. Введение	36
2.2. Профиль рентгеновского излучения в случае сильных синхротронных потерь	40
2.3. Эффективное магнитное поле по волокнистой структуре рентгеновского излучения	44
2.4. Выводы	56
Глава 3. Параметры ускорения КЛ по данным наблюдений нетеплового излучения от ОСН	58
3.1. Введение	58
3.2. Нетепловое излучение остатка СН 1006	59
3.3. Природа γ -излучения ОСН Тихо	74
3.4. Выводы	83
Глава 4. Эволюция нетеплового излучения остатка СН 1987А	85
4.1. Введение	85

4.2.	Структура МЗС вблизи СН 1987А	86
4.3.	Результаты расчета и их обсуждение	90
4.4.	Магнитное поле в ОСН 1987А	107
4.5.	Ожидаемый поток γ -излучения	109
4.6.	Выводы	116
Глава 5.	Спектр КЛ ускоренных в остатках сверхновых	119
5.1.	Введение	119
5.2.	Спектр КЛ на ударном фронте	119
5.3.	Суммарный спектр КЛ	123
5.4.	Химический состав КЛ ускоренных в ОСН	127
5.5.	Состав КЛ сверхвысоких энергий	146
5.6.	Выводы	151
Глава 6.	Генерация вторичных КЛ в остатках сверхновых	153
6.1.	Введение	153
6.2.	Вклад источников в отношение вторичных к первичным КЛ . . .	155
6.3.	Отношение бора к углероду в КЛ	161
6.4.	Генерация антипротонов в ОСН	172
6.5.	Спектр электронов и позитронов произведенных в ОСН	176
6.6.	Выводы	180
Заключение	183
Список литературы	185
Приложение А.	Алгоритм численного решения самосогласованной за-	
	дачи ускорения КЛ сферической ударной волной от сверхновой . . .	206

Введение

Актуальность работы. Проблема происхождения космических лучей (КЛ) является одной из наиболее актуальных задач современной астрофизики. Идея о том, что вспышки сверхновых генерируют основную долю наблюдаемых КЛ, значительное время была основана только на соображениях энергетического характера. Согласно современным представлениям, в Галактике в среднем каждые 30 лет взрываются сверхновые звезды. Существенная доля энергии $\sim 10^{51}$ эрг выделяется при взрыве звезды в форме кинетической энергии, выбрасываемой в межзвездную среду (МЗС) массы вещества оболочки. Выделяющаяся в Галактике при этом мощность $\sim 10^{42}$ эрг/с достаточна для восполнения потерь энергосодержания галактических КЛ $\sim 10^{41}$ эрг/с, обусловленных их выходом из Галактики (см., например, [1, 2]).

Предположение о том, что остатки сверхновых (ОСН) являются главным источником КЛ в Галактике, было подкреплено открытием процесса регулярного ускорения на ударных волнах [3, 4]. Набор энергии частицами в данном механизме ускорения происходит в процессе их многократного рассеивания на неоднородностях магнитного поля (например, на альфвеновских или магнито-звуковых волнах) перед и за фронтом ударной волны. Из-за наличия скачка скорости рассеивающих центров на ударном фронте, движущихся, в первом приближении, вместе со средой, каждый цикл пересечения частицей фронта сопровождается увеличением ее энергии. Часть частиц уносится потоком плазмы от фронта и выбывает из процесса ускорения. В результате формируется степенной спектр частиц по импульсу с показателем, величина которого определяется степенью сжатия среды на ударном фронте.

Жесткий характер спектра КЛ, ускоряемых сильной ударной волной, и высокий темп их ускорения являются причиной того, что очень скоро (с момента начала процесса ускорения) КЛ становятся важным динамическим фактором, существенно влияющим на структуру ударного фронта. Обратное влияние

КЛ приводит к значительному уширению толщины ударного фронта: наряду с обычным тепловым фронтом в модифицированной ударной волне образуется плавный участок — предфронт. Чем выше энергосодержание КЛ, тем большую в ударном переходе долю по амплитуде составляет предфронт и соответственно меньшую — тепловой фронт.

За время прошедшее с момента установления процесса регулярного ускорения КЛ теория этого процесса получила значительное развитие (см., например, обзоры [5–10]). Был выявлен и исследован ряд важных аспектов, главными из которых является высокая эффективность ускорения, характеризуемая высоким темпом ускорения и передачей большой доли энергии ударной волны ускоренным частицам. В применении к ударным волнам от сверхновых это означает, что процесс регулярного ускорения способен переработать в КЛ существенную долю выделившейся при взрыве энергии. Поэтому регулярное ускорение КЛ в ОСН рассматривается в настоящее время в качестве источника основной доли КЛ в Галактике.

Наличие ускоренных релятивистских электронов и особенности их пространственного и энергетического распределения в ОСН удастся изучать методами радиоастрономии. Помимо этого, для ряда исторических остатков установлена нетепловая, синхротронная природа рентгеновского излучения. Гамма-излучение высокой энергии ($\epsilon \geq 1$ ТэВ), производится электронной компонентой КЛ в процессе обратного комптоновского рассеяния на фотонах реликтового излучения. Указанные обстоятельства существенно расширяют возможности получения прямой экспериментальной информации о спектре электронной компоненты ускоренных КЛ в широком энергетическом диапазоне вплоть до предельно высоких энергий ($\epsilon_e \sim 10^{14}$ эВ).

Что касается нуклонной компоненты КЛ, то окончательный вывод о роли сверхновых как источника КЛ можно сделать, проведя детальные сравнения рассчитанного спектра ускоренных КЛ и их химического состава с результатами измерений в области энергий $\epsilon \leq 10^{15}$ эВ (именно таким образом формулиру-

ется основная цель ряда планируемых экспериментов). Второй, более прямой способ — регистрация гамма-излучения высоких энергий $\geq 10^{12}$ эВ от ОСН, что может дать непосредственную информацию о количестве, спектре и предельной энергии нуклонной компоненты КЛ в ОСН. Особую роль в этом плане играет новое поколение гамма-телескопов H.E.S.S., Veritas, MAGIC, а также космическая обсерватория Fermi.

В обоих случаях роль теории, способной давать детальное предсказание спектра и химического состава КЛ генерируемых в ОСН, а также ожидаемый поток гамма-излучения, возникающего при взаимодействии высокоэнергичных КЛ с окружающим веществом исключительно высока. Достаточно отметить, что гамма-телескопы — это приборы с довольно узкой апертурой. Поэтому уже сам выбор конкретных ОСН, от которых можно ожидать измеримого потока гамма-излучения высокой энергии (≥ 1 ТэВ) должен базироваться на достаточно надежных теоретических предсказаниях.

Цель диссертационной работы состоит в выполнении детального исследования процесса регулярного ускорения КЛ в ОСН, которое позволит сделать обоснованное заключение о роли ОСН, как основного источника КЛ в Галактике.

Для достижения поставленных целей были решены следующие задачи: Было выполнено описание эволюции ударной волны от сверхновой и процесса регулярного ускорения КЛ ударной волной в рамках кинетического подхода с учетом обратного влияния КЛ на структуру и динамику ударной волны с учетом зависящего от времени магнитного поля остатка. Описание основано на численном решении газодинамических уравнений совместно с диффузионным уравнением переноса для функции распределения КЛ. Знание в каждый текущий момент эволюции ОСН пространственного и энергетического распределения КЛ и пространственного распределения вещества позволяет рассчитать ожидаемые спектры излучения возникающего при взаимодействии КЛ со средой за счет ряда физических процессов (синхротронное и тормозное излучение, обратное

комптоновское рассеяние на фотонах реликтового излучения, нуклон-нуклонные столкновения КЛ со средой приводящее к рождению π^0 -мезонов).

Существенным при расчете ожидаемых характеристик КЛ и порождаемого излучения является величина магнитного поля в ОСН. Было показано, что магнитное поле во всех молодых ОСН значительно усилено по сравнению с типичным полем в МЗС, что предположительно является результатом нелинейного воздействия КЛ на среду.

Научная новизна. Развитый вариант теории регулярного ускорения КЛ в ОСН является в настоящее время наиболее продвинутым и практически единственным, способным давать надежные предсказания ожидаемых характеристик КЛ и порождаемого ими излучения из ОСН. В последнее время решение задачи ускорения КЛ в ОСН было выполнено двумя другими исследовательскими группами [11, 12] в аналогичной постановке. При этом отмечается хорошее согласие выполненных расчетов с полученными ранее результатами.

Научная и практическая значимость. Результаты, изложенные в диссертации, носят фундаментальный характер и представляют большой научный интерес с точки зрения решения проблемы происхождения космических лучей. Роль теории, способной давать надежные предсказания спектра ускоренных КЛ, на основе которого непосредственно может быть рассчитан весь спектр нетеплового излучения, исключительно высока. Выбор источников, перспективных с точки зрения гамма-астрономии, а также интерпретация результатов измерений возможна только на основе детальных теоретических расчетов.

На защиту выносятся следующие основные результаты и положения:

1. Разработанный метод численного решения диффузионного уравнения переноса КЛ совместно с системой газодинамических уравнений, позволяющий изучать процесс ускорения КЛ в ОСН, эволюцию остатков и свойства их нетеплового излучения.

Результаты исследования процесса ускорения КЛ в ОСН заключающиеся в

следующем:

2. Процесс ускорения КЛ ударной волной от сверхновых характеризуется высокой эффективностью: энергосодержание ускоренных ударной волной от сверхновой КЛ достаточно для восполнения потерь галактических КЛ, связанных с их выходом из Галактики. При этом процесс ускорения сопровождается значительным усилением магнитного поля.
3. Теория объясняет все наблюдаемые свойства нетеплового излучения остатков SN 1006, SN Тихо, SN 1987А, что является решающим подтверждением эффективного ускорения КЛ в ОСН.
4. Усиление магнитного поля в ОСН приводит к значительному увеличению максимальной энергии КЛ, ускоренных в ОСН. Теория удовлетворительно воспроизводит наблюдаемый спектр и химический состав КЛ в области энергий вплоть до $\sim 10^{17}$ эВ. Установлено, что ОСН вносят значительный вклад в спектр вторичных КЛ.
5. На основе детального исследования процесса регулярного ускорения КЛ в ОСН установлено, что ОСН являются основным источником галактических КЛ вплоть до $\sim 10^{17}$ эВ.

Апробация работы. Все результаты представленные в диссертации опубликованы в ведущих отечественных и зарубежных научных журналах. Они докладывались на 23-ей (Калгари, 1993), 24-ой (Рим, 1995) 25-ой (Дурбан, 1997), 27-ой (Гамбург, 2001), 28-ой (Цукуба, 2003), 29-ой (Пуна, 2005), 30-ой (Мерида, 2007), 31-ой (Лодзь, 2009), 32-ой (Пекин, 2011), 33-ей (Рио де Жанейро, 2013), 34-ой (Гаага, 2015) Международных конференциях по космическим лучам, на 35-ой (Париж, 2004), 36-ой (Пекин, 2006), 37-ой (Монреаль, 2008), 38-й (Бремен, 2010) Генеральных Ассамблеях КОСПАР, в целом ряде других международных и всероссийских конференций и симпозиумов по космическим лучам и

гамма-астрономии, а также научных семинарах ИКФИА, НИИЯФ МГУ, Института ядерной физики им. Макса Планка (Гейдельберг, Германия) и Института исследования космических лучей Токийского университета (Токио, Япония).

Работа над материалами, вошедшими в диссертацию, выполнялась при поддержке грантов РФФИ № 97-02-16132-а, 98-02-26955-з, 00-02-17728-а, 00-02-27294-з, 00-07-96200-р98арктика, 03-02-16524-а, 07-02-00221-а, 09-02-08263-з, 10-02-00154-а, 11-02-12193-офи-м-2011, 13-02-00943-а, 13-02-12036-офи-м и 16-02-00765-а, грантов Президента Российской Федерации для поддержки ведущих научных школ № НШ422.2003.2, НШ-3968.2008.2, НШ-3526.2010.2, НШ-1741-2012.2 и НШ-3269.2014.2, ФЦП НОЦ № 8404, а также гранта JSPS (2002–2004 гг.), прошедших независимую научную экспертизу.

Публикации. Результаты, представленные в диссертации, опубликованы в рецензируемых журналах [13–42], входящих в перечень ВАК. Всего же по теме исследования опубликовано около 90 печатных работ, индексированных в SAO/NASA Astrophysics Data System (ADS), из них 58 в реферативной базе данных Web of Science.

Личный вклад автора. Содержание диссертации и основные положения, выносимые на защиту, отражают персональный вклад автора в опубликованные работы. Обсуждение и подготовка к публикации полученных результатов проводилась совместно с соавторами, причем вклад диссертанта был определяющим. Все представленные в диссертации результаты получены лично автором.

Структура и объём диссертации. Диссертация состоит из введения, 6 глав, заключения, библиографии и приложения. Общий объём диссертации 222 страниц, из них 181 страница текста, включая 51 рисунок. Библиография включает 233 наименований на 21 странице.

Глава 1

Нелинейная кинетическая теория ускорения КЛ в остатках сверхновых

1.1. Введение

Задача теоретического описания процесса ускорения КЛ в ОСН состоит в необходимости учета реальной геометрии ударной волны от сверхновой, а также ее модификации обратным воздействием ускоренных КЛ. Сложность последовательного решения этой самосогласованной задачи обуславливает широкое использование приближенных методов. При этом наиболее часто используется гидродинамический подход, в рамках которого система трактуется в виде совокупности двух взаимодействующих жидкостей (газ + КЛ). Серьезным (но не единственным) недостатком гидродинамического подхода является то, что в нем выпадает из рассмотрения такая важная характеристика как форма спектра ускоренных КЛ. Информацию о спектре КЛ (а, следовательно, и о спектре рожденных ими фотонов) можно получить лишь при дополнительных упрощающих предположениях.

Последовательное описание основано на диффузионном уравнении переноса для функции распределения КЛ, которое должно решаться совместно с системой газодинамических уравнений для среды (газа). Таким образом, ряд важных характеристик процесса ускорения КЛ в ОСН может быть исследован только на основе кинетического описания, которое, в свою очередь, может быть реализовано только численно.

Механическая энергия E_{sn} , выделяющаяся при взрыве сверхновой, в начальной стадии эволюции представлена в виде кинетической энергии расширяющейся оболочки сброшенного вещества. Движение сброшенной оболочки порождает в окружающей МЗС сильную ударную волну, радиус которой R_s растет

со скоростью $V_s = dR_s/dt$. Диффузионное распространение энергичных заряженных частиц в бесстолкновительной рассеивающей среде позволяет им многократно пересечь фронт ударной волны, прежде чем они окончательно будут снесены в область за ударной волной. Каждая пара последовательных пересечений ударного фронта сопровождается увеличением энергии частицы, что составляет физическую суть процесса регулярного ускорения [3, 4]. В линейном приближении на фронте плоской ударной волны он порождает степенной спектр КЛ по импульсам. Благодаря высокой эффективности ускорения и жесткому характеру спектра, ускоренные КЛ являются важным динамическим фактором. Структура ударной волны, модифицированной обратным воздействием КЛ на среду, помимо обычного теплового фронта, на котором частицы невозмущенной среды претерпевают разогрев, включает плавный протяженный участок — предфронт. Модификация ударной волны, в свою очередь, отражается на форме спектра КЛ — в этом случае он не является чисто степенной функцией импульса. Самосогласованный спектр КЛ может быть определен путем решения динамических уравнений, описывающих перенос и ускорение КЛ и динамику среды (газа) с учетом обратного влияния КЛ на среду, что и составляет суть кинетической теории ускорения КЛ в ОСН, описываемой в данной главе.

Результаты этой Главы опубликованы в работах [13, 16–19, 24]

1.2. Задача ускорения КЛ на ударной волне от взрыва сверхновой

1.2.1. Динамика расширяющейся оболочки ОСН

Взрыв сверхновой приводит к образованию расширяющейся оболочки, которая в начальный момент содержит всю выделившуюся при взрыве энергию E_{sn} в форме механического движения. Вещество оболочки в момент времени t после взрыва распределено в пространстве с плотностью [43–45]

$$\rho_{ej} = \begin{cases} Ft^{-3}, & v < v_t \\ Ft^{-3}(v/v_t)^{-k}, & v \geq v_t, \end{cases} \quad (1.1)$$

где

$$F = \frac{1}{4\pi k} \frac{[3(k-3)M_{ej}]^{5/2}}{[10(k-5)E_{sn}]^{3/2}}, \quad v_t = \left[\frac{10(k-5)E_{sn}}{3(k-3)M_{ej}} \right]^{1/2},$$

$v = r/t$ — скорость свободно разлетающихся элементов оболочки,

$$M_{ej} = 4\pi \int_0^{\infty} dr r^2 \rho_{ej}(v = r/t, t)$$

— масса оболочки, возможные значения параметра k лежат в пределах $7 \div 12$.

Внешняя часть оболочки, состоящая из вещества с наибольшими начальными скоростями v , взаимодействуя с окружающей средой, тормозится. Здесь используется упрощенное описание динамики оболочки, представленной в виде двух частей: тонкого поршня, расширяющегося с некоторой единой скоростью V_p , состоящего из затормозившегося вещества оболочки, и свободно расширяющейся оставшейся части начального распределения (1.1). Поршень включает вещество, которое при свободном расширении имело скорость $v > R_p/t$, поэтому его масса

$$M_p = 4\pi t^3 \int_{R_p/t}^{\infty} dv v^2 \rho_{ej}(v, t), \quad (1.2)$$

где R_p — радиус поршня. Динамика поршня в рамках приближения тонкого слоя описывается простым уравнением

$$\frac{d(M_p V_p)}{dt} = 4\pi R_p^2 [P_c(r = R_p - 0) - P_g(r = R_p + 0) - P_c(R_p + 0)]. \quad (1.3)$$

где P_g и P_c — давление газа и КЛ, давление $P_c(r = R_p - 0)$ создается частицами КЛ, проникшими через поршень. Внутреннее давление оболочки пренебрежимо мало. Степень проникновения КЛ через поршень определяется уровнем турбулентности, развивающейся на границе (контактном разрыве) $r = R_p$ между веществом оболочки и заметным веществом МЗС.

Движение поршня со скоростью, значительно превышающей скорость звука c_s в окружающей среде, порождает сильную ударную волну (обычно называемую взрывной), размер которой $R_s > R_p$ растет со скоростью $V_s = dR_s/dt$.

Влияние радиационного охлаждения возмущенной среды не учитывается. Этот эффект становится важным на поздней стадии эволюции ОСН [46], когда из-за низкой скорости ударной волны ускорение КЛ становится неэффективным.

1.2.2. Обратная ударная волна

Необходимо отметить, что взаимодействие сброшенной оболочки с окружающей средой сопровождается образованием обратной ударной волны, которая распространяется по веществу оболочки, нагревает и сжимает ее. Внешняя, заметная обратной ударной волной часть оболочки упрощенно представляется в модели в виде поршня, толщиной которого пренебрегается. Оправданием этому служит тот факт, что на раннем этапе эволюции, когда обратная ударная волна взаимодействует со степенным участком распределения (1.1), если принять во внимание, что степень сжатия вещества на ударном фронте $\sigma \approx 4$ и $k \approx 10$, то толщина заметной ею области $\Delta R \approx R_p/[\sigma(k-3)]$ [44] более чем на порядок меньше размера поршня R_p . В работе [47] использовалось приближение тонкого поршня не только для описания динамики оболочки, но также и для заметного ударной волной вещества МЗС.

Обратная ударная волна также может подвергать ускорению некоторую часть заметных ею частиц среды. Однако возможности этого процесса на сегодня мало исследованы. Основная трудность состоит в отсутствии надежных оценок величины магнитного поля в веществе оболочки, значение которого весьма критично для реализации эффективного ускорения КЛ. Если магнитное поле в этой области мало, чего исключить нельзя, трудно ожидать сколь-нибудь эффективного ускорения КЛ. Поэтому, как и в большинстве подобных работ, возможность производства КЛ обратной ударной волной здесь не учитывается. К этому

следует добавить, что по причинам самого общего характера, количество КЛ, произведенных обратной ударной волной, мало по сравнению со вкладом взрывной ударной волны. Действительно, если воспользоваться результатами работы [44], нетрудно установить, что на начальном этапе эволюции отношение внутренней энергии среды, заметенной взрывной (или передней) и обратной ударными волнами превышает порядок величины: $E_{th}^f/E_{th}^r = 2(k-3)^2/(k-4) \gtrsim 15$. В случае, когда ускорение КЛ протекает в нелинейном режиме, энергосодержание КЛ составляет значительную долю полной внутренней энергии E_{th} . Поэтому ожидаемое отношение энергосодержаний КЛ, произведенных обратной и передней ударными волнами, $E_c^r/E_c^f \lesssim 0.06$ показывает, что вклад обратной ударной волны мал. С началом же седовской стадии эволюции, размеры поршня и, тем более, обратной ударной волны становятся малыми по сравнению с размером передней ударной волны, что делает вклад обратной ударной волны пренебрежимым, как с точки зрения энергетики, так и точки зрения максимальной энергии ускоряемых частиц. Этот вывод подтверждается результатами расчетов, выполненных в рамках гидродинамического подхода [48], которые показывают, что вклад обратной ударной волны в производство КЛ ощутим только в переходный период эволюции ОСН — от стадии свободного разлета к стадии Седова.

1.2.3. Уравнение переноса КЛ

Кинетическое описание процесса ускорения КЛ ударной волной основано на диффузионном уравнении переноса для функции распределения КЛ $f(r, p, t)$ [49–52]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \nabla(\kappa \nabla f) - \mathbf{w}_c \nabla f + \frac{\nabla \mathbf{w}_c}{3} p \frac{\partial f}{\partial p} + Q, \quad (1.4)$$

где κ — коэффициент диффузии КЛ, p — импульс частиц КЛ, $w_c = w$ при $r < R_s$ и $w_c = w + c_a$ при $r > R_s$, w — скорость среды (газа), c_a — скорость альфвеновских волн, генерация которых осуществляется ускоренными КЛ в области перед фронтом ударной волны $r > R_s$, где раскачиваемые волны распростра-

няются преимущественно в радиальном направлении. Проходя через ударный фронт, альфвеновская турбулентность в значительной степени изотропизуется, поэтому скорость рассеивающих центров w_c в области $r < R_s$ совпадает со скоростью среды w . Источник Q описывает инжекцию надтепловых частиц в режим ускорения.

Граничное условие на поверхности поршня отражает баланс диффузионных потоков КЛ через границу $r = R_p$:

$$\kappa \frac{\partial f_A}{\partial r} = -\phi_A, \quad r = R_p + 0, \quad (1.5)$$

где $\phi_A = \kappa_A [f_A(r = R_p - 0, p, t) - f_A(r = R_p + 0, p, t)] / l_p$, $l_p = \delta R_p$ — толщина поршня, в расчетах использовано значение $\delta = 0.1$.

В области за поршнем ($r < R_p$) функция распределения КЛ описывается приближенным уравнением

$$\frac{\partial f_A}{\partial t} = \frac{V_p}{R_p} p \frac{\partial f_A}{\partial p} - \frac{S}{V} \phi_A, \quad (1.6)$$

которое вытекает из уравнения (1.4), если учесть, что благодаря большому коэффициенту диффузии, пространственное распределение КЛ в объеме $V = 4\pi R_p^3/3$ почти однородное.

Проникновение КЛ через поршень не играет существенной роли с точки зрения эволюции ударной волны и ускорения КЛ. На ранней стадии свободного разлета этот процесс несущественен потому что коэффициент диффузии κ_A мал из-за большой плотности ρ_p . На промежуточной седовской стадии, когда производится основная часть КЛ, размер поршня мал по сравнению с размером ударной волны ($R_p \ll R_s$). Поэтому, и на этой стадии эволюции ОСН проникновение КЛ в область $r < R_p$ тоже не оказывает существенного влияния на динамику ударной волны и ускорение КЛ.

1.2.4. Коэффициент диффузии КЛ

Ускоренные КЛ интенсивно раскачивают альфвеновские волны в области предфронта. Поэтому есть основания принять предположение о боровском коэффициенте диффузии КЛ [53]

$$\kappa(p) = \rho_V c / 3, \quad (1.7)$$

где $\rho_V = pc/eV$ — гирорадиус частиц с импульсом p , V — напряженность магнитного поля; c — скорость света, e — заряд протона. Помимо этого мы принимаем связь коэффициента диффузии с плотностью среды в виде $\kappa = \kappa_s \rho_s / \rho$, где индекс s соответствует невозмущенной среде в точке текущего положения ударного фронта $r = R_s$. Дополнительный фактор ρ_s / ρ предотвращает развитие неустойчивости предфронта [54, 55]. В соответствии с этим величина магнитного поля в возмущенной области принимается в виде $B = B_s \rho / \rho_s$.

Коэффициент диффузии КЛ непосредственно определяет величину предельной (максимальной) энергии ускоренных частиц, в соответствии с выражением $\kappa(p_m) = R_s V_s / A$, в котором p_m — предельный импульс КЛ, значение константы A определяется законом расширения ударной волны и структурой МЗС [56]. Если коэффициент диффузии в области высоких энергий $p \gg mc$ порядка боровского, то типичное значение предельного импульса $p_m \sim 10^4 \div 10^5 mc$ велико начиная с ранних этапов эволюции ударной волны. Это обеспечивает высокое энергосодержание ускоряемых КЛ, что приводит к значительной модификации ударной волны. При этом конкретный вид коэффициента диффузии в области более низких энергий $p \ll p_m$ малосущественен; важно только, чтобы величина $\kappa(p)$ была монотонно растущей функцией импульса p . Заметим также, что предельная энергия КЛ определяется факторами геометрического характера — конечностью размера и замедлением ударной волны, а также адиабатическим замедлением КЛ, а не временным фактором, как считалось ранее (см. например, [57]). Именно это обстоятельство предотвращает полную модификацию ударной волны с исчезновением теплового фронта [56, 58].

1.2.5. Динамика среды

Динамика среды (газа) описывается системой газодинамических уравнений

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{w}) = 0, \quad (1.8)$$

$$\rho \frac{\partial \mathbf{w}}{\partial t} + \rho(\mathbf{w} \nabla) \mathbf{w} = -\nabla(P_c + P_g), \quad (1.9)$$

$$\frac{\partial P_g}{\partial t} + (\mathbf{w} \nabla) P_g + \gamma_g (\nabla \mathbf{w}) P_g = \alpha_a (1 - \gamma_g) c_a \nabla P_c, \quad (1.10)$$

в которых ρ , w , P_g , $\gamma_g = 5/3$ — плотность, скорость, давление и показатель адиабаты газа, давление КЛ определяется соотношением

$$P_c = \frac{4\pi c}{3} \int_0^{\infty} dp \frac{p^4 f}{\sqrt{p^2 + m^2 c^2}}. \quad (1.11)$$

Под КЛ, если это не оговорено особо, будем понимать протоны — частицы основного сорта ионов в космической среде. Энергетическое содержание электронной компоненты примерно на два порядка меньше нуклонной, поэтому ее динамическая роль в расчет не принимается.

Обратное динамическое влияние КЛ на среду учитывается посредством члена $-\nabla P_c$. Согласно уравнению (1.9), градиент давления КЛ оказывает непосредственное влияние на профиль скорости среды $w(r)$. При этом воздействие КЛ особенно сильно в области перед ударным фронтом $r > R_s$, где давление КЛ значительно меняется на относительно небольшом масштабе $10^{-3} \div 10^{-2} R_s$ [16], что и приводит к значительной модификации ударного перехода — образованию предфронта. Влияние давления КЛ является значительным также и в области за ударным фронтом $r < R_s$, хотя оно и не приводит к столь же кардинальным изменениям по причине существенно меньшей величины его градиента.

Уравнение (1.10) учитывает нагрев среды в области предфронта за счет диссипации альфвеновских волн [59], что отражено в значении параметра $\alpha_a = 1$ при $r > R_s$. В области за ударным фронтом градиенты КЛ малы, вследствие чего, сколь-нибудь значительной генерации альфвеновских волн не происходит,

поэтому при $r < R_s$ $\alpha_a = 0$ и этот эффект не учитывается. Этот дополнительный механизм нагрева среды, сильно влияет на структуру ударной волны: в случае больших чисел Маха $M \gg \sqrt{V_s/c_a}$ существенно ограничивается рост степени сжатия $\sigma = \rho_2/\rho_1$, которая, как было установлено [15, 16], в отсутствие диссипации альфвеновских волн может достигать очень больших значений $\sigma \approx M^{3/4}$.

1.2.6. Функция распределения электронов

Функция распределения электронов $f_e(p)$ при импульсах, при которых синхротронными потерями можно пренебречь, отличается от функции распределения релятивистских протонов $f(p)$ с соответствующими жесткостями лишь постоянным множителем:

$$f_e(p) = K_{ep}f(p). \quad (1.12)$$

Только при достаточно больших импульсах, функция распределения электронов $f_e(p)$ в результате синхротронных потерь отклоняется от этого соотношения. Это учитывается добавлением соответствующего члена потерь в уравнение переноса (1.4):

$$\frac{\partial f_e}{\partial t} = \nabla(\kappa \nabla f_e) - \mathbf{w}_c \nabla f_e + \frac{\nabla \mathbf{w}_c}{3} p \frac{\partial f_e}{\partial p} + \frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{p^3}{\tau_1} f_e \right), \quad (1.13)$$

где время синхротронных потерь τ_1 в четвертом члене в правой части определяется соотношением [2]

$$\tau_1 = \left(\frac{4r_0^2 B^2 p}{9m_e^2 c^2} \right)^{-1}, \quad (1.14)$$

где m_e и r_0 — масса и классический радиус электрона.

Для определения значения константы K_{ep} достаточно принять во внимание, что вблизи импульса инжекции функция распределения имеет вид

$$f(p) = \frac{\eta N_{g1} q_s}{4\pi p_{inj}^3} \left(\frac{p}{p_{inj}} \right)^{-q_s}, \quad (1.15)$$

$$q_s = 3\sigma'_s / (\sigma'_s - 1), \quad (1.16)$$

$\sigma'_s = \sigma_s - c_a/u_2$, $\sigma_s = \rho_2/\rho_1$ — степень сжатия вещества на тепловом фронте. Для простоты энергия инжектированных электронов принимается той же, что и

у протонов, т.е. $p_{inj}^e = \sqrt{m_e/m} p_{inj}$, где m — масса протона. В этом случае

$$K_{ep} = \frac{\eta_e}{\eta} \left(\frac{m_e}{m} \right)^{(q_s-3)/2}. \quad (1.17)$$

Дифференциальная по кинетической энергии ϵ_k концентрация связана с функцией распределения соотношением

$$N(\epsilon_k) \equiv \frac{dN}{d\epsilon_k} = \frac{dN}{dp} \frac{\epsilon}{pc^2} = 4\pi \frac{p\epsilon}{c^2} f(p), \quad (1.18)$$

в котором $\epsilon = \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4}$ — полная энергия частицы с массой m . Отсюда видно, в случае чисто степенной функции распределения $f \propto p^{-q}$ за счет кинематического эффекта энергетический спектр частиц претерпевает излом в области $\epsilon_k \sim mc^2$: $N \propto \epsilon_k^{(1-q)/2}$ при $\epsilon_k \ll mc^2$ и $N \propto \epsilon_k^{(2-q)}$ при $\epsilon_k \gg mc^2$. Поэтому спектры электронов и протонов в области нерелятивистских энергий $\epsilon_k \ll m_e c^2$ соотносятся как

$$N_e/N = K_{ep} (m/m_e)^{(q-3)/2} = \eta_e/\eta, \quad (1.19)$$

в то время как в релятивистской области $\epsilon_k \gg mc^2$ —

$$N_e/N = K_{ep}. \quad (1.20)$$

Здесь и далее величины, помеченные индексом «e», относятся к электронам, аналогичные величины без индексов — к протонам. При одинаковых темпах инжекции электронов и протонов ($\eta_e = \eta$) концентрация электронов в релятивистской области $\epsilon_k > mc^2$ будет ниже концентрации протонов в $(m_e/m)^{(q-3)/2}$ раз. Поскольку при импульсах $p \sim mc$ показатель степени спектра $q \approx q_s$, причем за счет модификации ударной волны воздействием ускоренных протонов значение этого показателя лежит в пределах $q_s = 4.5 \div 5$, в области релятивистских энергий $\epsilon \gg 1$ ГэВ, как и в составе галактических КЛ, ожидаемое количество электронов будет примерно в 100 раз меньше чем протонов.

Важно отметить, что указанное выше соотношение ускоренных протонов и электронов имеет место если энергия инжектируемых частиц $\epsilon_{inj} = p_{inj}^2/(2m)$

не превосходит $m_e c^2$. Нетрудно показать, что в противоположном случае, когда $m_e c^2 < \epsilon_{inj} < m c^2$, фактор K_{ep} определяется соотношением

$$K_{ep} = \frac{\eta_e}{\eta} \left(\frac{\epsilon_{inj}}{m c} \right)^{(q_s-3)/2}. \quad (1.21)$$

Поскольку процесс расширения ударной волны сопровождается ее замедлением, причем энергия инжектируемых частиц $\epsilon_{inj} \propto V_s^2$ в начальный период превышает $m_e c^2$, то можно ожидать плавного уменьшения фактора K_{ep} в процессе эволюции ОСН.

Для расчета радиоизлучения ОСН необходимо знать абсолютную величину спектра ускоренных релятивистских электронов $N_e(\epsilon_k)$, для чего достаточно задать значение параметра K_{ep} . Тем не менее, с точки зрения требований к механизму инжекции, важно знать как соотносятся энергетические спектры электронов и протонов при низких энергиях $\epsilon_k = \epsilon_{inj}$. Для этой цели введен в рассмотрение параметр инжекции η_e , однозначно связанный с K_{ep} , который непосредственно определяет долю вовлекаемых в ускорение электронов. Некоторая неопределенность в значении η_e связана с использованием предположения $\epsilon_{inj}^e = \epsilon_{inj}$, которое нельзя строго обосновать. Однако, если в ускорение вовлекаются электроны с энергией меньшей ϵ_{inj} , определенное выше значение η_e является точным — оно дает правильное значение числа ускоряемых электронов, чья энергия превышает ϵ_{inj} . В случае $\epsilon_{inj}^e > \epsilon_{inj}$ темп инжекции протонов η может быть пересчитан к значению энергии $\epsilon_{inj}' = \epsilon_{inj}^e$. Пользуясь приведенными выше формулами, нетрудно установить, что в случае $\epsilon_{inj}' < m_e c^2$ выполняется соотношение $\eta_e'/\eta' = \eta_e/\eta$, т.е. используемое нами значение η_e дает правильное соотношение между количеством ускоряемых электронов и протонов. В противоположном случае $\epsilon_{inj} > m_e c^2$ имеем $\eta_e'/\eta' = (\epsilon_{inj}'/\epsilon_{inj})^{(q_s-3)/2} \eta_e/\eta$, т.е. отношение η_e/η является оценкой снизу. К этому можно добавить, что условие $\epsilon_{inj}^e = \epsilon_{inj}$ вполне может соответствовать реальной ситуации, причем это согласуется с боровским характером диффузии частиц. Действительно, основным требованием к величине ϵ_{inj} является превышение диффузионной длины $\kappa(\epsilon_{inj})/u_1$ над тол-

щиной теплового фронта l_g (именно поэтому при рассмотрении динамики КЛ величина l_g принимается равной нулю), из которого при $k \propto \epsilon_k$ (пробег до рассеяния $\lambda \propto p$) вытекает $\epsilon_{inj}^e = \epsilon_{inj}$.

Следует заметить, что ситуация с инжекцией электронов в процесс регулярного ускорения существенно более сложная, чем в случае протонов, как в экспериментальном, так и в теоретическом плане. Имеющийся теоретический анализ [60–63] указывает на наличие возможных механизмов, обеспечивающих инжекцию электронов на фронте сильной ударной волны, хотя, к сожалению, нет исчерпывающего ответа на вопрос о том, какими параметрами плазмы определяется ожидаемый темп инжекции электронов, в частности, его зависимость от структуры магнитного поля и его соотношение с темпом инжекции ионов.

При описании эволюции ОСН и процесса ускорения КЛ предполагается сферическая симметрия системы, тогда все физические величины являются функциями одной пространственной переменной — радиального расстояния r . Алгоритм численного расчета поставленной задачи приведен в Приложении А.

1.3. Излучение, порождаемое КЛ в остатках сверхновых

Частицы, ускоренные в ОСН, взаимодействуют со средой, порождая электромагнитное излучение в широком диапазоне длин волн. Регистрация этого излучения и сопоставление с предсказаниями теории могут служить прямым свидетельством реализации процесса регулярного ускорения.

1.3.1. Синхротронное излучение

Выбранное значение K_{ep} позволяет определить амплитуду функции распределения электронной компоненты КЛ и рассчитать производимое ими излучение. Это, прежде всего, синхротронное излучение, поток которого определяется

выражением [64]

$$S_\nu = \frac{3 \cdot 10^{-21}}{d^2} \int_0^\infty dr r^2 B_\perp \int dp p^2 f_e(r, p) F\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right) \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{ с Гц}}, \quad (1.22)$$

где B_\perp — величина поперечной к лучу зрения компоненты магнитного поля, d — расстояние до ОСН, $F(x) = x \int_x^\infty K_{5/3}(x') dx'$, $K_\mu(x)$ — модифицированная функция Бесселя, $\nu_c = \frac{3}{4\pi} \frac{e B_\perp p^2}{(m_e c)^3}$, m_e — масса электрона.

Регистрация синхротронного радиоизлучения от всех известных ОСН свидетельствует о наличии в них релятивистских электронов со степенным энергетическим спектром [64, 65]. Как правило, радиоизлучение производится электронами с энергией $0.1 \div 10$ ГэВ, которая существенно меньше предельной. Существенно более полную информацию о спектре электронов в ОСН удастся получить для ряда ОСН, от которых зарегистрировано рентгеновское излучение, имеющее синхротронную природу.

1.3.2. γ -излучение

Электромагнитное излучение наиболее коротковолнового диапазона — γ -излучение — представляет особый интерес в экспериментальном выявлении источников КЛ. γ -излучение высоких энергий ($\epsilon_\gamma \sim 1$ ТэВ) генерируется частицами с энергией $\epsilon \sim 10^{13}$ эВ, близкой к предельной энергии КЛ, ускоряемых в ОСН.

Релятивистские электроны производят γ -излучение при обратном комптоновском рассеянии фоновых фотонов. Основную долю фоновых фотонов в рассматриваемых нами случаях составляют фотоны реликтового излучения. Дифференциальный поток обратного комптоновского γ -излучения в зависимости от энергии ϵ_γ может быть представлен в форме:

$$\begin{aligned} \frac{dF_\gamma^{IC}}{d\epsilon_\gamma} &= \frac{4\pi c}{d^2} \int_0^\infty dr r^2 \int_0^\infty d\epsilon n_{ph}(\epsilon) \\ &\times \int_{p_{min}}^\infty dp p^2 \sigma(\epsilon_e, \epsilon_\gamma, \epsilon) f_e(r, p), \end{aligned} \quad (1.23)$$

где [66]

$$\sigma(\epsilon_e, \epsilon_\gamma, \epsilon) = \frac{3\sigma_T(m_e c^2)^2}{4\epsilon\epsilon_e^2} \times \left[2q \ln q + (1 + 2q)(1 - q) + 0.5 \frac{(\Gamma q)^2(1 - q)}{1 + \Gamma q} \right] \quad (1.24)$$

— дифференциальное сечение рассеяния фотона с энергией ϵ до энергии ϵ_γ при упругом столкновении с электроном энергии ϵ_e ,

$$n_{ph} = \frac{1}{\pi^2(\hbar c)^3} \frac{\epsilon^2}{\exp(\epsilon/k_B T) - 1} \quad (1.25)$$

— чернотельный спектр фонового реликтового излучения, \hbar и k_B — постоянные Планка и Больцмана, $T = 2.7$ К, $\sigma_T = 6.65 \times 10^{-25}$ см² — томсоновское сечение взаимодействия, $q = \epsilon_\gamma/[\Gamma(\epsilon_e - \epsilon_\gamma)]$, $\Gamma = 4\epsilon\epsilon_e/(m_e c^2)^2$, и p_{min} — минимальный импульс электрона, энергия которого ϵ_e определяется из условия $q = 1$.

Энергичные электроны производят также нетепловое тормозное излучение, при взаимодействии с ионами окружающей среды. В расчетах используется стандартная формула для сечения взаимодействия (см., например, [67]).

Светимость ОСН в γ -диапазоне за счет распада π^0 -мезонов может быть с достаточной точностью описана выражением [68]

$$Q_\gamma(\epsilon_\gamma) = 16\pi^2 \int_0^\infty dr r^2 \int_{p_\gamma}^\infty dp p^2 \sigma_{pp} Z_\gamma c N_g f(r, p, t), \quad (1.26)$$

где

$$\sigma_{pp} = 38.5 + 0.46 \ln^2 \frac{0.01876p}{mc} \text{ мб} \quad (1.27)$$

— сечение неупругих протон-протонных столкновений [64]; p_γ — импульс частицы с кинетической энергией $\epsilon = \epsilon_\gamma$; Z_γ — так называемое, инклюзивное сечение, усредненное по степенному спектру протонов. Значение Z_γ является функцией показателя спектра КЛ $\gamma = -d \ln(p^2 f)/d \ln p$; при $\gamma = 2$ $Z_\gamma = 0.1$. Интегральный поток γ -квантов связан со светимостью соотношением

$$F_\gamma^{pp}(\epsilon_\gamma) = Q_\gamma(\epsilon_\gamma)/4\pi d^2. \quad (1.28)$$

В расчетах, для определения потока γ -излучения $F_{\gamma}^{\pi}(\epsilon_{\gamma})$ за счет распада π^0 -мезонов, образующихся в ядерных (p-p) столкновениях частиц КЛ с ядрами среды, следуя работе [69] и последующей модификации описанной в [70], используется изобарная модель для протонов с кинетической энергией $\epsilon_k < 3$ ГэВ и модель масштабирования (scaling) для протонов с кинетической энергией $\epsilon_k > 7$ ГэВ. При энергиях между 3 и 7 ГэВ используется их линейное соединение. Эта модель при высоких энергиях $\epsilon_{\gamma} > 0.1$ ГэВ достаточно хорошо согласуется с приведенной выше формулой, за исключением области обрезания спектра, где модель масштабирования дает существенно более гладкий спад спектра γ -излучения и при несколько меньших энергиях.

1.4. Темп инъекции частиц в режим ускорения

Источник в уравнении (1.4)

$$Q = \frac{u_1 N_{inj}}{4\pi p_{inj}^2} \delta(p - p_{inj}) \delta(r - R_s) \quad (1.29)$$

описывает инъекцию надтепловых частиц газа в режим ускорения. В этом выражении $u = V_s - w$, p_{inj} — импульс инжектируемых частиц.

Обратное влияние КЛ приводит к уширению ударного фронта и образованию, наряду с обычным тепловым фронтом (subshock в англоязычной литературе), протяженного предфронта (precursor). Тепловой фронт, как во многих задачах такого рода, трактуется как разрыв, расположенный при $r = R_s$. Проходя через тепловой фронт газ разогревается и небольшая доля наиболее быстрых частиц газа вовлекается (инжектируется) в режим ускорения.

Темп инъекции будем задавать свободными параметрами η и λ , определяющими долю частиц газа, вовлекаемых в процесс ускорения и их импульс:

$$N_{inj} = \eta N_{g1}, \quad p_{inj} = \lambda m c_{s2}. \quad (1.30)$$

Здесь $N_g = \rho/m$ — концентрация протонов. Здесь и далее индекс 1(2) соответствует точке расположенной непосредственно перед(за) тепловым ударным

фронтом.

Основное условие, которому должно удовлетворять значение параметра λ : импульс p_{inj} должен быть достаточно большим, чтобы во всей области $p \geq p_{inj}$ было применимо диффузионное приближение, основанное на использовании уравнения (1.4). Прямое сопоставление с решением, полученным на основе кинетического уравнения, показало, что этому требованию удовлетворяет $\lambda \approx 4$ [71]. Поэтому ниже используется значение $\lambda = 4$.

При заданном значении λ темп инжекции частиц среды в режим ускорения определяется параметром η . Если функция теплового распределения протонов в области непосредственно за ударным фронтом $f_T(p)$ известна, значение параметра η определяется из условия сшивки

$$f_T(p_{inj}) = f(r = R_s - 0, p_{inj}), \quad (1.31)$$

что, с учетом уравнения переноса (1.4), дает

$$\eta = 4\pi p_{inj}^3 f_T(p_{inj})(\sigma_s - 1)/(3\sigma_s N_{g1}), \quad (1.32)$$

где $\sigma_s = u_1/u_2$ — степень сжатия вещества на тепловом фронте.

Заметим, что роль двух параметров λ и η , описывающих инжекцию, различна. Выбор значения λ в значительной степени произволен, если принять во внимание то обстоятельство, что нерелятивистская часть спектра ускоренных КЛ содержит небольшую часть их полного энергосодержания. Так, два решения, отвечающие разным значениям λ_1 и λ_2 , совпадают, если значения параметра η связаны соотношением $\eta_2 = \eta_1(\lambda_1/\lambda_2)^{q-3}$, где q — показатель спектра $f \propto p^{-q}$ в нерелятивистской области $p \ll mc$.

Эксперименты, выполненные в межпланетном пространстве [72, 73], так и результаты численного моделирования бесстолкновительных ударных волн [74, 75], неопровержимо свидетельствуют о существовании достаточно эффективной инжекции, отвечающей значениям параметра инжекции $\eta = 10^{-4} \div 10^{-2}$. В то же время существующие модели, описывающие инжекцию наиболее быстрых

частиц теплового распределения за ударным фронтом (см. например, [76, 77]), не дают исчерпывающего предсказания ожидаемого темпа инжекции в зависимости от параметров ударного перехода (в нашем случае инжекция осуществляется на тепловом фронте). Иными словами, не существует надежного теоретического описания, воспроизводящего распределение $f_T(p)$. Поэтому темп инжекции η в нашей теории является свободным параметром, значение которого выбирается таким образом, чтобы достичь согласия с экспериментом.

1.4.1. Сферическая ударная волна в однородном внешнем магнитном поле.

Результаты построенной сферически симметричной модели могут быть использованы только с учетом некоторой важной модификации. На самом деле, мы имеем дело с эволюцией крупномасштабной ударной волны, которая расширяется в МЗС и ее магнитном поле. Например, в случае SN 1006 на текущей эволюционной фазе ударная волна имеет размер нескольких парсек. На таком масштабе межзвездное магнитное поле можно рассматривать как однородное, так как его случайная компонента характеризуется гораздо большим масштабом около 100 пк. Тогда сферическая ударная волна будет квазипараллельной в полярных областях и квази-перпендикулярной в экваториальной области. Возможность проникновения надтепловых частиц из области за фронтом ударной волны обратно в область перед фронтом, главным образом, зависит от наклона фронта, который описывается углом между направлением внешнего магнитного поля и нормалью к фронту ударной волны. Эта утечка частиц обратно в область перед фронтом наиболее эффективна для чисто параллельной ударной волны и постепенно становится менее эффективной с ростом наклона [77, 78]. В случае сферической ударной волны в однородном внешнем магнитном поле это будет означать, что только в относительно небольших областях вблизи полюсов будет достаточно высокий темп инжекции, который, в конечном итоге, приводит к превращению значительной части (более нескольких процентов) энергии удар-

ной волны в энергию КЛ, в то время как основная часть ударной волны остается неэффективным ускорителем КЛ.

Такая простая картина может иметь место только в “идеальных” случаях, как СН 1006, которая лежит выше плоскости Галактики в области с очень низкой плотностью и, по-видимому, вполне однородной среде. Для других объектов, таких как ОСН Тихо, и, конечно, для всех ОСН, являющихся результатом гравитационного коллапса, ситуация более сложная. Тем не менее, физические аргументы, которые будут использоваться, должны применяться ко всем остаткам с соответствующими модификациями.

Принимая во внимание структуру окружающего магнитного поля, рассмотрим систематическое изменение темпа инжекции вдоль ударной поверхности ОСН в простом приближении. Рисунок 1.1 схематически иллюстрирует сферическую ударную волну в однородном магнитном поле \mathbf{V} . В простейшем МГД-приближении, структура магнитного поля в области за фронтом определяется сжатием компоненты, перпендикулярной к нормали ударной волны и описывается соотношениями:

$$B_{2\parallel} = B_{1\parallel}, \quad B_{2\perp} = \sigma B_{1\perp}, \quad (1.33)$$

где σ — степень сжатия ударной волны, $B_{\parallel} = B \cos \theta$, $B_{\perp} = B \sin \theta$.

Так как все масштабы, характеризующие движение тепловых частиц, значительно меньше размеров ударной волны, для их описания можно использовать плоско-волновое приближение. Рисунок 1.2 иллюстрирует структуру магнитного поля вблизи фронта. Холодная плазма перед фронтом натекает со скоростью $u_1 = V_s$ на фронт ударной волны, где сжимается и нагревается, и дальше течет со скоростью $u_2 = u_1/\sigma$ в область за фронтом. Быстрые термализованные частицы за фронтом, скорость которых превышает некоторое критическое значение v_{inj} и которые движутся в сторону фронта ударной волны, способны догнать его и выйти обратно в область перед фронтом. Энергия этих частиц увеличивается при каждом пересечении фронта.

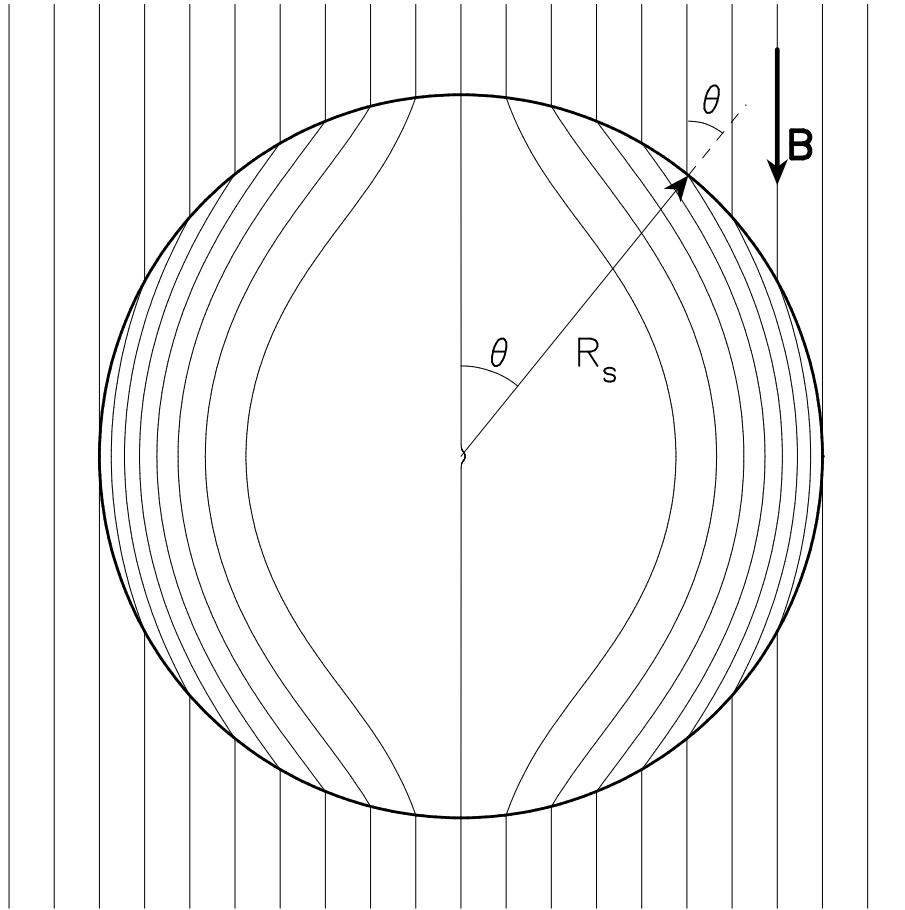


Рис. 1.1. Схематический вид силовых линий межзвездного магнитного поля, модифицированного сферически расширяющейся ударной волной.

Наиболее важным физическим параметром, определяющим количество этих инжектированных частиц, является их параллельная нормали ударного фронта скорость v_{\parallel} : все частицы, у которых $v_{\parallel} > v_{inj}$ рассматриваются как инжектированные.

Предполагая, что инжекция частиц начинается с хвоста максвелловского распределения, можно записать

$$\eta_{\parallel} = \exp(-v_{inj}^2/v_{T2}^2), \quad (1.34)$$

где v_{T2} — средняя тепловая скорость частиц за фронтом. Численное моделирование параллельных бесстолкновительных ударных волн дают ожидаемое значение темпа инжекции $\eta_{\parallel} = \eta(\theta_1 = 0) \approx 10^{-2}$ [79, 80], откуда следует значение скорости инжекции $v_{inj} = 2v_{T2}$.

Предположим, что надтепловые частицы сильно замагничены. Тогда для

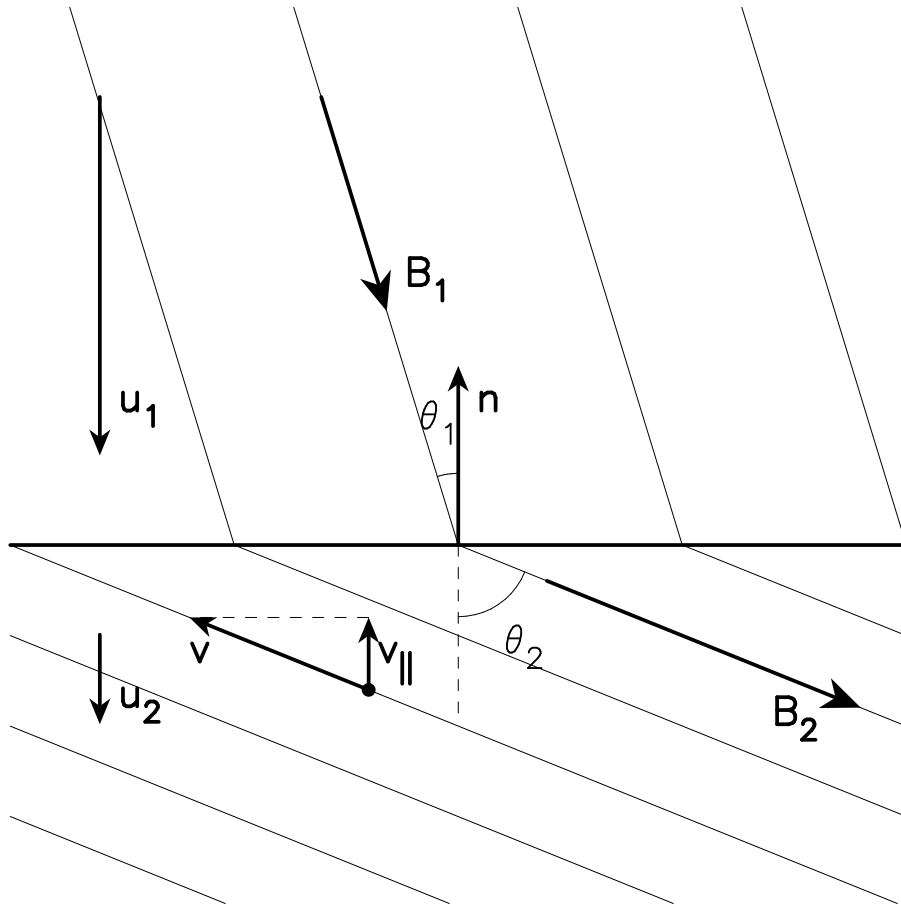


Рис. 1.2. Схематическая структура локального магнитного поля и течения вблизи фронта.

любого направления магнитного поля, условием инжекции будет $v_{\parallel} > v_{inj}$. Так как $v_{\parallel} = v \cos \theta_2$, то это означает, что инжектируются только те частицы, которые движутся в направлении фронта и имеют скорость $v > v_{inj} / \cos \theta_2$. Принимая во внимание соотношение

$$\cos^2 \theta_2 = (1 + \sigma^2 \tan^2 \theta_1)^{-1}, \quad (1.35)$$

получаем

$$\eta(\theta_1) = \eta_{\parallel}^{1 + \sigma^2 \tan^2 \theta_1}. \quad (1.36)$$

Согласно этому выражению темп инжекции быстро уменьшается с ростом угла θ_1 . Это видно по кривой, соответствующей $\delta B = 0$ на Рисунке 1.3. Это простое соотношение (1.36) является прямым следствием предположения, что все частицы распространяются только вдоль силовых линий магнитного поля. На самом деле они в некоторой степени двигаются и поперек поля, либо из

счет дрейфа, либо за счет диффузии поперек поля. С другой стороны, это движение поперек поля может иметь значение только при относительно высокой случайной составляющей поля. Как будет показано ниже, высокая амплитуда случайного поля обеспечивает эффективную инжекцию частиц так же, как и в рамках этого упрощенного подхода.

Следует отметить, что существует, так называемый, критический темп инжекции, значение которого приблизительно выражается как [71]

$$\eta_{crit} = 10^{-1} \frac{V_s}{c} \left(\frac{p_{max}}{mc} \right)^{-1/4}, \quad (1.37)$$

здесь p_{max} — максимальный импульс ускоренных КЛ. Он разграничивает значения $\eta > \eta_{crit}$ эффективного ускорения КЛ и не эффективного при $\eta < \eta_{crit}$. Для $V_s = 3000$ км/с и $p_{max} \sim 10^5$ mc критический темп инжекции $\eta_{crit} = 6 \times 10^{-5}$.

1.4.2. Флуктуации магнитного поля

Наличие случайной компоненты магнитного поля $\delta\mathbf{V}$ может изменить темп инжекции. Для изучения этого эффекта предположим, что окружающее поле

$$\mathbf{V}'_1 = \mathbf{V}_1 + \delta\mathbf{V} \quad (1.38)$$

состоит из двух компонент: однородного поля \mathbf{V}_1 и наложенной, изотропно распределенной, случайной компоненты $\delta\mathbf{V}$. Если пространственный масштаб случайной составляющей значительно меньше размера ударной волны R_s , усреднением по направлениям случайного поля можно найти средний темп инжекции:

$$\eta = \frac{1}{4\pi} \int d\Omega_{\delta\mathbf{V}} \eta_{||}^{1+\sigma^2 \tan^2 \theta'_1}. \quad (1.39)$$

Здесь, по аналогии с Рисунком 1.2, θ'_1 — угол между \mathbf{V}'_1 и нормалью к фронту \mathbf{n} . Процедура усреднения соответствует либо среднему по интервалу времени, которое мало по сравнению с возрастом ударной волны и большое по сравнению с периодами резонансных флуктуаций поля соответствующими инжектированными частицам, либо пространственному среднему в пределах области, размер

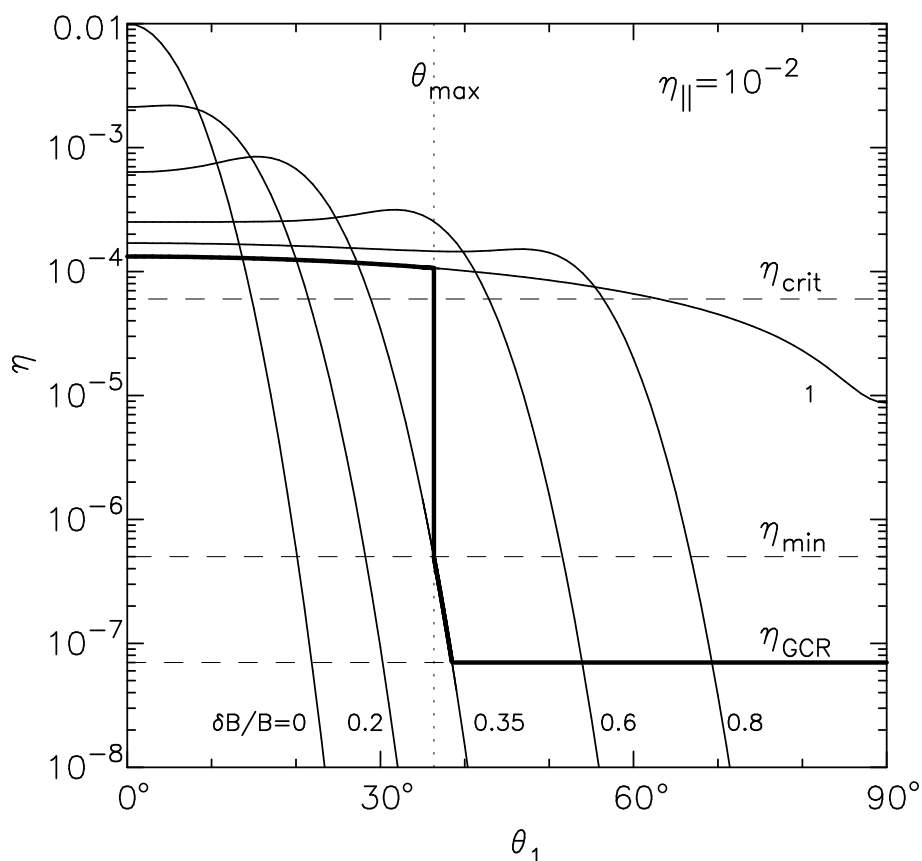


Рис. 1.3. Темп инжекции η в зависимости от угла θ_1 для различных амплитуд $\delta B/B$ поля перед фронтом (сплошные кривые), при условии $\eta_{||} = 10^{-2}$. Штриховыми линиями обозначены критический темп инжекции η_{crit} , минимальный темп инжекции η_{min} , необходимый для существенного усиления случайного поля, и темп инжекции η_{GCR} эквивалентный темпу доускорения галактических КЛ. Толстая сплошная линия представляет ожидаемый темп инжекции для SN 1006. Вертикальная пунктирная линия разграничивает углы эффективного и не эффективного ускорения.

которой мал по сравнению с размером ударной волны и большой по сравнению с масштабами флуктуаций поля.

Усредненный темп инжекции в зависимости от угла θ_1 показан на Рисунке 1.3 для различных амплитуд случайного поля $\delta B/B$. Видно, что присутствие случайной компоненты поля приводит к уменьшению темпа инжекции при малых углах и к увеличению при больших углах θ_1 , так, что при наиболее высоких значениях турбулентного поля $\delta B/B = 1$ темп инжекции уменьшается почти на два порядка: до значения $\eta(\theta_1) \approx 10^{-4}$ и почти не зависит от угла в диапазоне $\theta_1 \leq 63^\circ$.

1.4.3. Самосогласованное турбулентное поле

Случайная компонента магнитного поля $\delta\mathbf{B}$ может самосогласованно генерироваться перед фронтом ударной волны потоковой неустойчивостью КЛ [4, 81]. Амплитуда альфвеновских волн возбужденных потоковой неустойчивостью КЛ определяется выражением [59, 82]

$$\left(\frac{\delta B}{B}\right)^2 = \frac{V_s P_c}{c_a \rho V_s^2}, \quad (1.40)$$

где c_a — альфвеновская скорость, P_c — давление КЛ на фронте. Поскольку рассматриваются эффекты, которые увеличивают исходно очень низкий темп инжекции, модификацией ударной волны давлением КЛ можно пренебречь и используется приближение плоской волны. В рамках этого подхода функцию распределения КЛ на фронте ударной волны можно представить в виде

$$f = \frac{q N_{inj}}{4\pi p_{inj}^3} \left(\frac{p}{p_{inj}}\right)^{-q}, \quad (1.41)$$

где $q = 3u_1/(u_1 - u_2)$. Учитывая, что в случае сильной немодифицированной ударной волны ($q = 4$), скорость инжекции частиц $v_{inj} \approx 2V_s$ и основной вклад в давление КЛ вносят релятивистские частицы $mc < p < p_{max}$, можно записать

$$\left(\frac{\delta B}{B}\right)^2 = \frac{8c\eta}{3c_a} \ln \frac{p_{max}}{mc}. \quad (1.42)$$

Величина $\ln(p_{max}/mc)$ зависит не более чем на логарифмически от $(\delta B/B)^2$. Из этого соотношения видно, что, как только самосогласованное альфвеновское волновое поле δB_0 превышает фоновые колебания поля МЗС δB_0 , то любой изначально низкий темп инжекции приводит к росту случайного магнитного поля в области перед фронтом, который, в свою очередь, приводит к увеличению темпа инжекции (см. Рисунок 1.3). Приравнивая $(\delta B/B)^2$ уровню фона $(\delta B/B)_0^2$ можно найти минимальный начальный темп инжекции

$$\eta_{min} = \frac{3c_a}{8c \ln(p_{max}/mc)} \left(\frac{\delta B}{B}\right)_0^2. \quad (1.43)$$

Вследствие генерации альфвеновских волн потоковой неустойчивостью КЛ, область высокой эффективности инжекции ограничена полярным углом θ_{max} определяемой соотношением

$$\eta(\delta B, \theta_{max}) = \eta_{min}, \quad (1.44)$$

где $\eta(\delta B, \theta_1)$ — функция из Рисунка 1.3 для заданной амплитуды случайного поля δB . В области $\theta_1 < \theta_{max}$ начальный темп инжекции достаточно высок чтобы ускоренные частицы могли увеличить уровень турбулентности, который, в свою очередь, увеличивает темп инжекции. Можно считать, что процесс завершается, когда эффективные значения амплитуд альфвеновских волн становятся настолько высокими, что $\delta B \sim B$, и их дальнейший рост прекращается за счет сильных нелинейных процессов диссипации. Поэтому для углов $\theta_1 < \theta_{max}$ на Рисунке 1.3 самосогласованному темпу инжекции соответствует кривая $\eta(\delta B = B, \theta_1)$.

1.4.4. Коэффициент ренормализации

В итоге образуется ситуацию, когда области эффективного и неэффективного инжекции/ускорения КЛ разделяет резкая граница $\theta_1 = \theta_{max}$. Можно ожидать, что в действительности эта граница сглаживается каким-либо дополнительным физическим процессом. Возможно, наиболее важным фактором является диффузия КЛ поперек поля. Из-за высокого уровня самосогласованной турбулентности в области $\theta_1 < \theta_{max}$ диффузия КЛ почти изотропна. Поэтому высокоэнергичные КЛ с $p > mc$ будут диффузно проникать через границу $\theta_1 = \theta_{max}$ в область перед фронтом. Они также могут быть ускорены в конечной области $\theta_1 > \theta_{max}$. Диффузионная длина КЛ поперек регулярного магнитного поля в области перед фронтом приблизительно равна параллельной диффузионной длине $l(p_{max})$. Это соответствует угловому интервалу $\Delta\theta_1 = (l/R_s) \text{ rad} \approx 5^\circ$, что означает, что область эффективного ускорения КЛ расширяется до $\theta'_{max} = \theta_{max} + \Delta\theta \approx 36^\circ$. Поэтому ожидается, что эффективное ускорение будет происходить в полярных областях, занимающих около 20% от всей поверхности ударной волны. Этот

размер достаточно хорошо соответствует наблюдаемым ярким областям синхротронного рентгеновского излучения СН 1006.

Таким образом, сферически симметричный подход для описания процесса нелинейного ускорения частиц справедлив в тех областях, где инжекция на ударной волне является эффективной. Для учета этого фактора вводится коэффициент ренормализации

$$f_{re} = 1 - \cos \theta'_{max} \quad (1.45)$$

для общей эффективности ускорения ядерной компоненты КЛ, и для всех эффектов, которые она производит в ОСН. Согласно приведенным в [24] оценкам ее значение, как и в “идеальном” случае СН 1006, составляет $f_{re} \approx 0.2$.

1.5. Выводы

В этой Главе описан разработанный и реализованный эффективный численный алгоритм решения задачи ускорения КЛ ударной волной от сверхновой, основанный на кинетическом подходе и последовательном учете реальной геометрии ударной волны и ее модификации обратным воздействием ускоренных КЛ.

Применение эффективной замены переменных, использование неявных конечно-разностных схем для решения уравнения переноса КЛ и уравнений газовой динамики, а также явное выделение положения фронта ударной волны методом распада разрыва позволило на несколько порядков повысить эффективность решения задачи. Применение разработанного алгоритма позволяет выполнять исследование самосогласованной задачи ускорения КЛ в ОСН при произвольной энергетической зависимости коэффициента диффузии КЛ на персональных компьютерах.

Описаны возможные механизмы и приведены формулы нетеплового излучения порождаемого ускоренными частицами в ОСН.

Установлено, что эффективное ускорение КЛ происходит в областях, занимающих около 20% поверхности ударной волны ОСН.

Глава 2

Усиление магнитного поля в остатках сверхновых потокковой неустойчивостью ускоренных КЛ

2.1. Введение

Наблюдения космических рентгеновских телескопов Chandra и XMM-Newton подтвердили наличие нетеплового излучения в жестких рентгеновских лучах от молодых ОСН оболочечного типа. Chandra также смогла различить пространственные структуры излучения с масштабами вплоть до угловой секунды, такие как фронты ударных волн. Эти результаты опубликованы для следующих ОСН: Тихо (G120.1+1.4) [83, 84], RCW 86 (G315.4–2.3) [84, 85], Кассиопея А (G111.7–2.1) [84, 86], SN 1006 (G327.6+14.6) [84, 87, 88] и Кеплера (G4.5+6.8) [84]. Волокнистая структура также обнаружена в ОСН RX J1713.7–3946 (G347.3–0.5) [89, 90].

Предполагая, что эти волокнистые структуры образованы синхротронным излучением электронов вблизи фронтов ударных волн, их ширина может рассматриваться как длина синхротронного охлаждения ускоренных электронов и использоваться для вывода напряженности эффективного магнитного поля B_d в области за фронтом ударной волны. Сравнивая это B_d со значением напряженности магнитного поля внутри ОСН, требуемого для воспроизведения интегрированного по пространству синхротронного спектра от радио до жесткого рентгеновского диапазона, можно судить об адекватности используемых предположений.

Обратимся сначала к наблюдаемой рентгеновской морфологии. В работе [86] некоторые из волокнистых жестких рентгеновских структур ОСН Кассиопея А интерпретированы как результат сильных потерь на синхротронное излучение мульти-ТэВ-ных электронов в усиленных магнитных полях за фронтом

ударной волны. Такая же интерпретация была независимо дана в работе [20] на основе последовательного описания наблюдаемых динамики и свойств нетеплового излучения SN 1006, также и в [22] на основе наблюдений Chandra этого остатка. Было показано, что эффективное магнитное поле за фронтом ударной волны ОСН 1006 составляет 120 мкГс, а для случая ОСН Кассиопея А магнитное поле достигает 0.5 мГс [91]. Такие результаты наблюдений представляют большую ценность, поскольку для SN 1006 [20] и Кассиопея А [92] эффективные магнитные поля и морфология оказались точно такими же, как и было предсказано нелинейной теорией ускорения. Поскольку теория не содержит в явном виде уравнений эволюции электромагнитных полей и инжекции частиц в процесс ускорения, то эти процессы параметризованы эффективной напряженностью магнитного поля B_d и темпом инжекции ядерных частиц η . Далее на основе сравнения результатов модели с наблюдаемыми спектральными особенностями пространственно-интегрированного синхротронного излучения остатка выводится самосогласованное значение B_d (см. также [93]), а также полное давление КЛ P_c . Амплитуда наблюдаемого синхротронного излучения ограничивает давление энергичных электронов в пределах 1 процента от полного давления P_c в остатке.

Важно отметить, что магнитному полю B'_d , полученному из подгонки рассчитанного полного потока синхротронного излучения к наблюдаемому, и полю B''_d , являющемуся следствием наблюдаемого профиля яркости рентгеновского излучения соответствуют разные части ОСН. Поле B''_d характеризует только тонкую область за ударной волной, тогда как B'_d в основном выводится из данных в радио диапазоне и характеризует среднее эффективное поле в гораздо более широкой области, занятой ГэВ-ными электронами. Поэтому, вообще говоря, B'_d и B''_d могут быть совершенно разными. Равенство $B'_d = B''_d$ будет соблюдено, если в течение эволюции ОСН поле усиливается около фронта ударной волны до уровня $B_d'^2 \propto V_s^2$ [22]. Поэтому равенство экспериментальных значений B'_d и B''_d подтверждает, то что поле действительно усиливается (генерируется) до такого

уровня.

Помимо морфологии и теории ускорения третий аспект усиления поля касается теории неустойчивости плазмы. В ударных волнах с эффективным производством ядерных КЛ давление КЛ P_c перед фронтом становится сравнимым с давлением набегающего газового потока ρV_s^2 [94, 95]. Тогда потоковая неустойчивость ускоренных ядерных частиц [4, 81] приводит к чрезмерному резонансному возбуждению альфвеновских волн, плотность энергии которых значительно превышает плотность энергии среднего магнитного поля [59], что делает правдоподобным образования усиленного и максимально неупорядоченного магнитного поля. Позднее были выполнены аналитические исследования и численное моделирование этой неустойчивости [82, 96], которые указывали на сильное усиление поля при $P_c \sim \rho V_s^2$, при этом пространственная диффузия энергичных частиц в этом хаотичном поле достигает предельного уровня бомовской диффузии. Это означает, что средняя длина свободного пробега частицы до рассеяния приближается к гирорадиусу в усиленном поле.

Упрощенное представление среднеквадратичной флуктуации магнитного поля $(\delta B)^2$ [59]

$$(\delta B/B)^2 = M_a P_c / (\rho_g V_s^2), \quad (2.1)$$

возбужденной потоковой неустойчивостью КЛ в сильных ударных волнах с альфвеновским числом Маха $M_a \gg 1$ показывает, что для режима эффективного ускорения, когда $P_c \sim \rho_g V_s^2$, генерация резонансных альфвеновских волн является важным компонентом механизма регулярного ускорения как такового [4, 81]. В этом случае получается $(\delta B/B)^2 \gg 1$, что также представляет собой значительную трудность для теоретического описания процесса из-за усиления эффективного магнитного поля в области ускорения. В уравнении (2.1) $M_a = V_s/c_a$ — альфвеновское число Маха, где c_a означает альфвеновскую скорость, P_c — давление КЛ на фронте ударной волны и $\rho_g V_s^2$ — давление набегающего потока плазмы. Проблема уравнения (2.1) позже была еще раз рассмотрена в работах

[82, 96–98], где было выполнено нелинейное описание эволюции магнитного поля и сделан вывод, что действительно должно происходить значительное усиление эффективного магнитного поля.

Наличие нетеплового рентгеновского излучения у ряда молодых ОСН свидетельствует о том, что, по крайней мере, электроны КЛ ускоряются в ОСН до высоких энергий. Например, в случае остатка СН 1006 есть свидетельства, что электроны достигают энергии около 100 ТэВ [99, 100]. Также было зарегистрировано ТэВ-ное γ -излучение от этого источника [101, 102]. Однако, в зависимости от принятых значений не достаточно хорошо изученных физических параметров (в основном величины магнитного поля и темпа инъекции ядер, а также плотности окружающего газа), наблюдаемое высокоэнергичное γ -излучение СН 1006 может быть интерпретировано либо преимущественно обратным комптоновским излучением при рассеянии электронов КЛ на реликтовом фоновом излучении [101], либо распадом нейтральных пионов π^0 , рожденных в адронных столкновениях ядер КЛ с ядрами газа [20]. Сравнивая измеренный поток синхротронного излучения с рассчитанным спектром энергичных электронов, был уже сделан вывод [20], что существующие данные требуют очень эффективного ускорения ядер КЛ в ОСН (около 10% начальной кинетической энергии ОСН преобразуется в энергию КЛ), а также большого значения напряженности магнитного поля внутри остатка $B_d \approx 120$ мкГс. Такая величина B_d , а также темп инъекции ядер КЛ были эмпирически определены с использованием пространственно-интегрированных радио- и рентгеновского синхротронного спектра. Одним из возможных объяснений этого могло быть усиление магнитного поля, обсуждавшееся позже [87]. С точки зрения теории ускорения это физически наиболее правдоподобное решение. Оно также может объяснить своеобразную двухполярную структуру синхротронного излучения, с полярной осью, параллельной магнитному полю окружающей МЗС [24], поскольку СН 1006 находится выше галактического диска в довольно чистой МЗС и крупномасштабное окружающее магнитное поле однородно [87]. Такая морфология является

довольно распространенной среди ОСН [103]. Тем не менее, предыдущие наблюдения нетеплового излучения в случае СН 1006 не могли окончательно исключить сценарий, так называемого, “неэффективного ускорения” с низким магнитным полем внутри остатка $B_d \approx 10$ мкГс, в котором ядерные КЛ не играют существенной роли и практически все нетепловое излучение лептонного происхождения [20]. Здесь будет показано, что такой сценарий с низким полем не совместим с локальной морфологией рентгеновского излучения.

Результаты этой Главы опубликованы в работах [22, 27]

2.2. Профиль рентгеновского излучения в случае сильных синхротронных потерь

Для сравнения с данными Chandra будут использоваться простые аналитические приближения, достаточные для качественной интерпретации пространственного распределения различных компонент КЛ в ОСН. Однако, для количественного сравнения будут использоваться точные численные результаты. Распределение КЛ, производимое сферической расширяющейся ударной волной имеющей радиус R_s и скорость V_s , можно приближенно описать стационарном 1-мерным кинетическим уравнением переноса для функции распределения КЛ $f(r, p, t)$

$$\kappa \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} - u \frac{\partial f}{\partial x} + \frac{p}{3} \frac{du}{dx} \frac{\partial f}{\partial p} - L = 0, \quad (2.2)$$

где $x = R_s - r$, и $u = V_s - w$ — скорость рассеивающей среды в системе неподвижного фронта, w — скорость среды в системе центра сверхновой, $\kappa(p)$ — коэффициент диффузии КЛ, член потерь L представлен в простой форме $L = f/\tau$, где τ — время потерь. В рамках этого подхода модификацией ударной волны обратным воздействием КЛ можно пренебречь. Тогда профиль скорости будет иметь форму: $u(x < 0) = u_1 = V_s$ $u(x > 0) = u_2 = u_1/\sigma$, где $\sigma = 4$ — степень сжатия ударной волны. Решением этого уравнения переноса является $f_i = f_0(p) \exp(-|x|/l_i)$

[104], где $f_0(p) = f(x = 0, p)$ — функция распределения КЛ на фронте ударной волны, масштаб

$$l_i = \frac{2\kappa_i}{u_i} \left[1 - (-1)^i \sqrt{1 + 4\kappa_i/(u_i^2\tau_i)} \right]^{-1} \quad (2.3)$$

описывает пространственное распределение КЛ в областях перед ($i = 1$) и за ($i = 2$) фронтом ударной волны и имеет простые предельные значения для сильных ($\tau_i \ll \kappa_i/u_i^2$) и слабых ($\tau_i \gg \kappa_i/u_i^2$) потерь. Функция распределения КЛ на фронте ударной волны определяется выражением

$$f_0 = Ap^{-q} \exp \left[- \int_{p_{mj}}^p dp \phi(p)/p \right], \quad (2.4)$$

где $q = 3u_1/(u_1 - u_2)$; $\phi = q[\kappa_1/(u_1^2\tau_1) + \kappa_2/(u_1u_2\tau_2)]$.

Потери приводят к двум эффектам: во-первых, у универсального степенного спектра ускоренных КЛ $f \propto p^{-q}$ появляется экспоненциальное обрезание и максимальный импульс КЛ p_m определяется из условия $\phi(p_m) = 1$; во-вторых, для частиц в области максимального импульса $p \sim p_m$ значительно уменьшается пространственный масштаб l_i (см. уравнение (2.3)).

В бесстолкновительной космической плазме потери ядерных КЛ, связанные с взаимодействием с частицами газа или с окружающими полями, пренебрежимо малы. Единственными важными эффектами, которые ограничивают ускорение протонов, являются адиабатическое охлаждение в области за фронтом ударной волны и геометрический фактор, то есть конечный размер ударной волны. В отличие от упрощенного одномерного уравнения (2.2) в сферически-симметричном уравнении переноса есть дополнительный член $(2\kappa_1/r)(\partial f/\partial r)$, содержащий информацию о размере ударной волны R_s . Можно приближенно записать $\partial f/\partial r \approx -f/l_1$. То есть этот дополнительный член в плосковолновом описании можно представить в виде члена потерь L с временем потерь $\tau_1 = R_s/(2u_1)$. В области за фронтом ударной волны, внутри ОСН, есть также член $(\nabla \mathbf{u} p/3)(\partial f/\partial p)$, который описывает адиабатическое остывание КЛ. По аналогии он может быть оценен как член потерь с временем потерь $\tau_2 \sim R_s/V_s$. В результате максималь-

ный импульс протонов определяется соотношением $\kappa_1(p_m) = R_s V_s / A$, где $A \sim 10$ [56].

Ускоренные электроны, в добавок к вышеприведенным эффектам, испытывают еще и синхротронные потери с характерным временем $\tau = 9m_e^2 c^2 / (4r_0^2 B^2 p)$, где m_e — масса электрона, $r_0 \approx 2.8 \times 10^{-13}$ см — классический радиус электрона. В дальнейшем обсуждении будет рассматриваться в основном только этот эффект потерь. При достаточно слабом магнитном поле, когда время потерь τ превышает возраст системы t , синхротронные потери малы и спектры электронов и протонов имеют один и тот же вид. В этом случае у электронов высоких энергий с $p \sim p_m$ довольно широкое пространственное распределение с масштабом $l_{1,2} \sim 0.1R_s$. В сильных магнитных полях спектр электронов ограничивается при значительно меньших импульсах чем у протонов, $p_m^e \ll p_m$. В этом случае ускоренные электроны, для которых $\tau \ll t$, занимают узкую область около фронта ударной волны $l_{1,2} \ll 0.1R_s$. Для ГэВ-ных радио-электронов $\tau \gg t$, поэтому $l_2 \sim 0.1R_s$, что согласуется с наблюдениями [87]. То же самое справедливо и для 100 ТэВ-ных электронов излучающих в рентгеновском диапазоне в случае слабого магнитного поля.

Проецированный вдоль луча зрения радиальный профиль излучательной способности определяет поверхностную яркость остатка. В интервале рентгеновских энергий $\epsilon_1 < \epsilon_\nu < \epsilon_2$ он имеет форму

$$J_\nu(\rho) \propto \int_{\epsilon_1}^{\epsilon_2} d\epsilon_\nu \int dx q_\nu \left(\epsilon_\nu, r = \sqrt{\rho^2 + x^2} \right), \quad (2.5)$$

здесь ρ это расстояние между центром остатка и лучем зрения. Из этого выражения видно, что профиль поверхностной яркости $J_\nu(\rho)$ отличается от профиля $q_\nu(r = \rho)$. В частности, положение $\rho_m < R_s$ пикового значения $J_m = J_\nu(\rho_m)$ не совпадает с положением ударной волны $\rho = R_s$, также пространственные масштабы $L_{1,2}$ характеризующие пространственное поведение яркости во внутренней ($\rho < \rho_m$) и внешней ($\rho > \rho_m$) областях отличаются от пространственных

масштабов $l_{1,2}$.

Ширина $L \approx 7l_2$ наблюдаемого профиля яркости $J_\nu(\epsilon_\nu, \rho)$ всегда значительно шире радиальной ширины l_2 распределения излучения $q_2(\epsilon_\nu, r)$ за фронтом, по простой геометрической причине:

$$J_\nu = 2q_2 \frac{R_s l_2}{\sqrt{R_s^2 - l_2^2}} \left\{ 1 - \frac{l_2}{R_s} \left(\frac{R_s^2 - 2\rho^2}{R_s^2 - \rho^2} \right) - \exp\left(\frac{\rho^2 - R_s^2}{R_s l_2}\right) \left[1 - \frac{l_2}{R_s} \left(\frac{R_s^2 - 2\rho^2}{R_s^2 - \rho^2} \right) + \left(\frac{R_s^2 - \rho^2}{2R_s l_2} - 1 \right) \left(\frac{2\rho^2 - R_s^2}{R_s^2} \right) \right] \right\}. \quad (2.6)$$

Это приближенное соотношение действительно при $l_2 \ll 0.1R_s$. В то же время l_2 это расстояние от фронта, на которое успевают проникать энергичные электроны в течение времени синхротронных потерь. Импульс p электрона, излучающего на заданной частоте ν , приближенно задается как $p \propto \sqrt{\nu/B_d}$.

В пределе полностью хаотичного магнитного поля около ударной волны, также предполагается, что коэффициент диффузии $\kappa(p)$ задается пределом Бома: $\kappa(p) = \rho_B \nu / 3$. Таким образом, l_2 определяется значениями B_d и ν , что позволяет записать зависимость B_d от l_2 и ν :

$$B_d = [3m_e^2 c^4 / (4er_0^2 l_2^2)]^{1/3} (\sqrt{1 + \delta^2} - \delta)^{-2/3}, \quad (2.7)$$

где

$$\delta^2 = 0.12 [c / (r_0 \nu)] [V_s / (\sigma c)]^2.$$

Это основные соотношения, которые используются для определения степени усиления поля. Наблюдения дают $J_\nu(\epsilon_\nu, \rho)$ в угловых единицах $\Delta\psi = (\rho - R_s)/d$, которые могут быть преобразованы в ρ при известном расстоянии до источника d . При заданном профиле $J_\nu(\rho)$ для заданной энергии ϵ_ν путем подгонки модельной кривой из уравнения (2.6) к данным можно определить l_2 , и, таким образом, B_d . В некоторых из опубликованных наблюдениях, о которых говорилось выше, приводятся только значения экспоненциальных ширин профилей. В этих случаях L приближенно приравнивается этой ширине.

2.3. Эффективное магнитное поле по волокнистой структуре рентгеновского излучения

ОСН оболочечного типа, где были обнаружены волокнистые структуры в жестких рентгеновских лучах, как правило, совсем молодые. Их возраст не на много превышает время свободного разлета в однородной околозвездной среде. Объяснение этого выглядит следующим образом: частота обрезания синхротронного спектра, произведенного ускоренными на ударной волне электронами, пропорциональна V_s^2 и уменьшается после стадии свободного разлета в результате замедления ударной волны, что приводит к резкому уменьшению во времени рентгеновского излучения при фиксированной энергии наблюдения. Это происходит вне зависимости от того, что полная энергия КЛ, давление КЛ и нуклонная γ -светимость остаются достаточно высокими в течение более длительного времени: в течение седовской фазы. Поэтому в случае старых ОСН сколь-нибудь значительного нетеплового жесткого рентгеновского излучения не ожидается. Усиление магнитного поля только в молодых ОСН, следовательно, не предполагает методологического ограничения. Наоборот, если бы было установлено, что все молодые ОСН усиливают поля, то можно было бы сделать вывод, что все ОСН имеют сильную ядерную компоненту энергичных частиц, как следствие сильной теоретической связи между усилением поля и доминирующим вкладом ядерных КЛ в нетепловое давление P_c . В качестве иллюстрации ограничимся здесь рассмотрением ОСН 1006 и ОСН Тихо, как имеющих наиболее широкий набор известных параметров и данных наблюдений.

2.3.1. ОСН 1006

На Рисунке 2.1 представлены рассчитанные радиальные зависимости излучательной способности в рентгеновском диапазоне $q_\nu(\epsilon_\nu, r)$ для четырех значений энергии $\epsilon_\nu = 1, 2, 5$ и 10 кэВ. Видно, что излучательная способность $q_\nu(r)$ имеет максимум на фронте ударной волны $r = R_s$. Это происходит из-за того, что из-

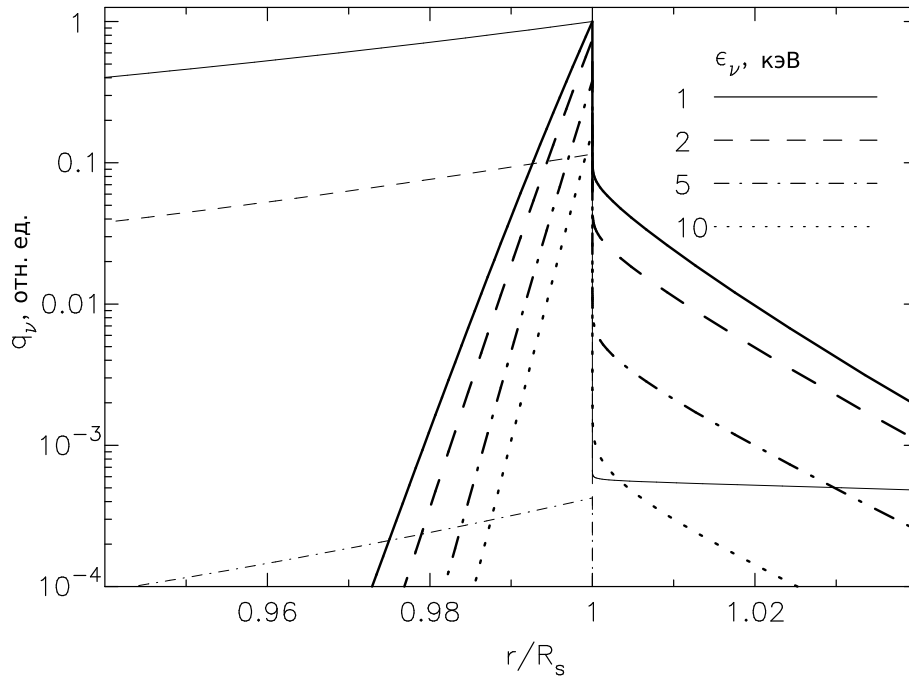


Рис. 2.1. Радиальная зависимость рентгеновского излучения для разных энергий. Жирные и тонкие линии соответствуют эффективной и ,так называемой, неэффективной модели.

лучающие электроны вследствие синхротронных потерь имеют острый пик при $r = R_s$. Поскольку в области излучения, перед и за фронтом ударной волны, соответствующее магнитное поле почти постоянно, пространственное поведение $q_\nu(r)$ полностью определяется пространственной зависимостью распределения КЛ.

Учитывая, что в области перед фронтом магнитное поле $B_1 = \sigma_p B_0$, скорость среды $u_1 = V_s/\sigma_p$, $\sigma_p \approx 2$ — степень сжатия предфронта, $V_s = 3200$ км/с, $R_s = 7.3$ пк, and $B_0 = 20$ мкГс — магнитное поле перед фронтом (т.е. межзвездное поле существенно усилено потоковой неустойчивостью КЛ), согласно выражения (2.3) ожидаемый масштаб предфронта для энергии $\epsilon_\nu = 5$ кэВ будет $l_1 = 0.01R_s$. Это находится в хорошем согласии с результатами расчетов представленных на Рисунке 2.1.

Из соотношения (2.3), учитывая, что $u_2 = V_s/\sigma$, $B_2 = \sigma B_0$, и $\sigma = 6.3$ [20], можно выразить пространственный масштаб в области за фронтом ударной волны, обусловленный синхротронными потерями, как $l_2 \approx \sqrt{k_2 \tau_2} \approx 0.0037R_s$. Это значение так же довольно хорошо согласуется с численными результатами. По-

сколькx l_2 не зависит от энергии, то форма профиля $q_\nu(\epsilon_\nu, r)$ за фронтом тоже не зависит от ϵ_ν (см. Рисунок 2.1), что согласуется с наблюдениями [88].

Магнитное поле $B_1 = B(r = R_s + 0)$ непосредственно перед тепловым фронтом ударной волны на $r = R_s$ и магнитное поле за фронтом $B_2 = B(r = R_s - 0)$ связаны соотношением $B_2 = \sigma_s B_1$, где $\sigma_s = 3.6$ — степень сжатия на тепловом фронте. Так как магнитное поле перед фронтом ударной волны значительно слабее чем за фронтом, синхротронное излучение испытывает скачек при $r = R_s$: излучение из области за фронтом существенно превышает излучение из области перед фронтом.

Рассчитанные численно проецированные профили яркости в рентгеновском интервале энергий между $\epsilon_1 = 2$ кэВ и $\epsilon_2 = 10$ кэВ представлены на Рисунке 2.2. Они характеризуются внешним масштабом $L_1 = 0.002R_s = 0.015$ пк, который определяется излучением только из области за фронтом и кривизной фронта ударной волны. Внутренний масштаб профиля яркости $L_2 \approx 7L_1 = 0.1$ пк.

Самый узкий экспериментальный профиль рентгеновского излучения полученный в наблюдениях Chandra [87, 88] приведен на Рисунке 2.2. Поскольку абсолютные значения измерений не определены, все теоретические и экспериментальные профили нормализованы к их пиковым значениям. Видно, что экспериментальные значения согласуются с расчетами. Все остальные наблюдаемые профили яркости значительно шире: в среднем $L_1 = 0.04$ пк и $L_2 = 0.2$ пк [88]. Есть несколько причин, которые приводят к уширению идеального профиля. Прежде всего, как видно из наблюдений, фактический ударный фронт отличается от идеально сферической формы. Волнистые формы фронта ударной волны могут возникать из-за мелкомасштабной неоднородности плотности МЗС. Любое мелкомасштабное искажение сферической оболочки приведет к уширению наблюдаемого профиля яркости.

Важно отметить, что в отличие от аргументов приведенных в работе [88], существует прямое экспериментальное доказательство того, что не только внутренняя часть ($\rho < \rho_m$) распределения яркости $J_\nu(\rho)$, но и внешняя часть ($\rho > \rho_m$)

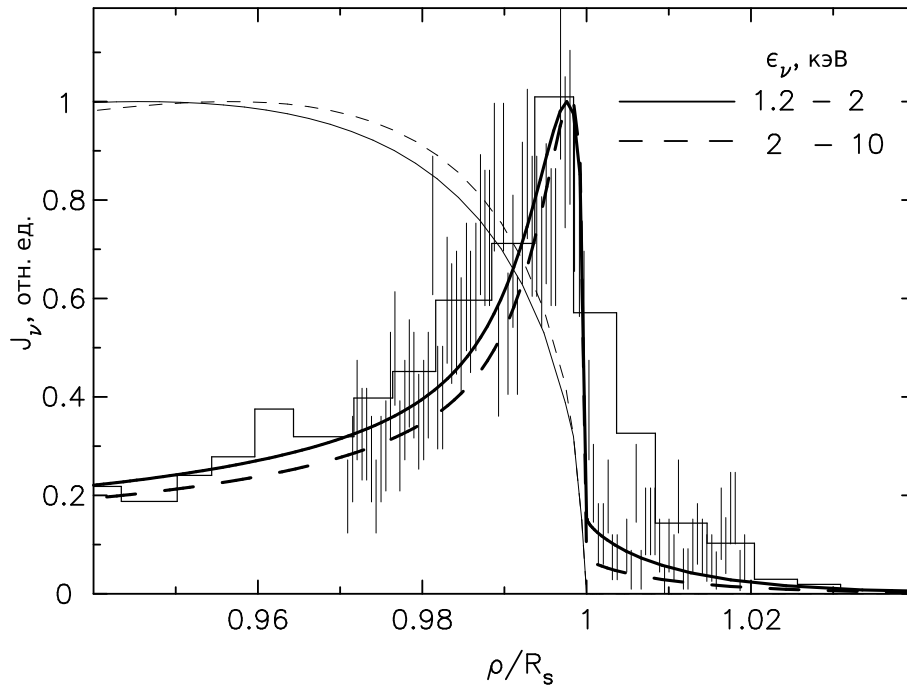


Рис. 2.2. Радиальная зависимость проецированной яркости рентгеновского излучения в интервалах энергий от 1.2 до 2 кэВ (сплошная кривая) и от 2 до 10 кэВ (штриховая кривая). Толстые и тонкие кривые соответствуют эффективной и, так называемой, неэффективной модели. Самый узкий профиль по данным Chandra представлен в виде гистограммы [88] и вертикальных черточек [87].

связаны с излучением из области за фронтом ударной волны $r < R_s$. На тепловом фронте плотность увеличивается в $\sigma_s = 3.6$ раза и температура газа возрастает в 9.3 раза, в связи с чем тепловое излучение из области перед фронтом, мало по сравнению с тепловым излучением из области за фронтом. Следовательно, если наблюдаемое нетепловое рентгеновское излучение $J_\nu(\rho)$ при $\rho > \rho_m$ было бы связано с электронами из области перед фронтом, то следовало бы ожидать, что тепловое рентгеновское излучение будет иметь пиковое значение на расстоянии меньшем чем ρ_m и будет падать почти до нуля при $\rho = \rho_m$. Другими словами, в этом случае пик теплового рентгеновского излучения находился бы при меньших расстояниях. Тем не менее, наблюдаемое положение пика теплового и нетеплового рентгеновского излучения и их формы во внешней области $\rho > \rho_m$ практически идентичны [88]. Это является подтверждением того, что все наблюдаемое рентгеновское излучение исходит из области за фронтом ударной

волны, как и было указано в [20].

На Рисунках 2.1 и 2.2 представлены также результаты расчетов для, так называемой, неэффективной модели. Количество ускоренных электронов было выбрано таким образом, чтобы быть в согласии с наблюдаемым синхротронным излучением для предполагаемого магнитного поля в области за фронтом $B_d = 16$ мкГс. Так как в этом случае магнитное поле значительно слабее и синхротронные потери не играют роли, пространственные масштабы профиля распределения электронов $l_{1,2} \sim 0.1R_s$ настолько велики (см. Рисунок 2.1), что профиль яркости почти на два порядка шире наблюдаемого. Отсюда можно сделать вывод, что сценарий неэффективного ускорения для СН 1006 должен быть отклонен, как противоречащий рентгеновским наблюдениям.

Следует отметить, что для того, чтобы сформировать такое резкое уменьшение распределения электронов по направлению к центру остатка необходим мощный процесс потерь в области за фронтом, независимо от того, какой конкретный процесс ускоряет электроны вблизи фронта ударной волны. Адиабатическое охлаждение, как это было продемонстрировано, не является достаточно сильным. В разреженной ионизированной плазме единственным известным процессом сильных потерь для электронов являются синхротронные потери. Но этот процесс может значительно влиять на форму распределения 100 ТэВ-ных электронов только если величина магнитного поля за фронтом достигает $B_d \sim 100$ мкГс, что намного больше типичного межзвездного магнитного поля. Единственная возможность достичь этого — это эффективное ускорение протонов. В этом случае их количество, согласующееся со всеми существующими данными, настолько велико, $P_c \sim \rho_g V_s^2$, что они могут сильно усиливать магнитное поле, в то же время обеспечивая эффективное рассеяние КЛ близкое к пределу Бома [82]. Необходимость такого усиления магнитного поля вытекает из сравнения нашей самосогласованной модели с наблюдениями синхротронного излучения.

Таким образом, обнаружение волоконной структуры нетеплового рентге-

новского излучения SN 1006 подтвердило вывод, сделанный ранее в [20], о наличии усиленного магнитного поля и эффективном ускорении ядерных КЛ. При этом эффективность ускорения находится в соответствии с требованиями к балансу энергии галактических КЛ.

2.3.2. ОСН Тихо

В случае ОСН Тихо плотность окружающего газа довольно неоднородна, что необычно для сверхновых типа Ia. Это приводит к значительным азимутальным отклонениям от сферической симметрии как по форме, так и скорости расширения ударной волны (см., например, [105]). Тем не менее, в первом приближении остаток можно рассматривать как сферический. Есть также данные, свидетельствующие о том, что локальный спектральный индекс в радиодиапазоне α , полученный из отношения излучений при $\lambda = 20$ см и $\lambda = 90$ см, неоднороден [106] и в некоторых областях довольно низок, и близок к $\alpha = 0.5$. С другой стороны, пространственно интегрированный радиочастотный спектр, достаточно крутой ($\alpha \approx 0.61$), а также есть указания на его кривизну [93]. Поэтому, возможно, и не удивительно, что радиальные профили яркости тоже не одинаковы в разных областях окружности ударной волны. Два таких профиля были представлены в работе [83].

Глобальное значение эффективного внутреннего магнитного поля и, следовательно, ширина радиального профиля могут быть независимо определены на основе сравнения объёмно интегрированного рассчитанного синхротронного спектра с наблюдаемым. Нелинейность процесса регулярного ускорения нуклонов КЛ приводит к укрупнению и даже к искривлению энергетического спектра ускоренных электронов [5, 6, 16, 93, 107], что, в отличие от линейного решения, приводит к образованию более крутого и искривленного синхротронного спектра в радиодиапазоне. Наблюдаемый интегрированный спектр в радиодиапазоне с такими свойствами подразумевает некую минимально возможную напряжен-

ность магнитного поля. На самом деле, весь частотный диапазон спектра синхротронного излучения должен соответствовать этой напряженности магнитного поля, в том числе и в жестком рентгеновском диапазоне. Это фиксирует как степень модификации ударной волны, т.е. темп инжекции протонов в теории, так и глобальную эффективную напряженность магнитного поля.

Таким образом, имеются два независимых экспериментальных метода определения эффективного магнитного поля, локальный и глобальный. Далее будет проанализирована согласованность этих значений для ОСН Тихо.

Радиальная ширина l_2 трехмерного распределения излучения примерно в 7 меньше радиального масштаба видимого излучения. Несложно проверить, что для рассматриваемых рентгеновских энергий, которые лежат в области обрезания синхротронного спектра, обусловленного сильными потерями, ширина излучения определяется предельными случаями уравнений (2.7, 2.2)

$$l_2 = \sqrt{k_2 \tau_2}, \quad (2.8)$$

т.е. диффузионной длиной за время синхротронных потерь. Тогда в пределе боровской диффузии l_2 выражается как

$$l_2 = [3m_e^2 c^4 / (4er_0^2 B_d^3)]^{1/2}. \quad (2.9)$$

Другими словами, в этом пределе радиальный профиль излучения параметризован только одним параметром B_d .

В работе [83] на Рисунке 4 приведены данные Chandra в виде радиальных профилей яркости для 4–6 кэВ для двух азимутальных секторов на северо-западе (NW) и на юго-западе (SW). Этот диапазон энергий исключает большинство эмиссионных линий. Виден выраженный внешний обод, предположительно, на месте передней ударной волны остатка.

В первом приближении более узкий NW обод имеет экспоненциальную ширину около 3.5", в то время как SW обод по меньшей мере 4.7", что соответствует примерно 1.6 и 2.1 % радиуса остатка. Принимая расстояние $d = 2.3$ кпк

и используя $l_2 \approx L/7$, получаем $l_2 \approx (1.7 \pm 0.7) \times 10^{16}$ см и $l_2 \approx (2.3 \pm 0.7) \times 10^{16}$ см соответственно для NW и SW профилей. Используя полные выражения (2.7) и (2.2) с $V_s = 3100$ км/с, степенью сжатия $\sigma = 6$ [21], и учитывая, что $\epsilon_\nu = h\nu \approx 4$ кэВ, для этих двух секторов получаем $B_d \approx 404(+169 - 82)$ мкГс и $B_d \approx 332(+88 - 53)$ мкГс. Секторы ударной волны, очевидно, независимы, за исключением, возможно, самых внутренних областей вблизи центра, которые не играют роли в данном случае. Тем не менее, можно сделать вывод, что величины магнитного поля в этих секторах в пределах ошибок примерно одинаковы.

В работе [84] в диапазоне энергий 2–10 кэВ для профиля в NW секторе была получена экспоненциальная ширина $L = 0.073(+0.010 - 0.009)$ пк. Используя $\epsilon_\nu = 2$ кэВ и $l_2 = L/7$, из выражений (2.7) и (2.2) получаем $B_d = 301(+28 - 25)$ мкГс.

Для определения глобального эффективного поля за фронтом ударной волны B_d сравним теоретический спектр синхротронного излучения с наблюдаемым пространственно-интегрированным спектром (см. Рисунок 2.4). Для того, чтобы изучить возможный диапазон значений B_d аппроксимируем данные с немного более мягким радиочастотным спектром, чем принятый в [21]. В рамках нелинейной системы уравнений, требуемая степень модификации ударной волны ядерной компонентой достигается за счет несколько увеличенного темпа инжекции протонов. Теоретически предполагаемое увеличение магнитного поля с 240 до 360 мкГс требует уменьшения амплитуды распределения электронов, так как в настоящее время радио-электроны не подвержены синхротронному охлаждению. Это приводит к уменьшению отношения электронов к протонам в диапазоне энергий, где радиационное охлаждение не важно, что также приводит к уменьшению амплитуды в области частот, где преобладают синхротронные потери $\nu > 10^{14}$ Гц.

Принимая во внимание, что функция распределения электронов имеет при-

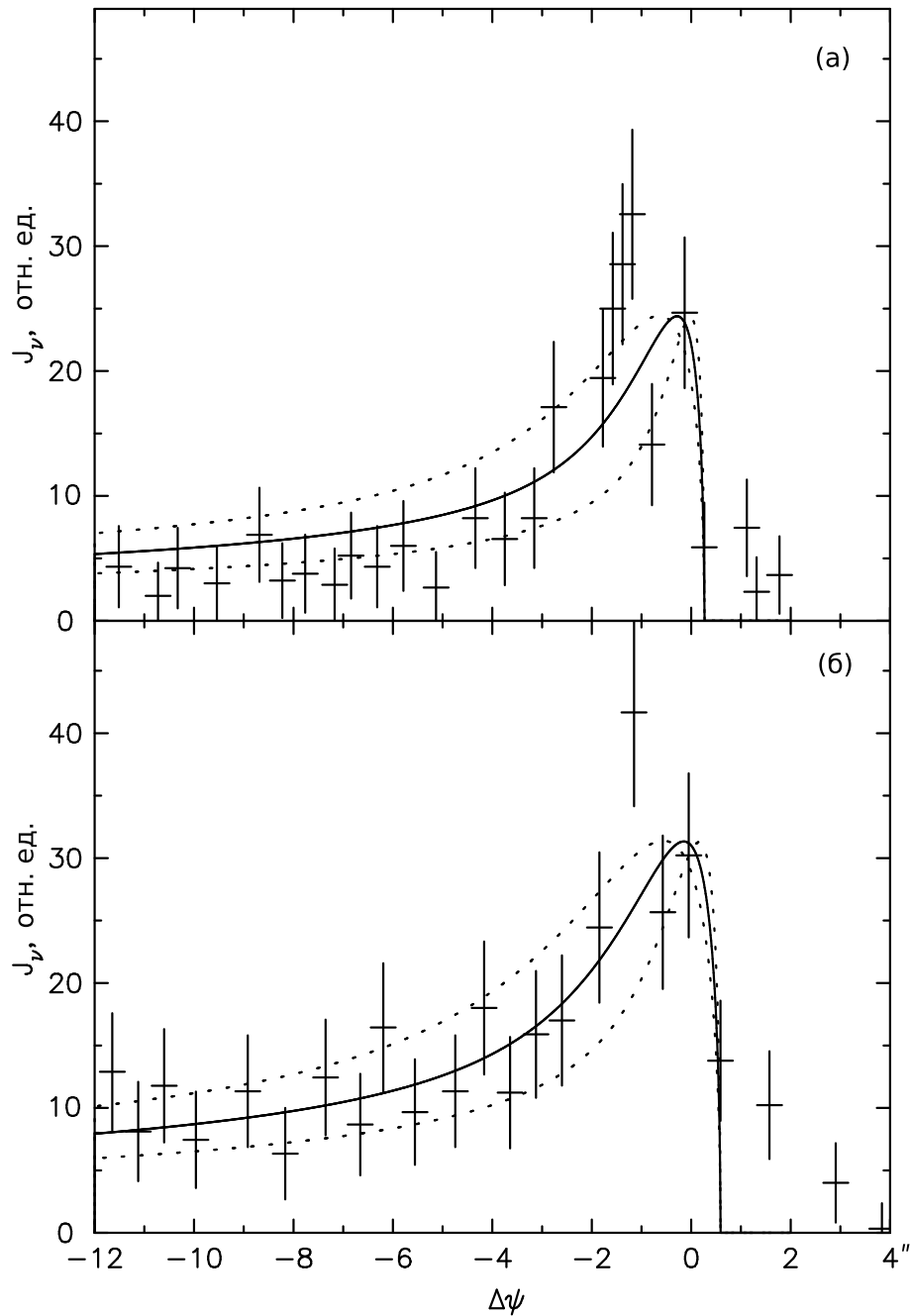


Рис. 2.3. Радиальные профили яркости по данным Chandra для 4–6 кэВ ОСН Тихо [83]. (а): Юго-западный (SW) азимутальный сектор. (б): Северо-западный (NW) азимутальный сектор. Предполагается, что статистическая погрешность в значениях яркости равна квадратному корню значений, а для углового положения ошибка в $0.5''$. Данные подогнаны проекцией экспоненциального профиля излучения за фронтом, описываемой уравнением (2.6) (сплошная линия). Подгонка имеет параметры $\chi^2 = 17.3$, с $\chi^2/dof = 1.73$ и $\chi^2 = 6.56$, с $\chi^2/dof = 0.82$ соответственно для (а) и (б). Пунктирными линиями обозначены отклонения в 1σ .

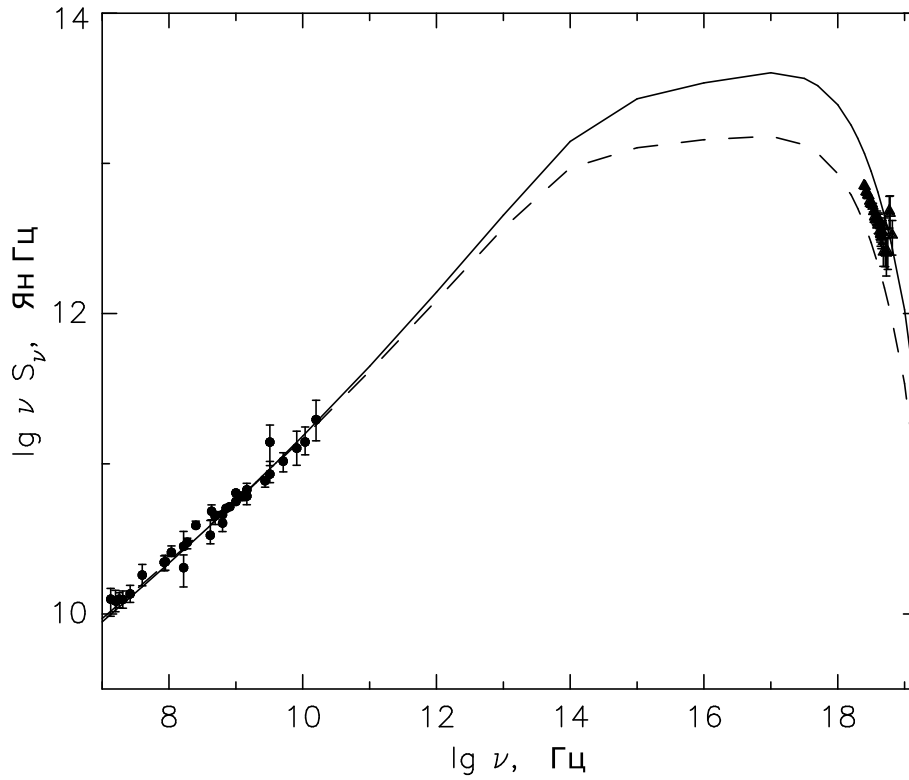


Рис. 2.4. Плотность энергии синхротронного излучения νS_ν , ОСН Тихо как функция частоты ν . Сплошная кривая соответствует магнитному полю за фронтом $B_d = 240$ мкГс, который слегка переоценивает рентгеновское излучение при $\nu > 10^{18}$ Гц и, следовательно, недооценивает магнитное поле. Случай более сильной нелинейной модификации, с немного более крутым радиоспектром (штрихованная кривая) требует большего поля $B_d = 360$ μ G, но немного недооценивает рентгеновскую яркость. Реальное значение поля находится между этими двумя случаями.

мерно степенной вид $f_e \propto p^{-q}$, можно приближенно записать

$$S_\nu \propto p^3 f_e(p) B_d l_2 \quad (2.10)$$

для $\nu \approx (p/mc)^2 e B_d / mc$, где $f_e(p)$ — усредненная по пространству функция распределения электронов внутри остатка. Низкочастотная часть спектра S_ν ($\nu < 10^{14}$ Гц) производится электронами не подверженными синхротронным потерям. Поэтому $l_2 \sim 0.1 R_s$ и $S_\nu \propto \eta K_{ep} \nu^{-\alpha} B_d^{\alpha+1}$, где η — темп инъекции протонов, K_{ep} — отношение электронов к протонам и $\alpha = (q-3)/2$. Чтобы получить одинаково хорошее согласие в радио диапазоне для более высоких значений поля B_d , отношение K_{ep} должно быть уменьшено.

При высоких частотах $\nu > 10^{14}$ Гц синхротронное излучение производится электронами подверженными значительным синхротронным потерям. Для

$\nu < \nu_{max} = 10^{16}$ Гц $l_2 \approx u_2 \tau_2$, который соответствует случаю слабых потерь. Поскольку $\tau_2 \propto p^{-1} B_d^{-2}$ имеем $S_\nu \propto \eta K_{ep} p^{2-q} / B_d \propto \eta K_{ep} \nu^{-\alpha} B_d^{\alpha-1}$, где $\alpha = (q-2)/2$. Так как показатель степени q близок к 4, $S_\nu \propto \eta K_{ep} \nu^{-1}$, не зависит от B_d . Уменьшение отношения $K_{ep} \propto B_d^{(q-1)/2}$ для более сильных полей B_d приводит к уменьшению полного синхротронного потока S_ν (см. Рисунок 2.4).

Далее путем построения полных численных решений морфологии ОСН два крайних случая глобально определенного магнитного поля из Рисунка 2.4 сравниваются с локальными данными Chandra на Рисунке 2.5. Согласие глобальной морфологии и локальных профилей является разумным, хотя различие между двумя профилями показывает, что имеются отклонения от сферической формы. Такое сравнение, конечно, является неполным, так используются всего два радиальных профиля. Чтобы оценить в деталях степень согласия между теорией и экспериментом необходимы дополнительные данные Chandra.

С этой целью были проанализированы архивные рентгеновские изображения Chandra, полученные для энергий $4 < \epsilon_\nu < 6$ кэВ спектроскопическим массивом ACIS Chandra. Было выбрано 6 профилей на внешней границе остатка, показанных на несглаженном широкоугольном изображении Chandra (Рисунок 2.6). Результирующие значения B_d для индивидуальных профилей находятся в пределах 150 мкГс и 373 мкГс, а типичные ошибки составляют $(-34\% + 70\%)$. Так как число событий в бинах невелико — порядка нескольких событий на внешних флангах отдельных профилей, они были просуммированы для получения некоего среднего профиля, который представлен на Рисунке 2.7. Если отдельные профили с низким уровнем статистики приводят к существенному разбросу B_d , то усредненный профиль определяет среднее значение $B_d = 273(+49 - 37)$ мкГс с высоким качеством подгонки, которое достаточно хорошо согласуется с значением поля полученном подгонкой к интегрированным по всему остатку потокам.

Следует отметить, что фактическое положение фронта ударной волны относительно наблюдаемого профиля яркости не известно. Поэтому оно используется в подгонке как свободный параметр. В результате наилучшее согласие

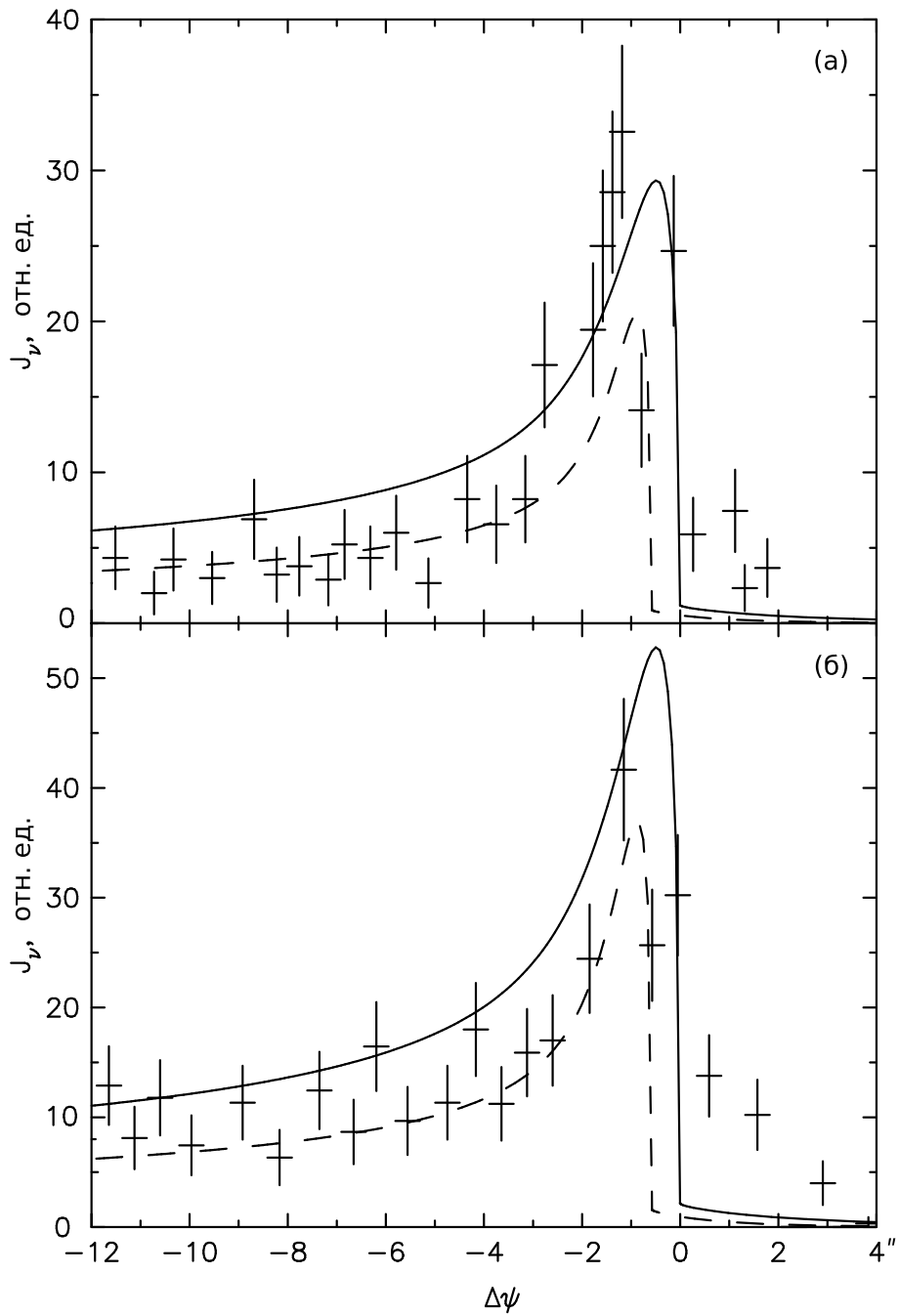


Рис. 2.5. Сравнение радиальных профилей полных сферически симметричных численных расчетов для случая $B_d = 240$ мкГс (сплошная кривая) и $B_d = 360$ мкГс (штриховая кривая) с наблюдаемыми профилями Chandra. (а) и (б) из Рисунка 2.3.

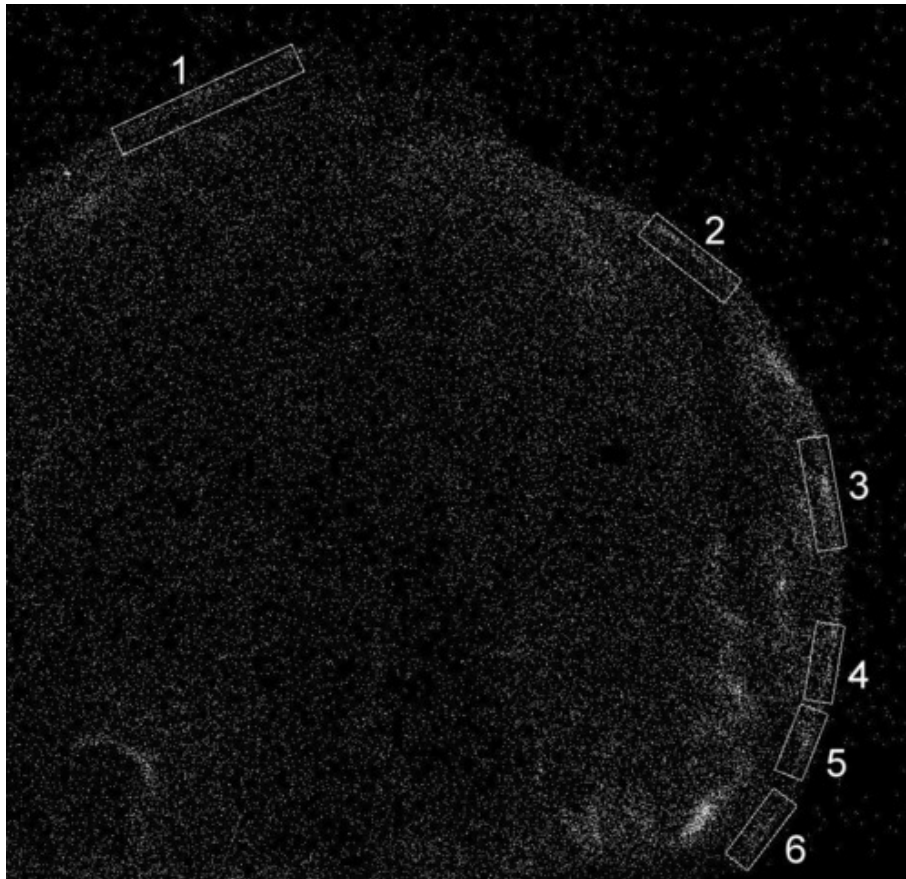


Рис. 2.6. Изображение Chandra северной и северо-западной части ОСН Тихо диапазоне энергий 4 – 6 кэВ. Показаны 6 выбранных пограничных областей, которые считаются содержащими фронт ударной волны. В каждой области определяется радиальный профиль, из которого получается значение V_d . Сумма всех 6 профилей определяет средний профиль, который показан на Рисунке 2.7.

достигается при положении фронта ударной волны на $\Delta\psi = 0.3''$ и $0.6''$ для случаев, представленных на Рисунках 2.3а и 2.3б, соответственно, и $\Delta\psi = -1.9''$ для случая, представленного на Рисунке 2.7.

2.4. Выводы

Наблюдаемые волокнистые структуры рентгеновского излучения являются неотъемлемым аспектом процесса регулярного ускорения в ОСН.

В рассмотренных примерах СН 1006 и ОСН Тихо разработанная нелинейная теория ускорения и рентгеновские наблюдения волокнистых структур дают одинаковую морфологию и одинаковый эффект усиления магнитного поля. Эф-

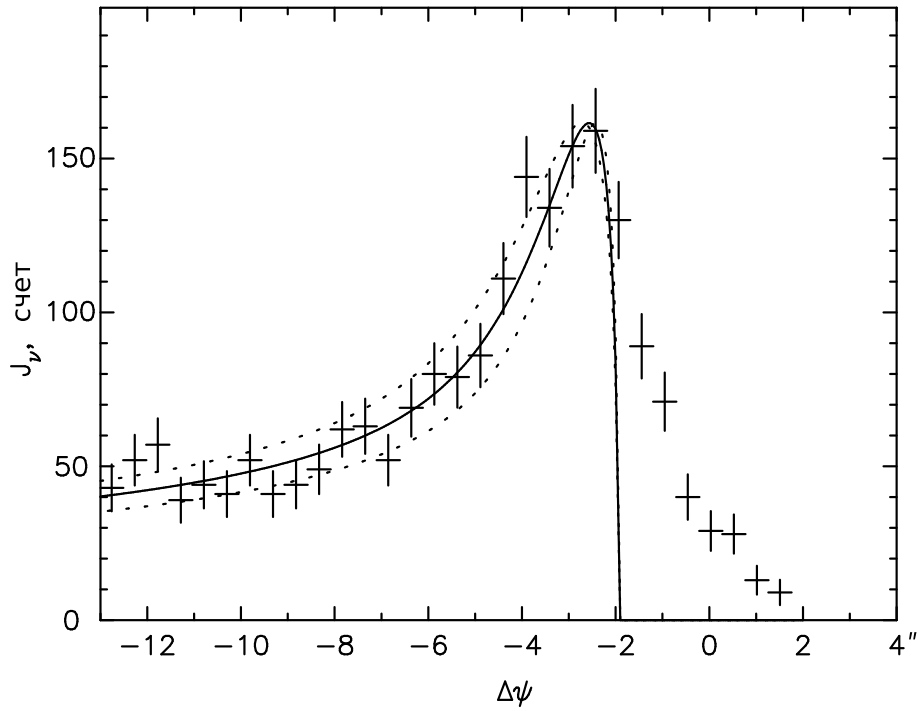


Рис. 2.7. Сумма 6-ти радиальных рентгеновских профилей из Рисунка 2.6. Данные подогнаны проекцией экспоненциального профиля излучения за фронтом ударной волны, описываемой уравнением (2.6) (сплошная кривая). Подгонка имеет параметры $\chi^2 = 9.73$ и $\chi^2/dof = 0.69$. Пунктирными кривыми обозначены отклонения в 1σ .

эффективная плотность энергии магнитного поля за фронтом ударной волны при этом описывается как $B_d^2/(8\pi) = 3.5 \times 10^{-2} \rho_0 V_s^2$. Расчеты, выполненные для Кассиопея А, ОСН Кеплера, RCW 86 и RX J1713.7-3946 подтверждают такой вывод, хотя из-за их менее четко определенных значений параметров, менее определено.

Из того факта, что усиление магнитного поля происходит во всех молодых ОСН [27], для которых существуют соответствующие данные, и, учитывая сильную связь между усилением магнитного поля и эффективностью ускорения ядерных КЛ, можно предварительно заключить, что галактические ОСН являются источником галактических КЛ.

Глава 3

Параметры ускорения КЛ по данным наблюдений нетеплового излучения от ОСН

3.1. Введение

В последние годы были предприняты значительные усилия для получения прямых наблюдательных доказательств того, что галактические КЛ (релятивистские ядра и электроны) действительно генерируются в ОСН. Ожидаемый поток γ -излучения от распада π^0 -мезонов, генерируемых в ОСН ускоренными протонами при их столкновениях с тепловыми ядрами среды, достаточно высок, чтобы быть зарегистрированным последним поколением черенковских γ -телескопов [68, 70, 108].

Обнаруженное нетепловое рентгеновское излучение от некоторых ОСН свидетельствует о том, что, по крайней мере, электроны ускоряются до энергий ~ 100 ТэВ [99]. Чтобы убедиться в том, что галактические ОСН действительно являются эффективным источником и ядерной компоненты КЛ необходимо несколько ОСН с надежно установленными астрономическими параметрами, такими как тип взрыва СН, возраст ОСН, расстояние до ОСН и свойства окружающей среды. Применяя к таким ОСН соответствующие модели, которые согласованно описывают динамику, можно предсказать свойства ускоренных частиц, динамические и радиационные эффекты которые они производят, такие как модификация ударной волны и нетепловое излучение в широком диапазоне частот. С точки зрения проблемы происхождения КЛ ключевой величиной является эффективность производства КЛ.

Об успешности той или иной теоретической модели можно судить сравнивая предсказания с экспериментально определенным спектром в широком диапазоне частот и с морфологическими характеристиками ОСН, такими как струк-

тура волокон и общие радиальные и азимутальные изменения излучения.

На практике такое сравнение часто затруднено ограниченностью количества и детальности наблюдательных данных. Главным образом, как правило, плохо известны астрономические параметры ОСН. Хотя возраст нескольких исторических остатков известен, расстояние обычно определено с большой степенью неопределенности.

Следующая проблема заключается в том, что наша нелинейная кинетическая теория содержит физические параметры, которые пока не могут быть теоретически вычислены с необходимой точностью. Это относится к величине и пространственному распределению темпа инжекции ионов и электронов в процесс регулярного ускорения на ударной волне, а также к степени усиления магнитного поля в этом процессе. Однако, значения этих параметров можно вывести из наблюдаемого радио и рентгеновского синхротронного спектра. В этом случае теория предоставляет согласованную модель динамики ОСН и свойств излучения произведенного ускоренными частицами. В частности, теория предсказывает спектр γ -излучения высоких энергий.

Опять же ограничимся здесь рассмотрением ОСН 1006 и ОСН Тихо, как имеющих наиболее широкий набор известных параметров и данных наблюдений.

В этой Главе обобщены результаты опубликованные в работах [14, 20, 21, 28, 32–34, 38, 39]

3.2. Нетепловое излучение остатка СН 1006

На сегодняшний день СН 1006 является единственным ОСН, для которого все астрономические параметры довольно хорошо известны (см. например [109]). Также измерено нетепловое излучение в радио и рентгеновском диапазоне [110–112]. Более того, недавно было зарегистрировано ТЭВ-ное γ -излучение от СН 1006 — как поток, так и морфология [102, 113]. Используя оптические

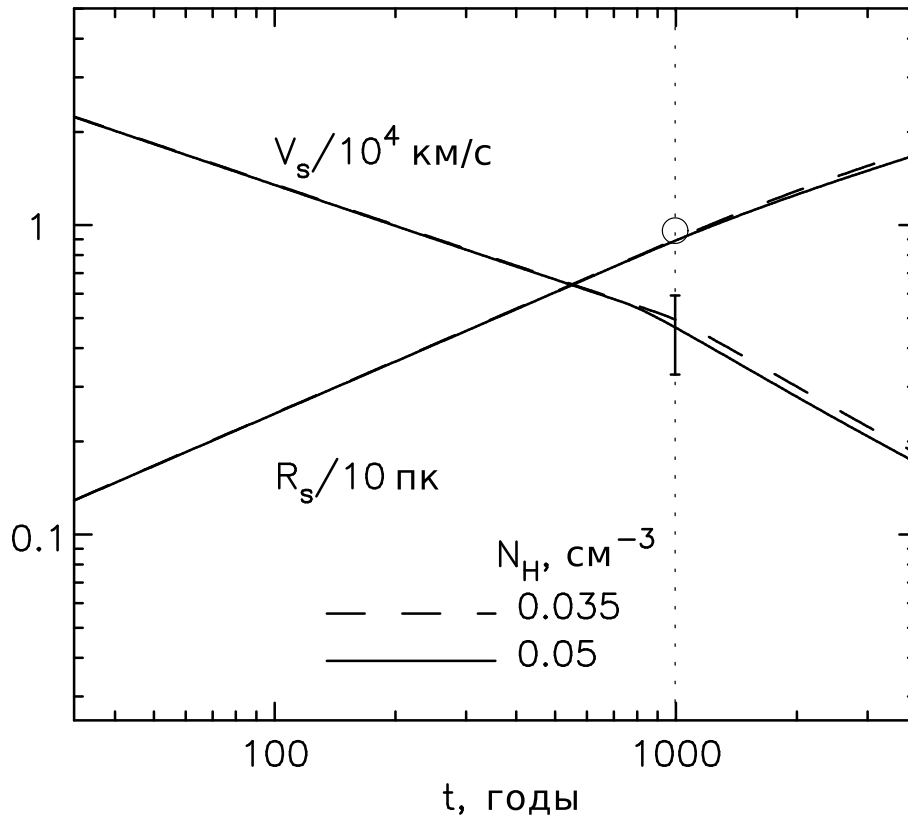


Рис. 3.1. Радиус R_s и скорость V_s ударной волны как функция времени для двух значений концентрации водорода в МЗС $N_H = 0.05 \text{ см}^{-3}$ и $N_H = 0.035 \text{ см}^{-3}$, подогнанные к наблюдаемому радиусу и скорости [115]. Вертикальная пунктирная линия обозначает текущий момент времени.

измерения с относительно высокой точностью было определено и расстояние [114]. Все это делает СН 1006 уникальным случаем для теоретического исследования и детального сравнения с экспериментальными данными.

Поскольку СН 1006 является сверхновой типа Ia, то предполагается, что ее остаток расширяется в однородной МЗС не модифицированной ветром предсверхновой и масса сброшенной оболочки примерно равна пределу Чандрасекара $M_{ej} = 1.4M_\odot$. Плотность МЗС $\rho_0 = 1.4m_p N_H$, которая обычно характеризуется концентрацией водорода N_H , постоянна и является важным параметром существенно влияющим на динамику ОСН и на свойства нетеплового излучения.

В качестве наиболее надежной оценки расстояния до ОСН принято значение $d = 2.2 \text{ кпк}$ [114]. Для разных значений концентрации водорода в МЗС $N_H = 0.08, 0.05$ и 0.035 см^{-3} , с целью достижения согласия с наблюдаемым радиусом $R_s = 9.5 \pm 0.35 \text{ пк}$ и скоростью $V_s = 4500 \pm 1300 \text{ км/с}$ ударной волны

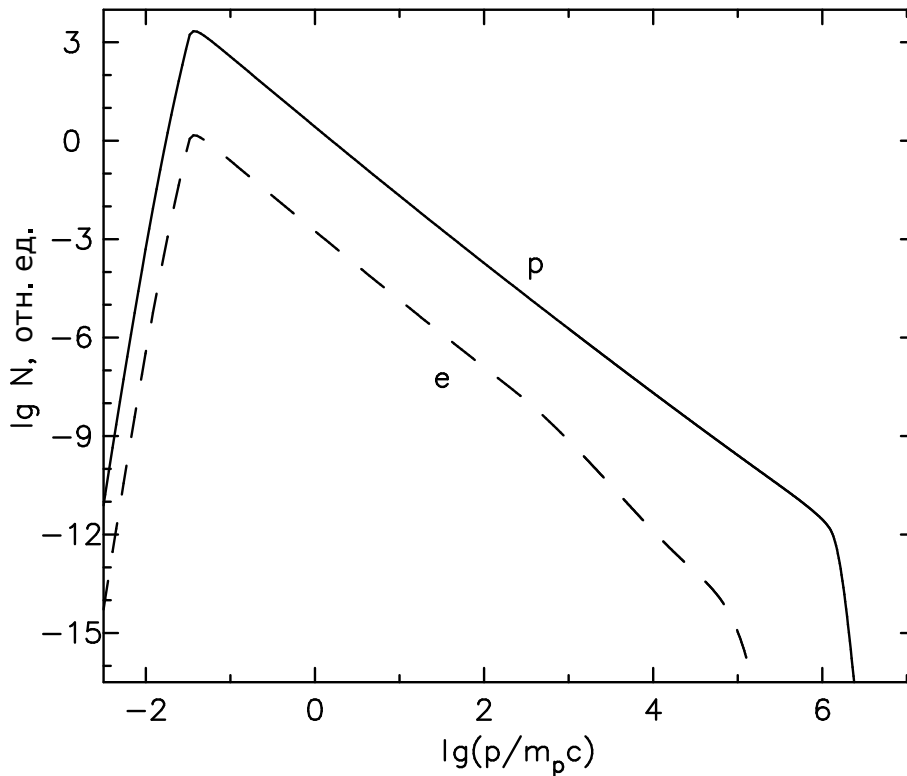


Рис. 3.2. Полный (проинтегрированный по пространству) спектр ускоренных частиц. Сплошная линия соответствует протонам (p), штриховая — электронам (e).

[115, 116], в расчетах используются соответствующие значения энергии взрыва сверхновой $E_{sn} = 2.4, 1.8$ и 1.5×10^{51} эрг. Результаты расчетов представленные на Рисунке 3.1 выполнены для величины усиленного магнитного поля в области предфронта $B_0 = 30$ мкГс, хотя, следует отметить, что радиус R_s и скорость V_s ударной волны довольно слабо зависят от B_0 . Полная степень сжатия σ в текущий момент времени для $N_H = 0.08, 0.05$ и 0.035 см $^{-3}$ соответственно равна 5.1, 4.9 и 4.7. Степень сжатия на предфронте σ_s в всех случаях примерно равна 3.7.

На Рисунке 3.2 представлен проинтегрированный по объёму спектр ускоренных протонов и электронов. Максимальная энергия ускоренных протонов ϵ_{max}^p больше 10^{15} эВ. Показатель спектра электронов $\gamma \approx 2$ равен протонному при энергиях ниже $\epsilon_l \approx 1$ ТэВ, выше которой начинают сказываться синхротронные потери. Максимальная энергия электронов ϵ_{max}^e составляет около 10^{14} эВ.

На Рисунках 3.3 и 3.4 продемонстрировано согласие рассчитанного для концентрации водорода в МЗС $N_H = 0.05$ см $^{-3}$ с набором параметров наилучшего

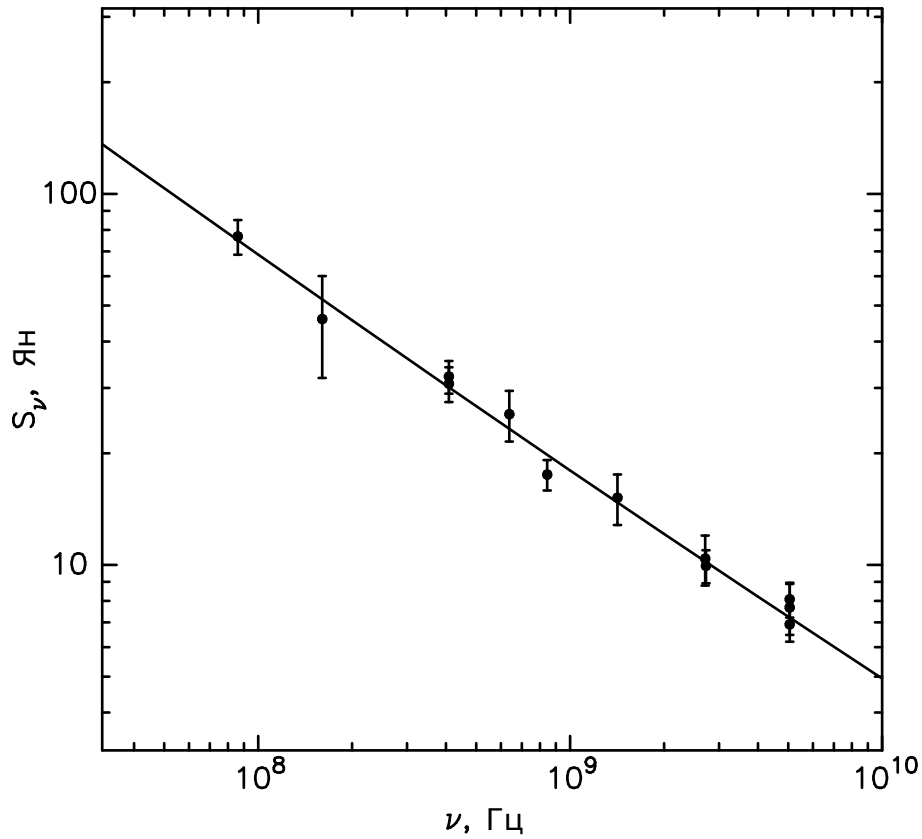


Рис. 3.3. Дифференциальный поток синхротронного радиоизлучения как функция частоты, рассчитанный для значений концентрации водорода в МЗС $N_H = 0.05 \text{ см}^{-3}$, темпа инжекции протонов $\eta = 3 \times 10^{-4}$, отношения количества электронов к протонам $K_{ep} = 4 \times 10^{-4}$ и напряженности магнитного поля в области предфронта $B_0 = 30 \text{ мкГс}$. Данные наблюдений взяты из компиляции [110].

соответствия ($\eta = 3 \times 10^{-4}$, $K_{ep} = 4 \times 10^{-4}$, $B_0 = 30 \text{ мкГс}$) синхротронного спектра с данными наблюдений. Представленные дифференциальные потоки синхротронного радио (S_ν) и рентгеновского ($dF_\gamma/d\epsilon_\gamma$) излучений связаны соотношением $\nu S_\nu = \epsilon_\gamma^2 dF_\gamma/d\epsilon_\gamma$.

Следует отметить, для того, чтобы получить значения $\alpha > 0.5$ показателя спектра радио излучения ($\alpha = -d \ln S_\nu / d \ln \nu$), наблюдаемые от молодых ОСН, необходим выгнутый спектр ускоренных электронов, который становится жестче с увеличением энергии. Именно такое поведение спектра ускоренных частиц и предсказывалось нелинейными моделями ускорения на ударных волнах [93]. Недавно было продемонстрировано, что наблюдаемый спектр синхротронного радио излучения СН 1006 действительно становится жестче с ростом энергии

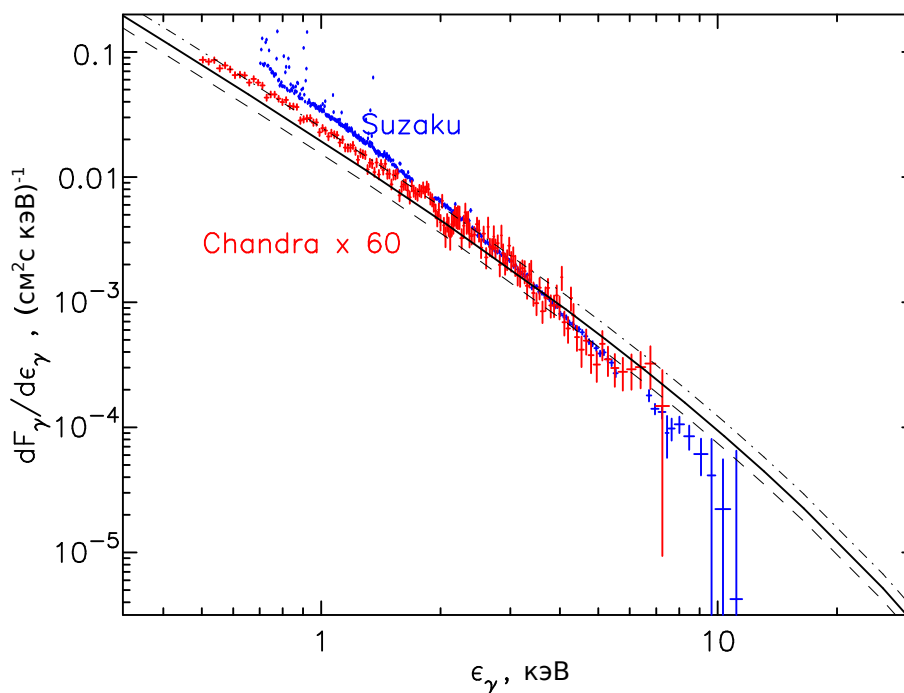


Рис. 3.4. Поток синхротронного рентгеновского излучения как функция энергии фотона для тех же параметров, что и на Рисунке 3.1 (сплошная линия). Результаты расчетов для $B_0 = 27$ мкГс и 33 мкГс представлены штриховой и штрих-пунктирной линиями. Приведены измерения Chandra рентгеновского потока из небольшой яркой области на северо-восточном краю СН 1006 [110] (красным цветом) и полный рентгеновский спектр Suzaku (синим цветом) [112]. Поток рентгеновского излучения Chandra для соответствия потоку Suzaku при энергиях $\epsilon > 2$ кэВ умножен на 60.

[111]. Модификация ударной волны, необходимая для воспроизведения наблюдаемого в СН 1006 значения $\alpha = 0.57$, достигается при эффективном ускорении КЛ с темпом инъекции протонов $\eta \approx 3 \times 10^{-4}$.

В представленных на Рисунке 3.4 данных предполагается, что только самая высокоэнергичная часть спектра рентгеновского излучения $\epsilon > 2$ кэВ имеет преимущественно нетепловое происхождение. В сторону меньших энергий $\epsilon < 2$ кэВ вклад теплового излучения в рентгеновский спектр постепенно увеличивается, на что указывает спектр Suzaku. Для сравнения с расчетом используется поток рентгеновского излучения Chandra из небольшой яркой области северо-восточной части обода СН 1006, где вклад теплового рентгеновского излучения, предположительно, минимален [109, 110]. Чтобы применить его ко всему остатку, этот поток необходимо нормализовать для соответствия при энергиях

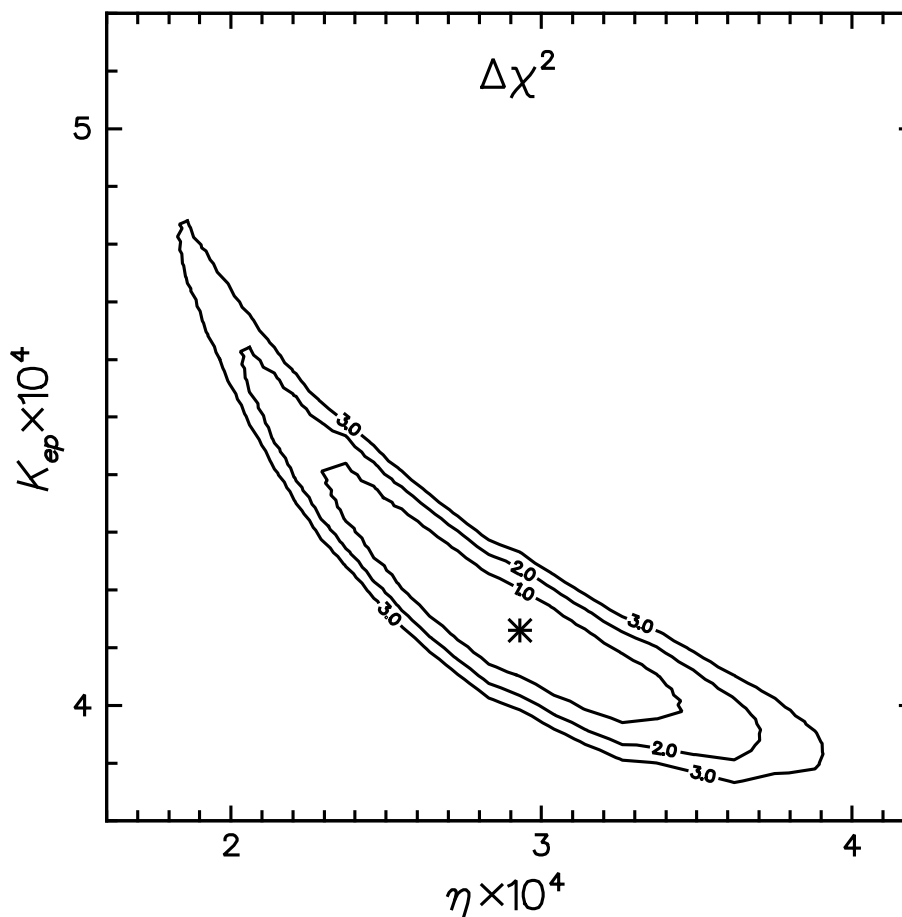


Рис. 3.5. Контуры равного отклонения $\Delta\chi^2$ от минимального значения χ^2 в плоскости K_{ep} (отношение электронов к протонам) и η (темп инъекции протонов). Звездочкой отмечено положение минимума χ^2/dof равное 1.3, соответственно наилучшее соответствие расчетов измерениям достигается при $\eta = 3 \times 10^{-4}$ и $K_{ep} = 4 \times 10^{-4}$. При подгонке данные радио и нетеплового рентгеновского измерений использованы совместно.

$\epsilon > 2$ кэВ глобальному рентгеновскому спектру, полученному Suzaku [112]. Согласие с рентгеновскими данными, показанное на Рисунке 3.4, достигается при оптимальном значении магнитного поля $B_0 = 30$ мкГс, которое соответствует полю за фронтом $B_d \approx 150$ мкГс. Это согласуется с выводом об усилении поля, вытекающего из анализа волоконных структур в жестких рентгеновских лучах (см. Главу 2).

На Рисунке 3.5 представлены контуры χ^2 , характеризующего качество подгонки, в плоскости η и K_{ep} . Видно, что качество подгонки довольно хорошее — допустимыми являются только небольшие диапазоны изменения этих параметров. Качество подгонки радио спектра и рентгеновского спектра при $\epsilon > 2$ кэВ

для $B_0 = 30$ мкГс характеризуется значением $\chi^2/dof = 1.3$. Увеличение χ^2 на единицу ($\Delta\chi^2 \approx 1$) достигается изменением напряженности магнитного поля всего лишь на 10 % (см. Рисунок 3.4). Следует также отметить, что спектр синхротронного излучения практически не зависит от плотности МЗС N_H .

3.2.1. Эффективность ускорения

На Рисунке 3.6 представлена зависимость от времени полной энергии ускоренных КЛ E_c в ходе эволюции ОСН. Значение E_c , полученное в сферически симметричном расчете, уменьшено здесь на коэффициент $f_{re} = 0.2$ (см. Главу 1). Согласно Рисунку 3.6, $E_c/E_{sn} \approx 0.05$ и 0.065 соответственно для $N_H = 0.05$ и 0.08 см⁻³. Эти значения немного ниже, чем ≈ 0.1 , которое требуется в среднем от ОСН для того, чтобы быть основным источником КЛ в Галактике. Причина этого в том, что СН 1006 является довольно молодым объектом в эволюционном смысле: в соответствии с Рисунком 3.6 $E_c(t)/E_{sn}$ приблизится к этому каноническому значению в течении дальнейшей эволюции. С другой стороны, требование средней эффективности ≈ 0.1 базируется на предполагаемом среднем значении $E_{sn} = 10^{51}$ эрг в Галактике, которое составляет около половины нашего значения $E_{sn} = 2 \times 10^{51}$ эрг. Поэтому рассчитанная эффективность $E_c/E_{sn} \approx 0.05$ удовлетворяет среднему требованию даже для современной эпохи.

3.2.2. Полный спектр нетеплового излучения

Рисунок 3.7 иллюстрирует соответствие спектров синхротронного и γ -излучения, рассчитанных с наборами параметров наилучшей подгонки ($\eta = 3 \times 10^{-4}$ и $K_{ep} = 4.1 \times 10^{-4}$ для $N_H = 0.05$ см⁻³, $\eta = 3 \times 10^{-4}$ и $K_{ep} = 2.6 \times 10^{-4}$ для $N_H = 0.08$ см⁻³), наблюдаемым пространственно интегрированным спектром. Для сравнения с потоками от всей сверхновой данные H.E.S.S. [102] для NE и SW областей увеличены в два раза. Как видно из Рисунка 3.7, рассчитанный синхротронный спектр хорошо согласуется с наблюдениям как в радио [110],

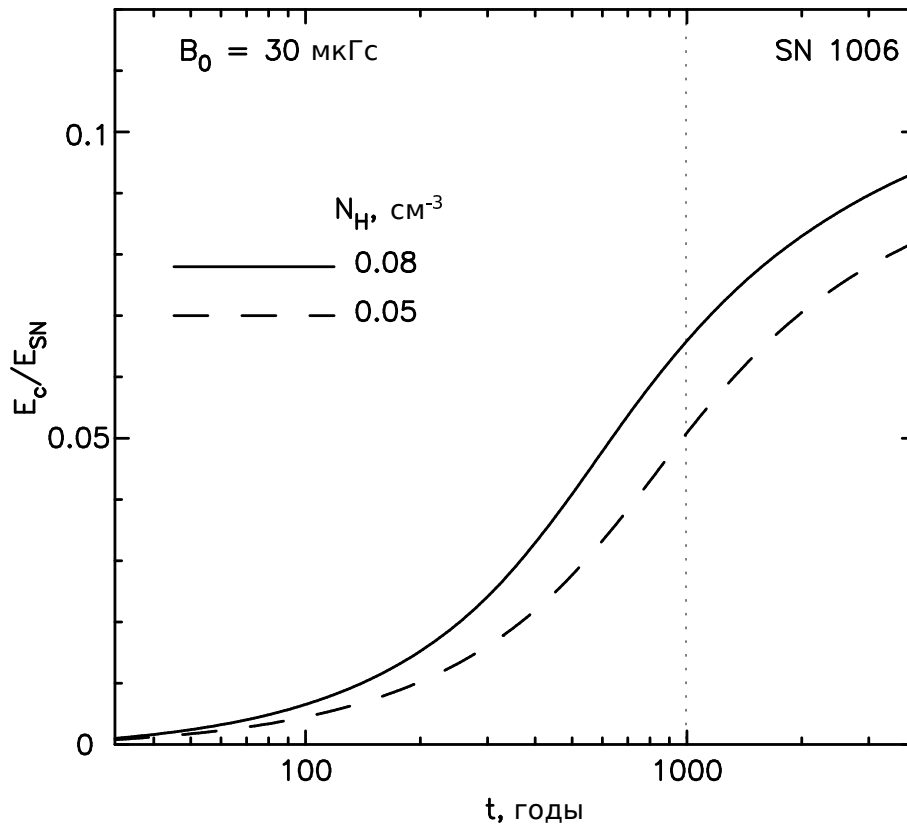


Рис. 3.6. Полная энергия ускоренных КЛ E_c , нормализованная к кинетической энергии взрыва E_{sn} , в зависимости от времени, рассчитанная для $N_H = 0.08 \text{ см}^{-3}$ (сплошная линия) и для $N_H = 0.05 \text{ см}^{-3}$ (штриховая линия). Здесь и на последующих рисунках величина $B_0 = B_d/\sigma$ означает напряженность усиленного магнитного поля в области перед фронтом ударной волны, где σ — полная степень сжатия ударной волны. Вертикальная пунктирная линия обозначает текущий момент времени t_{SN} .

так и в рентгеновском [112] диапазонах.

Важным параметром, который не может быть определен на основе анализа данных синхротронного излучения является плотность окружающей МЗС N_H : действительно, из Рисунка 3.7 видно, что спектр синхротронного излучения практически не зависит от плотности окружающей МЗС. Результаты расчетов представлены для пары значений $N_H = 0.08$ и 0.05 см^{-3} , которые, по всей видимости, ограничивают диапазон плотностей окружающей МЗС, совместимых с данными H.E.S.S.

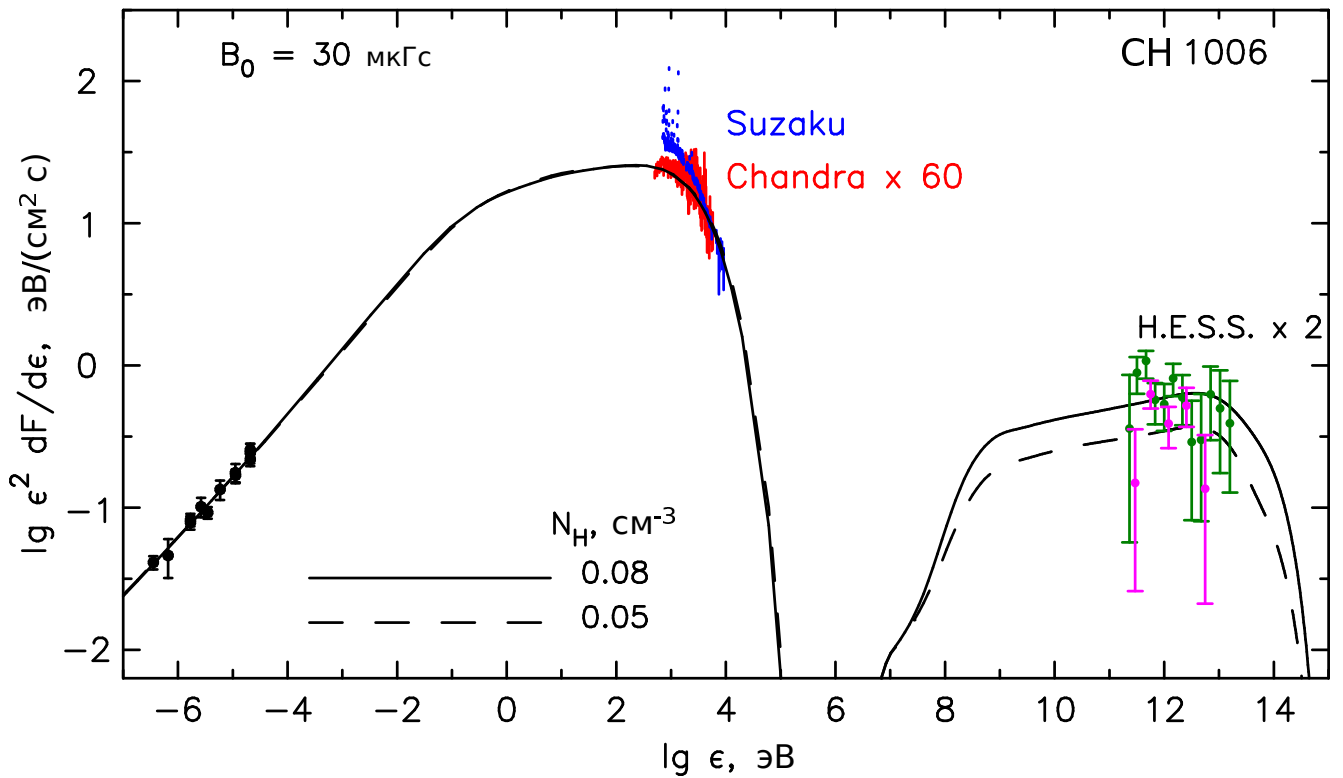


Рис. 3.7. Поток энергии нетеплового излучения всего остатка SN 1006 в зависимости от энергии фотона, рассчитанный для $N_H = 0.08 \text{ см}^{-3}$ (сплошная линия) и $N_H = 0.05 \text{ см}^{-3}$ (штриховая линия), в сравнении с наблюдательными данными. Данные по радио излучению взяты из компиляции [110]. Рентгеновские данные те же, что и на Рисунке 3.4. Данные H.E.S.S. [102] представлены для NE области (зеленый цвет) и для SW области (пурпурный цвет). Для сравнения с теоретическим спектром от всего остатка потоки H.E.S.S. из обеих областей увеличены в 2 раза.

3.2.3. Морфология γ -излучения

Морфология γ -излучения, по данным наблюдений H.E.S.S. [102], согласуется с представлением о полярной геометрии ускорения за счет предпочтительной инжекции ядерных частиц в квази-параллельных областях ударной волны (см. Раздел 1.4). Такая геометрия магнитного поля также была экспериментально подтверждена на основе анализа морфологии синхротронного излучения в жестких рентгеновских лучах [109, 117]. Это означает, что γ -излучение рассчитанное в сферически симметричной модели должно быть перенормировано (уменьшено) на множитель $f_{re} \approx 0.2$. Этот фактор перенормировки применяется и здесь.

Такая морфология также является ключевым аргументом в пользу существования энергетически доминирующей ядерной компоненты КЛ в SN 1006,

потому что только ядерная компонента может усиливать магнитное поле до требуемого уровня, а ускоренные электроны не могут.

Вопрос, являются ли яркие NE и SW области СН 1006 квазипараллельными участками сферической ударной волны или нет, все еще обсуждается [118–120]. С другой стороны, в [121] по результатам детального исследования радио-морфологии утверждается, что радио лимбы морфологически подобны рентгеновским и γ лимбам и являются полярными шапками, и что электроны ускоряются с эффективностью характерной для квазипараллельной инжекции. Вышеупомянутые теоретические аргументы и анализ рентгеновских данных говорит против сценария, где магнитное поле в лимбах перпендикулярно нормали ударной волны [122]. В [121] также пришли к выводу, что остающаяся асимметрия (размеры лимбов и различная поверхностная яркость), отчетливо видная также в данных H.E.S.S. [102], можно объяснить градиентом напряженности окружающего магнитного поля МЗС.

Дополнительные аргументы, подтверждающие, что NE и SW области соответствуют квази-параллельным областям приведены в [123]. Анализ поляризации радиоизлучения привел их к выводу, что магнитное поле в СН 1006 радиальное в NE и SW секторах и тангенциальное в SE секторе радио оболочки. Кроме того, они установили, что максимум поляризации находится в SE области, следовательно, магнитное поле там сильно упорядочено. С другой стороны, низкая степень поляризации в NE и SW секторах предполагает наличие значительной случайной компоненты магнитного поля. Тот факт, что область турбулентного магнитного поля совпадает с областью самого яркого синхротронного излучения в SW подтверждает наличие эффективного ускорения ядерной компоненты КЛ, с последующим усилением магнитного поля, которое обеспечивает его сильное перемешивание.

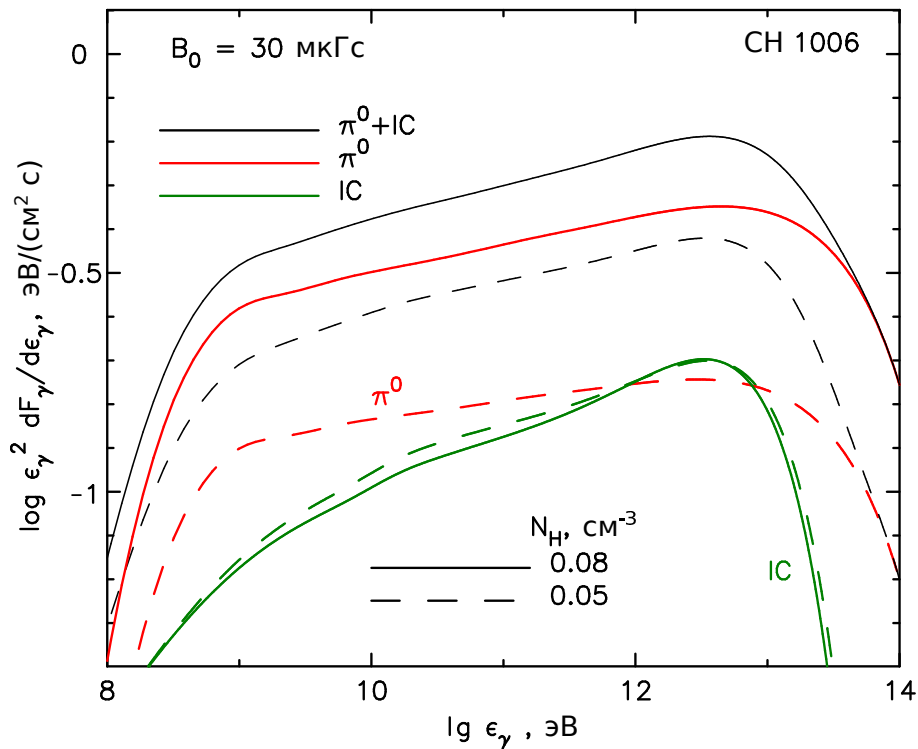


Рис. 3.8. Полный поток ($\pi^0 + \text{IC}$) (черные линии), π^0 (красные линии) и IC (зеленые линии) компоненты дифференциального потока энергии как функция энергии γ -кванта, рассчитанные для концентраций водорода в МЗС $N_H = 0.05 \text{ см}^{-3}$ (штриховые линии) и $N_H = 0.08 \text{ см}^{-3}$ (сплошные линии) и для параметров инжекции, полученных из подгонки к полному синхротронному спектру.

3.2.4. Относительный вклад компонент в поток γ -излучения

На Рисунке 3.8 представлены компоненты потока γ -излучения остатка, обусловленные распадом π^0 -мезонов и обратным эффектом Комптона (IC), и суммарный спектр рассчитанные для двух плотностей окружающей МЗС $N_H = 0.05$ и 0.08 см^{-3} . Вклад этих двух компонент в полный поток γ -излучения при плотности среды $N_H = 0.05 \text{ см}^{-3}$ примерно одинаков, тогда как при $N_H = 0.08 \text{ см}^{-3}$ вклад ядерной компоненты превышает вклад IC компоненты более чем в два раза.

Видно, что по форме спектр γ -излучения, производимый ядерной компонентой КЛ весьма схож со спектром IC излучения, производимого электронной компонентой КЛ, особенно в случае $N_H = 0.05 \text{ см}^{-3}$. Поэтому будет трудно по измерениям γ -излучения отличить сценарий гипотетически доминирующего IC

излучения от обсуждаемого здесь спектра смешанного γ -излучения. Таким образом, наблюдаемый спектр γ -излучения сам по себе не в состоянии различить адронную и лептонную компоненты γ -излучения. Однако, в работе [28] было показано, что такой низкий поток γ -излучения, с сильно подавленным IC излучением из-за синхротронных потерь электронов, возможен только в случае эффективного ускорения ядерной компоненты КЛ, сопровождающегося сильным усилением магнитного поля.

3.2.5. Радиальный профиль яркости γ -излучения

Экспериментально различить γ -излучение распада π^0 -мезонов и IC излучение можно по измерениям радиального профиля яркости в ТэВ-ном диапазоне энергий. Как было показано в [20], радиальный профиль ТэВ-ного γ -излучения от распада π^0 -мезонов имеет пик вблизи края остатка и имеет ширину около 20% радиуса остатка. С другой стороны, пик IC γ -излучения должен быть значительно уже — примерно на один порядок величины. Такая форма профиля IC γ -излучения физически идентична волоконной структуре обнаруженной в кэВ-ных рентгеновских лучах [87, 88], поскольку кэВ-ное синхротронное излучение и ТэВ-ное IC γ -излучение производятся одними и теми же электронами с энергиями около 100 ТэВ.

На Рисунке 3.9 приведены радиальные профили яркости γ -излучения $J_\gamma(\rho)$ как функции проецированного радиального расстояния ρ , соответствующие энергии $\epsilon_\gamma > 0.5$ ТэВ и рассчитанные для $N_H = 0.05 \text{ см}^{-3}$. Видно, что профиль IC компоненты действительно существенно тоньше профиля π^0 компоненты. Суммарный профиль этих двух компонент имеет ширину на половине максимума около $0.15R_s$, что меньше, чем наблюдалось Н.Е.С.С. После сглаживания функцией рассеяния точки Н.Е.С.С. суммарный профиль согласуется с наблюдением Н.Е.С.С. при $\rho > 0.5R_s$, но значительно превосходит значения Н.Е.С.С. при меньших радиальных расстояниях $\rho < 0.5R_s$. Причина этого несоответствия проста.

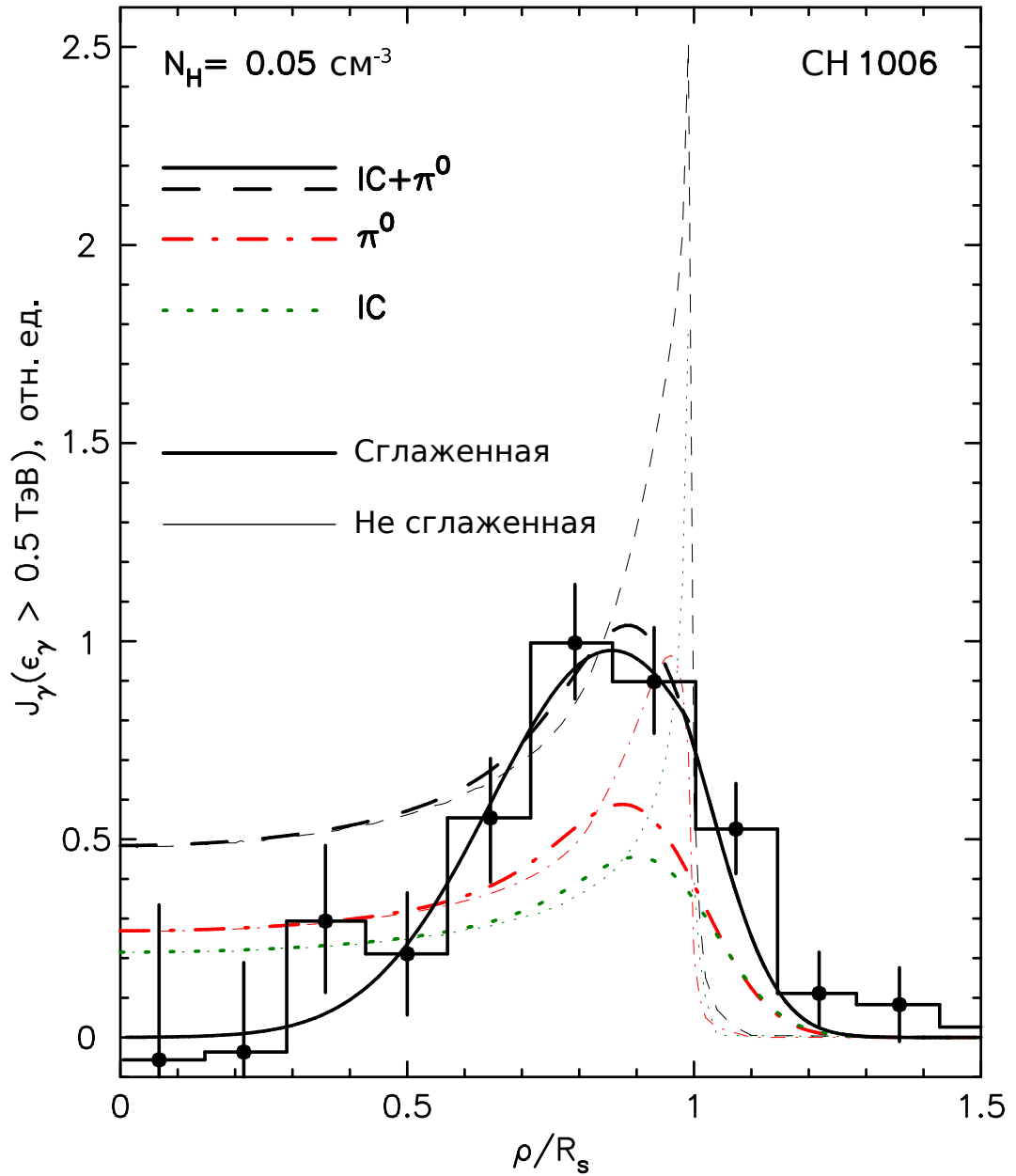


Рис. 3.9. Радиальная зависимость профиля яркости γ -излучения при энергиях $\epsilon_\gamma > 0.5 \text{ ТэВ}$. Приведены IC (пунктирные линии), π^0 (штрих-пунктирные линии) компоненты γ -излучения, а также их сумма (штриховая линия). Профили, сглаженные функцией рассеяния точки H.E.S.S., представлены толстыми линиями. Толстая сплошная линия соответствует излучению из двух конических областей. Данные измерения H.E.S.S. [102] представлены так, что угловой радиус 0.24° положения пика профиля H.E.S.S. принят равным $\rho = 0.85R_s$.

На самом деле, чтобы смоделировать адронное излучение фактического остатка, из-за сильной угловой зависимости темпа инжекции, должны приниматься во внимание только те ядерные КЛ, которые занимают два конуса с углом полураствора $\sim 30^\circ$ направленных от центра остатка в направлениях NE и SW. Радиальный профиль γ -излучения соответствующих долей хорошо согласуются с данными H.E.S.S. (Рисунок 3.9). В этом случае луч зрения $\rho = 0.7R_s$ ограничивает внешнюю сферическую область остатка, которая содержит большую часть ускоренных КЛ, что приводит к уменьшению яркости при $\rho < 0.7R_s$.

Для уверенного отличия γ -излучение распада π^0 -мезонов от IC излучения потребуются установки с угловыми разрешениями, по крайней мере, на один порядок выше, чем у H.E.S.S. Однако, следует отметить, что измеренный радиальный профиль установкой H.E.S.S., где ширина пиков составляет 20% от радиуса остатка [102], является явным свидетельством того, что ядерная компонента КЛ ускоряется эффективно. В самом деле, если содержание энергии в ядерных КЛ было бы мало из-за неэффективного ускорения протонов, можно было бы сделать вывод, что магнитное поле в остатке не усиливается в какой-либо существенной степени. В таком сценарии неэффективного ускорения электроны с энергиями в десятки ТэВ, которые производят ТэВ-ное IC излучение, будут распределены по сферическому остатку почти равномерно. Поэтому ожидаемая радиальная ширина области их γ -излучения будет значительно больше, чем ожидается от протонов в случае их эффективного ускорения.

3.2.6. Плотность внешней среды

В соответствии с Рисунком 3.7 данные H.E.S.S. согласуются с концентрацией водорода в МЗС лежащей в пределах $0.05 \leq N_H \leq 0.08 \text{ см}^{-3}$. Также видны признаки того, что фактическая плотность ближе к нижней границе этого интервала, скажем $N_H \approx 0.06 \text{ см}^{-3}$. Нижняя граница этого интервала также является предпочтительной с точки зрения теории взрыва сверхновой: соответствующая

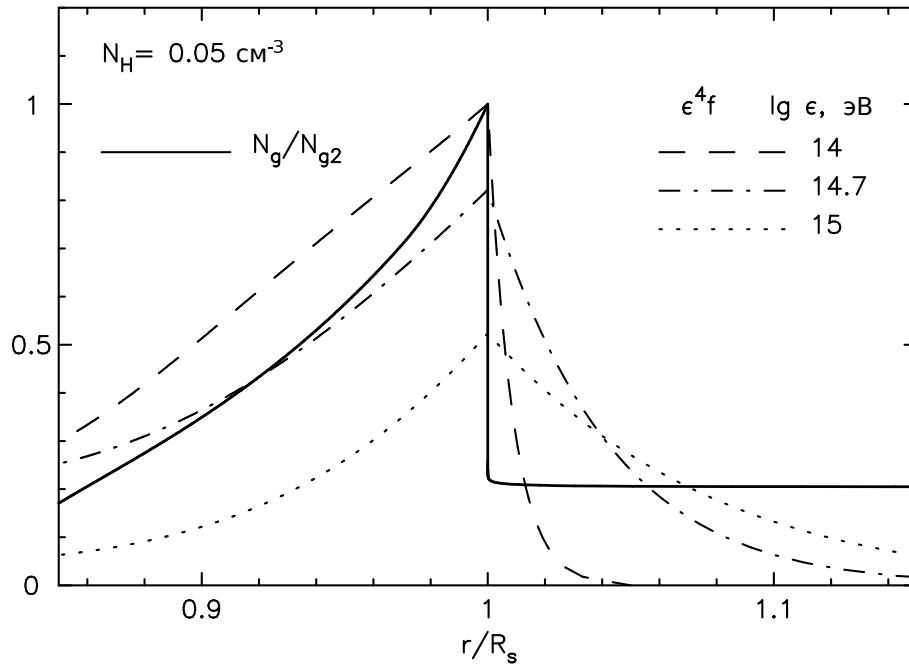


Рис. 3.10. Радиальный профиль концентрации газа N_g (в единицах концентрации газа непосредственно за фронтом N_{g2}) и пространственное распределение протонов f для трех значений энергии протона ϵ .

энергия взрыва $E_{sn} \approx 1.9 \times 10^{51}$ эрг близка к верхней границе диапазона типичной энергии взрыва сверхновой типа Ia [124, 125]. Кроме того, по анализу измерений теплового рентгеновского излучения в [126] сделан вывод, что значение $N_H \approx 0.05 \text{ см}^{-3}$, вероятно, является репрезентативным для плотности среды вокруг SN 1006. Это явилось серьезным подтверждением правильности построенной теории и результатов измерений H.E.S.S.

3.2.7. Максимальная энергия спектра γ -излучения.

Необходимо отметить, что обрезание теоретического γ -спектра (Рисунки 3.7 и 3.8) начинается уже при $\epsilon_\gamma \approx 10^{13}$ эВ. Это значение неожиданно мало, поскольку степенной спектр протонов продолжается вплоть до энергии $\epsilon \approx 10^{15}$ эВ и можно было бы ожидать обрыв спектра γ -излучения при $\epsilon_\gamma \sim 10^{14}$ эВ. Причиной этого является прогрессивное уменьшение области перекрытия радиального профиля плотности газа $N_g(r) = \rho(r)/m_p$ и радиального профиля функции распределения протонов $f(r, \epsilon)$ при энергиях $\epsilon > 10^{14}$ эВ. Как видно из Рисунка 3.10,

концентрация газа имеет пик $N_{g2} = \sigma N_{ISM}$ на фронте ударной волны $r = R_s$ и уменьшается к центру остатка в 2 раза на расстоянии $l_g \approx 0.06R_s$ от фронта. Радиальный профиль функции распределения протонов при энергиях $\epsilon \leq 10^{14}$ эВ имеет схожее поведение. При более высоких энергиях $\epsilon > 10^{14}$ эВ толщина радиального распределения растет с энергией, так при $\epsilon \approx 10^{15}$ эВ перекрытие с профилем плотности газа в два раза меньше чем при $\epsilon = 10^{14}$ эВ. Это приводит к более низкой энергии обрезания γ -спектра по сравнению с тем, что можно было бы ожидать в простом случае энергетически независимой области перекрытия протонов КЛ с распределением газа.

3.3. Природа γ -излучения ОСН Тихо

Даже в случае простых объектов, таких как ОСН типа Ia в галактическом газовом диске, остается вопрос, является ли околозвездная среда однородной по плотности газа или нет, и какую роль эта неоднородность играет в формировании наблюдаемого спектра и морфологии наблюдаемого γ -излучения. Этот вопрос обсуждается здесь применительно к ОСН Тихо. Остаток пространственно не разрешен в γ -лучах, но в остальном достаточно хорошо изучен. Пространственно-интегрированный ТэВ-ный спектр, обнаруженный установкой VERITAS [127], хорошо согласуется с теоретической моделью взрыва сверхновой типа Ia в однородной МЗС, подробно описанной в нашей работе [32]. Однако, обнаруженное телескопом Fermi LAT γ -излучение высоких энергий (>400 МэВ) [128] не согласуется с этой нелинейной моделью, показывая значительный избыток при ГэВ-ных энергиях. В работе [129] попытались понять этот результат, предполагая спектр протонов КЛ $N \propto \epsilon^{-\gamma}$ со спектральным индексом $\gamma = 2.2$. Этот спектр гораздо круче спектра, полученного в [32] $\gamma \approx 2$. При получении этого результата в [129] предполагается бомовская диффузия для всех ускоренных частиц. Однако, как будет показано ниже, такая интерпретация содержит внутреннее противоречие: бомовская диффузия даже при самых высоких энер-

гиях ускоренных частиц не согласуется с таким крутым спектром протонов.

Здесь дана новая интерпретация обнаруженного γ -излучения ОСН Тихо. Она основана на предположении, что фактическая МЗС является неоднородной — с вкраплениями плотных облаков [130, 131].

3.3.1. Случай однородной МЗС

Детальное исследование ОСН Тихо как ОСН типа Ia [132] в однородной МЗС с целью сравнения результатов теории с имеющимися наблюдательными данными было проведено в нашей работе [32]. Было установлено, что стандартное значение массы сброшенной оболочки сверхновой $M_{ej} = 1.4M_{\odot}$ и полная кинетическая энергия взрыва $E_{sn} = 1.2 \times 10^{51}$ эрг [133] совместно с динамикой газа, теорией ускорения и существующим на тот момент верхним пределом HEGRA ТэВ-ного γ -излучения устанавливают верхний предел расстояния до источника d в 3.3 кпк. Соответствующая концентрация окружающего газа N_g должна быть меньше 0.4 см^{-3} . С другой стороны, довольно низкие оценки расстояния по независимым измерениям и аргументы внутренней согласованности теоретической модели указывали на то, что фактический поток γ -излучения от ОСН Тихо лишь немного ниже верхнего предела HEGRA. Магнитное поле в этом случае также сильно усилено ускоренными КЛ и предполагает среднюю напряженность поля $\approx 400 \mu\text{G}$, что в свою очередь подразумевает полное доминирование γ -излучения ядерного происхождения.

ТэВ-ное γ -излучение от ОСН Тихо, обнаруженное установкой VERITAS [127], хорошо соответствует этим ожиданиям. Как видно из Рисунка 3.11, новый спектр γ -излучения, вычисленный в рамках кинетической нелинейной теории (показан штриховой линией), хорошо согласуется с измерениями VERITAS. Этот расчет был выполнен в соответствии с обычной процедурой. Темп инъекции протонов $\eta = 3 \times 10^{-4}$ по-прежнему совместим с необходимой модификацией ударной волны и смягчением наблюдаемого спектра синхротронного радио-

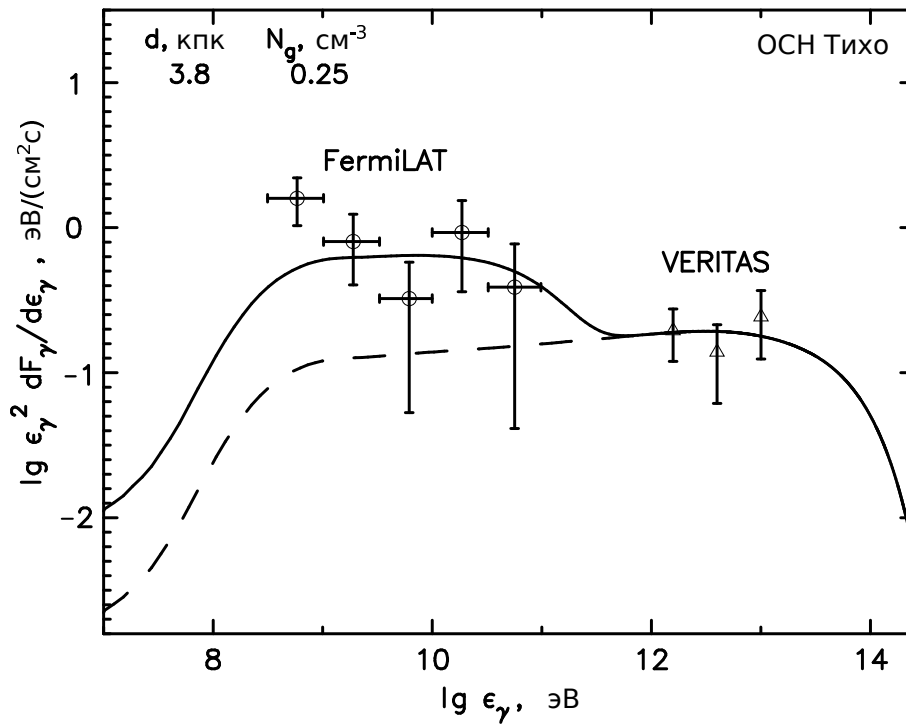


Рис. 3.11. Поток энергии γ -излучения Csn Тихо как функция энергии γ -кванта ϵ_γ , рассчитанная для расстояния до источника $d = 3.8$ кпк. Приведены также экспериментальные данные полученные Fermi [128] и VERITAS [127]. Штриховой и сплошной линией соответственно представлены вклады теплой фазы МЗС и полный спектр потока энергии γ -излучения включающий вклад из облаков.

излучения. Для соответствия наблюдаемому потоку ТэВ-ного γ -излучения было принято новое расстояние $d = 3.8$ кпк и соответствующая плотность окружающей МЗС $N_g = 0.25 \text{ см}^{-3}$.

Однако, как отмечалось выше, спектр γ -излучения измеренный Fermi при энергиях 400 МэВ – 100 ГэВ [128] оказался значительно (с коэффициентом от 2 до 5) выше значения предсказаний теории (см. Рисунок 3.11).

3.3.2. Крутой спектр ускоренных КЛ?

Полный спектр γ -излучения может быть объяснен существенно более крутым спектром КЛ для всех энергий выше ≈ 1 ГэВ, по сравнению с жестким спектром, обсуждаемым в этом Разделе. Такое объяснение было предложено в работе [129]. Там также использован нелинейный подход и предполагается однородная МЗС. Тем не менее, их модель существенно отличается от нашей с

точки зрения внутренней согласованности. Для некоторых аспектов нелинейной задачи, которые требуют последовательного определения спектра КЛ вместе с зависящей от времени динамикой расширяющейся сферической ударной волны, там использован упрощенный полуаналитический подход. Но это не является принципиальным недостатком. Кроме того, во-первых, не допускается, что некоторая часть ударной волны остатка должна быть локально квази-перпендикулярной, где инжекция надтепловых, ионизированных ядер будет сильно подавлена. Модель магнитного поля топологически эквивалентна предположению однополярного магнитного поля. Как следствие, предполагается одинаково эффективная инжекция/ускорение КЛ на всей поверхности ударной волны. Во-вторых, игнорируется любой неадиабатический нагрев газа предфронта. Поэтому при определении параметров ударной волны давление магнитного поля в модели играет более важную роль, чем давление газа. С другой стороны, численное моделирование нерезонансной неустойчивости [134, 135], вызванной КЛ в области предфронта, наглядно демонстрируют значительный нагрев газа. В рамках таких предположений, действительно возможно получить формальное решение с крутым спектром КЛ, соответствующим существующим измерениям. Однако, помимо обсуждаемых различий между двумя подходами, схема [129] в дополнение содержит предположение о бомовской диффузии для всех частиц, в том числе и для самых высоких энергий. Для полученного крутого спектра это представляет внутреннее противоречие, которое делает такое решение непоследовательным.

Для прояснения этого потребуется краткий анализ общих свойств ускорения КЛ в сферических ударных волнах:

Расширяющаяся сферическая ударная волна производит степенной спектр ускоренных КЛ по импульсам, до импульса обрезания определяемой выражением [56]

$$\kappa(p_{max}) = R_s V_s / A, \quad (3.1)$$

где κ это коэффициент диффузии КЛ, R_s и V_s — соответственно радиус и скорость ударной волны и A — числовой коэффициент, значение которого зависит от закона расширения ударной волны. Для грубых оценок можно использовать значение $A = 10$. Следует отметить, что приведенное выше выражение также приблизительно справедливо и для несферических ударных волн, например, для ударной волны, проходящей через плотное облако. В этом случае половина среднего размера облака l , т.е. $l/2$, играет роль радиуса ударной волны R_s .

Когда КЛ рассеиваются главным образом альфвеновскими волнами, то коэффициент диффузии может быть записан в виде

$$\kappa(p) = \kappa_{Bohm}(p) E_B / E_w(k = 1/\rho_B), \quad (3.2)$$

где

$$\kappa_{Bohm} = \rho_B v / 3 \quad (3.3)$$

— теоретически минимальный коэффициент диффузии, так называемый бомовский коэффициент, v и ρ_B — скорость и гирорадиус частицы, $E_B = B^2 / (8\pi)$ — плотность энергии крупномасштабного магнитного поля и $E_w(k)$ — плотность энергии альфвеновских волн на единицу логарифма волнового числа k .

В области предфронта сильной ударной волны, ускоряющей КЛ, развивается нерезонансная потоковая неустойчивость [134]. Диффузионный поток ускоренных КЛ в этой области будет настолько сильным, что растущие МГД моды проявляются во внешней части предфронта с темпами роста, превышающими темпы роста, хорошо известной, резонансной альфвеновской моды. Ожидается, что из-за этих неустойчивостей внешнее магнитное поле B_{ISM} будет усиливаться во всем предфронте до $B \gg B_{ISM}$, поскольку основной эффект производят наиболее энергичные КЛ с импульсами $p \sim p_{max}$, которые в процессе ускорения заполняют весь предфронт.

Генерация альфвеновских волн в области предфронта ударной волны [4] является дополнительной неустойчивостью. Это приводит, в частности, к высокому уровню волн резонансного рассеяния. Таким образом, общим усилением

поля будет результат всех неустойчивостей имеющих место в области предфронта.

Эти механизмы приводят к пределу Бома $\kappa(p) = \kappa_{Bohm}(p)$ диффузии КЛ, который достигается при достижении условия $E_w(k) = E_B$.

КЛ со спектром $N \propto p^{-\gamma}$ генерируют спектр альфвеновских волн $E_w \propto k^{\gamma-2} \propto p^{2-\gamma}$, где k и p приблизительно связаны отношением $k = 1/\rho_B$. Это может быть представлено в виде

$$E_w(p) = E_m \times (p/p_{max})^{2-\gamma}, \quad (3.4)$$

где $E_m = E_w(p_{max})$.

В случае крутого спектра КЛ усиленное магнитное поле B производится КЛ с импульсами $p \sim m_p c$, поскольку эти КЛ дают основной вклад в полную энергию КЛ (здесь m_p — масса покоя протона). Поэтому условие бомовского предела $E_w(p) = E_B$ будет удовлетворяться для частиц с $p \sim m_p c$, тогда как для КЛ с $p \approx 10^6 m_p c$ при $\gamma = 2.2$ имеем $E_w \approx 10^{(2-\gamma) \times 6} E_B \approx 0.1 E_B$. Это означает, что коэффициент диффузии частиц таких высоких энергий превысит предел Бома примерно на один порядок величины. Как следствие, усиление поля практически не будет играть роли для КЛ с импульсами $p \gg m_p c$, и, следовательно, максимальный импульс КЛ, который может быть достигнут будет значительно ниже, чем $10^6 m_p c$. Это противоречит предположению о том что $\kappa(p) = \kappa_{Bohm}(p)$ [129] для всего рассматриваемого диапазона импульсов КЛ $p \leq 10^6 m_p c$.

Этот аргумент показывает, что значительное увеличение максимального импульса КЛ за счет усиления магнитного поля возможно только в случае жесткого спектра КЛ $N \propto p^{-\gamma}$ с $\gamma \leq 2$, когда основной вклад в общее содержание энергии КЛ обеспечивают частицы с наибольшими импульсами $p \sim p_{max}$.

3.3.3. Производство КЛ и γ -излучения в неоднородной МЗС

Неоднородность окружающей МЗС на пространственных масштабах, меньших радиуса ОСН, не включена в кинетическую сферически-симметричную мо-

дель. Такая неоднородность не является результатом эволюции предсверхновой звезды, например, в виде ветра и соответствующей модификации околозвездной среды. Эта неоднородность скорее присуща типичной МЗС из за 1) взаимодействия между его радиационным нагревом диффузным галактическим ультрафиолетовым полем и радиационным охлаждением газа [130] и 2) стохастическим перемешиванием МЗС за счет механической энергии и нагрева газа сверхновыми [136, 137]. Первый эффект является термической неустойчивостью и, таким образом, возможным механизмом образования мелкомасштабных облаков [138]. В частности, баланс между охлаждением линейчатым излучением и нагревом газа ультрафиолетовым фоновым излучением приводит к образованию двух термически стабильных равновесных фаз МЗС [131]. Одной из них является, так называемая, теплая фаза МЗС с типичной плотностью газа $N_{g1} \sim 0.1 \text{ см}^{-3}$ и температурой $T_1 \approx 8000 \text{ К}$, другая — холодная нейтральная среда с $N_{g2} \sim 10 \text{ см}^{-3}$ и $T_2 \approx 100 \text{ К}$. В соответствии с моделированием масштаб плотных облаков, как правило, составляет $l_c = 0.1 \text{ пк}$ [139–141]. Вторым эффектом является общая сжимаемая турбулентность МЗС, по крайней мере, на масштабах, превышающих $\sim 1 \text{ пк}$, вызванная взрывами сверхновых. Согласно МГД-моделированию она включает в себя компоненты с высокой и низкой температурой газа [142, 143]. В то время как общая картина МЗС явно не проста, предположим, что эволюция молодого ОСН, такого как ОСН Тихо, протекает в одной из реализаций стохастического ансамбля флуктуаций плотности. С точки зрения формирования спектра энергичных частиц, ускоренных ударной волной, сильные мелкомасштабные изменения плотности МЗС играют заметную роль, поскольку они производят частицы с энергиями значительно ниже энергии обрезания в однородной МЗС. Чтобы аналитически оценить спектральные изменения, обусловленные изменениями плотности среды, типичная МЗС рассматривается здесь как обобщенная двухфазная среда, состоящая из теплой/горячей фазы МЗС (фаза I), называемой здесь для краткости “теплой” МЗС, и мелкомасштабных плотных облаков (фаза II), вкрапленных в эту теплую МЗС.

Для определения конкретных свойства КЛ и их нетеплового излучения в случае такой двухфазной МЗС среда аппроксимируется здесь в простой форме, как однородная теплая фаза с плотностью газа N_{g1} плюс ансамбль мелких плотных облаков с плотностью газа N_{g2} . Предполагается, что теплая фаза имеет объёмный коэффициент заполнения $F_1 \approx 1$, в то время как облака занимают небольшую часть пространства с коэффициентом заполнения $F_2 \ll 1$. В дополнение предполагается, что основная часть массы газа содержится в теплой фазе, что означает $F_1 N_{g1} \gg F_2 N_{g2}$. Тогда ударная волна распространяется в двухфазной МЗС без существенных изменений по сравнению со случаем чисто однородной МЗС с плотностью N_{g1} [141]. Поэтому в фазе I ударная волна производит примерно такое же количество КЛ и нетеплового излучения, как и в случае однородной МЗС. Тогда, чтобы определить общий спектр КЛ, остается оценить дополнительный вклад облаков.

При взаимодействии ударной волны ОСН с каждым конкретным облаком, образуется пара вторичных проходящих и отраженных ударных волн. Отраженные ударные волны распространяются в теплой изобарически нагретой ударной волной среде. Следовательно их число Маха будет небольшим и их вкладом в общее производство КЛ можно пренебречь.

Размер $R_{s2} = l_c/2$ и скорость $V_{s2} \approx (N_{g1}/N_{g2})^{1/2} V_s \sim 10^{-1} V_s$ проходящей по облаку ударной волны существенно меньше соответствующих значений для ударной волны ОСН. Поэтому, согласно выражению (3.1), получаем, что максимальный импульс КЛ произведенных в облаках

$$p_{max2} = R_{s2} V_{s2} / (R_s V_s) p_{max1} \quad (3.5)$$

будет много меньше максимального импульса КЛ p_{max1} , произведенных ударной волной ОСН в теплой МЗС: $p_{max2} \ll p_{max1}$. Так как давление потока ρV_s^2 будет одинаковым в обоих случаях, и так как давление магнитного поля составляет примерно постоянную долю потокового давления, значения магнитных полей в этих двух случаях будет примерно одинаковым: $B_2 \sim B_1$.

Оценку спектра КЛ, произведенных проходящей ударной волной, начнем с выражения для функции распределения КЛ

$$f = \frac{q\eta N_g}{4\pi p_{inj}^3} \left(\frac{p}{p_{inj}} \right)^{-q}, \quad (3.6)$$

которое справедливо для всех $p \geq p_{inj}$ вплоть до импульса обрезания p_{max} в случае немодифицированной ударной волны, и приближенно верно в диапазоне импульсов $p_{inj} < p < 10m_p c$ в случае модифицированной волны. Используя это выражение для ударной волны ОСН и для проходящей ударной волны, можно найти отношение двух соответствующих функций распределения в диапазоне импульсов $p_{inj} < p \leq 10m_p c$:

$$\frac{f_2}{f_1} = \frac{q_2}{q_1} \left(\frac{N_{g2}}{N_{g1}} \right)^{1-(q_2-3)/2} \left(\frac{p}{p_{inj1}} \right)^{q_1-q_2}. \quad (3.7)$$

Согласно приведенному ранее расчету, степенной спектр с показателем $q_1 \approx 4.3$, определяемый степенью сжатия на тепловом фронте, продолжается вплоть до $p \sim 10m_p c$. Поскольку импульс обрезания спектра КЛ произведенных проходящей ударной волной $p_{max2} \ll p_{max1} \approx 10^6 m_p c$, то модификацией проходящей ударной волны можно пренебречь, что в свою очередь дает $q_2 \approx 4$.

Учитывая, что производство γ -излучения пропорционально плотности газа, для $\epsilon_\gamma \gtrsim 1$ ГэВ можно записать отношение потоков как

$$F_{\gamma2}(\epsilon_\gamma) = a F_2 F_{\gamma1}(\epsilon_\gamma) \exp(-\epsilon_\gamma / \epsilon_{\gamma max2}). \quad (3.8)$$

Здесь множитель a определяется выражением

$$a = \frac{q_2}{q_1} \left(\frac{N_{g2}}{N_{g1}} \right)^{1.5} \left(\frac{10c}{V_s} \right)^{0.3} \quad (3.9)$$

и энергия обрезания γ -излучения $\epsilon_{\gamma max2} \sim 0.1 p_{max2} c$, так как в среднем энергия γ -фотона в результате неупругих протон-протонных столкновений составляет примерно одну десятую энергии протона: $\epsilon_\gamma \sim 0.1 p c$.

Подставляя значение скорости ударной волны $V_s = 5000$ км/с [32, 144], плотность теплой фазы МЗС $N_{g1} = 0.25$ см⁻³, а также значения параметров для

холодной фазы МЗС из подгонки к данным $N_{g2} \approx 23N_{g1} = 6 \text{ см}^{-3}$ и $F_2 = 0.005$, получаем $p_{max2} = 10^{-3} p_{max1} = 10^3 m_p c$ и $a \approx 800$. Значения этих параметров для холодной фазы также соответствуют результатам численного моделирования двухфазных МЗС [141]. Поток γ -излучения производимый в облаках тогда можно записать в виде

$$F_{\gamma2}(\epsilon_\gamma) = 4F_{\gamma1}(\epsilon_\gamma) \exp(-\epsilon_\gamma/100 \text{ GeV}). \quad (3.10)$$

Полный поток γ -излучения $F_\gamma = F_{\gamma1} + F_{\gamma2}$ ОСН Тихо для двухфазной МЗС показан на Рисунке 3.11. Можно видеть, что он удовлетворительно согласуется с имеющимися данными.

3.4. Выводы

На основе нелинейной кинетической модели ускорения КЛ в ОСН проведено детальное исследование физических свойств остатка СН 1006. Поскольку астрономические параметры, а также синхротронный спектр ОСН 1006 измерены с высокой точностью, значения соответствующих физических параметров модели можно оценить с аналогичной точностью: темп инжекции протонов $\eta \approx 3 \times 10^{-4}$, отношение электронов к протонам $K_{ep} \approx 3.8 \times 10^{-4}$ и магнитное поле за фронтом ударной волны $B_d \approx 150 \text{ мкГс}$.

Поток ТэВ-ного излучения обнаруженный H.E.S.S. согласуется с концентрацией водорода в окружающей МЗС $N_H \approx 0.06 \text{ см}^{-3}$, что находится в соответствии со значением полученным по рентгеновским измерениям.

Эффективность производства КЛ в настоящее время оценивается около 5 – 6 процентов и в ходе дальнейшей эволюции остатка ожидается ее рост вплоть до 10 процентов.

Усиление магнитного поля позволяет спектру протонов продлиться до энергий $\approx 10^{15}$ эВ.

Показано, что спектр γ -излучения при высоких энергиях подвержен вли-

янию выхода КЛ из ОСН в область предфронта с относительной низкой плотностью газа, что приводит к сравнительно низкой энергии обрезания γ -спектра около 10^{13} eV.

Сделан вывод, что радиальный профиль ТэВ-ного γ -излучения, измеренный H.E.S.S., является свидетельством того, что ядерная компонента КЛ действительно ускоряется эффективно. В противном случае усиления магнитного поля не ожидается и профиль доминирующего IC излучения будет значительно плавнее наблюдаемого.

Суммируя все эти результаты можно сделать вывод, что SN 1006 является источником КЛ с высокой эффективностью производства ядерной компоненты КЛ, удовлетворяющей требованиям к галактическим источникам КЛ, как по потоку, так и по максимальной энергии.

Показано, что спектр γ -излучения ОСН Тихо измеренный в экспериментах Fermi и VERITAS, объясняется суперпозицией двух компонент: первая, простирающаяся вплоть до энергии 100 ТэВ, генерируется расширяющейся взрывной ударной волной в разреженной «теплой» фазе окружающей МЗС; вторая компонента, с максимальной энергией 100 ГэВ, рождается в плотных облаках вкрапленных в эту «теплую» МЗС.

Глава 4

Эволюция нетеплового излучения остатка

СН 1987А

4.1. Введение

Сверхновая 1987А, вспыхнувшая 23 февраля 1987 года в Большом Магеллановом Облаке (см. обзор [145], посвященный СН 1987А), представляет уникальную возможность для проверки теоретических построений, в том числе в плане выявления особенностей процесса ускорения КЛ ударными волнами от сверхновых.

Прямым свидетельством наличия большого количества КЛ в ОСН является регистрация производимого частицами КЛ излучения. Электронная компонента КЛ проявляет себя посредством синхротронного излучения, регистрируемого практически от всех известных ОСН в радиодиапазоне, в том числе из ОСН 1987А [145].

Радиоизлучение ОСН 1987А впервые было обнаружено через два дня после взрыва [146]. Достигнув максимальной величины на 4-й день, поток стал монотонно уменьшаться. Такая картина качественно согласуется с представлениями о том, что релятивистские электроны, производящие радиоизлучение, порождаются (ускоряются) ударной волной, которая в начальный период распространяется по сверхзвуковому ветру голубого сверхгиганта — предсверхновой СН 1987А [147, 148].

После длительного периода “молчания” нарастающий во времени радиопоток ОСН 1987А стал регистрироваться вновь примерно через 1200 дней после взрыва [149]. Предположительно в этот период ударная волна стала распространяться по зоне термализованного ветра голубого сверхгиганта [150]. Плотность среды и величина магнитного поля в этой зоне постоянны или даже растут с

увеличением расстояния, что и обеспечивает довольно быстрое нарастание радиопотока.

Особенностью радиоизлучения ОСН 1987А является его мягкий спектр: показатель радиоспектра $\alpha \approx 1$ существенно выше типичного для остатков сверхновых значение $\alpha = 0.5$. Требуемый энергетический спектр ускоряемых электронов характеризуется показателем $\gamma \approx 3$. Такой спектр может производиться сильной ударной волной, если она в значительной степени модифицирована обратным воздействием ускоряемых КЛ. Расчеты, выполненные на основе упрощенного гидродинамического подхода свидетельствуют в пользу такого сценария [151, 152].

Анализ динамики радиоизображения ОСН 1987А, которое предположительно ограничено взрывной ударной волной, показал, что в первые 1200 дней после взрыва скорость ударной волны была исключительно высока $V_s \approx 3 \times 10^4$ км/с [153], что накладывает существенные ограничения на массу заметенного ударной волной вещества и, в конечном итоге, на плотность ветра голубого сверхгиганта. В последующий период 1500–3000 дней скорость расширения ОСН 1987А упала на порядок, до $V_s \approx 3 \times 10^3$ км/с, что объясняется попаданием ударной волны в область плотного ветра красного сверхгиганта, каковым по общему мнению была предсверхновая примерно за 10^4 лет до взрыва [153, 154].

Результаты этой Главы опубликованы в работах [19, 25, 30, 36, 42]

4.2. Структура МЗС вблизи СН 1987А

Характер протекания процесса ускорения КЛ существенным образом зависит от структуры МЗС, по которой распространяется ударная волна. В рассматриваемом случае СН 1987А имеется ряд убедительных свидетельств того, что окружающая МЗС существенно модифицирована воздействием ветра предсверхновой, причем свойства этого ветра менялись в процессе эволюции предсверхновой [145].

Здесь ограничимся рассмотрением начального периода эволюции ОСН 1987А, соответствующего распространению взрывной ударной волны по области $r < R_R$, расположенной внутри сильно неоднородного кольцеобразного уплотнения, находящегося на расстоянии $R_R = 6 \times 10^{17}$ см [145]. Эта область состоит из трех зон. Первая из них, зона I, занята сверхзвуковым ветром голубого сверхгиганта (каковым была предсверхновая СН 1987А последние 10^4 лет) постоянной скорости $w_0 = V_w$ и с плотностью

$$\rho_0 = \frac{\dot{M}}{4\pi V_w r^2}, \quad (4.1)$$

где \dot{M} — темп потери массы голубого сверхгиганта за счет истечения звездного ветра.

Магнитное поле из-за вращения звезды закручено в спираль Архимеда. Для простоты используется его значение в экваториальной плоскости

$$B_0 = B_* \frac{R_*}{r} \sqrt{\left(\frac{R_*}{r}\right)^2 + \left(\frac{R_* \Omega}{V_w}\right)^2}. \quad (4.2)$$

Здесь Ω — угловая скорость вращения звезды, R_* — ее радиус, B_* — магнитное поле на ее поверхности.

На некотором расстоянии $r = R_T$ за счет взаимодействия с окружающей средой ветер испытывает ударный переход, на котором выполнены соотношения Ренкина-Гюгонио

$$\rho_{02} = 4\rho_{01}, \quad w_{02} = V_w/4, \quad B_{02} = 4B_{01}, \quad P_{02} = (3/4)\rho_{01} V_w^2, \quad (4.3)$$

где ρ_{01} и B_{01} определяются выражениями (4.1) и (4.2) соответственно при $r = R_T$; индексом 1(2) помечены величины, относящиеся к области непосредственно перед(за) ударным фронтом и учтено, что ударная волна является сильной со степенью сжатия $\sigma = \rho_{02}/\rho_{01} = 4$. Поскольку скорость ударной волны V_s значительно превышает величину w_{02} , результаты практически нечувствительны к виду поля скоростей $w(r)$. Поэтому для простоты среда в области $r > R_T$ полагается неподвижной ($w_0 = 0$) и изобарической ($P_{g0} = P_{02}$).

В случае, когда ветер предсверхновой взаимодействует с окружающей однородной средой, область $r > R_T$, занятая термализованным ветром, является приблизительно однородной. Однако, анализ динамики расширяющейся радиоизлучающей области, предположительно ограниченной ударной волной от вспышки сверхновой, показывает [154], что на некотором расстоянии $R_C > R_T$ ударная волна попадает в область с существенно большей плотностью среды, вследствие чего она быстро замедляется. Эта третья зона III состоит из более плотного вещества ветра красного сверхгиганта, каким была предсверхновая SN 1987A на предпоследней стадии эволюции, до того, как она перешла на стадию голубого сверхгиганта (см. например, [154]). Наличие двух зон в области $r > R_T$ удобно представить в виде распределения плотности

$$\rho_0 = \frac{\rho_{II} + \rho_{III}}{2} - \frac{\rho_{II} - \rho_{III}}{2} \operatorname{th} \frac{r - R_C}{l}, \quad (4.4)$$

который описывает плавный переход от значения $\rho_{II} = \rho_{20}$ до $\rho_{III} \gg \rho_{II}$ на длине $l \ll R_C$ в окрестности контактного разрыва $r = R_C$. Значение $l = 0.05R_C$, которое использовалось в расчетах, достаточно мало, так что наличие переходной области между зонами II и III не оказывает никакого влияния на решение. Вместе с тем, ее наличие позволяет воспроизвести непрерывное численное решение во всей зоне $r > R_T$.

Аналогично, распределение магнитного поля в области $r > R_T$ предполагается в виде

$$B_0 = \frac{B_{II} + B_{III}}{2} - \frac{B_{II} - B_{III}}{2} \operatorname{th} \frac{r - R_C}{l}, \quad (4.5)$$

что соответствует значению $B_{II} = B_{02}$ в зоне II и B_{III} — в зоне III.

Нужно отметить, что наиболее важными параметрами МЗС, определяющими протекание процесса ускорения КЛ и динамику ударной волны, являются плотность $\rho_0(r)$ (или концентрация $N_g = \rho_0/m$) и магнитное поле $B_0(r)$. Величина теплового давления P_{g0} , непосредственно определяющая скорость звука в среде $c_{S0} = \sqrt{\gamma P_{g0}/\rho_0}$, не играет сколь-нибудь существенной роли. В рассматриваемом случае между звуковым $M_S = V_s/c_{S0}$ и альфвеновским $M_a = V_s/c_{a0}$ числами Ма-

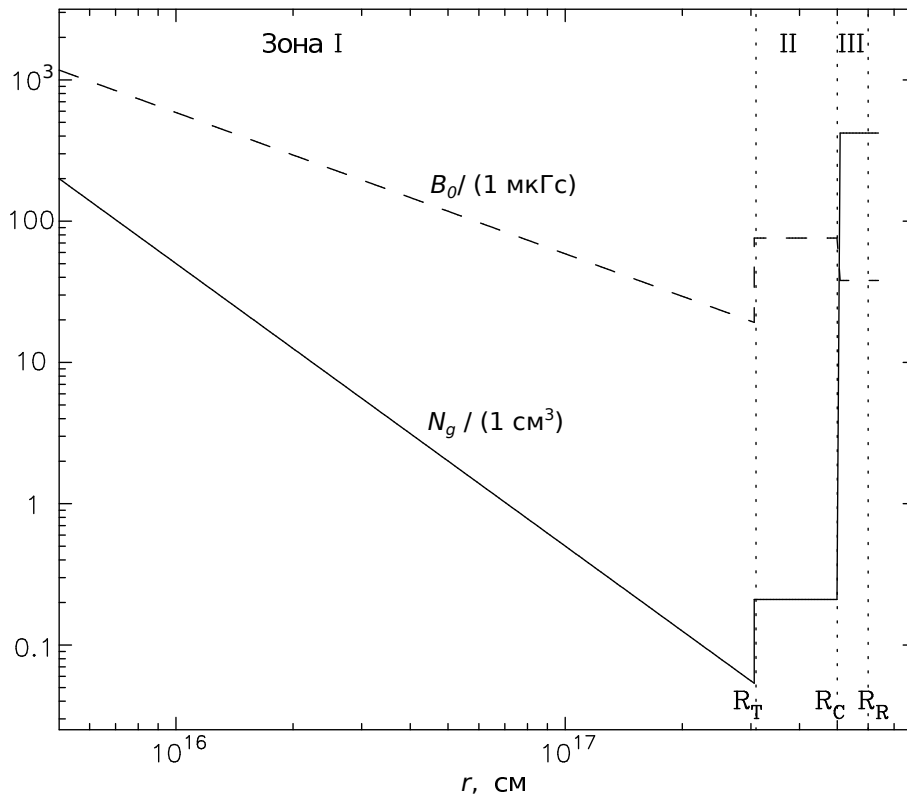


Рис. 4.1. Радиальное распределение концентрации вещества (сплошная кривая) и магнитного поля (пунктирная кривая) вокруг предсверхновой СН 1987А. Показано положение фронта стоячей ударной волны в ветре голубого сверхгиганта (R_T); контактного разрыва (R_C), разделяющего зоны, занятые ветром голубого и красного сверхгигантов соответственно; а также внутренней кромки кольцеобразного уплотнения (R_R).

ха выполнено соотношение $M_a \ll M_S^2$, при котором структура ударной волны и свойства процесса ускорения КЛ целиком определяются величиной M_a и практически не зависят от M_S . Радиальные профили концентрации $N_g(r)$ и магнитного поля $B_0(r)$, которые используются в представленных ниже расчетах, приведены на Рисунке 4.1. При этом профиль $\rho_0(r)$ получен из требования наилучшего воспроизведения наблюдаемой динамики ударной волны, т.е. воспроизведения величин $R_s(t)$ и $V_s(t)$, значения которых извлекаются из наблюдаемой динамики радиопортрета СН 1987А [153]. Принятый нами профиль $\rho_0(r)$ в области $r > R_T$ несколько отличается от полученного в [154] значениями параметров R_T , R_C и ρ_{III} (см. ниже).

Заметим, что пересечение ударной волной от вспышки сверхновой фронта стоячей ударной волны в звездном ветре ($r = R_T$) сопровождается сложным про-

цессом образования серии вторичных ударных волн, которые распространяясь в области между ударным фронтом и поршнем обеспечивают переход к новому квазистационарному состоянию, соответствующего новому состоянию среды скачком изменившемуся на фронте стоячей ударной волны. С целью упрощения этот сложный относительно кратковременный процесс релаксации игнорируется. Описание распространения ударной волны в области $r > R_T$ осуществляется в соответствие с начальными условиями

$$R_{si} = R_{pi} + 0 = R_T + 0, \quad V_{pi} = V_{pT}, \quad f(r, p) = 0, \quad (4.6)$$

где V_{pT} — скорость поршня в точке $r = R_T - 0$, т.е. при выходе из зоны сверхзвукового ветра. При этом упрощение состоит в том, что всеми КЛ, ускоренными в зоне $r < R_T$ пренебрегается. Оправданием этому служит то обстоятельство, что очень скоро количество вновь произведенных КЛ в зоне $r > R_T$ значительно превысит то, что было произведено в зоне $r < R_T$.

4.3. Результаты расчета и их обсуждение

Сформулированная задача решалась численно методом, описанным в Главе 1. При этом используемое теоретическое описание в качестве свободных параметров содержит η и η_e (или K_{ep}), задающих темп инжекции частиц в режим ускорения. Помимо этого в задачу входит целый ряд физических параметров системы (E_{sn} , M_{ej} , k , R_* , Ω , ρ_0 , B_0), от значения которых зависит ее решение. При этом значения таких параметров как E_{sn} , M_{ej} и k известны из результатов наблюдения СН 1987А в ранний период ее эволюции, значения же остальных (η , K_{ep} , ρ_0 , B_0) подбираются по критерию наилучшего воспроизведения наблюдаемых свойств радиоизлучения СН 1987А.

В расчетах использовались значения параметров СН 1987А, полученные из наблюдений [145]: $E_{sn} = 1.5 \times 10^{51}$ эрг, $M_{ej} = 10M_{\odot}$, $k = 8.6$, а также типичные параметры голубого сверхгиганта: $R_* = 3 \times 10^{12}$ см, $\Omega = 5 \times 10^{-7}$ с⁻¹. Начальная

скорость поршня $V_{pi} = 40000$ км/с и темп потери массы голубого сверхгиганта $\dot{M} = 7.5 \times 10^{-8} M_{\odot}$ год $^{-1}$, где M_{\odot} — масса Солнца, выбраны в соответствии с оценками [154], чтобы обеспечить наблюдаемую скорость расширения ударной волны на начальном этапе эволюции $t < 1500$ сут.

Значения других параметров — магнитного поля на поверхности предсверхновой B_* , темпа инъекции η и радиусов R_T и R_C — подбирались таким образом, чтобы воспроизвести наблюдаемые свойства радиоизлучения ОСН 1987А.

Представленные ниже расчеты соответствуют значениям $B_* = 59$ Гс и $\eta = 10^{-2}$, которые были выбраны из нескольких вариантов расчета, выполненных при разных B_* и η по критерию наиболее близкого воспроизведения наблюдаемых свойств радиоизлучения ОСН 1987А.

Расчеты параметров ударной волны, КЛ и производимого ими излучения в период распространения ударной волны в зоне сверхзвукового ветра $r < R_T$ представлены на Рисунках 4.2 и 4.3.

На Рисунке 4.2 результаты расчета потока радиоизлучения на четырех частотах сравниваются с экспериментальными значениями, измеренными в течение первых 12-ти дней после вспышки СН [146]. Видно, что в первые три дня наблюдаемое поведение (рост) потока S существенно отличается от предсказаний теории, которая, напротив, воспроизводит монотонное падение во времени потока S на всех частотах. Это может быть отнесено на счет самопоглощения радиоизлучения на раннем этапе эволюции [145], которое в наших расчетах во внимание не принималось. При $t > 3$ сут, когда поглощение излучения предположительно становится малым, теория качественно согласуется с экспериментом. Вместе с тем видно, что теория предсказывает заниженные значения потоков $S(\nu)$ в начальный период $t = 3 \div 5$ сут. Иными словами, в этот период экспериментальный поток характеризуется более быстрым спадом во времени чем теоретический. Можно предположить, что это объясняется более быстрым спадом плотности ветра либо величины магнитного поля на малых расстояниях r по сравнению с формулами (4.1) и (4.2). Последнее может быть обусловлено

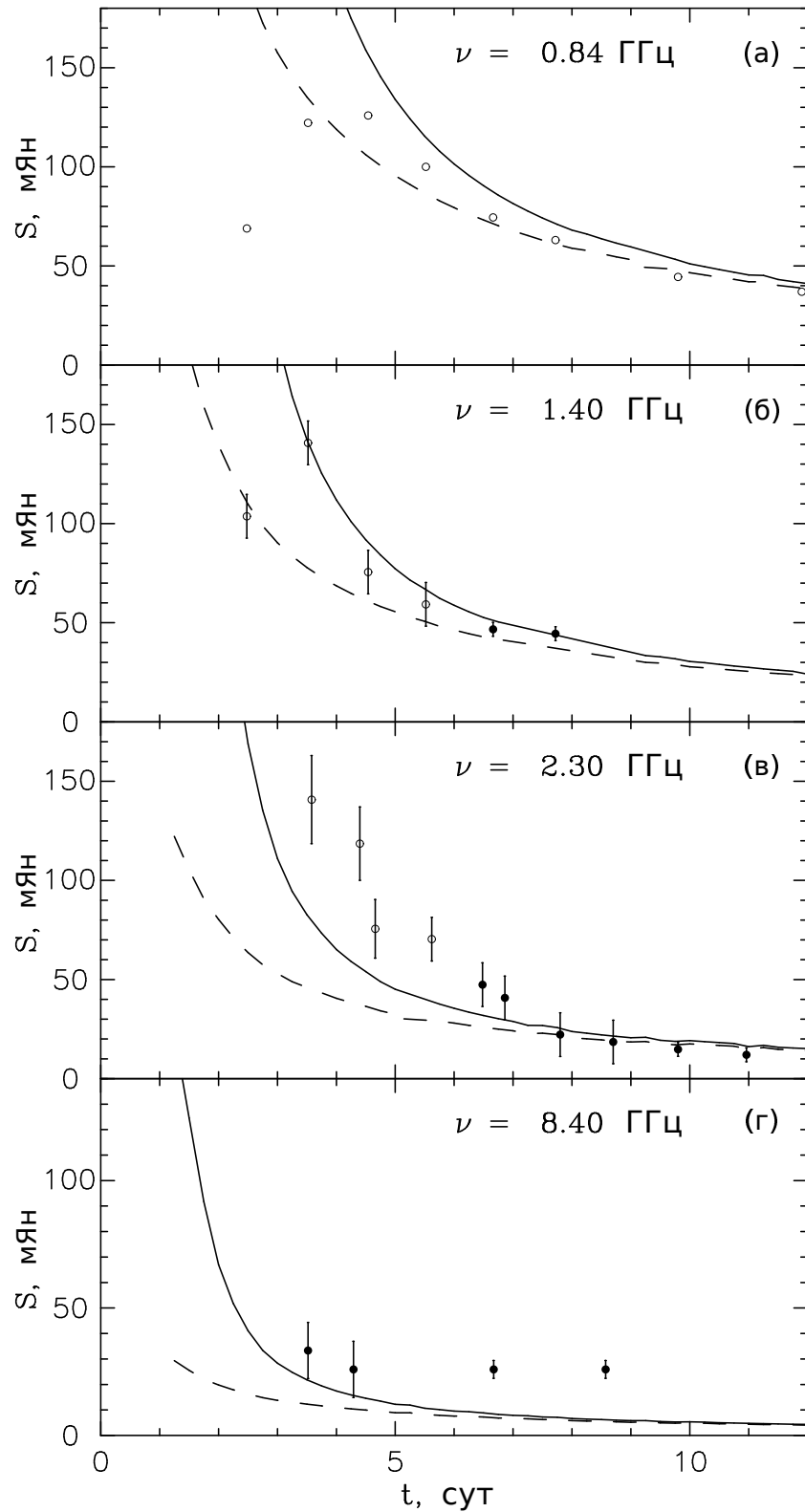


Рис. 4.2. Поток радиоизлучения ОСН 1987А для четырех значений частоты $\nu = 0.84$ (а), 1.4(б), 2.3(в), 8.4 ГГц(г) в зависимости от времени, отсчитываемого от момента взрыва сверхновой. Штриховые кривые отвечают угловой скорости вращения предсверхновой $\Omega = 5 \times 10^{-7} \text{ с}^{-1}$, сплошные — $\Omega = 4 \times 10^{-8} \text{ с}^{-1}$. Экспериментальные значения взяты из работы [146].

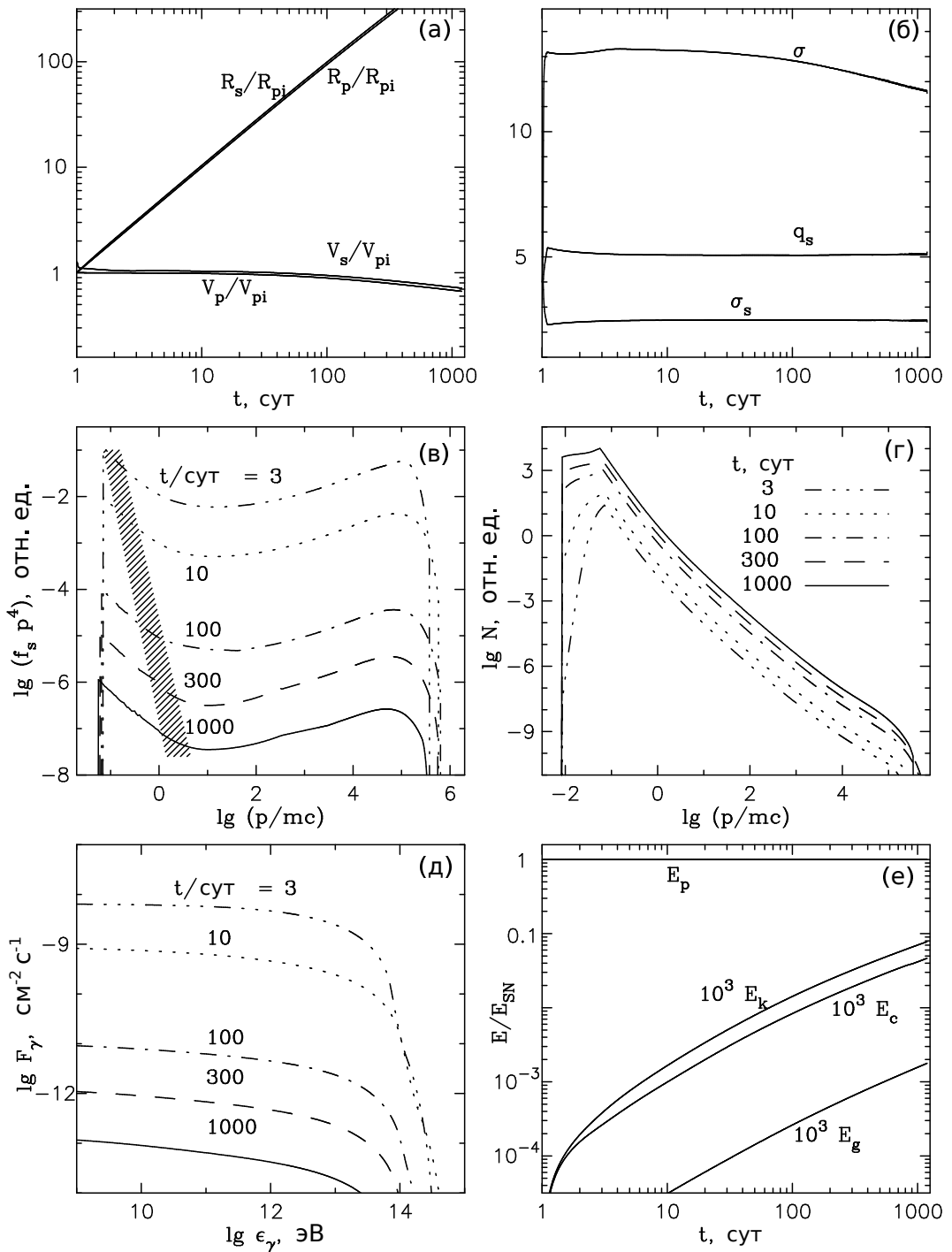


Рис. 4.3. Радиус и скорость ударной волны (R_s и V_s) и поршня (R_p и V_p) (а); полная степень сжатия σ , степень сжатия вещества на тепловом фронте σ_s ударной волны и показатель спектра q_s (б); энергия КЛ E_c , кинетическая (E_k) и тепловая (E_g) энергии, переданные ударной волной газу и энергия оболочки E_p (е) в зависимости от времени. Функция распределения ускоренных КЛ на ударном фронте в зависимости от импульса (в), суммарный спектр ускоренных КЛ как функция импульса (г) и интегральный поток γ -квантов в зависимости от энергии (д) для моментов времени $t = 3, 10, 100, 300$ и 1000 суток от момента взрыва. Начальный размер и скорость поршня $R_{pi} = 3.46 \times 10^{14}$ см и $V_{pi} = 40000$ км/с соответственно. Заштрихованная область отвечает импульсам электронов, излучающих в частотном диапазоне $\nu = 0.84 \div 8.4$ Гц.

возрастанием темпа потери массы \dot{M} непосредственно перед вспышкой (см. например, [154]). На Рисунке 4.2 представлен также вариант расчета отвечающий скорости вращения предсверхновой $\Omega = 4 \times 10^{-8} \text{ с}^{-1}$. При этом магнитное поле в ветре на больших расстояниях $r \gg V_w/\Omega \approx 10^{15} \text{ см}$ бралось тем же, что и в предыдущем случае: согласно формуле (4.2), это означает, что магнитное поле на поверхности звезды во втором случае $B_* = 649 \text{ Гс}$. Такое значение магнитного поля следует считать завышенным, а скорость вращения $\Omega = 4 \times 10^{-8} \text{ с}^{-1}$ — заниженной для голубого сверхгиганта. Поэтому второй вариант расчета скорее иллюстрирует эффект возрастания \dot{M} перед вспышкой, что приводит к более быстрому спаданию плотности среды и магнитного поля в области малых r : как видно из выражения (4.2), при уменьшении Ω расширяется область расстояний r , где магнитное поле спадает быстрее, чем r^{-1} . Как видно из Рисунка 4.1 в этом случае при $t > 3$ сут теория удовлетворительно воспроизводит как временную зависимость (спад) радиопотока, так и форму спектра, которая при степенной аппроксимации $S \propto \nu^{-\alpha}$ характеризуется показателем $\alpha \approx 0.9$, что соответствует показателю энергетического спектра электронов $\gamma \approx 2.8$.

Столь мягкий спектр в области энергии электронов $\epsilon_e = 0.1 \div 1 \text{ ГэВ}$, производящих синхротронное излучение в рассматриваемом частотном диапазоне $\nu = 0.84 \div 8.4 \text{ ГГц}$, обусловлен сильной модификацией ударной волны от сверхновой обратным воздействием КЛ (см. Рисунок 4.3). На Рисунке 4.3б приведены значения полной степени сжатия $\sigma = \rho_2/\rho_s$, степень сжатия вещества на тепловом фронте $\sigma_s = \rho_2/\rho_1$ и показателя спектра КЛ q_s в области $p < mc$ как функции времени. Видно, что в течении всего периода $t < 10^3$ сут степень сжатия значительно превышает классическое значение 4. В ранний период ($t \lesssim 10$ сут) $\sigma \approx 13$, а затем медленно уменьшаясь падает до $\sigma \approx 11$ при $t = 10^3$ сут. Степень сжатия на тепловом фронте остается приблизительно постоянной $\sigma_s \approx 3.2$.

Важно отметить, что темп инжекции протонов η является основным параметром, влияющим на степень модификации ударной волны. При этом требуемая существенная модификация может быть достигнута, если темп инжекции

превышает критическое значение [71]

$$\eta_* = \frac{3V_s}{10\sqrt{2}\lambda c} \left(\frac{p_m}{mc}\right)^{-1/4}. \quad (4.7)$$

При $\eta < \eta_*$ ударная волна немодифицирована, $\sigma = \sigma_s = 4$, что дает значение показателя радиоспектра $\alpha = 0.5$, которое явно противоречит эксперименту. В рассматриваемом случае $\eta_* \sim 10^{-3}$ и значение $\eta = 10^{-2} > \eta_*$ необходимо, чтобы обеспечить требуемую степень модификации с $\sigma_s \approx 3$.

При выбранном темпе инъекции протонов η параметрами, непосредственно влияющими на интенсивность радиоизлучения, являются магнитное поле B_* и темп инъекции электронов η_e (или K_{ep}). Значения $B_* = 59$ Гс и $K_{ep} = 0.04$ ($\eta_e \approx 8\eta$), как видно из Рисунка 4.2, обеспечивают приемлемое согласие с экспериментом. Поскольку $S \propto B_*^2 K_{ep}$, примерно такой же уровень согласия может быть обеспечен при других значениях B_* и K_{ep} , дающих то же произведение $B_*^2 K_{ep}$. Нами использовано типичное для голубого сверхгиганта значение B_* при котором требуемое значение параметра $\eta_e \approx 8\eta$, которое сохраняется в расчете постоянным, обеспечивает $K_{ep} = 0.01$ на стадии, когда $\epsilon_{inj} < m_e c^2$ (см. ниже), что на наш взгляд представляется наиболее приемлемым, поскольку это согласуется с соотношением электронов и протонов в составе галактических КЛ. Значение $K_{ep} = 0.01$ согласуется также с теоретическими темпа инъекции электронов [155].

Форма спектра ускоренных частиц иллюстрируется Рисунке 4.3в, где приведена функция распределения КЛ (протонов) на ударном фронте $f_s(p, t) = f(r = R_s, p, t)$ в зависимости от импульса p для пяти моментов времени. Из рисунка видно, что из-за сильной модификации ударной волны спектр протонов имеет сложный вид. В области $p < mc$ он близок к степенному $f \propto p^{-q}$ с показателем $q = q_s$. Частицы столь малых энергий имеют низкое энергосодержание и малую диффузионную длину $l = \kappa/u$. Поэтому в процессе ускорения они “чувствуют” только тепловой фронт и форма их спектра близка к универсальной отвечающей степени сжатия $\sigma = \sigma_s$. В соответствии с Рисунком 4.3б показатель спектра

радиоизлучающих электронов $q \approx q_s \approx 5$, что соответствует показателю радиоспектра $\alpha \approx 1$ хорошо согласующемуся с экспериментом.

В области высоких энергий $10mc < p < 10^5mc$, напротив, спектр КЛ очень жесткий: $f_s \propto p^{-q}$, $q \approx 3.65$ (см. Рисунок 4.3в). Заметим, что этот показатель спектра близок к минимально возможному значению $q_{min} = 3.5$, которое может реализоваться в процессе регулярного ускорения [56].

Импульс обрезания (или максимальный импульс) p_m , как видно из Рисунка 4.3в, мало меняется во времени. Его значение определяется геометрическими факторами и эффектом адиабатического замедления КЛ в случае боровского коэффициента диффузии

$$\frac{p_m}{mc} = \frac{R_s V_s}{A k_s (mc)}, \quad (4.8)$$

где параметр A определяется зависимостью величин R_s , ρ_s и B_s от времени [56]. В начальный период $t < 100$ лет с учетом постоянства скорости V_s имеем $\rho_s \propto t^{-2}$, $B_s \propto t^{-1}$, что в условиях сильной нелинейности дает $A = 3/4$ [56] и $p_m \approx 10^5 mc$ в хорошем соответствии с расчетом. При $t > 100$ лет ударная волна расширяется по закону $R_s \propto t^{\frac{k-3}{k-2}} = t^{0.85}$ и значение предельного импульса можно представить в виде

$$\frac{p_m}{mc} = 10^5 \left(\frac{t}{100 \text{ yr}} \right)^{-0.15}, \quad (4.9)$$

который хорошо согласуется с точным расчетом (Рисунок 4.3в). Примечательно, что ударная волна небольших размеров $R_s \ll 1$ пк способна генерировать КЛ с энергией вплоть до 10^{14} эВ, что обусловлено, главным образом, очень высокой скоростью ударной волны.

Обращает на себя внимание тот факт, что форма функции распределения частиц $f_s(p)$ почти не меняется во времени. При этом ее значение при всех импульсах падает со временем по закону, близкому к $f_s \propto t^{-2}$. Как показано в работе [156], автомодельное решение вида $f_s(p, t) = \phi(p)/t^2$ имеет место в случае постоянной скорости ударной волны V_s . Это приближенно отвечает точному решению, в котором расширение ударной волны идет с небольшим замедлением.

Рисунок 4.3а показывает зависимость размера и скорости поршня и ударного фронта соответственно. Если принять распределение вещества в области $R_p < r < R_s$ между поршнем и ударным фронтом однородным, то из условия сохранения массы заметенного ударной волной вещества следует $R_s - R_p \approx R_s/\sigma$. Из-за большой степени сжатия $\sigma \approx 12$ (Рисунок 4.3б) радиус ударной волны R_s превышает радиус поршня R_p всего на 8%. Из рисунка видно также, что в начальный период $t < 100$ сут скорость расширения поршня и ударной волны остаются почти постоянными. Объясняется это тем, что принятой начальной скорости расширения поршня V_{pi} отвечает масса поршня M_p с которой сравнивается масса заметенного ударной волной вещества

$$M_{sw} = 4\pi \int_0^{R_s} dr r^2 \rho_0(r) \quad (4.10)$$

только в момент $t \approx 100$ сут. До этой поры $M_{sw} < M_p$ и торможение поршня не существенно. Поскольку количество ускоренных частиц $N_e \propto f_s V$ пропорционально текущей плотности среды ($f_s \propto \rho_s$) и объёму занимаемому ускоренными частицами $V \propto R_s^3$, то ожидаемая зависимость потока радиоизлучения от времени $S \propto f_s V B_s^{(\gamma+1)/2} \propto R_s^{-(\gamma-1)/2}$, где $\gamma = q_s - 2$. В начальный период это дает $S \propto t^{-1}$.

В период $t > 100$ сут $R_s \propto t^{\frac{k-3}{k-2}} = t^{0.85}$, что дает $S \propto t^{-0.85}$. Основной причиной быстрого спадания радиоизлучения со временем является уменьшение плотности среды и напряженности магнитного поля по мере расширения ударной волны в зоне сверхзвукового ветра ($r < R_T$).

На Рисунке 4.3г приведен суммарный спектр КЛ

$$N(p, t) = 16\pi^2 \int_0^{\infty} dr r^2 f(r, p, t), \quad (4.11)$$

ускоренных к моменту времени t . Форма спектра отражает все предшествующие стадии эволюции и ускорения КЛ. Низкоэнергичная часть спектра мягкая — $N \propto p^{-3}$, что отражает вид функции распределения $f_s \propto p^{-5}$, воспроизводимую на

ударном фронте в каждый момент времени.

Высокоэнергичная часть ($p > 10^2 mc$) суммарного спектра очень жесткая $N \propto p^{-1.4}$ вплоть до максимального импульса, значение которого составляет $p_m \sim 10^5 mc$. Интересно заметить, что суммарный спектр в области высоких энергий более жесткий, чем спектр частиц на ударном фронте $n_s = 4\pi p^2 f_s(p) \propto p^{-1.6}$. Причина этого состоит в том, что в области $r > R_s$ ускоренные КЛ занимают область, характерная толщина которой $l = \kappa(p)/u_0$ является растущей функцией импульса (здесь $u_0 = V_s - w_0(R_s) - c_a(R_s)$). В рассматриваемый период времени, когда область за ударным фронтом чрезвычайно тонкая $R_s - R_p \approx 0.08R_s$, при больших импульсах вклад области $r > R_s$ в суммарный спектр $N(p)$ становится существенным, что и делает спектр $N(p)$ более жестким чем $n_s(p)$.

Со временем суммарный спектр КЛ растет пропорционально массе заметного вещества $N \propto M_{sw} \propto R_s$. На Рисунке 4.3д представлены расчеты плотности интегрального потока γ -излучения (количество γ -квантов с энергией больше ϵ_γ , приходящихся на см^2 в секунду) от распада π^0 -мезонов, рождающихся в ядерных столкновениях протонов КЛ с атомами среды ($p - p$ столкновения). Чрезвычайно жесткий характер спектра — в области $\epsilon_\gamma < 10$ ТэВ $F_\gamma \propto \epsilon_\gamma^{-\alpha}$, $\alpha \ll 1$ — обусловлен тем фактом, что преобладающий вклад в него вносит взаимодействие КЛ с веществом оболочки. При этом проникающая способность КЛ через поршень растет с энергией, что и обеспечивает жесткий характер производимого в оболочке γ -излучения. Зависимость потока γ -излучения от времени $F_\gamma \propto M_e j e_c$ определяется падением во времени плотности энергии КЛ $e_c \propto \rho_s V_s^2 \propto 1/t^2$ в области $r \leq R_p$ (более подробно см. [156]).

Следует принять во внимание, что на раннем этапе эволюции $t < 100$ сут, когда рассчитанные потоки особенно велики, необходимо учитывать поглощение γ -квантов в оболочке за счет их взаимодействия с атомными ядрами и фотонами оптического диапазона. Достаточно полное изложение этого вопроса можно найти в книге [64]. Что же касается более позднего периода $t \approx 300$ сут, то полученные в ряде экспериментов верхние пределы потоков ТэВ-ного γ -излучения

ОСН 1987А (см. [64]) не противоречат результатам расчета, представленном на Рисунке 4.3д.

Рисунок 4.3е, где представлены разные компоненты энергии системы: энергия расширяющейся оболочки

$$E_p = M_p V_p^2 / 2 + 2\pi m t^3 \int_0^{R_p/t} dv v^4 \rho_{ej}(v, t), \quad (4.12)$$

кинетическая и тепловая энергия переданная газу

$$E_k = 2\pi \int_{R_p}^{\infty} dr r^2 \rho w^2 \quad (4.13)$$

$$E_g = 6\pi \int_{R_p}^{\infty} dr r^2 [P_g(r, t) - P_{g0}(r)], \quad (4.14)$$

и энергия КЛ

$$E_c = 16\pi^2 m c^2 \int_0^{\infty} dr r^2 \int_0^{\infty} dp p^2 \left(\sqrt{(p/mc)^2 + 1} - 1 \right) f(r, p, t) \quad (4.15)$$

показывает, что всего за тысячу дней эволюции в КЛ успевают перейти около 10^{-4} выделившейся при взрыве энергии. Это свидетельствует о чрезвычайно высокой эффективности процесса ускорения КЛ на ранней стадии эволюции ОСН.

Начиная с момента $t \approx 1100$ сут радиоизлучение ОСН 1987А начало вновь довольно быстро нарастать (см. Рисунок 4.4). Этот факт наиболее естественно можно объяснить, если предположить, что в момент времени $t \approx 1100$ сут ударная волна достигает зоны II термализованного звездного ветра $r > R_T$ [150]. При этом скорость поршня составляла величину $V_p = 27728$ км/с, которая используется в качестве начальной скорости V_{pi} при решении задачи о распространении ударной волны в зоне $r > R_T$. Результаты расчета, соответствующие распространению ударной волны в зонах II и III ($r > R_T$) представлены на Рисунках 4.4 и 4.5.

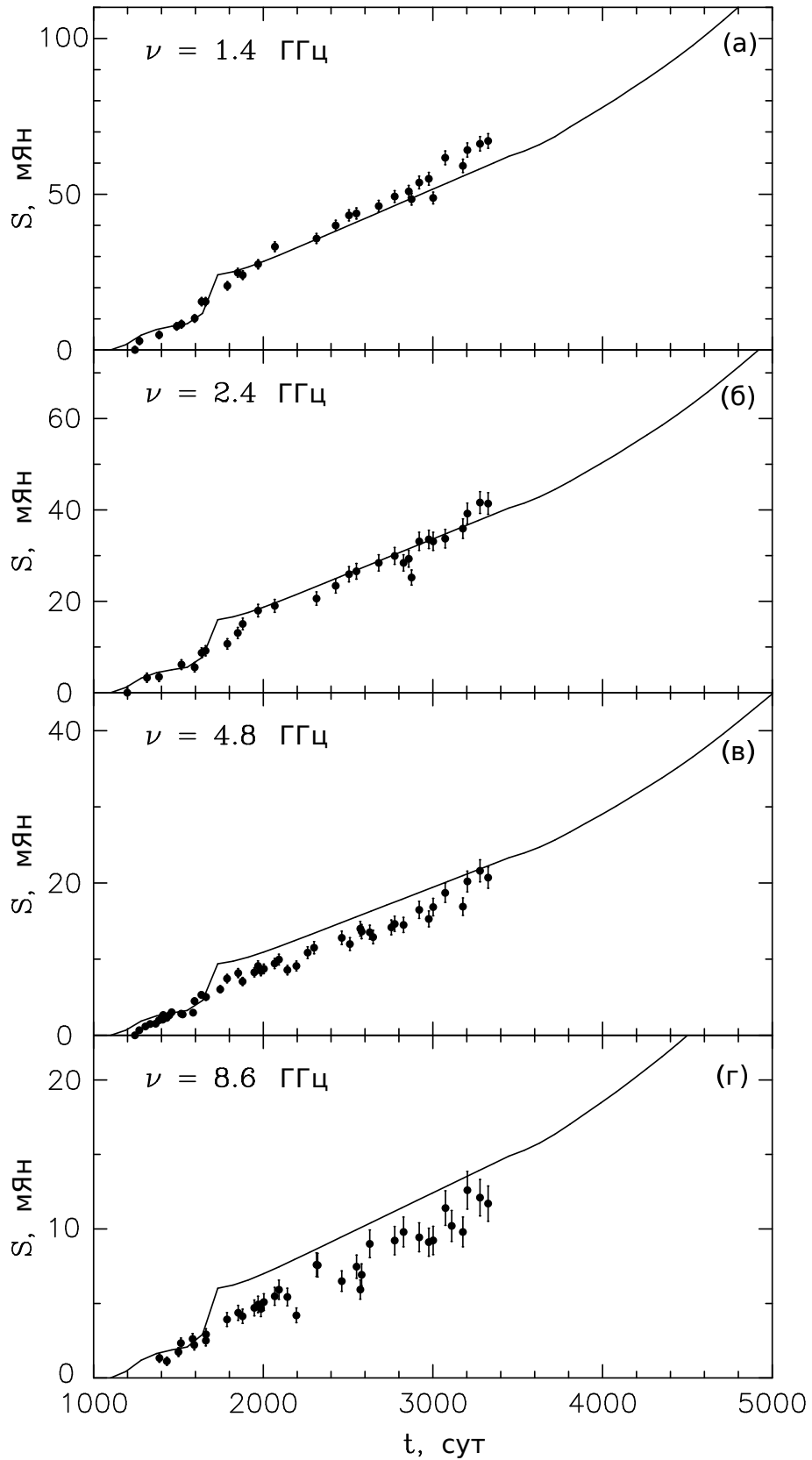


Рис. 4.4. Поток радиоизлучения ОСН 1987А для четырех значений частоты $\nu = 1.4, 2.4, 4.8$ и 8.4 ГГц в зависимости от времени, отсчитываемого от момента взрыва сверхновой. Экспериментальные значения взяты из [153].

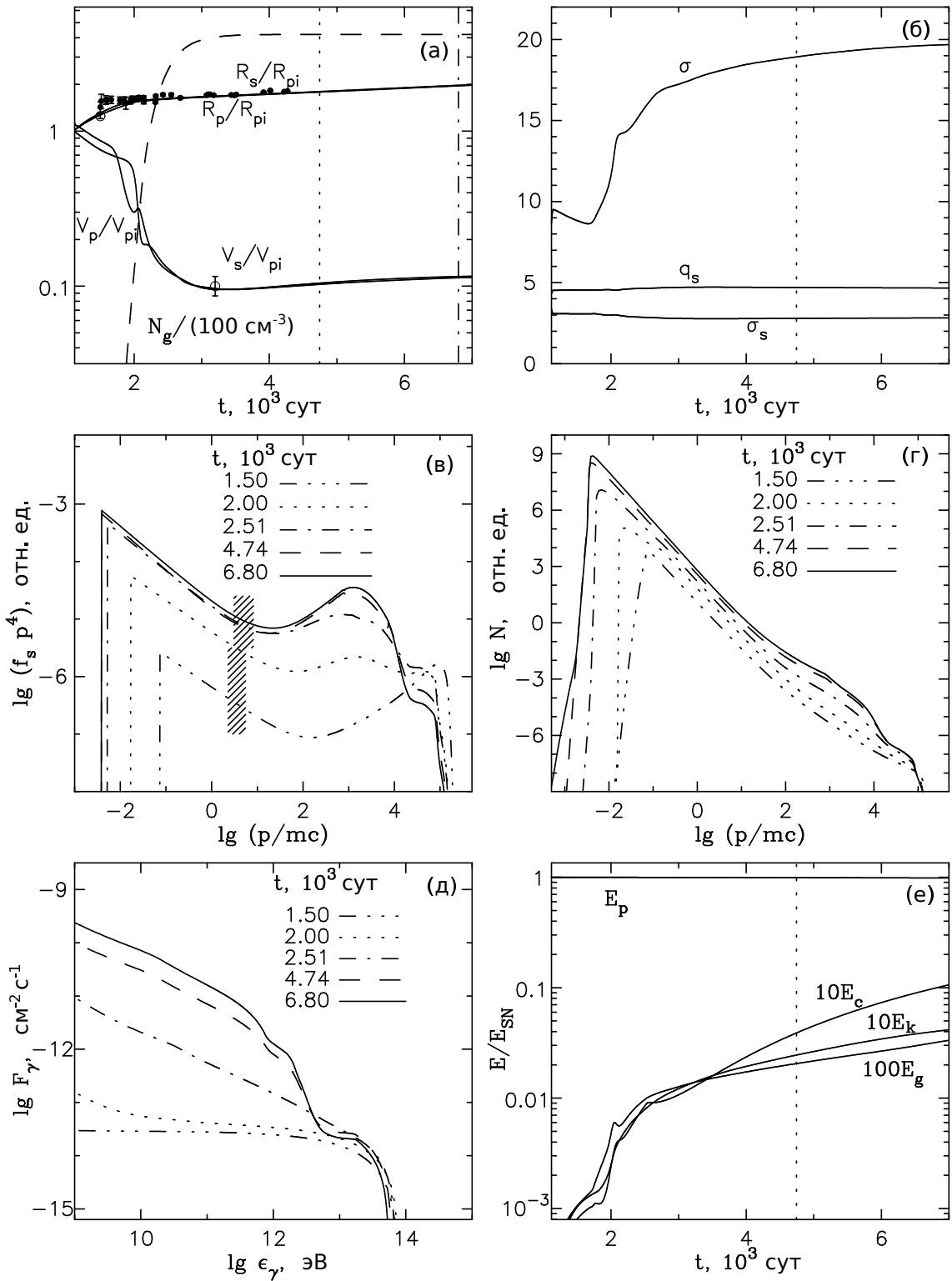


Рис. 4.5. То же, что на Рисунке 4.2, но для периода времени, когда ударная волна распространяется в области $r > R_T$. Начальный размер и скорость поршня $R_{pi} = 3.1 \times 10^{17}$ см и $V_{pi} = 27728$ км/с соответственно. Вертикальная линия, изображенная точками, на Рисунке 4.4а, б, е соответствует текущей эпохе эволюции; вертикальная штрих-пунктирная линия на Рисунке 4.4а соответствует моменту достижения ударной волной кольцеобразного уплотнения ($r = R_R$). Экспериментальные значения размера (зачерненные кружки) и скорости (открытые кружки) ударной волны на Рисунке 4.4а взяты из [153].

На Рисунке 4.4 представлены потоки радиоизлучения S как функции времени для четырех значений частоты для которых имеются измерения [153]. Как видно из рисунка, теория удовлетворительно воспроизводит результаты измерений. Рост радиоизлучения ОСН после достижения ударной волной области сжатого ветра обусловлено увеличением магнитного поля и плотности среды в области $r > R_T$. В начальный период ударная волна расширяется в почти однородной области по закону $R_s \propto t^{\frac{k-3}{k}}$. Поэтому ожидаемый рост радиопотока должен происходить по закону $S \propto \rho_s R_s^3 V_s^2 \propto t^{1.26}$, что согласуется с экспериментом.

Как видно из Рисунка 4.5а, согласие рассчитанных зависимостей радиуса R_s и скорости V_s ударной волны от времени с экспериментом [153] достигается при $R_C = 5 \times 10^{17}$ см и значении концентрации ветра красного сверхгиганта (зона III, $r > R_C$) $N_{g0} = \rho_{III}/m = 420 \text{ см}^{-3}$, что примерно в три раза выше оценок, полученных в работе [154]. Согласно Рисунку 4.5а именно при таких R_C и ρ_{III} ударная волна в период 1500 ÷ 2500 сут от начала расширения испытывает торможение от $V_s \approx 30000$ км/с до $V_s \approx 3000$ км/с, в хорошем согласии с экспериментом. Заметим, что различие между рассчитанным и измеренным значениями скорости ударной волны V_s в момент $t = 1500$ сут несколько меньше, чем показано на Рисунке 4.5а, если учесть, что измеренное значение $V_s = 34600$ км/с имеет смысл средней $\bar{V}_s = R_s/t$. Поскольку ударная волна весь предшествующий период расширялась с замедлением средняя скорость (при $t = 1500$ сут расчет дает $\bar{V}_s = 30091$ км/с) больше, чем ее текущее значение.

Возможная причина расхождения с результатами работы [154] состоит в следующем. Как видно из Рисунка 4.5а, начиная с $t \approx 1800$ сут скорость ударной волны быстро спадает, поскольку она попадает в область резкого нарастания плотности среды. При этом она становится даже меньше скорости поршня ($V_s < V_p$), который также испытывает торможение, но не столь быстрое. Поэтому скорость ударной волны за счет влияния поршня несколько восстанавливается. В процессе замедления ударной волны периоды с $V_s > V_p$ и $V_s < V_p$ несколько раз

сменяют друг друга. Это объясняется тем, что при резком торможении поршня его скорость падает до значений меньших, чем скорость свободно расширяющихся элементов оболочки. По мере того, как эти наиболее быстрые элементы догоняют поршень и сообщают ему дополнительный импульс, его скорость снова несколько возрастает. Именно по этой причине, согласно Рисунку 4.5а, оболочка и ударная волна в период $t > 3000$ сут расширяются с некоторым ускорением.

Десятикратное уменьшение скорости ударной волны в период 1500÷2500 сут сопровождается стократным уменьшением энергии инжектируемых частиц $\epsilon_{inj} \propto V_s^2$, что, в соответствие с соотношениями (18) и (22), обуславливает уменьшение константы K_{ep} , определяющей соотношение количества ускоряемых электронов и протонов при релятивистских энергиях от $K_{ep} = 0.015$ в начале зоны II до $K_{ep} = 0.01$ – в зоне III. Это позволяет, как видно из Рисунка 4.4, достичь удовлетворительного согласия теории и эксперимента для всего периода $t > 1100$ сут.

Как и в зоне сверхзвукового ветра ($r < R_T$) ударная волна от сверхновой сильно модифицирована. В начальный период степень сжатия составляет $\sigma \approx 9.5$ (см. Рисунок 4.5б). Замедление ударной волны сопровождается понижением числа Маха и ведет к существенному уменьшению степени сжатия σ со временем. Несмотря на то, что в период $t > 1700$ сут скорость ударной волны продолжает падать ее число Маха — как звуковое $M_S = V_s/c_S$, так и альфвеновское $M_a = V_s/c_a$ — нарастает по причине более быстрого уменьшения скорости звука $c_S \propto 1/\sqrt{\rho_s}$ и альфвеновской скорости $c_a \propto B/\sqrt{\rho_s}$ в среде, что ведет к росту модификации ударной волны: в зоне $r > R_T$ альфвеновская скорость уменьшается приблизительно в 100 раз, что с учетом десятикратного падения скорости V_s сопровождается увеличением числа Маха M_a в десять раз и полной степени сжатия до $\sigma \approx 20$ (см. Рисунок 4.5б) при $t > 4000$ сут в хорошем соответствии с ожидаемой зависимостью $\sigma \approx 1.5M_a^{3/8}$ [56, 71]. Как и в зоне $r < R_T$, ударная волна не становится полностью модифицированной, тепловой фронт не исчезает, что является следствием определяющей роли геометрических

эффектов.

Степень сжатия вещества на тепловом фронте составляет $\sigma_s \approx 3$ и мало меняется в процессе эволюции (см. Рисунок 4.5б). Поэтому, как и в зоне $r < R_T$, спектр КЛ в области $p_{inj} \leq p < 10mc$, который включает в себя область энергий электронов $\epsilon_e = 1 \div 10$ ГэВ, излучающих на частотах $\nu = 1 \div 10$ ГГц, имеет вид $f_s \propto p^{-q}$ с показателем $q = q_s \approx 4.6$ (см. Рисунок 4.5б), что соответствует показателю энергетического спектра $\gamma = q - 2 \approx 2.6$ и показателю частотного радиоспектра $\alpha \approx 0.85$, который хорошо согласуется с экспериментом. Вместе с тем, высокоэнергичная часть спектра КЛ чрезвычайно жесткая $f \propto p^{-3.5}$, что обусловлено большой степенью сжатия σ .

Поскольку согласно соотношению (30) $p_m \propto R_s V_s$, предельный импульс ускоренных частиц p_m из-за замедления ударной волны уменьшился от $p_m \sim 10^5 mc$ при $t < 1500$ сут до $p_m \sim 10^4 mc$ при $t > 2500$ сут. Частицы с импульсами $10^4 < p/mc < 10^5$ на стадии $t > 2500$ сут перестают ускоряться ударной волной из-за ее малой скорости в этот период времени. Занимаемый ими объём растет в соответствие с диффузионным законом, что обуславливает уменьшение функции распределения $f_s \propto t^{-3/2}$.

На Рисунке 4.5г приведен суммарный спектр КЛ $N(p, t)$ ускоренных к соответствующему моменту времени $t > t_i = 1100$ сут. Форма спектра отражает предшествующие стадии эволюции и ускорения КЛ. В начальные периоды эволюции $t/t_i < 3$ высокоэнергичная часть ($p > 10^2 mc$) суммарного спектра очень жесткая $N \propto p^{-1.5}$ вплоть до максимального импульса $p_m \approx 10^5 mc$. С течением времени форма спектра усложняется. В области больших импульсов $p > 10^4 mc$ рост суммарного спектра $N(p)$ прекращается, поскольку ускорение становится здесь малоэффективным при $t > 2500$ сут. В области меньших импульсов $p < 10^4 mc$ продолжается монотонный рост суммарного спектра, причем участок наиболее жесткого спектра $N \propto p^{-1.5}$ формируется в области $10 < p/mc < 10^4$. Низкоэнергичная часть спектра гораздо более мягкая — $N \propto p^{-2.7}$.

Заметим, что функция распределения $f_s(p)$ и суммарный спектр КЛ $N(p)$

на Рисунках 4.5в и 4.5г представлены в тех же относительных единицах, что и на Рисунках 4.3в и 4.3г соответственно. Поэтому непосредственное сравнение Рисунков 4.3г и 4.5г показывает, что уже к моменту времени $t = 1500$ сут спектр ускоренных в зоне $r > R_T$ КЛ существенно выше спектра $N(t = 1000 \text{ сут}, p)$, сформированного за весь период прохождения ударной волной зоны $r < R_T$. Последнее служит оправданием пренебрежения частицами КЛ, произведенными в зоне $r < R_T$, при описании эволюции ударной волны в зоне $r > R_T$.

На Рисунке 4.5д представлены рассчитанные спектры γ -квантов для пяти моментов времени. В начальный период $t < 2000$ сут в спектре $F_\gamma(\epsilon_\gamma)$ преобладают γ -кванты, возникающие при взаимодействии КЛ с веществом оболочки, особенно при высоких энергиях. Поэтому спектр γ -квантов в период $1 < t/t_i < 2$ имеет столь же жесткий характер, как и в предшествующий период распространения ударной волны в зоне $r < R_T$. По мере расширения ударной волны масса заметенного вещества M_{sw} растет, вследствие чего $t > 2000$ сут в спектре $F_\gamma(\epsilon_\gamma)$ преобладают γ -кванты, возникающие в заметенном ударной волной веществе. Поэтому спектр γ -излучения на поздних стадиях существенно более мягкий, чем в начальный период $t < 2000$ сут. Заметим, что полная масса вещества в области $r < R_R$ $M \approx 0.3M_\odot$ существенно меньше массы оболочки $M_{ej} = 10M_\odot$. Преобладание γ -излучения из области $R_p < r < R_s$ обусловлено тем, что в области $r < R_p$ концентрация КЛ ниже чем в области $R_p < r < R_s$ более чем в сто раз.

Характер эволюции спектра γ -излучения при $t > 2500$ сут можно понять, если принять во внимание следующие обстоятельства. γ -кванты с энергией $\epsilon_\gamma < 3$ ТэВ производятся частицами КЛ с энергией $\epsilon < 30$ ТэВ, которые продолжают эффективно ускоряться ударной волной; поэтому ожидаемый поток $F_\gamma \propto M_{sw}e_c$ пропорционален плотности энергии КЛ в области $R_p < r < R_s$, где сосредоточено заметенное вещество массы M_{sw} . При $t > 2000$ сут скорость ударной волны приблизительно постоянна, поэтому плотность энергии КЛ $e_c \propto \rho_s V_s^2$ не изменяется, заметенная масса растет по закону $M_{sw} \propto R_s^3 \propto t^3$, что дает рост ожидаемого

потока $F_\gamma \propto t^3$ со временем вплоть до конца 2006-го года, когда ударная волна достигнет начало области кольцеобразного уплотнения $r = R_R = 6 \times 10^{17}$ см [145]. Заметим, что рассчитанное время достижения ударной волной границы $r = R_R$ согласуется с оценками [154] и [153].

Наиболее энергичные γ -кванты ($\epsilon_\gamma > 3$ ТэВ) производятся КЛ с $\epsilon > 30$ ТэВ, которые на фазе $t > 3000$ сут почти не подвергаются воздействию ударной волны. В то же время эти частицы распределены почти однородно во всей области $r < R_s$. Поэтому γ -излучение с энергией $\epsilon_\gamma > 3$ ТэВ преимущественно возникает в веществе оболочки и их поток $F_\gamma \propto M_{ej} e_c \propto t^{-3/2}$ падает во времени.

Как видно из Рисунка 4.5д ожидаемый спектр γ -излучения укрупняется как раз в области $\epsilon_\gamma \sim 1$ ТэВ. Это означает, что поток $F_\gamma(1 \text{ ТэВ})$ чрезвычайно чувствителен к параметрам, определяющим величину предельной энергии КЛ. Так, в частности, если реальное магнитное поле в области $r > R_T$ несколько ниже принятого нами, либо реальный коэффициент КЛ больше боровского, это может привести к уменьшению предельной энергии КЛ более чем в два раза, что, в свою очередь, приведет к уменьшению потока $F_\gamma(1 \text{ ТэВ})$ как минимум на порядок (см. Рисунок 4.5д). В этой ситуации для обнаружения γ -излучения от ОСН 1987А, порожденного нуклонной компонентой КЛ, более предпочтительной является область энергий $\epsilon_\gamma \sim 0.1$ ТэВ.

Рисунок 4.5е, где представлены разные компоненты энергии системы, показывает, что всего менее чем за три десятка лет эволюции в КЛ успевает перейти около процента выделившейся при взрыве энергии. Это свидетельствует о чрезвычайно высокой эффективности процесса ускорения КЛ на ранней стадии эволюции ОСН. Последнее обеспечивается высокой скоростью расширения оболочки на ранней стадии и сравнительно большой плотностью среды.

4.4. Магнитное поле в ОСН 1987А

Для всех изученных молодых ОСН отношение плотности энергии магнитного поля $B_0^2/8\pi$ и давления КЛ P_c в области предфронта примерно одинаковое (см. Главу 2):

$$B_0^2/(8\pi P_c) \approx 5 \times 10^{-3}. \quad (4.16)$$

Погрешность этого соотношения составляет около 50 процентов. Сильное магнитное поле за фронтом ударной волны $B_d \approx 15$ мГс, которое соответствует полю перед фронтом $B_0 \approx 3$ мГс, приводит к сильным синхротронным потерям электронов с импульсами $p > 10m_{ps}$, которые, в свою очередь, делают синхротронный спектр при частотах $\nu > 10^{12}$ Гц гораздо круче (см. Рисунок 4.6). Вогнутая форма спектра электронов, непрерывно ускоряющихся на фронте ударной волны, и их синхротронные потери приводят к образованию двух пиков в спектре потока энергии синхротронного излучения νS_ν . Первый, при $\nu \approx 10^{12}$ Гц, соответствует импульсу электронов $p \approx 10m_{ps}$, выше которого важны синхротронные потери. Второй же пик, при $\nu \approx 10^{18}$ Гц, соответствует максимальному импульсу ускоренных электронов $p \approx 10^4 m_{ps}$.

Так как вклад, нетеплового излучения в наблюдаемое рентгеновское излучение СН 1987А пока не установлен [157], наблюдаемый поток рентгеновского излучения должен рассматриваться как верхний предел нетеплового излучения. Однако, на ранней стадии $t < 2500$ суток рассчитанный поток превышает измеренный (см. кривую, соответствующую $t = 1970$ суток на Рисунке 4.6). Это может рассматриваться как указание на то, что фактическое магнитное поле B_0 в несколько раз больше выведенного из соотношения 4.16).

Чтобы проиллюстрировать ситуацию, ожидаемую при более низких магнитных полях на Рисунке 4.7 представлены спектры потока энергии синхротронного излучения, рассчитанные с тем же набором параметров, как и предыдущем случае, за исключением магнитного поля, который здесь взят как $B_0 = 200$ мкГс и не зависит от времени. Поскольку теперь магнитное поле внутри остатка

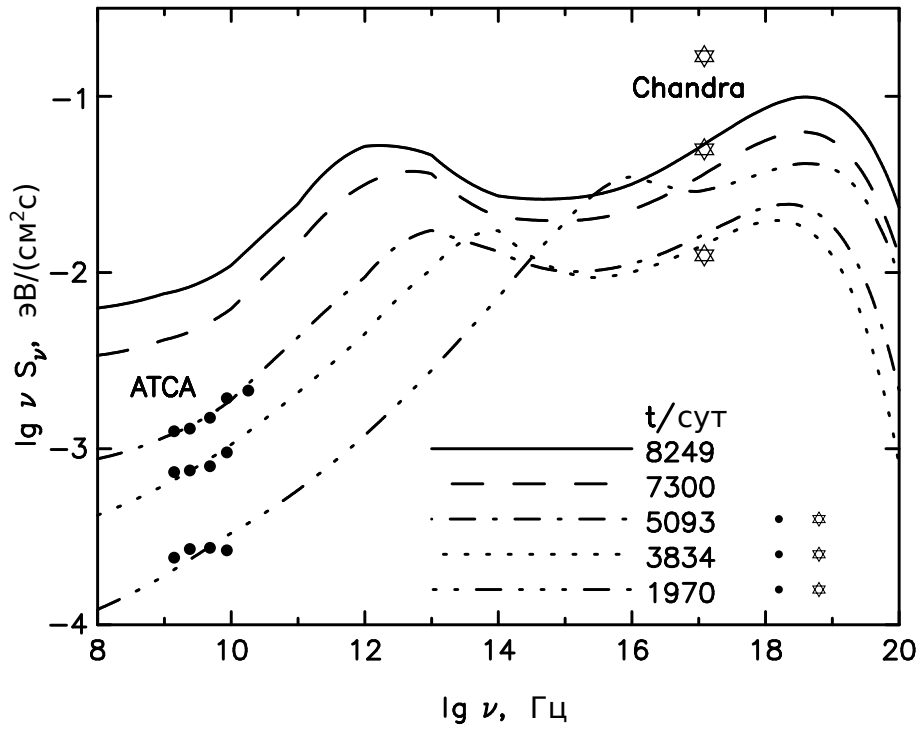


Рис. 4.6. Поток энергии синхротронного излучения SN 1987a рассчитанный для пяти моментов времени. Приведены также радио данные ATCA [158] и рентгеновские данные Chandra [159] для трех моментов времени.

$B_d \approx 2$ мГс ($\sigma \approx 10$) значительно ниже, синхротронные потери электронов КЛ существенно меньше чем в предыдущем случае. В связи с этим в любой момент времени синхротронный спектр значительно превышает измерения Chandra. Отсюда можно сделать вывод, что фактическая напряженность магнитного поля внутри остатка не ниже 5 мГс.

Совершенно другая возможность получить поток синхротронного излучения, соответствующего данным радио диапазона и проходящего ниже данных Chandra — сценарий слабого поля, когда магнитное поле $B_0 < 2$ мкГс. В этом случае частота обрезания синхротронного спектра ν_{max} меньше чем 10^{17} Гц и расчетные потоки идут экспоненциально вниз при $\nu > \nu_{max}$ и проходят ниже измерений Chandra. Однако, значение $B_0 < 2$ мкГс является неправдоподобно маленьким для такой плотной среды, как вокруг ОСН 1987А. Кроме того эффективная энергия электронов

$$\epsilon_e \approx 5 \sqrt{(\nu/1 \text{ ГГц})/(B_d/10 \text{ мкГс})} \text{ ГэВ}, \quad (4.17)$$

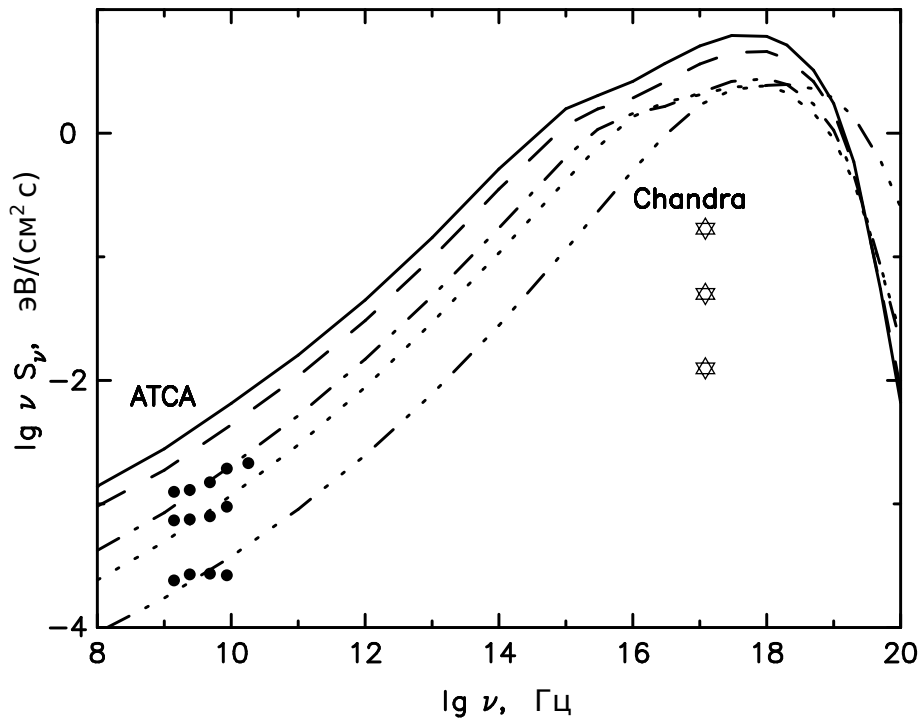


Рис. 4.7. То же, что и на Рисунке 4.6, но рассчитанное для постоянного магнитного поля перед фронтом $B_0 = 200$ мкГс.

излучающих на $\nu \sim 1$ ГГц в поле за фронтом $B_d = 10$ мкГс, составляет около 5 ГэВ. Спектр электронов при ГэВ-ных энергиях характеризуется показателем степени $\gamma \approx 2$, что значительно меньше, чем требуют наблюдения в радио диапазоне. Из Рисунка 4.7 видно, что даже поле $B_d \approx 2$ мГс слишком мало для хорошего согласия радио данным как на Рисунке 4.6. Поэтому сценарий слабого поля можно отклонить.

4.5. Ожидаемый поток γ -излучения

Здесь, в отличие от более раннего рассмотрения, представленного выше, приняты во внимание последние детальные наблюдения в радио диапазоне [160, 161]. А также использованы результаты последовательного моделирования околозвездной среды в рамках трехмерного гидродинамического подхода [162].

4.5.1. SN 1987A и его околозвездная среда

Для исследования распространения ударной волны по околозвездной среде в диапазоне углов от экваториальной плоскости $|\theta| < 20^\circ$ использованы результаты работы [162]. В этой области предположительно происходит наиболее эффективное производство КЛ и нетеплового излучения. Это качественно согласуется с результатами радионаблюдений [160]. Использованный в расчетах радиальный профиль концентрации газа $N_g = \rho/m_p$ изображен на Рисунке 4.8. В выбранном диапазоне углов он состоит из нескольких различных морфологических структур: 1) область ветра предсверхновой звезды — голубого сверхгиганта (BSG) [148] при $r < R_C = 4.5 \times 10^{17}$ см с плотностью газа $N_g = 0.29 \text{ см}^{-3}$, 2) область НИ (область ионизованного водорода) [154] при $R_C < r < R_{HG} = 8 \times 10^{17}$ см с $N_g = 280 \text{ см}^{-3}$, 3) так называемая, область песочных часов (hourglass) при $R_{HG} < r < R_W = 1.5 \times 10^{18}$ см с $N_g = 10 \text{ см}^{-3}$, и 4) область ветра красного сверхгиганта (RSG) при $R > R_W$ с $N_g = 10(r/R_W)^3 \text{ см}^{-3}$ [162]. В пределах небольшого угла $|\theta| < 4.5^\circ$ этот же профиль включает еще экваториальное кольцо (ER). Его плотность выбрана здесь распределенной в соответствии с соотношением

$$N_g = N_{gm} \exp[-(r - R_{ER})^2/l_{ER}^2], \quad (4.18)$$

где $N_{gm} \approx M_{sh}/(4\pi^{3/2}m_pR_{ER}^2l_{ER})$ — центральная (максимальная) плотность экваториального кольца, M_{ER} , R_{ER} и l_{ER} соответственно означают полную массу, радиус и ширину экваториального кольца. Ниже использованы значения $M_{ER} = 0.058M_\odot$, $R_{ER} = 6.4 \times 10^{17}$ см и $l_{ER} = 0.12R_{ER}$. Значения этих параметров выбраны из соответствия наблюдаемой динамике ударной волны и радио излучения. При этом оказалось, что они соответствуют параметрам использованным в [162].

Распространение ударной волны по околозвездной среде здесь моделируется в рамках сферически симметричного подхода. В таком приближении ударная волна и все произведенные эффекты рассматриваются как сумма с соответствующими весами двух независимых сферически симметричных ударных волн, распространяющихся в двух разных профилях радиальной плотности око-

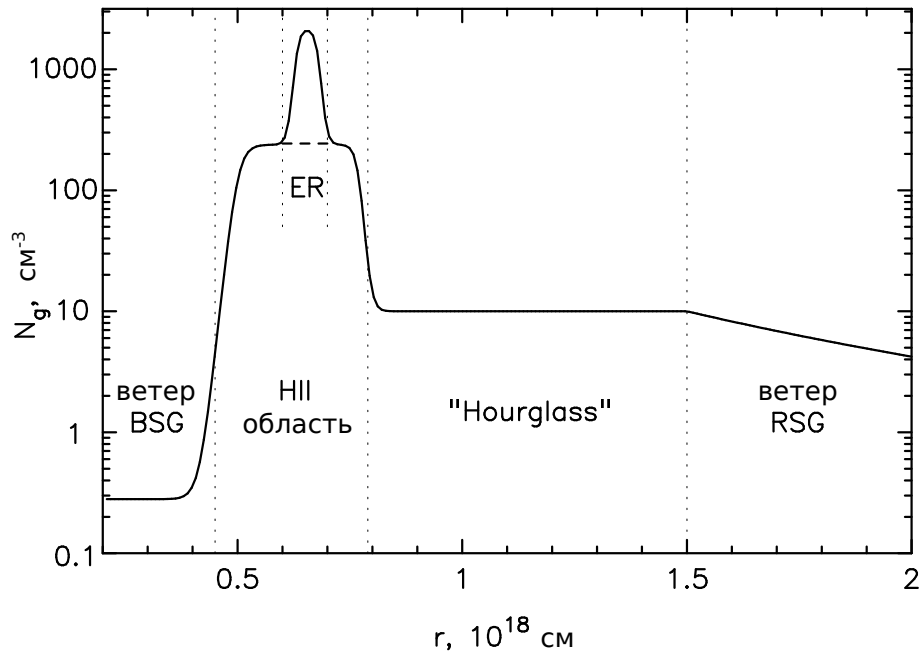


Рис. 4.8. Радиальные профили плотности околозвездной среды N_g . Частично перекрывающиеся толстые штриховые и сплошные линии соответствуют областям 1 ($4.5^\circ < |\theta| < 20^\circ$) и 2 ($|\theta| < 4.5^\circ$), соответственно. Радиальные границы различных морфологических структур отмечены вертикальными пунктирными линиями.

лозвездной среды. Как показано на Рисунке 4.8, первый профиль (область 1) принадлежит азимутально симметричной области углов $4.5^\circ < |\theta| < 20^\circ$, а второй профиль (область 2) соответствует $|\theta| < 4.5^\circ$. Затем каждая величина Q , характеризующая количество ускоренных КЛ и произведенного ими излучения, определяется выражением

$$Q = Q_1(f_1 - f_2) + Q_2 f_2, \quad (4.19)$$

где $Q_{1,2}$ — значения сферически симметричных решений для областей 1 и 2, $f_1 = 0.34$ и $f_2 = 0.08$ — угловая доля каждой из этих областей. Поскольку плотность газа на высоких широтах $|\theta| > 20^\circ$ значительно ниже [162], производством КЛ в этой области пренебрегается, .

4.5.2. Результаты и их обсуждение

На Рисунке 4.9 представлены $R_s(t)$ и $V_s(t)$ для расчета соответствующего области 2. В области 1 временной профиль скорости $V_s(t)$ не содержит локаль-

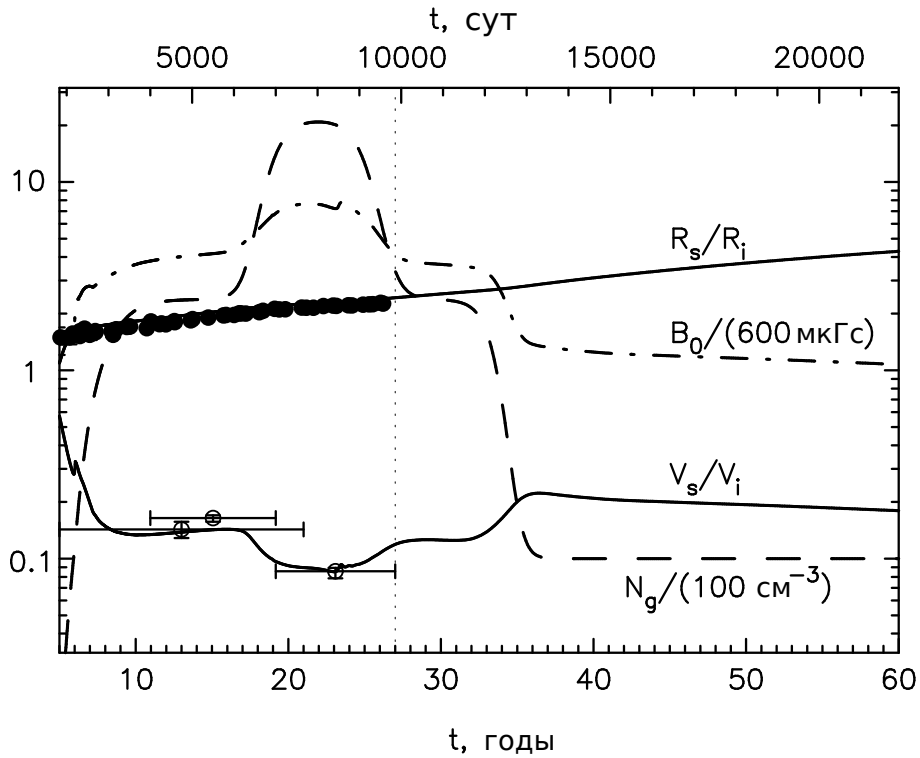


Рис. 4.9. Радиус R_s и скорость V_s ударной волны (сплошные линии), концентрация газа N_g (штрих-пунктирная линия) и магнитное поле перед фронтом B_0 (штриховая линия) на текущем R_s как функции времени с момента взрыва сверхновой для области 2. Вертикальная пунктирная линия обозначает текущее время. Также представлены радиус R_s и скорость V_s ударной волны, определенные по радио наблюдениям [160]. $R_i = R_T = 3.1 \times 10^{17}$ см и $V_i = 28000$ км/с.

ного минимума около $t = 8000$ суток — это основное отличие от результатов, представленных на Рисунке 4.9. Подгонка к пространственно-интегрированному синхротронному спектру радиоизлучения [160] определяет выбор постоянного значения $K_{ep}(t) = 3 \times 10^{-3}$. Значение $\eta(t) \approx 3 \times 10^{-3}$ при $t \approx 26$ лет (Рисунок 4.10а) связано с предположением, что, покидая НП область после $t \approx 30$ лет, темп инъекции ядерной компоненты КЛ должен восстановиться обратно к значению в возрасте до 10 лет. В течение периода времени 10 – 30 лет сжатое и в значительной степени азимутальное магнитное поле НП области должно подавлять инъекцию ядерной компоненты, что, как видно из Рисунка 4.10б, находится в соответствии со смягчением пространственно-интегрированного радиочастотного спектра. Конкретные значения темпа инъекции протонов $\eta(t)$ выводятся из подгонки рассчитанного теоретического спектрального индекса $\alpha(t)$ интегриро-

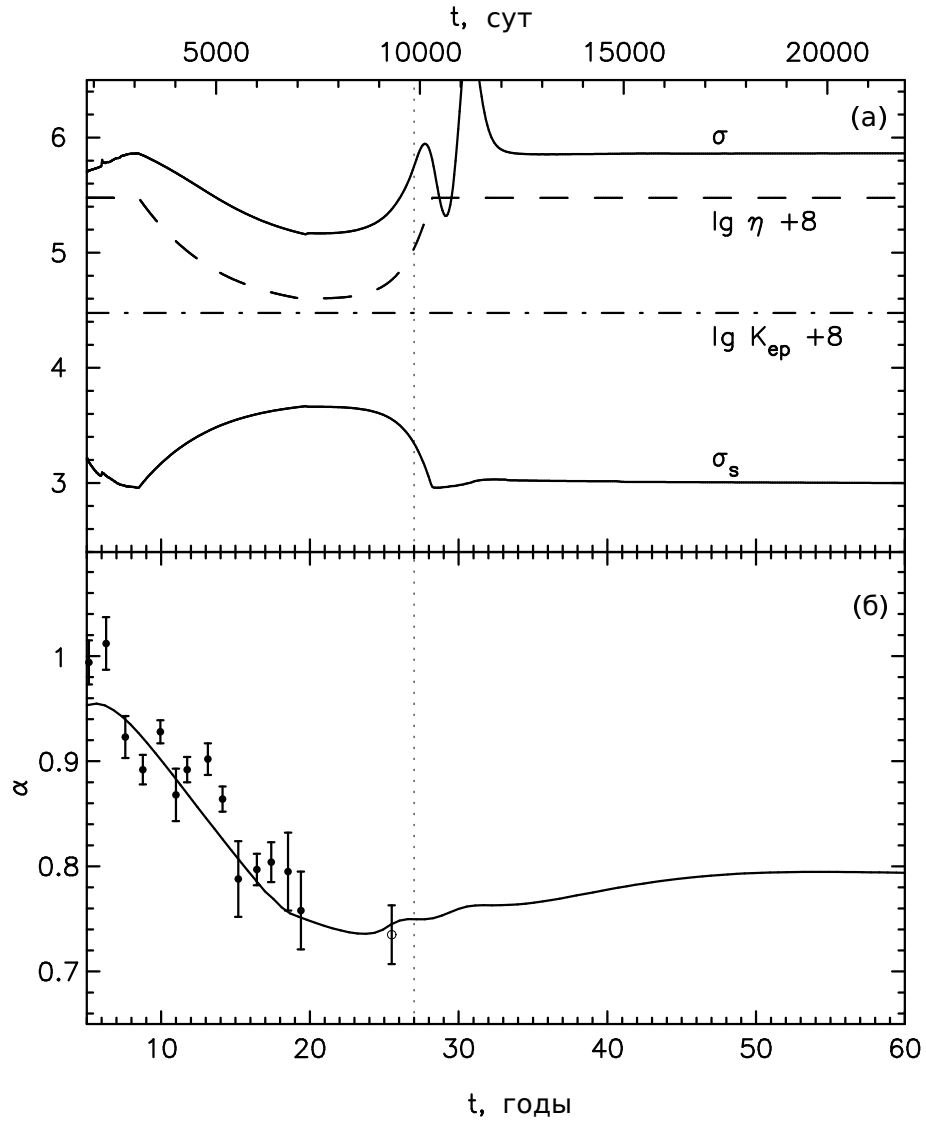


Рис. 4.10. (а) Полная степень сжатия σ и степень сжатия на тепловом фронте ударной волны σ_s (сплошные линии), темп инъекции протонов η (штриховые линии) и отношение электронов к протонам K_{ep} (штрих-пунктирные линии) как функции времени. (б) Показатель спектра синхротронного радиоизлучения α как функция времени совместно с данными наблюдений АТСА [163] (последняя точка получена комбинацией измерений АТСА и ALMA [161]).

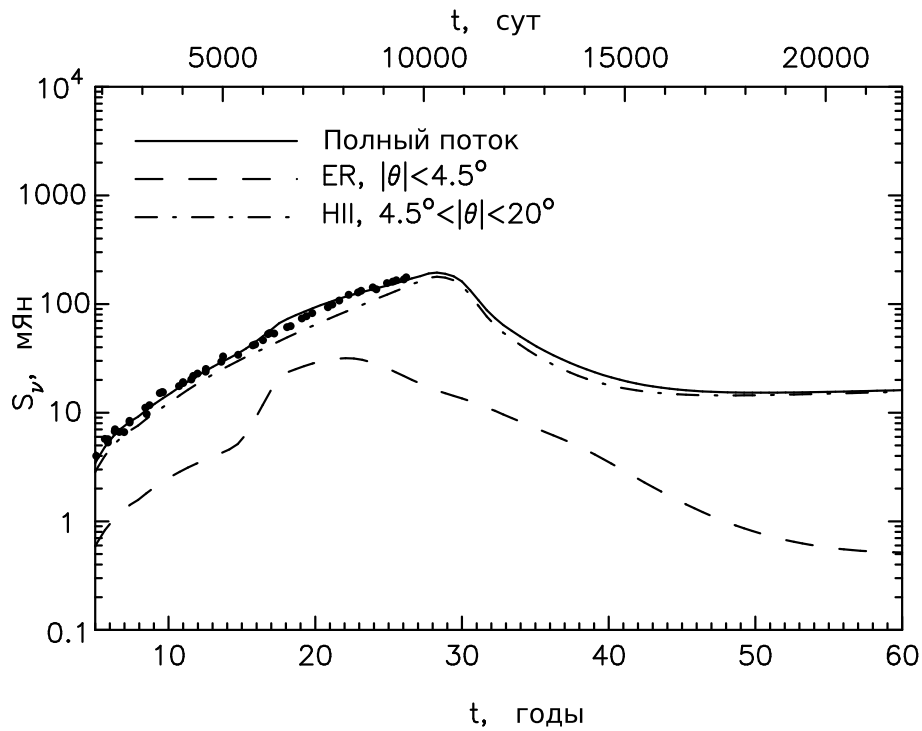


Рис. 4.11. Рассчитанный поток радиоизлучения на частоте $\nu = 9$ ГГц как функция времени и данные АТСА [160]. Штрих-пунктирная, штриховая и сплошная линии соответствуют вкладу областей 1 и 2, и их сумме.

ванного синхротронного радиоизлучения к наблюдаемым значениям.

Рассчитанный с использованием этих значений η и K_{ep} поток радиоизлучения S_ν на частоте $\nu = 9$ ГГц на Рисунке 4.11 представлен вместе данными наблюдений АТСА [160]. Там где есть измерения радио потока, расчет хорошо согласуется с ними. Согласно расчетам рост радио-излучения при $t < 30$ лет связан с ростом числа ускоренных электронов, которое пропорционально заметенной массе в НII области. Для принятого значения внешней границы НII области $R_{HG} = 8 \times 10^{17}$ см ударная волна достигает ее в момент времени $t \approx 30$ лет. Далее ожидается постепенное уменьшение потока: примерно в 10 раз в течение 10-ти лет после 2017 года.

На Рисунке 4.12 представлен рассчитанный поток энергии γ -излучения выше 3 ТэВ как функция времени. В нем ядерная компонента от распада π^0 -мезонов доминирует при всех энергиях. Поскольку ожидается, что значительная часть поверхности ударной волны будет тангенциальной и, следовательно, не эффек-

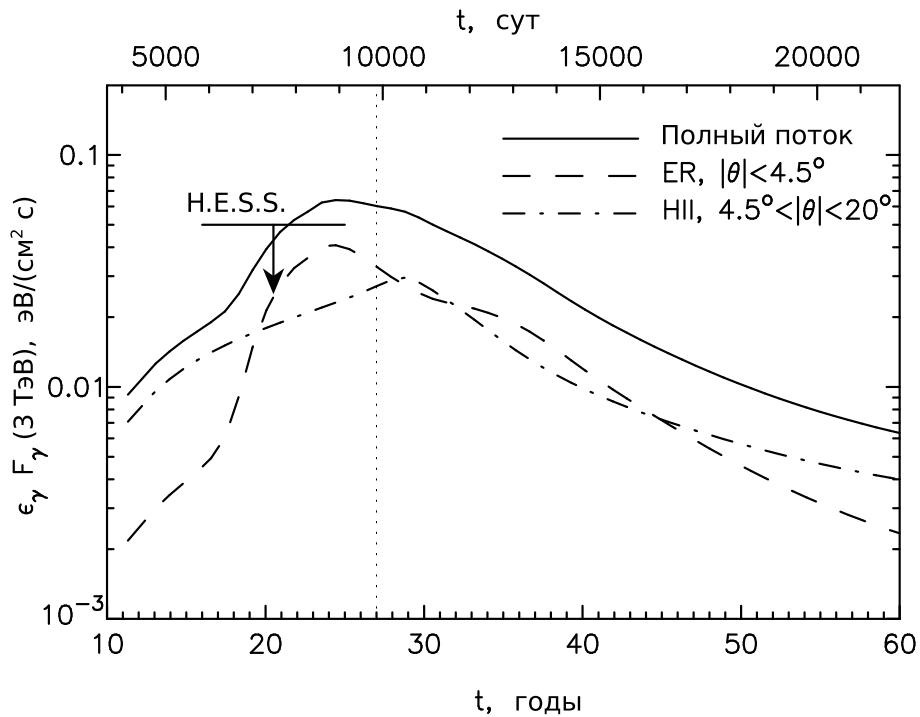


Рис. 4.12. Интегральный поток энергии γ -излучения выше 3 ТэВ от ОСН 1987А как функция времени. Приведен также верхний предел Н.Е.С.С. [164], соответствующий периоду наблюдений с 2005-го по 2012-й год.

тивно инжектировать/ускорять ядерные КЛ, общее число ускоренных КЛ здесь тоже нормализуется на коэффициент $f_{re} = 0.2$ [24].

Как видно из Рисунка 4.12, область 1, которая содержит плотное экваториальное кольцо, дает доминирующий вклад в поток только во время прохождения ударной волны через экваториальное кольцо, то есть в дни 7000-10000. Максимальный поток энергии ТэВ-ного излучения $\epsilon_{\gamma} F_{\gamma} \approx 7 \times 10^{-2}$ эВ см⁻² с⁻¹ был достигнут в день 9000 и после этого он начал уменьшаться из-за уменьшения плотности газа околозвездной среды. Верхний предел Н.Е.С.С. [164], установленный в результате наблюдений в период с 2005 года по 2012 год, можно считать не противоречащим рассчитанному потоку. Согласно представленным расчетам наиболее благоприятный период для обнаружения ТэВ-ного γ -излучения от ОСН 1987А это с 2008-го по 2018-й год. В более поздние эпохи ОСН 1987А может быть обнаружен в ТэВ-ном диапазоне установками с более высокой чувствительностью, чем у Н.Е.С.С.

4.6. Выводы

Расчеты, выполненные на основе нелинейной кинетической теории ускорения заряженных частиц ударными волнами, показали, что наблюдаемые свойства радиоизлучения ОСН 1987А могут быть удовлетворительно объяснены на основе представлений о регулярном ускорении нуклонной и электронной компонент КЛ ударной волной от вспышки сверхновой, распространяющейся по звездному ветру предсверхновой. При этом теория предсказывает высокую эффективность ускорения КЛ и сильную степень модификации ударной волны обратным воздействием давления КЛ на ударную волну. Имеющийся набор экспериментальных данных позволяет сделать достаточно определенное заключение о величине физических параметров ОСН 1987А.

Относительно низкий темп потери массы голубого сверхгиганта, предсверхновой СН 1987А, $\dot{M} = 7.5 \times 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$ определяется вытекающим из эксперимента [153] требованием: средняя скорость расширения ударной волны в течение первых 1500 сут после взрыва должна быть $V_s \approx 30000$ км/с. Более высокое значение \dot{M} ведет к более сильному торможению в зоне сверхзвукового ветра голубого сверхгиганта, что противоречит эксперименту.

Темп инжекции протонов в режим ускорения непосредственно влияет на степень модификации ударной волны, которая характеризуется значениями степеней сжатия теплового (σ_s) и всего ударного перехода σ . Наблюдаемый относительно мягкий спектр радиоизлучения ОСН 1987А $S \propto \nu^{-\alpha}$, $\alpha \approx 0.9$ [146, 149, 153] производится синхротронным излучением релятивистских электронов со степенным спектром $f \propto p^{-q}$, $q \approx 4.8$, который естественным образом воспроизводится модифицированной ударной волной со степенью сжатия на тепловом фронте $\sigma_s \approx 3$. Такая степень модификации достигается, когда в процесс ускорения вовлекается (инжектируется) доля $\eta = 10^{-2}$ протонов среды, заметаемой ударной волной. Это значение требуемого темпа инжекции не противоречит результатам измерений, выполненных в межпланетном пространстве (см.

например, [73]) и результатам численного моделирования бесстолкновительных ударных волн [74, 75].

Помимо указанных двух параметров \dot{M} и η , на величину потока радиоизлучения непосредственно влияет магнитное поле. Согласие с измеренным потоком в течение первых двенадцати дней достигается при значении поля на поверхности голубого сверхгиганта $B_* = 59$ Гс, которое является типичным для звезд этого класса.

Зарегистрированный рост радиоизлучения ОСН 1987А на фазе $t \approx 1200$ сут [149, 153] естественным образом связывается с моментом достижения взрывной ударной волной зоны II термализованного звездного ветра $r > R_T$. Резкое увеличение плотности среды и магнитного поля на фронте стоячей ударной волны ($r = R_T$), отделяющей эту зону I от зоны II сверхзвукового ветра, обуславливает рост радиоизлучения. Согласно расчету размер стоячей ударной волны $R_T = 3.1 \times 10^{15}$ см.

Наблюдаемое в эксперименте значительное торможение ударной волны на фазе $t = 1500 \div 3000$ сут, во время которой скорость ударной волны по измерениям динамики радиоизображения ОСН 1987А упала с 30000 км/с до 3000 км/с [153], воспроизводится в расчете за счет третьей, более плотной зоны III, занятой веществом ветра красного сверхгиганта с концентрацией $N_g = 420$ см⁻³, расположенной в области $r > 5 \times 10^{17}$ см. Теория обеспечивает приемлемое согласие свойств радиоизлучения ОСН 1987А с экспериментом при значении магнитного поля $B = 76$ мкГс и $B = 38$ мкГс в зоне II и III соответственно.

Радио данные свидетельствуют об эффективном производстве КЛ, приводящей к сильной модификации ударной волны. Значительная модификация ударной волны приводит к образованию крутого и вогнутого спектра КЛ, который хорошо вписывается в наблюдаемый спектр радиоизлучения, при условии чрезвычайно сильного магнитного поля $B_d \sim 1$ мГс. Для того, чтобы соответствовать также измерениям потока рентгеновского излучения Chandra, которое должно рассматриваться как верхний предел для нетеплового рентгеновского из-

лучения, требуется еще большее поле за фронтом $B_d \approx 10$ мГс. Такое высокое поле обеспечивает сильные синхротронные потери электронов КЛ, излучающих нетепловые рентгеновские лучи, что делает высокочастотную часть спектра синхротронного излучения гораздо более крутым и обеспечивает согласованность с экспериментом. Существенная модификация ударной волны сильное усиление магнитного поля может рассматриваться в качестве указания о том, что ускорение нуклонной компоненты КЛ действительно имеет место.

Выполненные расчеты показывают, что поток γ -излучения ТэВ-ных энергий от остатка СН 1987А в настоящее время достиг своего максимального значения и попадает в диапазон чувствительности γ -телескопа H.E.S.S. и планируемой установки СТА. Период времени с 2008-го по 2018-й год является наиболее перспективным для наблюдения ТэВ-ного γ излучения от СН 1987А.

Глава 5

Спектр КЛ ускоренных в остатках сверхновых

5.1. Введение

Одной из важнейших характеристик процесса ускорения КЛ является спектр производимых (ускоренных) КЛ. Суммарный спектр КЛ, произведенных в ОСН за все время его эволюции, непосредственно связан с наблюдаемым на Земле спектром галактических КЛ. Поэтому требования, налагаемые на теорию генерации КЛ в источниках КЛ, состоят в воспроизведении (объяснении) измеренного спектра КЛ, а также их химического состава. В настоящее время выполнены детальные измерения состава КЛ в широком энергетическом диапазоне и предпринимаются значительные усилия по расширению этого диапазона до области излома в спектре КЛ $10^{15} \div 10^{16}$ эВ [165, 166]. Поэтому сегодня можно говорить о том, что требования, предъявляемые к источникам КЛ, состоят не только в обеспечении необходимой эффективности ускорения, но также и в формировании наблюдаемого спектра и состава КЛ.

В этой Главе расчеты ожидаемых спектров различных компонент КЛ, выполненные на основе нелинейной кинетической теории ускорения КЛ в ОСН, сопоставляются с имеющимися экспериментальными данными с целью выяснения в какой мере химический состав КЛ, ускоренных в ОСН, удовлетворяет требованиям эксперимента.

Результаты этой Главы опубликованы в работах [16, 18, 37].

5.2. Спектр КЛ на ударном фронте

С целью демонстрации влияния нелинейных эффектов процесса ускорения на спектр КЛ, на Рисунке 5.1 представлены результаты расчета функции распределения КЛ на ударном фронте $r = R_s$ для трех моментов эволюции удар-

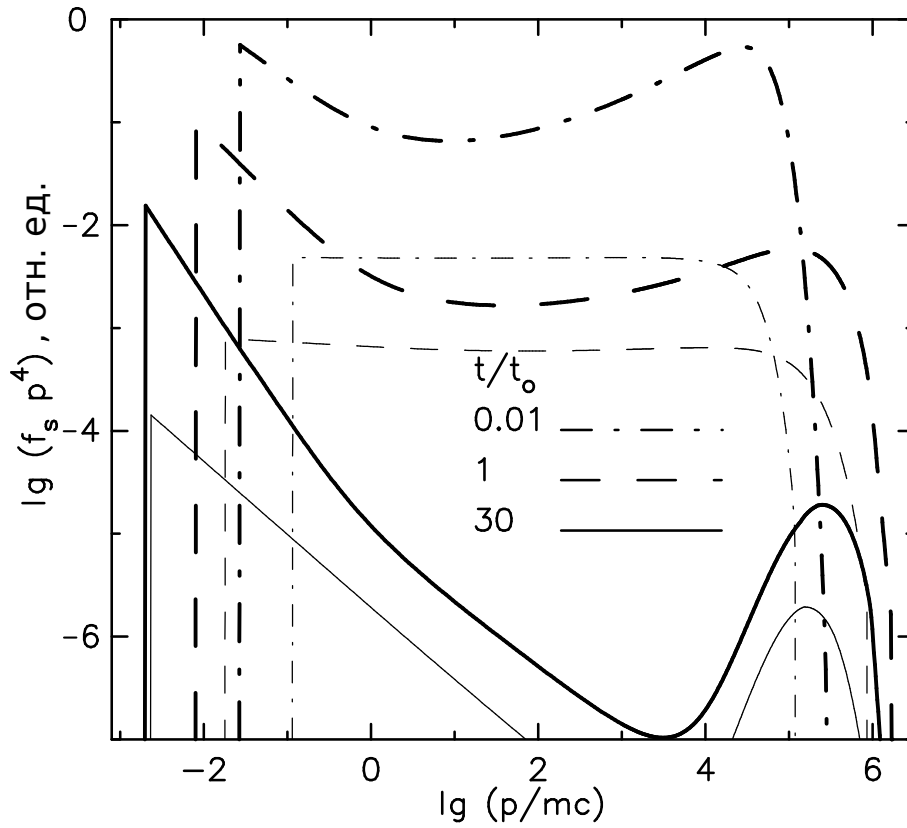


Рис. 5.1. Функция распределения КЛ на ударном фронте f_s в зависимости от импульса в различные моменты времени для начального числа Маха $M_0 = 33$ и темпов инжекции $\eta = 10^{-4}$ (тонкие линии) и 10^{-2} (толстые линии)

ной волны, расширяющейся в горячей МЗС. Концентрация атомов водорода, температура и магнитное поле в этом случае $N_H = 0.003 \text{ см}^{-3}$, $T_0 = 10^6 \text{ К}$, $B_0 = 3 \text{ мкГс}$. Параметры сверхновой типичны для сверхновой типа Ia: энергия взрыва $E_{sn} = 10^{51} \text{ эрг}$, масса сброшенной оболочки $M_{ej} = 1.4 M_\odot$, $k = 7$.

Низкий темп инжекции КЛ $\eta = 10^{-4}$ (тонкие линии на Рисунке 5.1) обеспечивает не слишком большую передачу энергии ускоренным частицам. В этом случае ударная волна оказывается слабо модифицированной давлением КЛ, а спектр КЛ соответственно — близким к рассчитанному в линейном приближении. На стадии свободного разлета ($t < t_0$) функция распределения описывается почти чисто степенной зависимостью $f \propto p^{-q}$ с показателем

$$q = 3\sigma/(\sigma - 1), \quad (5.1)$$

близким к 4, поскольку степень сжатия сильной ударной волны σ близка к 4,

во всем диапазоне от импульса инжекции p_{inj} до импульса обрезания $p_m(t)$, значение которого определяется геометрическими факторами [167] и может быть найдено из соотношения

$$q \left[\frac{2 + b - (\nu - 1)/\nu}{g_1(p_m)} + \frac{b + d}{g_2(p_m)} \right] = 1, \quad (5.2)$$

в котором $g_i(p) = R_s u_i / \kappa_i(p)$, ($i = 1, 2$) — так называемые параметры модуляции; параметр $b = d \ln N_{inj} / d \ln t$ описывает возможное изменение темпа инжекции во времени; параметр $\nu = d \ln R_s / d \ln t$ определяет закон расширения ударной волны; значение параметра

$$d = \left[\frac{R_s}{(u_1 - u_2)r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 w) \right]_2 \quad (5.3)$$

определяет роль адиабатического изменения энергии КЛ в области за ударным фронтом. При этом под p_m понимается импульс КЛ, где локальный показатель спектра $-d \ln f_R / d \ln p$ на единицу превышает значение q , даваемое формулой (5.1). В случае сильной ударной волны ($\sigma = 4$) при неизменном темпе инжекции для импульса обрезания получается простое выражение:

$$p_m(t) = mc \frac{R_s V_s}{K \kappa_0(mc)}, \quad (5.4)$$

в котором коэффициент $K = 6$ для стадии свободного разлета ($\nu = 1$, $d = -1/2$) и $K = 26$ для адиабатической стадии ($\nu = 2/5$, $d = 3$). Импульс обрезания, как видно из этого выражения, на стадии свободного разлета линейно растет со временем, что согласуется с результатами численного расчета (см. Рисунок 5.1).

В начале адиабатической стадии ($t > t_0$) пока ударная волна еще достаточно сильная (число Маха $M \gtrsim 10$) спектр КЛ остается почти чисто степенным $f \propto p^{-q}$ с универсальным показателем q (см. тонкую кривую, соответствующую времени $t/t_0 = 1$ на Рисунке 5.1). Со временем ударная волна замедляется, число Маха падает и при $t/t_0 > 5$ степень сжатия σ становится заметно меньше 4. КЛ, ускоряемые ударной волной в этот период времени, характеризуются более мягким спектром: он остается степенным $f \propto p^{-q}$, но показатель q уже заметно

больше 4 и увеличивается во времени в соответствии с формулой (5.1). В этот период времени в спектре КЛ обнаруживается высокоэнергетичная компонента, динамика которой принципиально отличается от низкоэнергетичной части спектра КЛ. На фоне мягкого спектра, генерируемого в текущий момент времени, в области импульсов $10^4 \lesssim p/mc \lesssim 10^6$ преобладают частицы, которые были ускорены в начале адиабатической стадии ($t \sim t_0$). На текущей стадии, где они сравнительно слабо взаимодействуют с ударной волной, можно говорить об их свободном диффузионном распространении. Объём, занимаемый этими частицами характеризуется размером $R \simeq \sqrt{\kappa_0(p)t}$. Поэтому функция распределения в этой области импульсов меняется во времени в соответствии с законом $f \propto t^{-3/2}$. Радиус R растёт быстрее, чем размер ударной волны $R_s \propto t^{2/5}$. Поэтому, в определенном смысле, эти частицы могут быть названы убегающими: они покидают динамическую область системы $r \leq R_s$ унося с собой соответствующую долю энергии [168].

На Рисунке 5.1 толстыми линиями также представлены результаты расчета, которые от предыдущего случая отличаются только величиной темпа инжекции: в этом случае параметр $\eta = 10^{-2}$ на два порядка выше, чем в предыдущем. По причине интенсивной инжекции частиц в режим ускорения, КЛ уже в ранние моменты времени (см. толстую кривую для $t/t_0 = 0.01$) являются важным динамическим фактором. Их давление P_c вблизи ударного фронта сравнимо или превышает давление ρu^2 . Ударная волна существенно модифицирована обратным воздействием КЛ на среду. Ударный фронт характеризуется полной степенью сжатия $\sigma \simeq 7$ и состоит из интенсивного предфронта и теплового фронта со степенью сжатия $\sigma_s \simeq 3$. Форма спектра КЛ, ускоряемых сильно модифицированной ударной волной, не является чисто степенной. Если ее все же аппроксимировать степенной функцией $f_R \propto p^{-q}$, то показатель спектра $q = -(d \ln f)/(d \ln p)$ в области импульсов $p_{inj} < p \ll p_m$, будет определяться соотношением

$$q = \frac{3u_p + (du_p/d \ln p)}{u_p - u_2}, \quad (5.5)$$

которое можно записать в виде

$$q = \frac{3\sigma_p}{\sigma_p - 1} + \frac{d \ln(\sigma_p - 1)}{d \ln p}, \quad (5.6)$$

если ввести эффективную степень сжатия $\sigma_p = u_p/u_2$, которую “чувствуют” частицы КЛ с импульсом p .

Частицы с малой кинетической энергией $\epsilon_k < mc^2$ содержат небольшую долю полной энергии КЛ и не оказывают существенного влияния на структуру ударного фронта. Это означает, что $\sigma_p \simeq \sigma_s$ для импульсов $p < mc$. Поэтому в нерелятивистской области энергий спектр КЛ в соответствии с (5.6) близок к степенному с показателем $q = q_s \equiv 3\sigma_s/(\sigma_s - 1)$, значение которого определяется степенью сжатия на тепловом фронте σ_s .

В релятивистской области энергий эффективная скорость среды меняется от $u_p = V_s - w_1$ до $u_p = V_s$ при изменении импульса от $p \simeq mc$ до $p \simeq p_m$. Эффективная степень сжатия σ_p в этой области энергий является растущей, а показатель спектра q — падающей функцией импульса. Эффективная степень сжатия меняется от $\sigma_p = \sigma_s$ для частиц с импульсами $p \lesssim mc$ до $\sigma_p = \sigma$ при стремлении p к импульсу обрезания.

Высокий темп инжекции и, соответственно, сильная модификация ударной волны отличаются тем, что из-за существенно более жесткого спектра КЛ в релятивистской области энергий основная доля энергии КЛ приходится на частицы КЛ предельно высокой энергии $p \sim p_m$, когда ударная волна имеет большое число Маха. В этом состоит основная особенность ударной волны от сверхновой, эволюционирующей в условиях интенсивно протекающего процесса ускорения КЛ.

5.3. Суммарный спектр КЛ

С точки зрения проблемы происхождения КЛ особый интерес представляет суммарный спектр КЛ, произведенный ударной волной. Он может быть

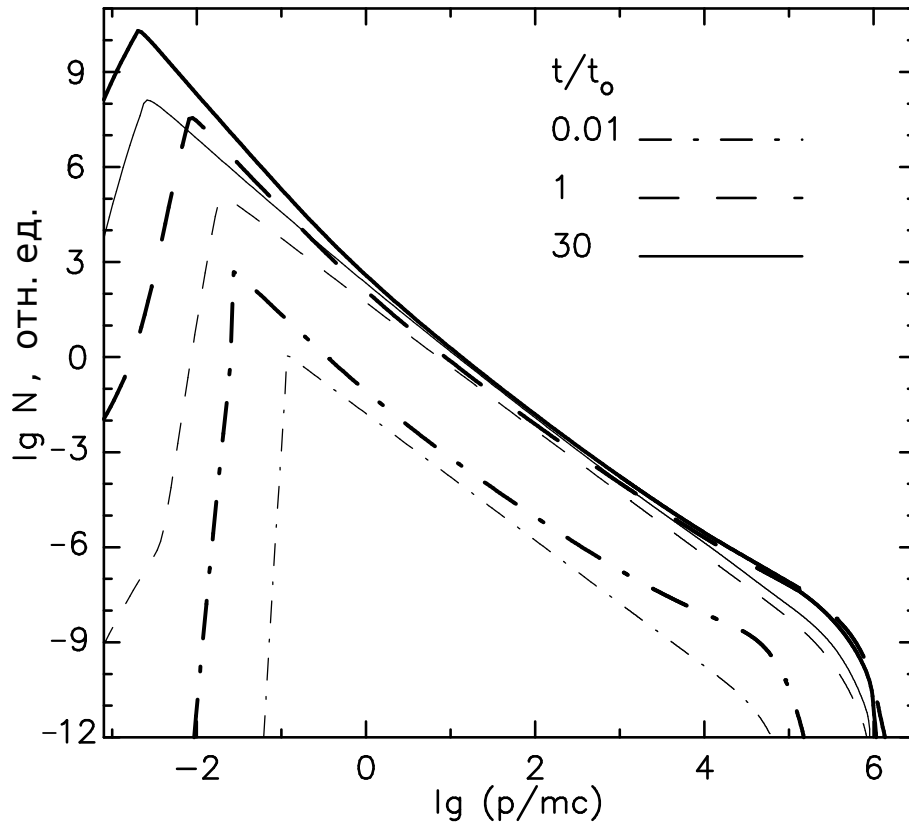


Рис. 5.2. Суммарный спектр КЛ $N(p)$ произведенный ударной волной с начальным числом Маха $M_0 = 33$ в зависимости от импульса при темпах инжекции $\eta = 10^{-4}$ (тонкие линии) и 10^{-2} (толстые линии) на разных стадиях эволюции ОСН.

вычислен путем интегрирования по всему пространству $R_p \leq r < \infty$ дифференциальной концентрации КЛ в соответствующий момент времени

$$N(p, t) = 4\pi p^2 \left[4\pi \int_{R_p}^{\infty} dr r^2 a f(r, ap, t) \right]. \quad (5.7)$$

В этом выражении параметр a описывает предполагаемый процесс релаксации возмущенной среды к среднему состоянию МЗС [169, 170]. Строго говоря, выражение (5.7) имеет смысл только для достаточно поздних стадий эволюции, когда ударная волна становится слабой (число Маха мало, $M \lesssim 3$) и больше не ускоряет сколь-нибудь эффективно КЛ. Однако имеет смысл воспроизводить спектр $N(p, t)$ также и для промежуточных времен t , чтобы понять, какие стадии эволюции дают основной вклад в суммарный спектр КЛ.

Как показал анализ, различные предположения о характере релаксации среды приводят к малоотличимым результатам [169]. Поэтому, для простоты будем

основываться на простейшем из них: будем считать, что возмущенная ударной волной среда релаксирует по плотности к среднему состоянию МЗС. При этом, поскольку речь идет о достаточно больших масштабах, энергия КЛ меняется адиабатически, чему соответствует

$$a(r, t) = [\rho(r, t)/\rho_0]^{1/3}. \quad (5.8)$$

Расчитанные по формулам (5.7) и (5.8) суммарные спектры КЛ для двух темпов инжекции приведены на рисунке 5.2.

При низком темпе инжекции суммарный спектр КЛ, произведенный ударной волной за все время ее эволюции (см. тонкую кривую при $t/t_0 = 30$ на Рисунке 5.2) близок к чисто степенному $N \propto p^{-\gamma}$ с показателем $\gamma \simeq 2$ в широком диапазоне импульсов $10^{-3} \lesssim p/mc \lesssim 3 \times 10^5$. Анализ временной эволюции спектра $N(p, t)$ показывает, что основная доля КЛ в суммарном спектре была произведена в начале адиабатической стадии ($t/t_0 \leq 3$), когда число Маха было еще достаточно велико ($M \gtrsim 10$). Вклад более поздних стадий, отвечающих числам Маха $M < 10$, в области высоких импульсов $p \gg mc$ незначителен.

Спектр КЛ, произведенный в условиях достаточно высокого темпа инжекции, когда степень модификации ударной волны велика (см. Рисунок 5.2 для $\eta = 10^{-2}$) уже не является чисто степенной функцией импульса. В сравнении с предыдущим случаем низкого темпа инжекции в нерелятивистской области спектр $N(p)$ более мягкий, а в релятивистской области — более жесткий. Характер спектра $N(p)$ можно легко понять, основываясь на самых общих свойствах процесса ускорения. В области малых значений импульса $p/mc \sim 10^{-3}$ амплитуда спектра прямо пропорциональна темпу инжекции (т.е. величине параметра η). Поэтому в случае $\eta = 10^{-2}$ эта амплитуда в 100 раз выше, чем для $\eta = 10^{-4}$ (Рисунок 5.2). Уже отсюда ясно, что универсальный характер спектра $N \propto p^{-2}$ не может быть реализован в случае $\eta = 10^{-2}$, поскольку это соответствовало бы энергии КЛ E_c в сто раз большей, чем в случае $\eta = 10^{-4}$, что невозможно, поскольку при $\eta = 10^{-4}$ энергия КЛ E_c составляет для поздних времен свыше 20%

от полной энергии взрыва E_{SN} .

Вместе с тем, как уже отмечалось выше, сильно модифицированная ударная волна генерирует значительно более жесткий спектр КЛ в релятивистской области по сравнению с немодифицированной, иными словами, в случае модифицированной ударной волны, если аппроксимировать спектр КЛ степенной функцией $N \propto p^{-\gamma}$, показатель спектра $\gamma < 2$ при $p \gg mc$, что и видно из Рисунка 5.2. В нерелятивистской области ($p < mc$) с неизбежностью следует $\gamma > 2$. Физически это обусловлено тем обстоятельством, что нерелятивистские частицы “чувствуют” не полную степень сжатия, а только степень сжатия на тепловом фронте σ_s . В модифицированной волне σ_s меньше степени сжатия немодифицированной ударной волны (в этом случае $\sigma_s \simeq \sigma$) в соответствующий момент времени. Поэтому модификация волны приводит к более мягкому спектру КЛ в нерелятивистской области энергий.

Анализ геометрических факторов, влияющих на форму спектра КЛ, ускоряемых расширяющейся сферической ударной волной от сверхновой, показывает, что максимальный импульс (энергия) в спектре КЛ $p_{max} = \max\{p_m(t)\}$ достигается в конце стадии свободного разлета [167]. Поэтому для оценки максимального импульса КЛ p_{max} можно использовать формулу (5.4), подставив в нее вместо R_s и V_s соответственно R_0 и V_{s0} . Используя также связь этих параметров с энергией взрыва E_{SN} и плотностью МЗС ρ_0 , а также выражение (1.7) для коэффициента диффузии КЛ, нетрудно получить окончательную оценку максимального импульса КЛ [167]

$$\frac{p_{max}}{mc} = 4.43 \times 10^5 \left(\frac{E_{SN}}{10^{51} \text{ эрг}} \right)^{1/2} \left(\frac{M_{ej}}{10M_{\odot}} \right)^{-1/6} \left(\frac{N_H}{3 \times 10^{-3} \text{ см}} \right)^{-1/3} \left(\frac{B_0}{3 \text{ мкГс}} \right). \quad (5.9)$$

Численный расчет при умеренной модификации ударной волны (см. Рисунок 5.2 для $\eta = 10^{-4}$) дает $p_{max}/mc = 4 \times 10^5$, что хорошо согласуется с формулой (5.9). Следует обратить внимание, что приведенные выше расчеты были выполнены без учета усиления магнитного поля, с использованием типичного для горячей МЗС поля $B_0 = 3$ мкГс. При учете усиления поля максимальный импульс будет

больше: согласно формуле (5.9), $p_{max} \propto B_0$

5.4. Химический состав КЛ ускоренных в ОСН

Химический состав КЛ несет непосредственную информацию об их источниках, о среде, из которой они возникают и о механизме их ускорения. Накопленный к настоящему времени обширный объём экспериментальных данных указывает на то, что КЛ возникают в среде с нормальным химическим составом, характерным для МЗС (см., например, [2]). Последнее служит дополнительным аргументом в пользу того, что основная доля КЛ производится ударными волнами от вспышек сверхновых, которые являются единственным классом объектов в Галактике, способным обеспечить требуемое для КЛ энергопоступление в МЗС [2].

Вместе с тем, имеются систематические отличия составов КЛ и МЗС. Главное из них состоит в том, что относительное содержание ядер элементов тяжелее гелия в составе КЛ выше, чем в МЗС и это различие увеличивается с ростом массового числа элементов A . Это обстоятельство обычно связывают с необходимым свойством механизма ускорения КЛ — более эффективно ускорять тяжелые элементы по сравнению с легкими.

5.4.1. Описание модели

Самосогласованный спектр КЛ может быть определен путем решения динамических уравнений, описывающих перенос и ускорение КЛ и динамику среды (газа) с учетом обратного влияния КЛ на среду. Здесь, подход к решению поставленной задачи, описанной в Разделе 1.1, когда в расчет принималось только ускорение протонов — основного сорта ионов в МЗС, развит применительно к общему случаю, когда помимо протонов учитывается также ускорение более тяжелых ионов.

В рамках кинетического подхода ускорение КЛ ударной волной от сверхно-

вой в приближении сферической симметрии описывается диффузионными уравнениями переноса для функций распределения КЛ $f_A(r, p, t)$ [3, 50]:

$$\frac{\partial f_A}{\partial t} = \nabla(\kappa_A \nabla f_A) - \mathbf{w}_c \nabla f_A + \frac{\nabla \mathbf{w}_c}{3} p \frac{\partial f_A}{\partial p} + Q_A,$$

где в отличие от уравнения 1.4 индекс A указывает на сорт ядер, характеризуемых массовым (атомным) числом A .

Поскольку ускоренные частицы в области ударного перехода интенсивно раскачивают альфвеновские волны [4, 59], здесь также предполагается боровский характер диффузии КЛ, чему отвечает коэффициент диффузии

$$\kappa_A = \kappa_B = \rho_B v / 3,$$

где $\rho_B = pc / (QeB)$ и v — гирорадиус и скорость частицы (иона), B — напряженность магнитного поля, c — скорость света, e и m — заряд и масса протона, Q — зарядовое число иона.

Зарядовое число ионов Q в начальный период ускорения равно его равновесному значению в МЗС Q_0 . С течением времени заряд ионов растет из-за их ионизации за счет столкновений в результате чего зарядовое число достигает значения равного зарядовому числу ядра Z . Мы принимаем, что зарядовое число Q растет в интервале энергии $10Amc^2 \div 10^3Amc^2$ пропорционально логарифму энергии от значения Q_0 до Z .

Следует отметить, что из-за зависимости $\kappa \propto vp/Z$ при $\epsilon > 10^3Amc^2$ форма функции распределения ионов, ускоренных на ударной волне, зависит только от магнитной жесткости частицы. Следовательно, максимальная энергия будет пропорциональна заряду иона: $\epsilon_{max} \propto Z$.

Как уже обсуждалось в Главе 2, существующее магнитное поле среды перед фронтом ударной волны существенно усиливается потоковой неустойчивостью КЛ до уровня $B_0 \gg B_{ISM}$, притом во всех рассмотренных ОСН отношение плотности энергии магнитного поля $B_0^2 / 8\pi$ к давлению КЛ P_c перед фронтом ударной

волны приблизительно одинаково [27]:

$$\frac{B_0^2}{8\pi P_c} = 5 \times 10^{-3}. \quad (5.10)$$

Такое усиленное поле B_0 превышает типичное значение поля МЗС $B_{ISM} \approx 5$ мкГс в течение практически всей эволюции ОСН. В дальнейших расчетах предполагается именно такое эффективное усиленное магнитное поле.

Результаты численного моделирования квазипродольных бесстолкновительных ударных волн [74, 75], эксперименты, выполненные в межпланетном пространстве [73, 171], а также результаты аналитической теории [76, 77] свидетельствуют о реализации достаточно эффективной инжекции надтепловых частиц в режим ускорения, темп которой превышает $\eta = 10^{-4}$. Как показывают расчеты, такой уровень инжекции обеспечивает высокую эффективность ускорения: уже при $\eta = 10^{-4}$ протонам КЛ передается около 10% энергии взрыва E_{sn} . Увеличение темпа инжекции ведет к росту эффективности ускорения КЛ. Однако, зависимость эта довольно слабая: увеличение η на два порядка приводит к росту энергосодержания КЛ не более чем в три раза. Можно сказать, что конкретное реальное значение η не столь критично с энергетической точки зрения.

Ситуация в корне меняется, когда возникает необходимость рассмотрения ожидаемого химического состава ускоренных КЛ. В МЗС ядра всех элементов по отношению к протонам являются малыми примесями. Учет их ускорения не может существенно повлиять на структуру и динамику ударной волны. Поэтому спектры этих элементов могут быть рассчитаны в линейном приближении. Это означает, что количество ускоренных частиц элемента с массовым числом A прямо пропорционально количеству вовлекаемых в ускорение частиц N_{inj}^A , которое в свою очередь, определяется через значение параметра инжекции

$$\eta_A = N_{inj}^A / N_{A1},$$

где $N_{A1} = \sigma_p N_A$, N_A — концентрация элемента с массовым числом A в МЗС, σ_p — степень сжатия вещества в пределах префронта. Поэтому количество уско-

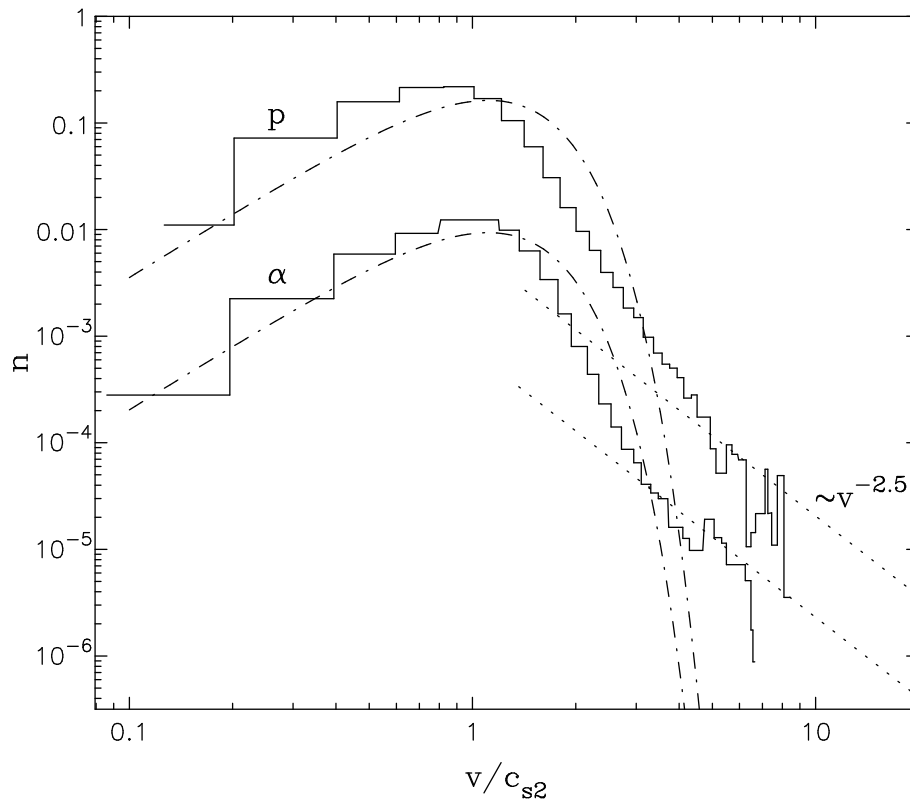


Рис. 5.3. Дифференциальная концентрация протонов и альфа-частиц за фронтом продольной ударной волны с числом Маха $M_s = 7.1$ и альфвеновским числом Маха $M_a = 4.6$ как функция скорости частиц. Гистограмма — результат численного моделирования [75]; штрих-пунктирные кривые соответствуют максвелловскому распределению, параметры которого отвечают соотношениям Ренкина-Гюгонио; точками изображены степенные спектры, отвечающие теории регулярного ускорения.

ренных ядер с массовым числом A пропорционально величине параметра η_A . То есть в отличие от эффективности ускорения, результирующий состав КЛ оказывается чувствительным к темпу инъекции, точнее — к его зависимости от сорта частиц.

Как показывают результаты численного моделирования [75] и эксперимент [172], термализация газа на ударном фронте формирует примерно одинаковое распределение по скоростям всех сортов ионов. Это обстоятельство иллюстрирует Рисунок 5.3, на котором представлены спектры (дифференциальные по скорости v концентрации $n = dN/dv$) протонов и альфа-частиц на ударном фронте, полученные в результате численного моделирования продольной ударной волны с числом Маха $M_s = 7.1$ [75]. Этот результат согласуется с представлениями

о том, что преобразование энергии направленного движения натекающего на ударный фронт газа осуществляется за счет упругого рассеяния частиц газа на неоднородностях магнитного поля, замороженного в среду.

Если бы механизм инжекции отбирал частицы по их скоростям, то импульс инжектируемых протонов p_{inj} и более тяжелых элементов p_{inj}^A были бы связаны соотношением

$$p_{inj}^A = A p_{inj},$$

причем доля вовлекаемых в ускорение частиц разных сортов была бы одна и та же: $\eta_A = \eta$.

Однако, как расчеты, так и эксперимент свидетельствуют о том, что в ускорение вовлекается значительно меньшая доля частиц теплового распределения, чем то количество частиц, которые чисто кинематически способны двигаясь из области за ударным фронтом пересечь ударный фронт и, тем самым, вступить в процесс ускорения. Это означает, что в пределах ударного перехода действуют более существенные факторы, воздействующие на частицы и не позволяющие недостаточно быстрым частицам пересечь ударный фронт. В основе этих факторов лежит взаимодействие частиц с электромагнитным полем. Поэтому отбор частиц осуществляется по их жесткостям: в процесс ускорения вовлекаются частицы чья жесткость $R \propto p/Q$ (Q — зарядовое число иона) превышает некоторое критическое значение R_{inj} . Поэтому скорость инжектируемых более тяжелых элементов $v_{inj}^A = v_{inj}/Q$ меньше, чем у протонов v_{inj} . Поскольку в точке v_{inj}^A степенной спектр ускоренных частиц сопрягается со значительно более крутым тепловым спектром, можно ожидать, что доля инжектируемых частиц является растущей функцией безразмерного параметра A/Q , что формально можно представить в виде

$$\eta_A = \eta e_{inj}(A/Q), \quad (5.11)$$

где фактор $e_{inj}(x) \geq 1$ является монотонно растущей функцией своего аргумента $x \geq 1$. Это утверждение остается справедливым, если количество инжек-

тируемых частиц пересчитать к импульсу инъекции $p_{inj}^A = Ap_{inj}$, который для удобства мы использовали в расчетах. Это, в частности, видно из Рисунка 5.3, который показывает (с некоторой неопределенностью, обусловленной увеличивающейся статистической погрешностью расчетов с ростом скорости), что реальная скорость инжектируемых протонов $v_{inj} \simeq 6c_{s2}$, поскольку начиная со скорости $v = 6c_{s2}$ спектр протонов становится степенным $n \propto v^{-\gamma}$ с показателем, близким к универсальному значению $\gamma = (\sigma_{ef} + 2)/(\sigma_{ef} - 1) = 2.5$, где $\sigma_{ef} = \sigma(1 - 1/M_a) = 2.95$ — эффективная степень сжатия, $M_a = 4.6$ — альфвеновское число Маха, $\sigma = 3.78$ — степень сжатия, отвечающая звуковому числу Маха $M_s = 7.1$. В то же время скорость инжектируемых α -частиц согласно жесткости примерно в два раза ниже $v_{inj}^\alpha \simeq 3c_{s2}$. Если же принять для обоих сортов частиц $v_{inj} = 6c_{s2}$, то фактор обогащения α -частиц составляет $e_{inj}(2) \simeq 2$.

Необходимо также отметить, что самосогласованный спектр тепловых частиц, как видно из Рисунка 5.3, существенно отличается по форме от максвелловского $n \propto v^2 \exp(-v^2/v_T^2)$ даже при скоростях, существенно меньших пороговой v_{inj} . Это может означать, что роль процесса регулярного ускорения частиц постепенно нарастает по сравнению с механизмом их термализации с увеличением скорости частиц, становясь преобладающей при $v > v_{inj}$.

Поскольку как уже отмечалось, динамическая роль элементов тяжелее водорода малосущественна, эффективность ускорения КЛ, особенности модификации ударной волны и ее эволюции не сильно отличаются от случая, когда учитывается только ускорение протонов. Поэтому здесь мы не будем сколь-нибудь подробно касаться этих аспектов рассматриваемой проблемы. Основное внимание ниже уделяется обсуждению свойств результирующего энергетического спектра КЛ, произведенных ударной волной за все время ее активной (с точки зрения производства КЛ) эволюции:

$$N_c^A(\epsilon_k) = \frac{16\pi^2(\epsilon_k + Amc^2)p}{c} \int_0^\infty dr r^2 f_A(r, p, t). \quad (5.12)$$

Здесь $\epsilon_k = \epsilon - Amc^2$ — кинетическая энергия частицы с массовым числом A ; ϵ — ее полная энергия, связанная с импульсом обычным соотношением $\epsilon = \sqrt{p^2c^2 + (Amc^2)^2}$. Спектр $N_c^A(\epsilon_k)$ меняется в процессе эволюции, особенно на ранних ее стадиях, включая стадию свободного разлета и начало седовской стадии, когда за счет вовлечения в процесс ускорения все большего количества частиц нарастает амплитуда спектра а также увеличивается максимальная энергия частиц ϵ_{max} , при которой происходит резкое экспоненциальное обрезание спектра $N_c^A(\epsilon_k)$. На поздних стадиях эволюции, когда число Маха ударной волны за счет ее замедления падает до значения $M_s \approx 4$, ускорение КЛ становится малоэффективным и спектр $N_c^A(\epsilon_k)$ уже практически не меняется. Поэтому термин “результатирующий” относится к спектру, рассчитанному по формуле (5.12) для указанной поздней стадии эволюции.

5.4.2. Сопоставление с данными наблюдений

Эволюция ОСН в однородной МЗС характерна для сверхновых типа Ia, для которых модификация окружающей МЗС звездным ветром несущественна [173]. Поэтому в расчете используются типичные для сверхновых Ia параметры: энергия взрыва $E_{sn} = 10^{51}$ эрг, масса сброшенной оболочки $M_{ej} = 1.4M_{\odot}$, $k = 7$.

Было также предположено, что галактические ОСН могут генерировать спектр КЛ вплоть до $\epsilon \sim 10^{18}$ эВ благодаря тому, что некоторая доля КЛ ускоряется ударной волной распространяющейся в плотном звездном ветре предсверхновой [174]. Ниже рассматривается эта возможность. В этом случае сверхновые типа IIb взрываются в плотную среду ветра красного сверхгиганта. Ударная волна, распространяясь в среде этого ветра, может сгенерировать степенной спектр КЛ вплоть до максимальной энергии $\epsilon_{max} \gg 10^{17}$ эВ, которая значительно выше чем в случае сверхновой в однородной МЗС.

В расчетах были использованы типичные параметры для СН типа IIb: кинетическая энергия взрыва $E_{SN} = 3 \times 10^{51}$ эрг, масса сброшенной оболочки

$M_{ej} = 2M_{\odot}$, темп потери массы звезды $\dot{M} = 2 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ лет}^{-1}$, продолжительность фазы красного сверхгиганта предсверхновой звезды 10^5 лет. Главное отличие по сравнению с предыдущими расчетами — это много большая максимальная энергия КЛ за счет усиления магнитного поля описываемого уравнением (5.10). Также, помимо протонов, в рассмотрение включены ядра гелия и три группы других элементов, которые вносят существенный вклад в спектр КЛ произведенный в ветре красного сверхгиганта. Затем мы складываем эту вторую компоненту с основной компонентой галактических КЛ, произведенных в стандартной ОСН эволюционирующей в однородной МЗС.

Концентрация элементов тяжелее водорода в МЗС $N_A = N_H a_A$ принята пропорциональной относительной (по отношению к водороду) распространенности элемента a_A в локальной области Галактики.

Численное решение задачи эволюции ударной волны, порождаемой сброшенной при взрыве оболочки, позволяет рассчитать произведенный ею результирующий спектр КЛ $N_c^A(\epsilon_k)$ — дифференциальное по кинетической энергии ϵ_k количество ускоренных КЛ. Исходя из того, что ОСН являются главным источником КЛ, это позволяет определить дифференциальную интенсивность КЛ в Галактике с учетом эффекта утечки КЛ (или конечности времени пребывания КЛ в Галактике):

$$J_A^G(\epsilon_k) \propto \tau_e(R) \nu N_c^A(\epsilon_k). \quad (5.13)$$

Здесь τ_e — среднее время пребывания частиц КЛ в Галактике, являющейся функцией их жесткости $R(\epsilon_k)$. Форма спектра КЛ в источнике $N_c^A(\epsilon_k)$ и форма среднего спектра КЛ в Галактике $J_A^G(\epsilon_k)$ отличаются, поскольку время пребывания КЛ в Галактике τ_e существенно зависит от их энергии (точнее жесткости).

Зависимость $\tau_e(R)$, определяемая на основе измеряемого соотношения первичной (произведенной в источнике) и вторичной компоненты КЛ (возникающей в результате взаимодействия первичных КЛ с ядрами МЗС), может быть

представлена в виде

$$\tau_e \propto (R_0 + R)^{-\mu}, \quad (5.14)$$

где $R_0 = 5$ ГВ, $\mu = 0.3 \div 0.7$ [2].

Наблюдаемый на Земле спектр КЛ $J_A(\epsilon_k)$ отличается от среднего спектра КЛ в Галактике $J_A^G(\epsilon_k)$ из-за модулирующего воздействия солнечного ветра, которое приводит к понижению интенсивности КЛ $J_A(\epsilon_k)$ в области низких энергий по сравнению с $J_A^G(\epsilon_k)$. Этот эффект может быть количественно описан, если исходить из предположения, что каждая частица, достигающая орбиты Земли теряет в среднем величину энергии

$$\Delta\epsilon = Ze\phi,$$

определяемую значением потенциала ϕ [175]. В этом случае наблюдаемая у Земли интенсивность КЛ выражается через интенсивность КЛ вне гелиосферы с помощью соотношения

$$J_A(\epsilon_k) = \left(\frac{\epsilon^2 - \epsilon_0^2}{\epsilon^2 + 2\epsilon\Delta\epsilon + \Delta\epsilon^2 - \epsilon_0^2} \right) J_A^G(\epsilon_k + \Delta\epsilon), \quad (5.15)$$

в котором $\epsilon = \epsilon_k + \epsilon_0$ — полная энергия частицы, $\epsilon_0 = Amc^2$ — ее энергия покоя. Согласие рассчитанных спектров с экспериментом в области $\epsilon_k \lesssim A$ ГэВ, где важна модуляция КЛ солнечным ветром, достигается выбором параметра $\phi = 600$ МВ, который определяет величину потери энергии частицами КЛ $\Delta\epsilon = Ze\phi$ при их проникновении из МЗС на орбиту Земли.

На рисунке 5.4 представлены результаты расчетов интенсивности $J(\epsilon) \times \epsilon^{2.75}$ протонов (H), гелия (He), трех групп более тяжелых ядер и “Всех частиц” как функции кинетической энергии ϵ . Полный спектр КЛ произведенных в ОСН со стандартной энергией взрыва $E_{SN} = 10^{51}$ эрг и распространяющихся в однородной МЗС простирается вплоть до энергии 10^{17} эВ, который соответствует максимальной энергии ускоренных ядер железа [176]. Во втором случае полный спектр КЛ — это сумма предыдущего и относительно небольшой компоненты КЛ с максимальной энергией примерно в 16 раз большей ускоренной ударной

волной от СН в области ветра красного сверхгиганта. Нормировка спектра этой второй компоненты КЛ была произведена так, чтобы достичь плавного степенного поведения полного спектра КЛ в диапазоне $10^{17} \div 2 \times 10^{18}$ эВ. Это было достигнуто в предположении, что вторая компонента КЛ состоит из 0.02 протонов, 0.05 ядер гелия и 0.3 более тяжелых ядер относительно первой компоненты КЛ. Как следствие, вторая компонента содержит около 10% энергии содержащейся в суммарном спектре. Здесь мы не рассматриваем детали сложного процесса распространения КЛ в Галактике после выхода из источника. Так же, как и в других аналогичных рассмотрениях, модификация спектра КЛ описывается в терминах времени выхода τ_{esc} : $J \propto \tau_{esc} J_s$, где $J(\epsilon)$ и $J_s(\epsilon)$ — наблюдаемый спектр и спектр в источнике КЛ, соответственно. Было использовано время выхода КЛ из Галактики $\tau_{esc} \propto R^{-\mu}$, как функция жесткости КЛ R , с $\mu = 0.75$.

Результаты экспериментов CAPRICE, BESS, ATIC-2, CREAM, JACEE и KASCADE, приведенные на Рисунке 5.4, хорошо согласуются с выполненными расчетами вплоть до энергии $\epsilon_k \approx 10^{17}$ эВ. Главным исключением — и сложностью — является спектр гелия, измеренный в баллонных экспериментах CREAM и ATIC-2, который, в отличие от теоретического ожидания, значительно жестче спектра протонов. Также видны указания на то, что теория переоценивает интенсивность протонов при энергиях около $\epsilon \sim 10^6$ ГэВ. Так как рассчитанный спектр всех частиц согласуется с экспериментом достаточно хорошо, то можно сделать вывод, что по сравнению с нашим упрощенным подходом, ограниченного учетом только ОСН типа Ia, реальные ОСН производят меньше протонов и, соответственно, больше ядер гелия при энергиях $10^4 - 10^7$ ГэВ. Причиной этого может быть вклад сверхновых типа Ib/c. В таком случае околосредная среда состоит из разреженного пузыря, созданного ветром предсверхновой звезды Вольфа-Райе с недостатком водорода и плотной оболочки сгребенного газа МЗС. Поскольку химический состав газа пузыря модифицирован по отношению к составу МЗС и так как самые энергичные КЛ образуются в ходе начальной эволюционной фазы ОСН, химический состав спектра ускоренных КЛ стано-

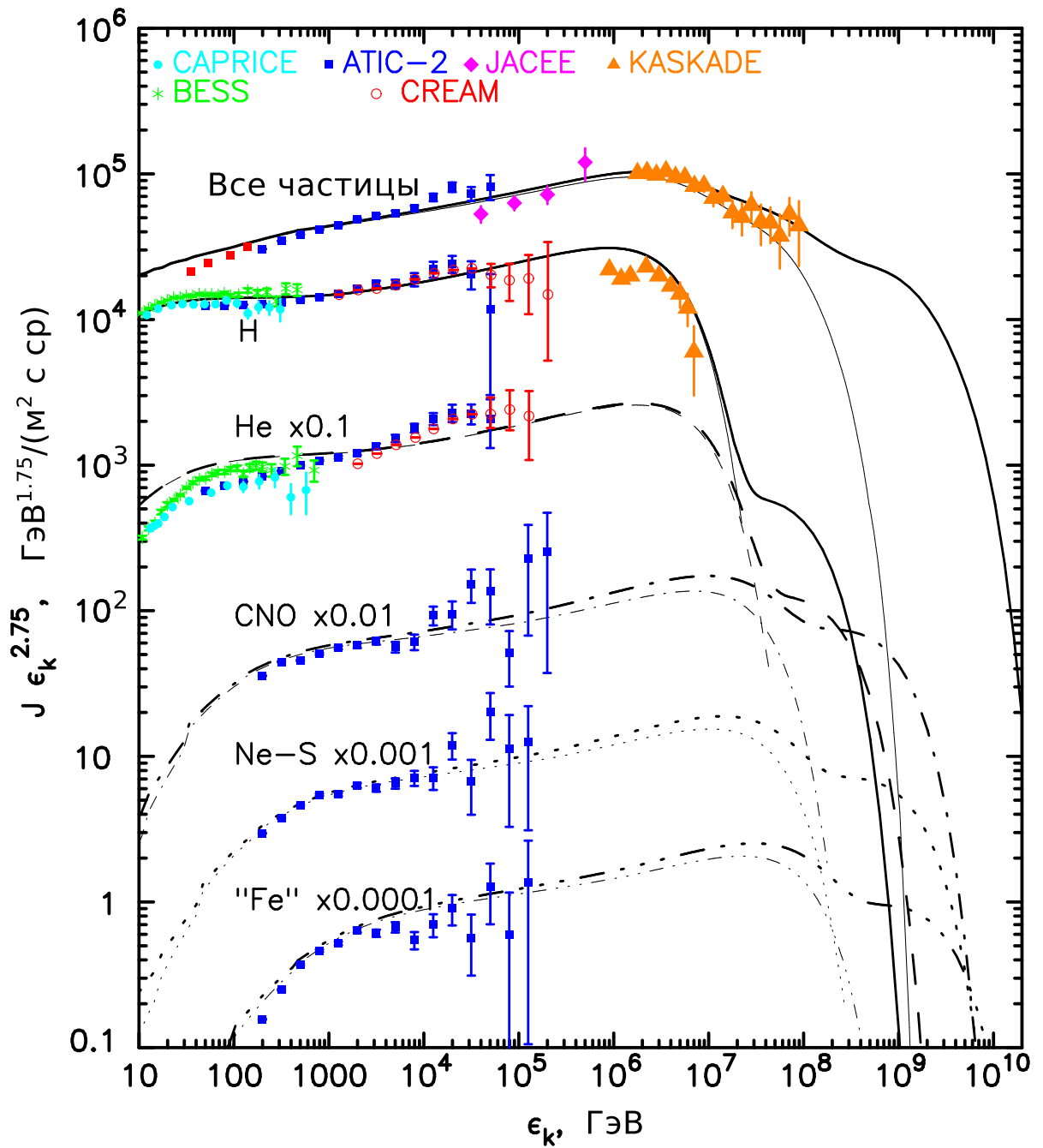


Рис. 5.4. Интенсивность КЛ вблизи Земли как функция кинетической энергии. Представлены данные полученные в экспериментах CAPRICE [177], BESS [178], ATIC-2 [179], CREAM [180], JACEE [181] и KASCADE [182]. Тонкие линии соответствуют случаю ОСН типа Ia в однородной МЗС, толстые — учитывают еще и вклад от ОСН в плотном ветре предсверхновой.

вится больше похожим на материал ветра (тяжелее) при увеличении энергии частиц [156, 174]. Количественное описание такого эффекта требует детального расчета формирования спектра КЛ с учетом вклада различных типов ОСН.

В соответствии с Рисунком 5.4, “колени” в наблюдаемом спектре всех частиц КЛ связано с максимальной энергией протонов, производимых в ОСН, расширяющихся в однородной МЗС. Укручение спектра всех частиц КЛ выше энергии колена 3×10^{15} эВ происходит в результате постепенного уменьшения вклада легких ядер КЛ с ростом энергии из-за зависимости максимальной энергии ускоренных ядер на ударной волне от их заряда Z — $\epsilon_{max} \propto Z$. Такой сценарий подтверждается экспериментом KASCADE, который показывает наличие относительно резких обрывов спектров различных типов КЛ при энергиях $\epsilon_{max} \approx 3 Z \times 10^{15}$ эВ [182], так что при энергии $\epsilon \sim 10^{17}$ эВ в спектре КЛ будет доминировать вклад от ядер железа.

То же самое верно и для второй компоненты КЛ: он становится все тяжелее в интервале энергий $10^{17} - 2 \times 10^{18}$ эВ, так что при $\epsilon_{max} \sim 10^{18}$ эВ в ней преобладают элементы группы железа.

Расчитанные для ряда элементов ожидаемые у Земли спектры КЛ от ОСН $J_A(\epsilon_k)$ сравниваются на Рисунке 5.4 с имеющимися экспериментальными данными. Расчет соответствует умеренному темпу инъекции $\eta = 10^{-4}$. Важно отметить, что неопределенность значений параметров сверхновых и времени пребывания КЛ в Галактике τ_e не позволяет с необходимой точностью рассчитать амплитуду ожидаемой интенсивности КЛ даже в случае протонов. Поэтому нормировка теоретического спектра протонной компоненты КЛ выбирается таким образом, чтобы достичь наилучшего согласия с экспериментом.

Подбор темпов инъекции η_A или, что то же самое — факторов $e_{inj}(A/Q_0)$, выполнен таким образом, чтобы при той же, что у протонов нормировке достичь согласия амплитуды спектров $J_A(\epsilon_k)$ всех других элементов с экспериментом при

энергии $\epsilon_k \sim 10^{10}$ А эВ. Спектр всех частиц

$$J_{\Sigma}(\epsilon_k) = \sum J_A(\epsilon_k)$$

рассчитывается путем суммирования спектров элементов, представленных на Рисунке 5.4.

Основной вывод, который можно сделать на основе Рисунка 5.4, состоит в том, что имеющиеся экспериментальные данные содержания различных элементов в составе КЛ по форме спектра не противоречат предсказаниям теории ускорения КЛ в ОСН в области энергий $\epsilon_k \lesssim 10^{17}$ эВ. Важно отметить, что расчеты, отвечающие разным фазам МЗС, одинаково хорошо согласуются с экспериментом. Поэтому выполнение необходимой процедуры усреднения результирующего спектра КЛ с учетом распределения ОСН по фазам МЗС (данные о котором практически отсутствуют) не может повлиять на вывод о степени согласия теории и эксперимента.

Необходимо отметить следующее важное обстоятельство. При низком темпе инъекции спектр КЛ ускоренных в ОСН близок в релятивистской области к $N_c \propto \epsilon_k^{-2}$. Увеличение темпа инъекции приводит к росту модификации ударной волны и ужесточению результирующего спектра КЛ. Представленный на Рисунке 5.4 случай отвечает умеренной инъекции. Согласие с экспериментом достигается при $\mu = 0.75$, что лежит за пределами интервала $\mu = 0.3 \div 0.7$, установленного экспериментально [2]. Иначе говоря, теория предсказывает несколько более жесткий спектр КЛ, чем требуется. Возможным решением этого противоречия может быть доускорение КЛ. Поскольку механизм доускорения менее эффективен по сравнению с процессом регулярного ускорения, он в большей степени будет воздействовать на частицы малых энергий. Последнее приведет к некоторому увеличению амплитуды спектра КЛ, причем величина этого возрастания будет падающей функцией энергии КЛ, что означает смягчение спектра КЛ. Доускорение КЛ может осуществляться как за счет статистических механизмов, так и за счет их повторного взаимодействия с ансамблем существующих

ударных волн в Галактике. Поскольку вероятность повторно встретить ударный фронт пропорциональна количеству ударных волн, наиболее часто частицы КЛ взаимодействуют со слабыми ударными волнами, что может сделать результирующий спектр КЛ более мягким. Следует однако иметь в виду, что проблема эта не простая. Даже если исходить только из энергетических соображений, чтобы трансформировать спектр КЛ $N_c(\epsilon) \propto \epsilon^{-2}$ в области $10^9 \leq \epsilon \leq 10^{15}$ эВ в спектр $N_c(\epsilon) \propto \epsilon^{-2.1}$, сохраняя ту же амплитуду при энергии $\epsilon = 10^6$ ГэВ, необходимо затратить больше энергии, чем содержится в исходном спектре КЛ. Также можно ожидать, что учет процессов диссипации волн и выхода частиц из ОСН на поздних стадиях эволюции может исправить ситуацию.

5.4.3. Обогащение КЛ тяжелыми элементами

Чтобы проиллюстрировать эффект обогащения КЛ тяжелыми элементами, который обеспечивается процессом регулярного ускорения, на Рисунке 5.5 рассчитанный фактор обогащения

$$e(\epsilon_k/A) = [I_A(\epsilon_k/A)/I_H(\epsilon_k/A)]/(N_A/N_H) \quad (5.16)$$

при энергии $\epsilon_k/A = 3$ ГэВ/А сравнивается с экспериментальными данными [183], где

$$I_A(\epsilon_k/A) = AJ_A(\epsilon_k) \quad (5.17)$$

— дифференциальная по кинетической энергии на нуклон интенсивность КЛ. Расчеты выполнены для трех разных значений темпа инъекции η : 10^{-5} (низкий темп); 3×10^{-4} (умеренный темп); 10^{-3} (высокий темп).

Как видно из Рисунка 5.5, при низком темпе инъекции, когда КЛ ускоряются немодифицированной ударной волной, эффект обогащения в процессе ускорения КЛ полностью отсутствует: фактор $e < 1$ для всех элементов с $A > 1$. Увеличение темпа инъекции ведет к росту фактора обогащения, причем в случае теплой МЗС он всегда больше, чем в случае горячей.

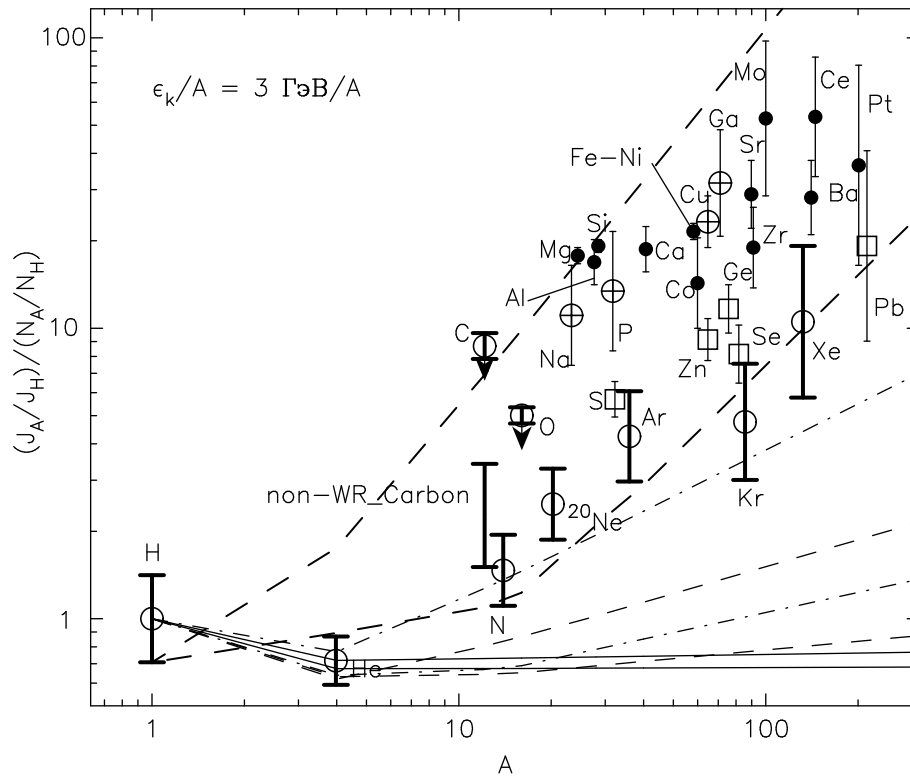


Рис. 5.5. Фактор обогащения КЛ при энергии $\epsilon_k/A = 3$ ГэВ/А как функция массового числа. Экспериментальные значения взяты из работы [183]. Элементам обозначенным кружками, квадратами, кружками с крестом и зачерненными кружками отвечает температура конденсации $T_c < 400$ К, 400-875 К, 875-1250 К и $T_c > 1250$ К, соответственно. Сплошные кривые отвечают темпу инъекции $\eta = 10^{-5}$, пунктирные — $\eta = 3 \times 10^{-4}$, штрихпунктирные — $\eta = 10^{-3}$; жирные пунктирные кривые соответствуют темпу инъекции $\eta = 3 \times 10^{-4}$ с фактором обогащения $e_{inj} = A/Q_0$. Во всех случаях нижняя кривая отвечает горячей, верхняя — теплой фазе МЗС.

При более высоком темпе инъекции, когда становится существенной модификация ударной волны обратным воздействием КЛ, эффект обогащения КЛ тяжелыми элементами становится все более существенным. Иначе говоря, это свойство регулярного ускорения имеет чисто нелинейную природу. Суть его состоит в том, что при одинаковой энергии на нуклон ϵ_k/A более тяжелые ядра имеют бóльшую диффузионную длину $l = \kappa/u \propto (\epsilon_k/A)(A/Q)$, поскольку всегда $Q < A$. Здесь u — скорость среды относительно ударного фронта. При этом, в случае модифицированной ударной волны частицы “чувствуют” перепад скоростей в пределах ударного перехода $\Delta u = u(l) - u_2$ (u_2 — скорость среды непосредственно за ударным фронтом), который является растущей функцией l . Поэтому

при той же энергии на нуклон тяжелые элементы имеют более жесткий спектр, что и объясняет их большее относительное содержание в области релятивистских энергий.

Чтобы оценить количественно эффект обогащения КЛ тяжелыми элементами, производимыми в процессе ускорения, представим спектр ускоренных протонов в упрощенном виде

$$N_c \propto \begin{cases} \frac{N_{inj}}{p_{inj}} \left(\frac{p}{p_{inj}} \right)^{-\gamma_n} & p \leq mc, \\ \frac{N_{inj}}{p_{inj}} \left(\frac{mc}{p_{inj}} \right)^{-\gamma_n} \left(\frac{p}{mc} \right)^{-\gamma_r} & p \geq mc, \end{cases} \quad (5.18)$$

который в явном виде отражает тот факт, что нерелятивистские протоны испытывают ускорение на части ударного перехода — тепловом фронте — и поэтому имеют более мягкий спектр ($\gamma_n > 2$), чем релятивистские частицы, у которых $\gamma_r < 2$. Значения параметров p_{inj} , N_{inj} , γ_n , γ_r , входящих в выражение (5.18) нужно относить к наиболее активной (с точки зрения эффективности производства КЛ) фазе эволюции ОСН — началу адиабатической стадии. Поэтому показатели спектра связаны с параметрами ударной волны на этой фазе — степенью сжатия вещества на тепловом фронте σ_s и полной степенью сжатия σ — соотношениями [56, 71]

$$\gamma_n = (\sigma_s + 2)/(\sigma_s - 1), \quad (5.19)$$

$$\gamma_r = 1.5 + (3.5 - 0.5\sigma_s)/(2\sigma - \sigma_s - 1). \quad (5.20)$$

Поскольку всегда $\sigma_s \leq 4$ и $\sigma \geq 4$, мы имеем более мягкий спектр в нерелятивистской области ($\gamma_n > 2$) по сравнению с релятивистской ($\gamma_r \leq 2$).

Спектр более тяжелых элементов $N_c^A(p_A)$ формируется в условиях ударного перехода, структура которого определяется модификацией протонов. Он испытывает излом при значении импульса $p_A = Qmc$, отвечающего той же жесткости,

что имеют протоны с импульсом $p = mc$:

$$N_c^A \propto \begin{cases} \frac{N_{inj}^A}{P_{inj}^A} \left(\frac{p_A}{P_{inj}^A} \right)^{-\gamma_n} & p \leq Qmc, \\ \frac{N_{inj}^A}{P_{inj}^A} \left(\frac{Qmc}{P_{inj}^A} \right)^{-\gamma_n} \left(\frac{p_A}{Qmc} \right)^{-\gamma_r} & p \geq Qmc. \end{cases} \quad (5.21)$$

Пользуясь соотношениями (5.18)–(5.21) нетрудно оценить фактор обогащения в области релятивистских энергий

$$e = \left(\frac{I_A}{I} \right) \left/ \left(\frac{N_A}{N_H} \right) \right. = e_{inj} \left(\frac{A}{Z} \right)^{-\mu} \left(\frac{A}{Q} \right)^{\gamma_n - \gamma_r}. \quad (5.22)$$

Отсюда видно, что он является произведением трех факторов: $e = e_{inj} e_{esc} e_{acc}$. Первый из них e_{inj} обусловлен особенностями инжекции. Второй

$$e_{esc} = (A/Z)^{-\mu} \quad (5.23)$$

обусловлен зависимостью времени пребывания КЛ в Галактике от сорта частиц. Он всегда меньше единицы, что приводит к обеднению КЛ тяжелыми элементами. Поскольку для всех ядер, тяжелее протонов приближенно $Z \simeq A/2$, фактор

$$e_{esc} \simeq 2^{-\mu} \quad (5.24)$$

один и тот же для всех элементов.

Фактор обогащения КЛ тяжелыми элементами, возникающего в процессе ускорения,

$$e_{acc} = (A/Q)^{\gamma_n - \gamma_r} \quad (5.25)$$

существенно зависит от степени модификации ударной волны обратным воздействием ускоренных КЛ. При низком темпе инжекции ударная волна слабо модифицирована ($\sigma_s \simeq \sigma \simeq 4$), поэтому спектр КЛ имеет единую степенную форму с показателем $\gamma_n \simeq \gamma_r \simeq 2$, что, как следует из выражения (5.25), приводит к отсутствию обогащения ($e_{acc} = 1$, $e < 1$).

При умеренной инжекции ($\eta = 3 \times 10^{-4}$) степень модификации становится существенной — в течение периода наиболее активной генерации КЛ ударная

волна характеризуется параметрами $\sigma_s = 3.4$, $\sigma = 6.7$ для теплой и $\sigma_s = 3.6$, $\sigma = 4.6$ для горячей МЗС. Вследствие этого различие показателей спектра в релятивистской и нерелятивистской областях составляет $\gamma_n - \gamma \simeq 0.5$ в случае теплой и $\gamma_n - \gamma \simeq 0.2$ в случае горячей МЗС.

При высоком темпе инъекции ($\eta = 10^{-3}$) модификация ударной волны еще выше: в активный период $\sigma_s = 3.1$, $\sigma = 7.1$, $\gamma_n - \gamma_r = 0.7$ для теплой и $\sigma_s = 3.3$, $\sigma = 4.8$, $\gamma_n - \gamma_r = 0.4$ для горячей МЗС.

Поэтому, как видно из Рисунка 5.5, при умеренной и высокой инъекции фактор e_{acc} растет с увеличением атомного номера A , причем его величина существенно увеличивается при всех $A > 1$ с ростом темпа инъекции η . Вместе с тем, даже при высоком темпе инъекции и теплой МЗС, где фактор e_{acc} наибольший, процесс ускорения не обеспечивает требуемую степень обогащения КЛ тяжелыми элементами. Как уже отмечалось выше, имеются все основания связать это расхождение теории и эксперимента с обогащением КЛ тяжелыми элементами в процессе инъекции частиц в режим ускорения, т.е. фактором $e_{inj}(A/Q) > 1$.

Если ориентироваться на результаты, представленные на Рисунке 5.5, можно заключить, что процесс инъекции характеризуется фактором обогащения $e_{inj} = A/Q_0$.

На Рисунке 5.5 представлены кривые, соответствующие темпу инъекции $\eta = 3 \times 10^{-4}$, с учетом фактора $e_{inj} = A/Q_0$. Видно, что экспериментальные значения укладываются в область между двумя кривыми, различающимися типом МЗС. Это позволяет сделать вывод о том, что регулярное ускорение КЛ в ОСН обеспечивает наблюдаемую зависимость генерации КЛ от A зависимостью темпа инъекции частиц и эффективности ускорения от жесткости частиц.

Заметим, что необходимая величина фактора обогащения e может быть достигнута исключительно за счет свойств процесса ускорения, если обратиться к большему чем $\eta = 10^{-3}$ темпу инъекции. Однако, как уже отмечалось, уже при $\eta = 10^{-4}$ рассчитанный спектр КЛ несколько более жесткий, чем требуется. При существенном увеличении темпа инъекции помимо общего ужесточения

спектра в области релятивистских энергий, в спектре КЛ проявляется бамп при энергиях непосредственно примыкающих к предельной ϵ_{max} , что входит в противоречие с экспериментом. Поэтому представляется наиболее вероятным, что темп инъекции лежит в диапазоне $\eta = 10^{-4} \div 10^{-3}$, при котором свойства инъекции и ускорения КЛ способны воспроизвести наблюдаемую зависимость $e(A)$.

Нужно отметить, что наблюдаемый состав КЛ, как видно из Рисунка 5.5, не сводится к плавной зависимости $e \propto A^\alpha$. К числу наиболее существенных аномалий можно отнести ядра углерода и кислорода, содержание которых в КЛ существенно выше по сравнению с соседними элементами. Эта особенность, как было отмечено в работе [184], может быть объяснена вкладом сверхновых типа Ib. В этом случае предсверхновыми являются звезды Вольфа-Райе, характеризующиеся интенсивным ветром, который поставляет в окружающее пространство $\sim 10M_\odot$ вещества в составе которого углерод и кислород являются преобладающими элементами. Поэтому КЛ, производимые ударными волнами от взрыва звезд Вольфа-Райе существенно обогащены этими элементами по сравнению с их содержанием в нормальной МЗС.

Монотонность зависимости $e(A)$ нарушается также содержанием в составе КЛ тугоплавких элементов (см. Рисунок 5.5). Основная часть этих элементов существует в МЗС в виде пыли. Поэтому механизм инъекции в режим регулярного ускорения может существенно отличаться от обычного случая летучих элементов, присутствующих в МЗС в виде отдельных атомов. Весьма вероятно, что инъекция этих элементов осуществляется в две стадии [184]. На первой стадии в ускорение вовлекаются сами пылинки, обладающие существенно большей жесткостью по сравнению с отдельными ионами. По достижению некоторой критической энергии пылинки за счет столкновений начинают распадаться на отдельные ионы, которые непосредственно вовлекаются в процесс ускорения. Рассмотрение показывает [184], что таким образом можно объяснить наблюдаемое содержание тугоплавких элементов в составе КЛ.

5.5. Состав КЛ сверхвысоких энергий

В течение последних нескольких лет был достигнут значительный прогресс в области физики КЛ сверхвысоких энергий, как экспериментально, так и теоретически. Недавно в экспериментах HiRes [185] и Auger [186] было установлено резкое укрупнение спектра КЛ выше 3×10^{19} эВ. Это, вероятно, соответствует обрезанию Грейзена-Зацепина-Кузьмина (ГЗК), вызванного потерями энергии КЛ при взаимодействии с реликтовым излучением. Возможно также, что конец спектра КЛ является результатом достижения максимальной энергии в источниках КЛ (см. [187] и ссылки там). Кроме того, при энергии около 5×10^{18} эВ наблюдается значимый минимум величины $\epsilon^3 J(\epsilon)$. В любом случае, это свидетельствует о том, что наиболее энергичная часть спектра КЛ имеет внегалактическое происхождение. Таким образом, исследование перехода между галактической и внегалактической компонентами КЛ становится чрезвычайно важной задачей.

Согласно первоначальной идее, пересечение галактической и внегалактической компонент происходит в области энергий 4×10^{18} эВ. В этом случае понижение (dip) наблюдаемого спектра КЛ происходит в месте пересечения относительно крутой галактической составляющей с плоской внегалактической компонентой (см., например, [188, 189]).

Сценарий “dip” формирования спектра КЛ был предложен в [190]. В этом сценарии внегалактическая компонента, начинающая доминировать уже при 10^{18} эВ, довольно крутая $J_s \propto \epsilon^{-2.7}$. Понижение вызвано образованием e^+e^- пар при взаимодействии внегалактических протонов с реликтовым излучением. Если внегалактические КЛ имели бы смешанный состав, который ожидается в случае ускорения нерелятивистскими ударными волнами, из-за значительного вклада гелия структура понижения была бы менее выраженной по сравнению со случаем чистого протонного состава [191–193]. Тем не менее термин сценарий “dip” здесь используется для произвольного состава внегалактической компоненты.

А в альтернативном, так называемом, сценарии “ankle” (лодыжка) внегалак-

тические КЛ доминируют только при энергиях больше 10^{19} эВ [194]. Поэтому необходим какой-то процесс, который обеспечивал бы увеличение максимальной энергии галактической компоненты КЛ, ускоренной в ОСН, до 2×10^{18} эВ. Возможным решением этой проблемы может быть процесс доускорения, который существенно увеличивает энергию самых энергичных КЛ от ОСН, в результате чего образуется плавное продолжение галактической компоненты КЛ. Здесь мы рассмотрим альтернативную возможность, когда есть вторая компонента галактических КЛ от сверхновых, которые взрываются в плотном ветре предсверхновой звезды.

Спектр внегалактических КЛ в рамках сценария “ankle” здесь задается в форме

$$J(\epsilon) = \sum_A J_A(\epsilon), \quad (5.26)$$

где $J_A(\epsilon)$ — спектры соответствующих элементов с атомным числом A . Предполагается степенной спектр каждого компонента, произведенного внегалактическими источниками:

$$J_A^s(\epsilon) = C_A \epsilon^{-2}. \quad (5.27)$$

По сравнению со спектром протонов в источнике $J_1^s(\epsilon)$, спектр протонов $J_1(\epsilon)$, наблюдаемый в Галактике, модифицируется двумя факторами. При энергиях $\epsilon > 10^{18}$ эВ на форму спектра $J_1(\epsilon)$ оказывают влияние энергетические потери КЛ в межгалактическом пространстве при их взаимодействии с фоновым микроволновым излучением, что приводит к образованию структуры “провала” (dip) в области энергии $\epsilon \approx 4 \times 10^{18}$ эВ, и обрезания Грайзена – Зацепина – Кузьмина при $\epsilon > 3 \times 10^{19}$ эВ [194]. Здесь используется форма спектра протонов $J_1(\epsilon)$, рассчитанная в [194] для случая равномерно распределенных внегалактических источников.

Описание эффектов взаимодействия КЛ с фоновым микроволновым излучением при их распространении от внегалактических источников для более тя-

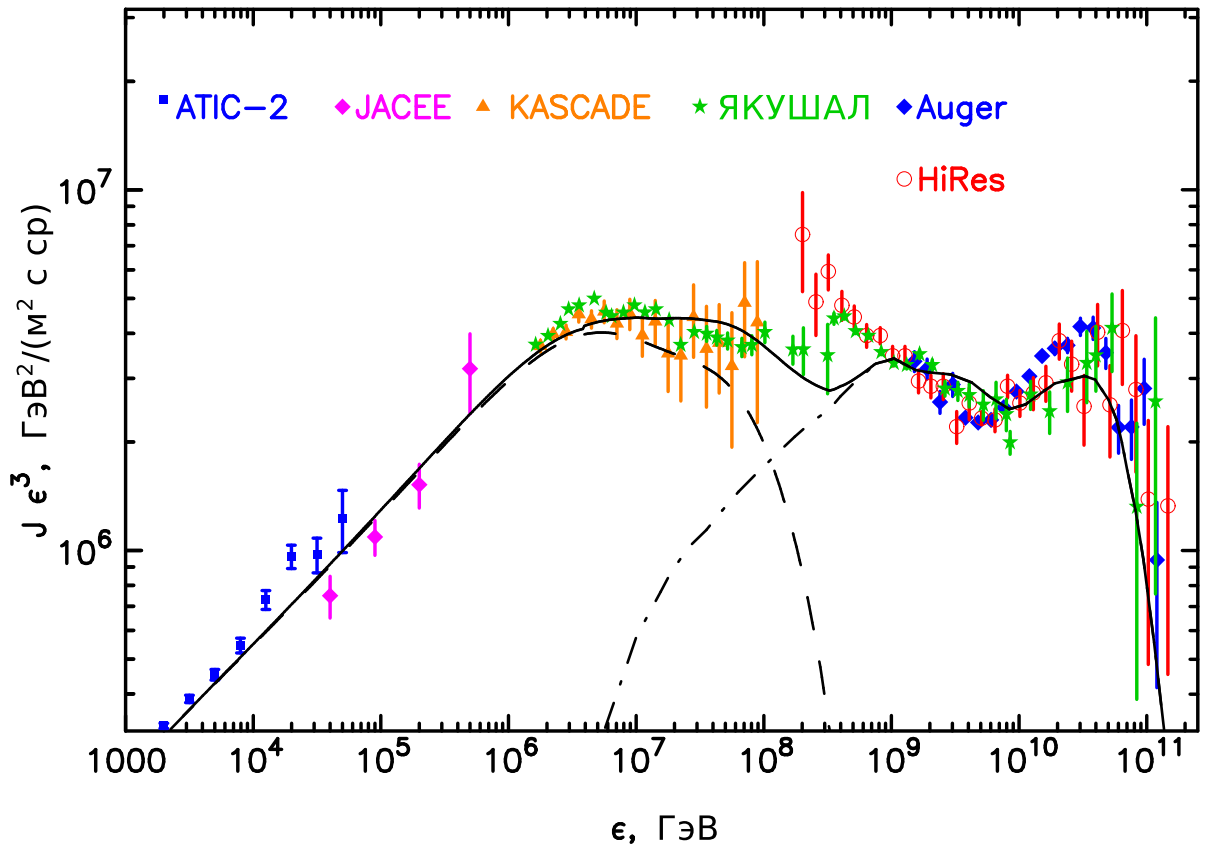


Рис. 5.6. Суммарная интенсивность КЛ (толстая сплошная линия), галактическая компонента КЛ, произведенная в ОСН (тонкая штриховая линия) и внегалактическая компонента КЛ (тонкая штрих-пунктирная линия) как функции энергии для сценария “dip”. Представленные данные получены в экспериментах ATIC-2 [179], JACEE [181], KASCADE [182], Auger [195], HiRes [185] и ЯКУШАЛ при $\epsilon < 3 \times 10^{17}$ эВ [196] и при $\epsilon > 3 \times 10^{17}$ эВ [197].

желых элементов $A > 1$ производится простой аналитической формой

$$J_A(\epsilon) = C_A \epsilon^{-2} \exp[-\epsilon_1/\epsilon - (\epsilon/\epsilon_2)^2], \quad (5.28)$$

где экспоненциальный множитель $\exp[-(\epsilon/\epsilon_2)^2]$ с $\epsilon_2 = 1.3A \times 10^{18}$ эВ удовлетворительно воспроизводит результаты детальных расчетов для гелия и железа выполненных в [194] и множитель $\exp(-\epsilon_1/\epsilon)$ с $\epsilon_1 = Z \times 10^{17}$ эВ описывает модуляцию внегалактических КЛ галактическим ветром [198]. Количественно состав КЛ относительно протонов описывается отношением C_A/C_1 . Значение коэффициента C_1 определяется подгонкой к экспериментальным данным потока КЛ. Следуя [193], мы используем значения $C_4/C_1=0.6$, $C_A/C_1=0.1$ для CNO, Ne-S и группы элементов железа. Такие отношения ожидаются при ускорении КЛ

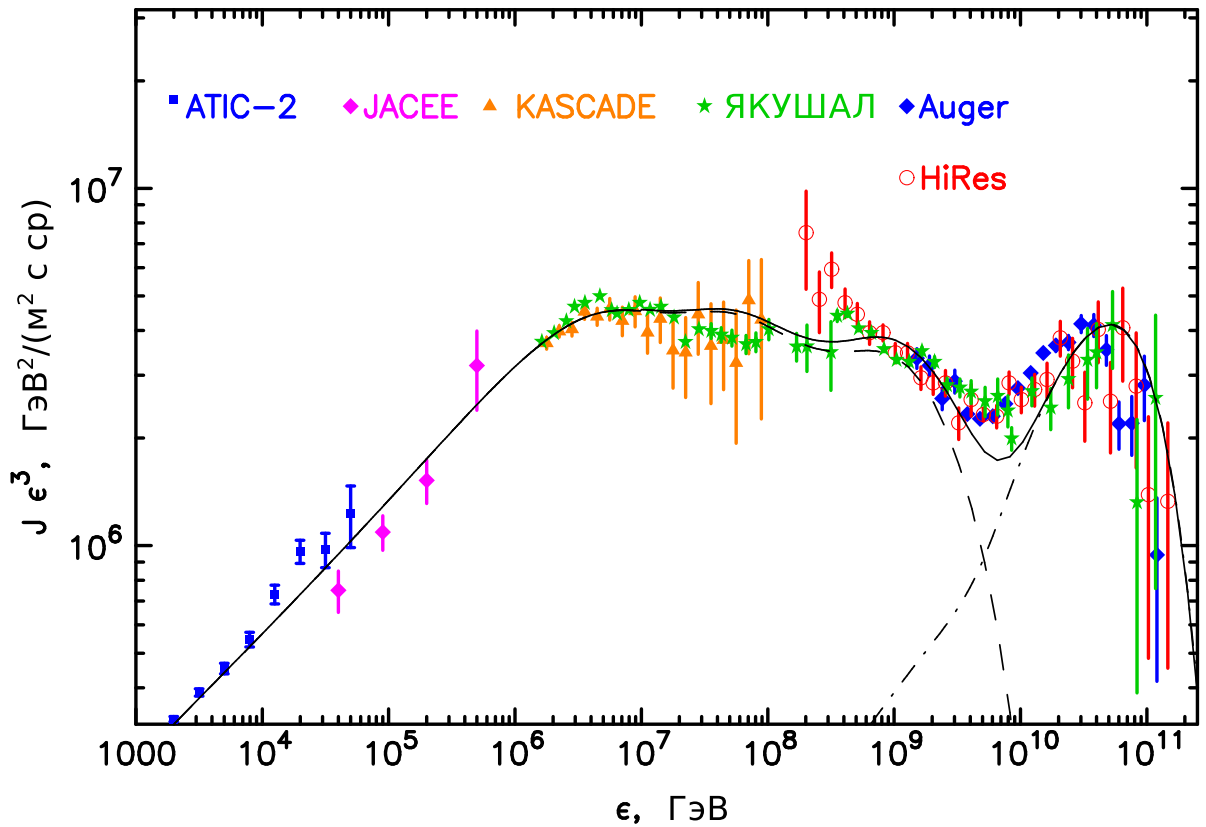


Рис. 5.7. То же, что и на Рисунке 5.6, но соответствующий “ankle” сценарию [193].

нерелятивистскими ударными волнами, распространяющимися в межгалактической среде.

Полные спектры КЛ, соответствующие сценариям “dip” и “ankle”, приведены на Рисунках 5.7 и 5.6.

По аналогии с [194], при представлении данных установок Auger, ЯКУШАЛ (при энергиях $\epsilon > 3 \times 10^{17}$ эВ) и HiRes на Рисунках 5.6, 5.7 и 5.8 произведены сдвиги по энергии на факторы $\lambda = 1.2$, 0.83 и 1.15, соответственно. При энергиях $\epsilon < 3 \times 10^{17}$ эВ данные ЯКУШАЛ, полученные малой черенковской установкой [196], сдвинуты по энергии на фактор $\lambda = 1.02$. Из Рисунка 5.6 видно, что рассчитанный спектр КЛ в целом согласуется с существующими данными.

Отметим, что эти два сценария внегалактической компоненты дают разный химический состав КЛ выше 10^{17} эВ. Так как в самой высокоэнергичной части спектра КЛ, произведенного в ОСН, доминирует вклад тяжелых ядер, то и в наблюдаемом спектре КЛ в области энергий $10^{16} < \epsilon < 3 \times 10^{18}$ эВ должен

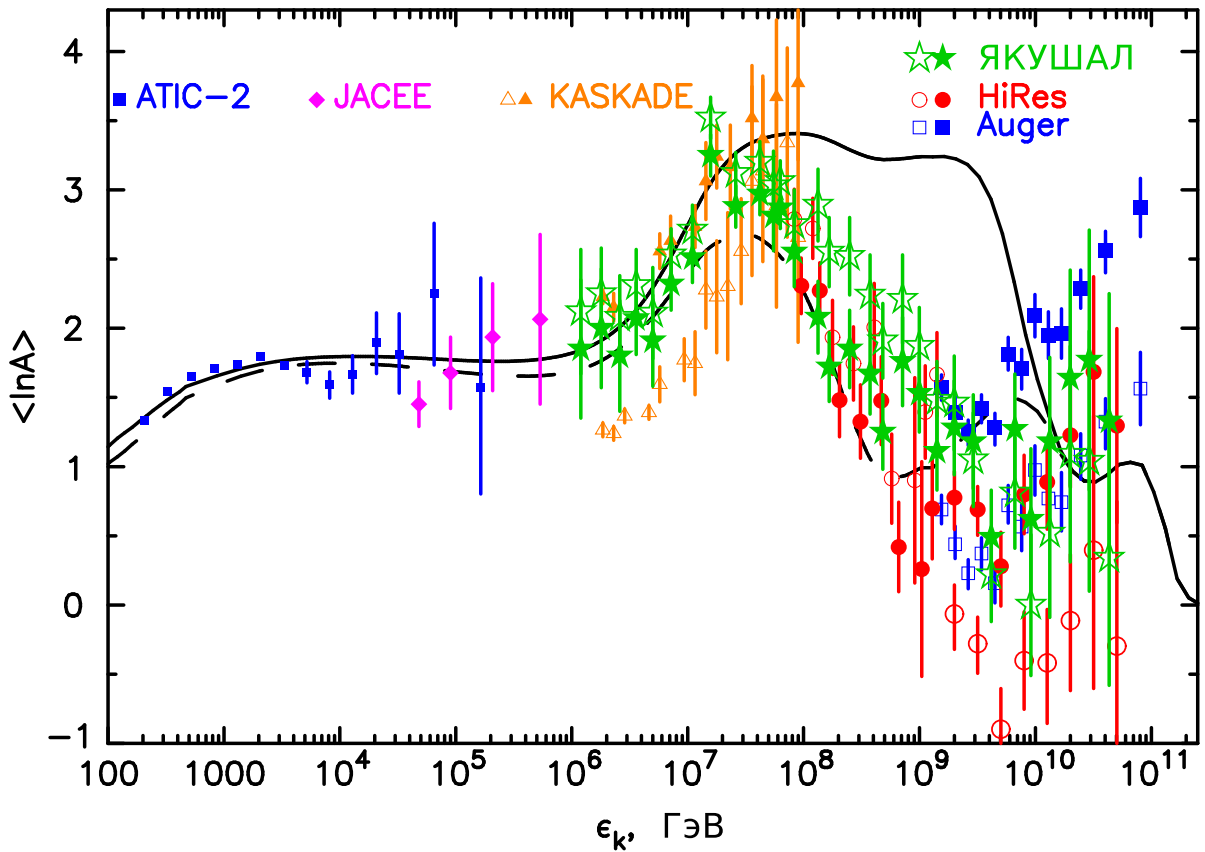


Рис. 5.8. Средний логарифм атомного числа ядер КЛ в зависимости от энергии. Расчеты, соответствующие моделям “ankle” и “dip” показаны соответственно сплошными и пунктирными линиями. Приведены данные, полученные в экспериментах ATIC-2 [199], JACEE, KASCADE [200], Auger [201], HiRes при $\epsilon < 10^{18}$ эВ [202], HiRes при $\epsilon > 10^{18}$ эВ [203] и ЯКУШАЛ [37]. Открытые и сплошные символы соответствуют моделям QGSJET и SIBYLL, соответственно.

доминировать вклад железа.

Средний логарифм атомного числа ядер КЛ для двух рассмотренных сценариев как функция энергии представлен на Рисунке 5.8. В “dip” сценарии зависимость от энергии среднего массового числа КЛ $\langle \ln A(\epsilon) \rangle$ имеет три максимума. Первый из них при энергии $\epsilon \approx 10^{17}$ эВ соответствует самому концу галактической компоненты КЛ, где доминирует вклад железа. Вторым при энергии $\epsilon \approx 10^{19}$ эВ соответствует максимуму потерь энергии протоновой компоненты во взаимодействии с фотонами реликтового излучения, приводящих к образованию пары e^+e^- . Соответствующее уменьшение количества протонов делает состав КЛ более тяжелым. Третий локальный пик при $\epsilon \approx 10^{11}$ ГэВ образуется за счет соответствующего локального максимума отношения l_{Fe}/l_p , где l_A — длина про-

бега КЛ с массовым числом A .

Как видно из Рисунка 5.8, зависимость от энергии среднего логарифма атомного числа ядер КЛ для “ankle” сценария существенно отличается. В этом случае $\langle \ln A(\epsilon) \rangle$ остается большим $\langle \ln A(\epsilon) \rangle \approx 3$ при энергиях $10^{17} - 10^{19}$ эВ и только при энергиях больше 10^{19} эВ он резко уменьшается до $\langle \ln A(\epsilon) \rangle = 0$. Такое поведение $\langle \ln A \rangle$ сходно с предсказаниями модели учитывающей вторую галактическую компоненту КЛ доускоренных на галактических ОСН до энергии $\epsilon \sim 10^{18}$ эВ [193]. Из Рисунка 5.8 также видно, что “ankle” сценарий явно не согласуется с экспериментальными данными. Для более детального заключения о происхождении КЛ требуется более точное экспериментальное определение массового состава КЛ при энергиях $\epsilon > 10^{15}$ эВ.

5.6. Выводы

Выполненные детальные исследования показали, что спектр КЛ, производимых ударной волной в ОСН, имеет сложный характер, отражающий механизм нелинейного взаимодействия КЛ со средой, а также явления убегания КЛ на поздних стадиях эволюции остатка.

В режиме насыщенной инжекции спектр КЛ характеризуется квазистепенной формой $f \sim p^{-q}$ с показателем, который меняется от значения $q > 4$ в нерелятивистской области энергии до $3 < q < 4$ при релятивистских энергиях.

Усиление магнитного поля приводит к значительному увеличению максимальной энергии КЛ, ускоренных в ОСН. Максимальное значение предельной энергии (энергии обрезания) достигается в конце стадии свободного разлета. Как показали выполненные расчеты спектры КЛ ускоренных в ОСН удовлетворительно воспроизводят наблюдаемую форму энергетического спектра вплоть до энергии 10^{17} эВ. “Колено” в наблюдаемом спектре всех частиц связано с максимальной энергией протонов, произведенных в ОСН. Укручение спектра выше энергии “колена” 3×10^{15} эВ связано со снижением вклада легких ядер с ростом

энергии.

Теория способна также воспроизвести наблюдаемую зависимость (рост) относительного содержания элементов в составе КЛ $e(A)$ при фиксированной энергии на нуклон как функции атомного числа A , т.е. правильное соотношение амплитуд спектров различных элементов в составе КЛ. При этом частично эффект роста $e(A)$ обусловлен свойством нелинейного процесса регулярного ускорения более эффективно ускорять частицы с большим отношением A/Q массового и зарядового чисел. Для количественного воспроизведения зависимости $e(A)$ необходимо чтобы механизм инжекции также обладал свойством обогащения тяжелыми элементами $e_{inj} \propto A^\alpha$, $\alpha \approx 1$. Имеющиеся результаты численного моделирования квазипродольных бесстолкновительных ударных волн свидетельствуют в пользу существования механизма инжекции с указанными свойствами.

Экспериментальные данные по составу КЛ сверхвысоких энергий характеризуются наличием локального максимума среднего логарифма атомного числа ядер КЛ $\langle \ln A \rangle \approx 2.5$ при энергии $\epsilon \sim 10^{17}$ эВ. Это может рассматриваться как указание на переход от галактической компоненты КЛ, производимой в галактических ОСН, к внегалактической компоненте КЛ в интервале энергий 10^{17} – 10^{18} эВ.

Глава 6

Генерация вторичных КЛ в остатках сверхновых

6.1. Введение

Покинув ОСН, КЛ подвержены зависящей от энергии диффузии и, возможно, крупномасштабному конвективному переносу в МЗС. Во время их распространения в Галактике первичные релятивистские ядра взаимодействуют с ядрами межзвездного газа и в результате ядерных расщеплений производят более легкие вторичные релятивистские ядра. Вторичные ядра имеют примерно ту же энергию на нуклон, что и первичные.

Ядра бора в КЛ полностью являются вторичными и отношение количества ядер бора к углероду (B/C) представляет собой пример отношения вторичных ядер КЛ к первичным (s/p). Это отношение, измеренное в широком диапазоне энергий, предоставляет важную информацию о процессе распространения КЛ в Галактике (см., например, [2]).

Вплоть до энергий 100 ГэВ/нуклон наблюдаемый степенной спектр вторичных ядер круче спектра первичных. Отсюда можно сделать вывод, что первичные КЛ в основном производятся в компактных источниках (например в ОСН) и что их спектр $n(\epsilon_k) \propto \epsilon_k^{-\gamma_s}$, для кинетических энергий $\epsilon_k \gg 1$ ГэВ/нуклон, круче чем спектр частиц произведенных в источниках $N(\epsilon_k) \propto \epsilon_k^{-\gamma_s}$, показатель степени спектра галактических КЛ $\gamma_g = \gamma_s + \mu$ больше чем показатель степени спектра вторичных КЛ γ_s на величину $0.3 < \mu < 0.7$.

После того, как релятивистские частицы покинули компактные источники, их диффузионное распространение в Галактике может сопровождаться дополнительным распределенным доускорением в турбулентной МЗС. Поскольку в области энергий $\epsilon_k \lesssim 100$ ГэВ/нуклон наблюдается уменьшение доли вторичных ядер с ростом энергии, такое доускорение не может быть сильным в этой области

энергий [204]. Тем не менее, некое слабое доускорение возможно и может объяснить наблюдаемую зависимость отношения s/p от энергии с характерным пиком в области 1 ГэВ/нуклон (см., например [205]). В этом случае стохастическое доускорение происходит на тех же хаотично движущихся неоднородностях, на которых происходит пространственная диффузия КЛ в галактическом магнитном поле. Скорость движения этих неоднородностей близка к альфвеновской скорости $c_a \sim 30$ км/с. Характерное время распределенного доускорения примерно равно времени выхода из Галактики частиц с магнитной жесткостью около 1 ГВ (магнитная жесткость $R = pc/Ze$, где p — импульс частицы, Ze — заряд частицы и c — скорость света). При больших жесткостях $R \gg 1$ ГВ выход из Галактики преобладает над доускорением, поэтому эффект распределенного доускорения на межзвездной турбулентности при высоких энергиях слаб. Роль распределенного доускорения в формировании спектра галактических КЛ остается неясной. Возможно, что пики в отношениях s/p вызваны определенной зависимостью коэффициента диффузии КЛ от энергии или эффектом крупномасштабной конвекции низкоэнергичных КЛ [205]. Также следует отметить, что распределенное доускорение на межзвездной альфвеновской турбулентности пренебрежимо при энергиях $\epsilon_k \gtrsim 20$ ГэВ/нуклон во всех моделях распространения КЛ в Галактике.

Этот сценарий описывает КЛ, которые покинув источник больше не взаимодействуют с распространяющимися в МЗС ударными волнами от ОСН. Однако, блуждающие энергичные частицы имеют конечную вероятность снова встретить ударную волну от ОСН эффективно ускоряющую КЛ, и, таким образом, подвергнуться сильному доускорению. После взаимодействия с высокоскоростными ударными волнами фоновые первичные и вторичные ядра КЛ испытывают сильное доускорение и значительную трансформацию их энергетических спектров. Сильно доускоренные на ударной волне фоновые КЛ имеют пологий спектр, типичный для спектра в источнике. После выхода из ОСН эти частицы перемешиваются и разбавляются большим количеством фоновых галактических КЛ. В принципе, они могут проявлять себя выше некоторой энергии как поло-

гая компонента галактических вторичных ядер [206, 207]. Этот эффект более выражен для МЗС с низкой плотностью.

В дополнение, здесь также учитывается эффект ядерного расщепления внутри источников. Энергетический спектр этих вторичных ядер в источниках более жесткий чем у доускоренных. Поэтому этот эффект играет доминирующую роль при высоких энергиях для МЗС с высокой плотностью.

Результаты этой Главы опубликованы в работах [23, 40, 41].

6.2. Вклад источников в отношении вторичных к первичным КЛ

Для описания процесса переноса и ядерной фрагментации КЛ в Галактике используется простая однородная модель (иначе называемая моделью leaky box). Известно, что более адекватная диффузионная модель распространения КЛ с увеличенным плоским гало дает практически такие же результаты, как и однородная модель при описании распространения стабильных первичных и вторичных ядер. Примерная эквивалентность этих двух моделей достигается при условии, что ядерная фрагментация и доускорение КЛ происходят в областях гораздо более тонких, чем размер гало КЛ. Это последнее условие выполнено в Галактике, где диск имеет толщину порядка 0.5 кпк, что намного меньше, чем толщина гало КЛ (которая как минимум на порядок больше) [2].

В качестве простой оценки рассмотрим случай, когда вторичные ядра “s” являются результатом расщепления определенного вида ядер первичных КЛ “p”, а вкладом всех других видов первичных ядер пренебрегается. В рамках такого подхода дифференциальная концентрация некоего вида первичных КЛ $n_p(\epsilon_k)$ определяется уравнением баланса

$$\frac{n_p}{\tau_c} = \frac{N_p}{V_c} v_{SN} - \sigma_p N_g v n_p, \quad (6.1)$$

где V_c — объём, занимаемый галактическими КЛ, τ_c — среднее время пребывания

в этом объёме V_c , σ_p — сечение расщепления, $N_p(\epsilon_k)$ — полное дифференциальное количество КЛ, произведенное в течение всей эволюции одиночного ОСН (полный спектр КЛ), ν_{SN} — темп взрывов сверхновых в Галактике, v — скорость частицы, $N_g = \rho_0/m_p$ — концентрация газа в МЗС, ρ_0 — плотность МЗС и m_p — масса протона.

В рамках этого подхода концентрация вторичных ядер n_s подчиняется уравнению

$$\frac{n_s}{\tau_c} = \frac{N_s}{V_c} \nu_{SN} + \sigma_{ps} N_g v n_p - \sigma_s N_g v n_s, \quad (6.2)$$

где σ_{ps} — эффективное поперечное сечение рождения вторичных ядер в адронных столкновениях первичных ядер с ядрами газа МЗС, N_s — полное количество вторичных КЛ, произведенных в течение всей эволюции одиночного ОСН. По сравнению со стандартной однородной моделью, приведенное выше уравнение содержит дополнительный член источника, который описывает производство вторичных КЛ в ОСН. В этих уравнениях все переменные являются функциями одной и той же кинетической энергии в расчете на ядро ϵ_k .

Из приведенных выше двух уравнений можно легко найти отношение s/p :

$$\frac{n_s}{n_p} = \frac{\sigma_{ps} N_g v \tau_c}{1 + \sigma_s N_g v \tau_c} + \frac{N_s (1 + \sigma_p N_g v \tau_c)}{N_p (1 + \sigma_s N_g v \tau_c)}. \quad (6.3)$$

Поскольку время пребывания в объёме, занимаемом галактическими КЛ, τ_c является убывающей функцией энергии КЛ, то для $\epsilon_k \gg 1$ ГэВ/нуклон имеем

$$\sigma N_g v \tau_c \ll 1 \quad (6.4)$$

и выражение для отношения s/p значительно упрощается:

$$\frac{n_s}{n_p} = \frac{\sigma_{ps} x}{m_p} + \frac{N_s}{N_p}, \quad (6.5)$$

где

$$x = m_p N_g v \tau_c \quad (6.6)$$

— длина пробега в виде средней толщины вещества, пройденного КЛ в ходе их случайного блуждания в Галактике. Выражение (6.5) показывает, что наряду с

обычным членом, пропорциональным длине пробега x , отношение s/p содержит дополнительный член, который описывает вклад источников в производство вторичных ядер. Поскольку спектр первичных $N_p(\epsilon_k)$ и спектр вторичных $N_s(\epsilon_k)$ КЛ, производящихся в ОСН, имеют одинаковую зависимость от энергии, то можно ожидать, что при достаточно высоких энергиях член N_s/N_p будет доминировать в отношении s/p .

Из соотношения (6.3) также можно выразить длину пробега x в терминах наблюдаемого отношения s/p $r_g = n_s/n_p$ и отношения s/p в источнике $r_s = N_s/N_p$:

$$x = \frac{m_p(r_g - r_s)}{\sigma_{ps} + r_s\sigma_p - r_g\sigma_s}. \quad (6.7)$$

В простейшем случае, когда в источнике производятся только первичные КЛ ($r_s = 0$), получаем обычное выражение

$$x = m_p/(\sigma_{ps}/r_g - \sigma_s), \quad (6.8)$$

что делает возможным получить значение x из измеренного отношения s/p r_g . Отметим, что в общем случае, когда количество произведенных в источниках вторичных КЛ неизвестно, нет взаимно-однозначного соответствия между r_g и x .

Есть два разных вида инжекции надтепловых частиц МЗС в процесс диффузионного ускорения ударной волной в ОСН. Первым и наиболее общим видом является инжекция некоторой доли теплового распределения частиц из области за фронтом ударной волны. Это происходит для всех сортов ионов, присутствующих в фоновой среде, и обычно его достаточно для преобразования значительной доли энергии ударной волны сверхновой в энергию ускоренных частиц.

Второй возможностью является ускорение уже существующих частиц КЛ, имеющих достаточно высокую энергию ($\epsilon_k \gtrsim 100$ МэВ/нуклон), что они участвуют в процессе ускорения естественным образом. Следует отметить, что для элементов, которых практически нет в тепловой МЗС, таких как Li, Be, B, это практически единственная возможность для ускорения. Чтобы отличать эти два

разных механизма инъекции, здесь используется термин “ускорение” для первого случая и “доускорение” для второго.

Здесь в первом случае, как и прежде, используется обычная модель инъекции КЛ, в которой небольшая доля η поступающих тепловых протонов мгновенно инжектируется на фронте ударной волны со скоростью, которая превышает скорость звука в газе за фронтом c_{s2} на коэффициент $\lambda > 1$:

$$N_{inj} = \eta N_{g1}, \quad p_{inj} = \lambda m c_{s2}. \quad (6.9)$$

Здесь $N_g = \rho/m_p$ — концентрация газа, и индексы 1 и 2 соответствуют областям непосредственно за и перед фронтом ударной волны.

Ядра галактических КЛ (первичные и вторичные) имеют спектр, который за счет ионизации и ядерных потерь в субрелятивистской области уменьшается при уменьшении ϵ_k . Спектр имеет максимум при $\epsilon_k = \epsilon_{GCR} \approx 600$ МэВ/нуклон и затем падает по крутому степенному закону в сторону более высоких энергий. Поэтому в случае доускорения предполагается, что существующие КЛ инжектируются на фронте ударной волны сверхновой в процесс регулярного ускорения с энергией

$$p_{inj} = p_{GCR}, \quad N_{inj} = N_{GCR}. \quad (6.10)$$

Здесь N_{GCR} — полное число ядер галактических КЛ на единицу объёма и p_{GCR} — средний импульс, соответствующий ϵ_{GCR} .

Существует дополнительный механизм производства вторичных КЛ внутри ОСН: первичные ядра, так же, как и КЛ в галактическом диске, при взаимодействии с ядрами фонового газа в результате ядерного расщепления рождают вторичные частицы. Можно оценить относительную значимость этого механизма по сравнению с доускорением. Общий темп производства вторичных в ОСН из-за расщепления первичных можно записать в виде

$$Q_s^{SCR} \propto N_g^{SCR} N_{SN} N_p, \quad (6.11)$$

где N_{SN} — полное количество ОСН в Галактике и N_g^{SCR} — средняя концентрация

газа в ОСН. Галактические КЛ генерируют те же виды вторичных с темпом

$$Q_s^{GCR} \propto N_g^{GCR} V_g n_p, \quad (6.12)$$

где $N_g^{GCR} \approx 1 \text{ см}^{-3}$ — средняя плотность газа в диске Галактики. Учитывая, что количество ОСН $N_{SN} = T_{SN} \nu_{SN}$ определяется временем пребывания КЛ в ОСН T_{SN} и что концентрация галактических КЛ n_p выражается через спектр КЛ произведенных в ОСН N_p соотношением $n_p = N_p \nu_{SN} \tau_g / V_g$, имеем

$$\frac{Q_s^{SCR}}{Q_s^{GCR}} = \frac{N_g^{SCR}}{N_g^{GCR}} \frac{T_{SN}}{\tau_g}. \quad (6.13)$$

Так же, как и доускорение, этот механизм дает существенно более жесткий спектр вторичных по сравнению со спектром, произведенным КЛ в диске Галактики. Он имеет противоположную зависимость от плотности МЗС: он более эффективен в более плотной МЗС.

Производство вторичных КЛ в ядерных столкновениях первичных КЛ с ядрами газа в ОСН описывается в виде члена источника

$$q_s(r, p, t) = 4\pi c N_g \int_0^\infty dp' p'^2 \sigma_{ps}(p, p') f_p(r, p', t) \quad (6.14)$$

в уравнении переноса функции распределения вторичных ядер $f_s(r, p, t)$. Здесь $\sigma_{ps}(p, p')$ — сечение неупругого рассеяния первичного ядра с импульсом p' на ядре газа с рождением вторичного ядра с импульсом p , $f_p(r, p, t)$ — функция распределения первичных ядер и N_g — локальная концентрация газа, оба также являются функциями времени и координаты в соответствии с эволюцией ОСН. Функции распределения $f(r, p, t)$, определяющие все основные характеристики КЛ, рассчитывается здесь самосогласованно для всех рассматриваемых элементов в КЛ (подробнее см. Главу 1).

Реальная ситуация со спектрами КЛ в ОСН несколько сложнее, чем предполагалось для оценок выше. Из-за нелинейных эффектов, спектры КЛ, ускоренных в ОСН, не являются чисто степенными. Кроме того, частицы с разными

энергиями эффективно генерируются на разных этапах эволюции ОСН, когда простые оценки, приведенные выше, предполагают, что весь спектр КЛ $N()$ производится в эпоху, характеризующимся объёмом ОСН V_{SN} и возрастом T_{SN} . Для достижения более определенных выводов о роли доускорения КЛ и рождения КЛ в расщеплениях в ОСН, далее приводятся результаты самосогласованных численных расчетов.

Отметим, что спектры КЛ в источнике $N(\epsilon_k)$, которые являются интегральными по времени спектрами КЛ, ускоренных в течение всего активного периода эволюции ОСН, зависят от спектра галактических КЛ $n(\epsilon_k)$, поскольку не только инжекция надтепловых частиц формирует $N(\epsilon_k)$, а также инжекция и доускорение существующих фоновых галактических КЛ.

Это означает, что спектры $N(\epsilon_k)$ должны быть определены как результат самосогласованного решения уравнений, описывающих распространение галактических КЛ и ядерной трансформации в объёме удержания Галактики совместно с уравнениями, которые описывают эволюцию ОСН и ускорение КЛ. Эта довольно сложная задача может быть значительно упрощена без потери точности. Действительно, как уже говорилось ранее, из-за крутых спектров галактических КЛ при релятивистских энергиях $\epsilon_k \gg 1$ ГэВ/нуклон, в формировании результирующего спектра $N(\epsilon_k)$ играет роль только инжекция галактических КЛ с энергиями $\epsilon_k \lesssim 1$ ГэВ/нуклон. Поскольку спектры галактических КЛ $n(\epsilon_k)$ при этих субрелятивистских энергиях известны из эксперимента, используя их в качестве входящих физических параметров, так же, как и другие параметры МЗС, в нашей самосогласованной нелинейной кинетической модели ускорения КЛ в ОСН, результирующий полный спектр КЛ $N(\epsilon_k)$ можно считать последовательно определенным с учетом спектров галактических КЛ $n(\epsilon_k)$.

6.3. Отношение бора к углероду в КЛ

Для изучения влияния доускорения галактических КЛ в ОСН на отношение s/p рассмотрим бор (В) и углерод (С), так как углерод играет основную роль в производстве бора, который, как правило, рассматривается как чисто вторичный. Самосогласованные расчеты процесса ускорения КЛ в ОСН проведены для случая однородной МЗС с разными плотностями.

В расчетах для энергии взрыва и массы выброшенного вещества используются значения $E_{SN} = 10^{51}$ эрг и $M_{ej} = 1.4M_{\odot}$, которые являются типичными для сверхновых типа Ia в однородной МЗС. Отметим, что основная доля сверхновых, взрывающихся в результате гравитационного коллапса, имеет относительно небольшие массы предсверхновых звезд, между 8 и $15 M_{\odot}$, ветер которых, следовательно, не может существенно изменить окружающую МЗС (см. например, [208]). Эволюция ОСН в этом случае похожа на эволюцию ОСН типа Ia. Только в случае сверхновых типов Ib и IIp с массивными предсверхновыми звездами $M_i > 15M_{\odot}$, ОСН распространяется по неоднородной МЗС, сильно модифицированной интенсивным ветром предсверхновой звезды. Эволюция ОСН в этом случае выглядит иначе по сравнению с эволюцией в однородной МЗС. В то же время, основное количество КЛ, как ожидается, будет произведено, когда ударная волна от сверхновой распространяется в горячем разреженном пузыре, где эволюция и ускорение КЛ примерно аналогичны случаю однородного МЗС, который имеет те же параметры, что и пузырь [156]. Поэтому вклад ОСН, расширяющихся в сильно модифицированной околозвездной среде, эффективно увеличивает коэффициент заполнения горячей фазы МЗС.

Здесь темп инъекции надтепловых частиц описывается параметрами инъекции $\eta = 10^{-4}$ и $\lambda = 4$, которые можно считать типичными для ОСН. Ядра В и С галактических КЛ инжектируются с концентрациями $N_B = 7.9 \times 10^{-14} \text{ см}^{-3}$ и $N_C = 2.6 \times 10^{-13} \text{ см}^{-3}$ при кинетической энергии $\epsilon_{inj} = 0.6 \text{ ГэВ/нуклон}$, которая соответствует средней энергии этих элементов в галактических КЛ. Было

рассмотрено три существенно разных фазы МЗС: разреженная, горячая МЗС с концентрацией водорода $N_H = 0.003 \text{ см}^{-3}$ и температурой $T_0 = 10^6 \text{ К}$; теплая МЗС с $N_H = 0.3 \text{ см}^{-3}$ и $T_0 = 10^4 \text{ К}$; и “средняя” МЗС с $N_H = 1 \text{ см}^{-3}$ и $T_0 = 10^4 \text{ К}$. Величина магнитного поля МЗС для этих трех случаев бралась как $B_0 = 3, 5$ и 10 мкГс , соответственно.

Результаты численных расчетов для случая теплой МЗС с $N_H = 0.3 \text{ см}^{-3}$, представлены на Рисунках 6.1 и 6.2. Полные спектры бора и углерода

$$N(p, t) = 16\pi^2 p^2 \int_0^\infty dr r^2 f(r, p, t), \quad (6.15)$$

которые содержат все ускоренные в течении эволюции ОСН до времени t частицы, на Рисунке 6.1 представлены для трех последовательных времен t . Видно, что доускорение галактических КЛ дает довольно маленький вклад в полный спектр углерода, что находится в соответствии с приведенными ранее оценками. Отметим также, что поздние эволюционные фазы не так важны для высокоэнергичной части спектра первичных ядер: спектр углерода при $p > 10^3 m_p c$ формируется в основном в начале седовской фазы ($t \sim t_0$), и почти не меняется на поздних стадиях $t > 100t_0$: полный спектр первичных ядер КЛ в основном формируется на ранней седовской стадии, когда ударная волна довольно сильная, и, следовательно, спектр довольно жесткий.

В случае вторичных ядер ситуация сильно отличается. В спектрах бора хорошо видны две разные компоненты. Первая, с пиком при $p = p_{GCR} \approx 10 m_p c$, образуется инъекцией галактических КЛ с импульсом p_{GCR} . Поскольку p_{GCR} не зависит от времени, эффективность их ускорения (доускорения) постепенно увеличивается со временем, приблизительно пропорционально общему количеству частиц, участвующих в ускорении. Их число пропорционально объёму ударной волны V_{SN} . Так как в этом случае для производства вторичных КЛ важны поздние эволюционные фазы сверхновой, когда ударная волна уже не такая сильная как на ранней седовской стадии, их общий спектр гораздо круче, чем спектр

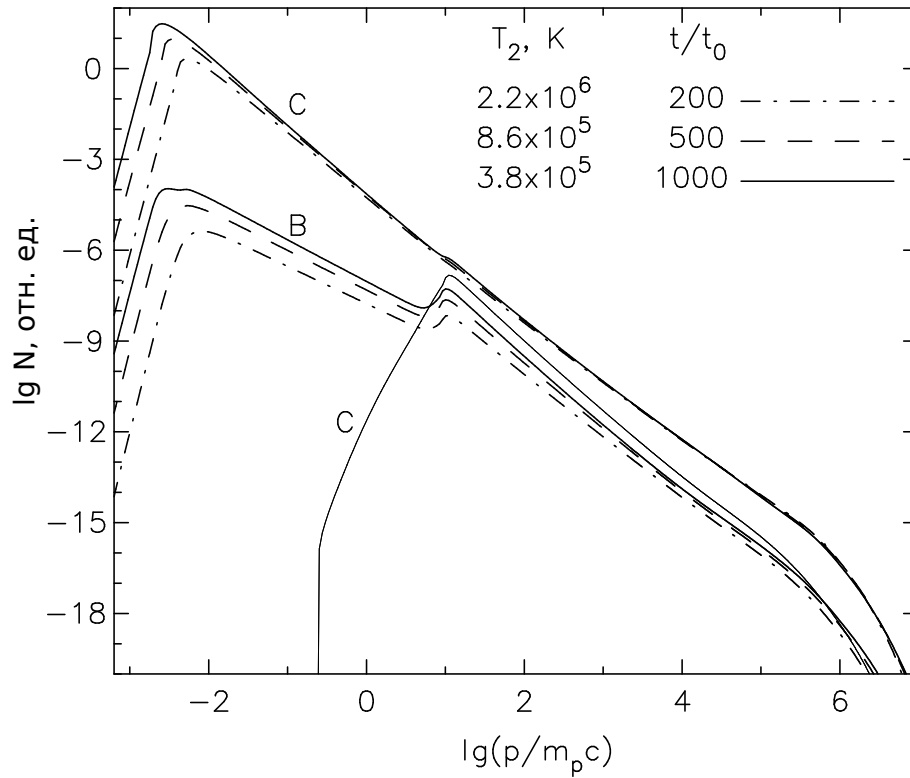


Рис. 6.1. Полный спектр ядер В и С произведенных в процессе эволюции ОСН в теплой МЗС ($N_H = 0.3 \text{ см}^{-3}$, $T = 10^4 \text{ К}$, $t_0 = 367 \text{ лет}$) как функция импульса для трех разных моментов времени. Спектр углерода, начинающийся от $p/m_{p c} \ll 1$, сформирован ускорением инжектированных надтепловых частиц и доускорением галактических КЛ, тогда как спектр бора сформирован доускорением галактических КЛ и расщеплением ядер углерода и кислорода внутри ОСН. Для ясности тонкой сплошной линией представлен спектр доускоренных галактических ядер углерода соответствующий $t/t_0 = 1000$.

первичных ядер (см. Рисунок 6.1)

Вторая компонента в спектре бора обусловлена расщеплением ядер углерода и кислорода. Ее спектр существенно сложнее чем у первой компоненты, поскольку она напрямую связана со спектрами первичных. Поэтому эта компонента дает существенный вклад при высоких импульсах $p \gtrsim 10^4 m_{p c}$, а также доминирует при очень низких $p < p_{GCR}$, где производство бора в доускорении является незначительным.

Как видно из Рисунка 6.2, вследствие вышеперечисленных факторов, отношение r_s , которое определяется исключительно производством вторичных в ОСН, становится круче и со временем увеличивается. Поэтому эффект доуско-

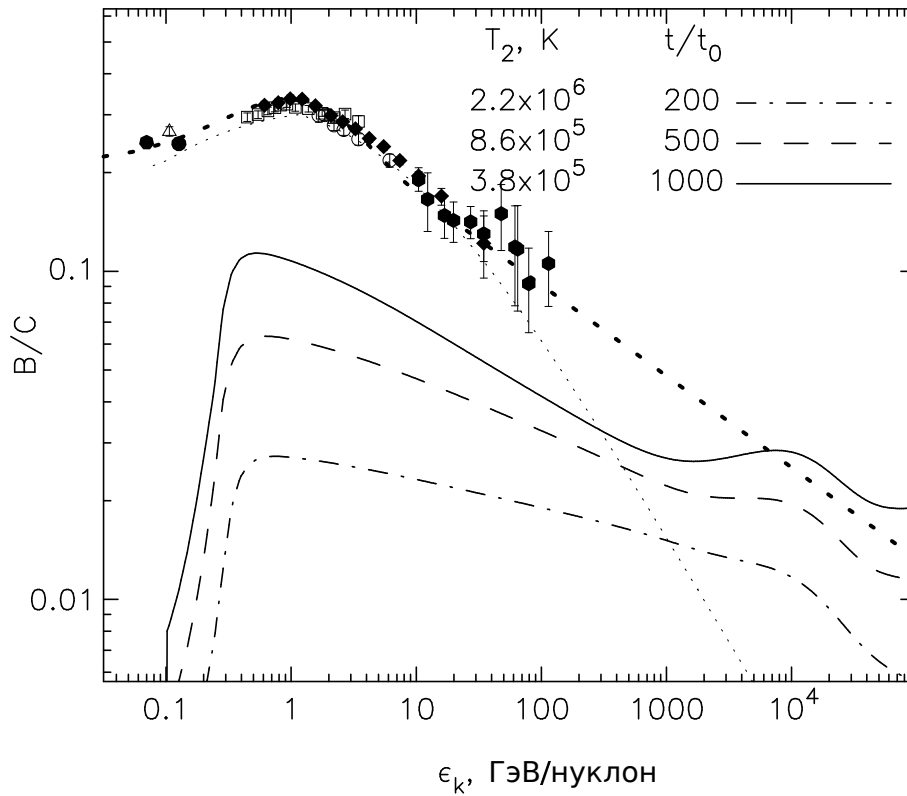


Рис. 6.2. Отношение V/C $r_g = n_B/n_C$ как функция кинетической энергии на нуклон. Сплошными, пунктирными и штрих-пунктирными линиями представлены отношения $r_s = N_B/N_C$ для тех же случаев, что и на Рисунке 6.1. Пунктирные линии представляют подгонку экспериментальных данных в однородной модели (тонкий пунктир), с одной стороны, и в диффузионной модели с распределенным доускорением в МЗС (толстый пунктир), с другой. Также представлены экспериментальные данные [209]

рения галактических КЛ в отношении s/p зависит от времени удержания T_{SN} , которое соответствует возрасту ОСН, когда ударная волна становится неэффективным ускорителем и высвобождает ранее ускоренные КЛ в объём Галактики.

Есть по крайней мере два условия, которые определяют время удержания T_{SN} .

Во-первых, это уменьшение числа Маха ударной волны в процессе эволюции ОСН. В какой то момент времени $t = t_4$ оно становится настолько низкой, что степень сжатия ударной волны σ падает ниже 4 и ускорение инжектируемых частиц становится неэффективным. Это приводит к снижению уровня турбулентности вблизи ударного фронта и к последующему выходу ранее ускоренных КЛ в связи с увеличением их диффузионного пробега. Этот фактор играет

важную роль в случае горячей МЗС.

На самом деле главную роль в ускорении КЛ и формирования окончательного спектра играет так называемая эффективная степень сжатия

$$\sigma_{ef} = \sigma(1 - 1/M_a) \quad (6.16)$$

а не σ . В связи с тем, что альфвеновские волны, возбужденные ускоренными КЛ перед фронтом ударной волны, распространяются в направлении от фронта с альфвеновской скоростью c_a , эффективная степень сжатия рассеивающих центров, на которых происходит диффузия КЛ, σ_{ef} всегда меньше, чем σ . Этот эффект учтен в приведенном выше выражении посредством альфвеновского числа Маха $M_a = c_a/V_s$. Поэтому t_4 — это время, когда σ_{ef} падает ниже 4.

Во-вторых, процесс ускорения может также прекратиться на каком-то этапе $t = t_6$, когда температура за фронтом ударной волны опускается ниже 10^6 К и становится сильным радиационное охлаждение ОСН. Поскольку ОСН теряет большое количество своей энергии, эффективное ускорение КЛ прекращается на этой стадии.

Время удержания здесь принято как минимальное значение этих двух времен:

$$T_{SN} = \min\{t_4, t_6\}. \quad (6.17)$$

В теплой МЗС температура газа за фронтом ударной волны $T_2 = 1.3 \times 10^6$ К при $t = 300t_0$, и, следовательно, время удержания $T_{SN} = t_6 \approx 10^5$ лет (в этом случае $t_0 = 367$ лет). Соответствующее отношение r_s на Рисунке 6.2 представлено штрихованной линией.

Из-за этих двух физических факторов время удержания КЛ T_{SN} в нашей модели значительно ниже по сравнению с предыдущим рассмотрением [210], где эти факторы были проигнорированы. Это одна из причин, по которой эффект производства вторичных КЛ в ОСН в нашей модели значительно ниже по сравнению с оценками [210].

Значение доускорения галактических КЛ можно понять, если сравнить отношения s/p в источнике r_s с отношением r_g , полученном в рамках стандартной модели из измеренного отношения В/С. Поскольку ядра бора в МЗС производятся не только в результате расщепления углерода, но также в результате расщепления кислорода, выражение (6.3) должно быть переписано в виде:

$$\frac{n_B}{n_C} = \frac{x}{m_p + \sigma_B x} \left(\sigma_{CB} + \sigma_{OB} \frac{n_O}{n_C} \right) + \frac{N_B (m_p + \sigma_C x)}{N_C (m_p + \sigma_B x)}. \quad (6.18)$$

Это выражение используется для того, чтобы определить ожидаемое отношение В/С с учетом производства бора внутри источников галактических КЛ (в ОСН). В случае, когда вторичные не производятся в источниках КЛ, из этого выражения имеем

$$r_g = \frac{(\sigma_{CB} + \sigma_{OB})x_g}{m_p + \sigma_B x_g}. \quad (6.19)$$

Согласно стандартной однородной модели, с величиной длины пробега при ГэВ-ных энергиях $x_g \approx 14$ г/см² и с зависимостью от энергии в виде $x_g \propto \epsilon_k^{-0.6}$ выражение (6.19) при $\epsilon_k > 5$ ГэВ/нуклон соответствует существующим данным В/С [209]. Однако, значения длины пробега, полученные из одних и тех же экспериментальных данных, зависят также от модели распространения галактических КЛ, особенно в области высоких энергий, где в настоящее время экспериментальные данные отсутствуют. Так модель с распределенным стохастическим доускорением дает более медленное уменьшение отношения В/С при высоких энергиях $\epsilon_k > 30$ ГэВ/нуклон чем стандартная однородная модель. В модели без доускорения $x_g \propto \epsilon_k^{-0.54}$, а со стохастическим доускорением $x_g \propto \epsilon_k^{-0.3}$ [205]. В то же время, обе модели дают одинаковое отношение s/p при $\epsilon_k < 30$ ГэВ/нуклон

Для того, чтобы продемонстрировать насколько сильно производство вторичных КЛ в ОСН меняет соотношение s/p , рассмотрим два предельных случая для $x_g \propto \epsilon_k^{-\mu}$. Первый, с $\mu = 0.6$, соответствует стандартной однородной модели [209]. Второй, с $\mu = 0.3$, соответствует диффузионной модели с распределенным стохастическим доускорением [205]. Отношения В/С рассчитанные с этими двумя функциями $x_g(\epsilon_k)$ в соответствии с выражением (6.18) с $N_B = 0$, показанны

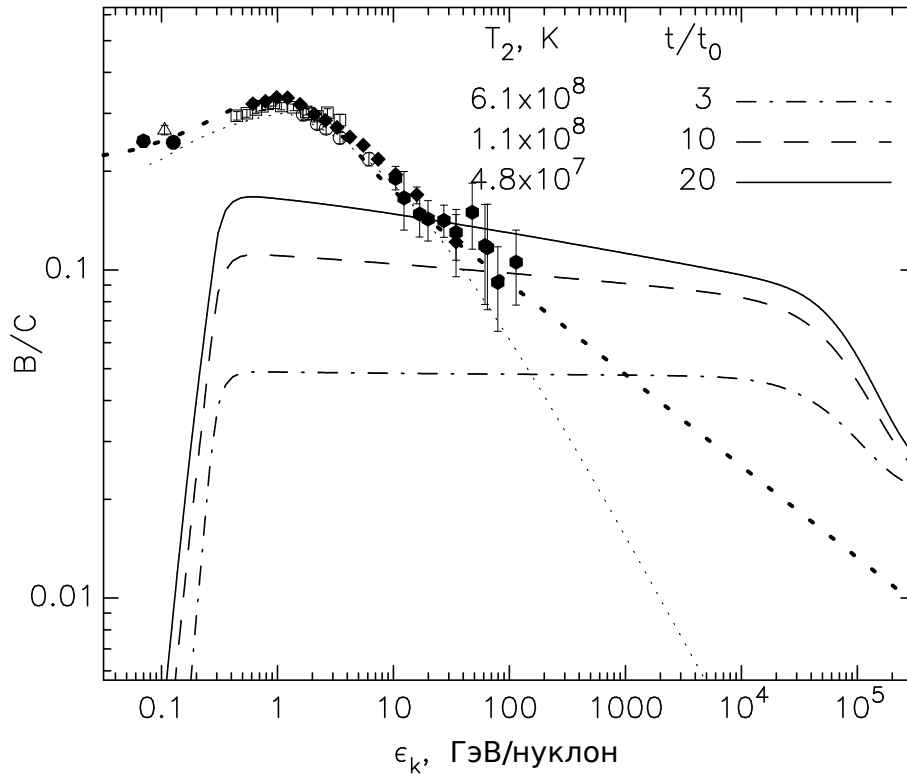


Рис. 6.3. То же самое, что и на Рисунке 6.2 но для случая горячей МЗС ($N_H = 0.003 \text{ см}^{-3}$, $t_0 = 1674$ года).

на Рисунках 6.2–6.6 пунктирными линиями. Эффективные сечения и значения отношения n_0/n_C , необходимые для расчета отношения V/C , взяты из [209].

На Рисунках 6.2–6.4 также представлены отношения $r_s = N_B/N_C$ спектров бора и углерода, произведенных в ОСН во всех рассматриваемых процессах до разных времен t/t_0 и рассчитанных для трех различных плотностей МЗС. Как видно из Рисунка 6.2, который соответствует $N_H = 0.3 \text{ см}^{-3}$, отношение r_s в источнике превышает предсказываемое однородной моделью отношение V/C при энергии $\epsilon_k > 300 \text{ ГэВ/нуклон}$, и только при $\epsilon_k > 10 \text{ ТэВ/нуклон}$ становится больше, чем r_g , соответствующей диффузионной модели с распределенным доускорением, если принять время удержания КЛ $T_{SN} = 4 \times 10^5$ лет.

На Рисунке 6.3 представлено то же, что и на Рисунке 6.2 но для случая разреженной горячей МЗС, с температурой $T_0 = 10^6 \text{ К}$ и концентрацией водорода $N_H = 0.003 \text{ см}^{-3}$. Видно, что отношение r_s превышает измеренное значение V/C при энергиях $\epsilon_k \gtrsim 100 \text{ ГэВ/нуклон}$ уже при $t = 3 \times 10^4$ лет.

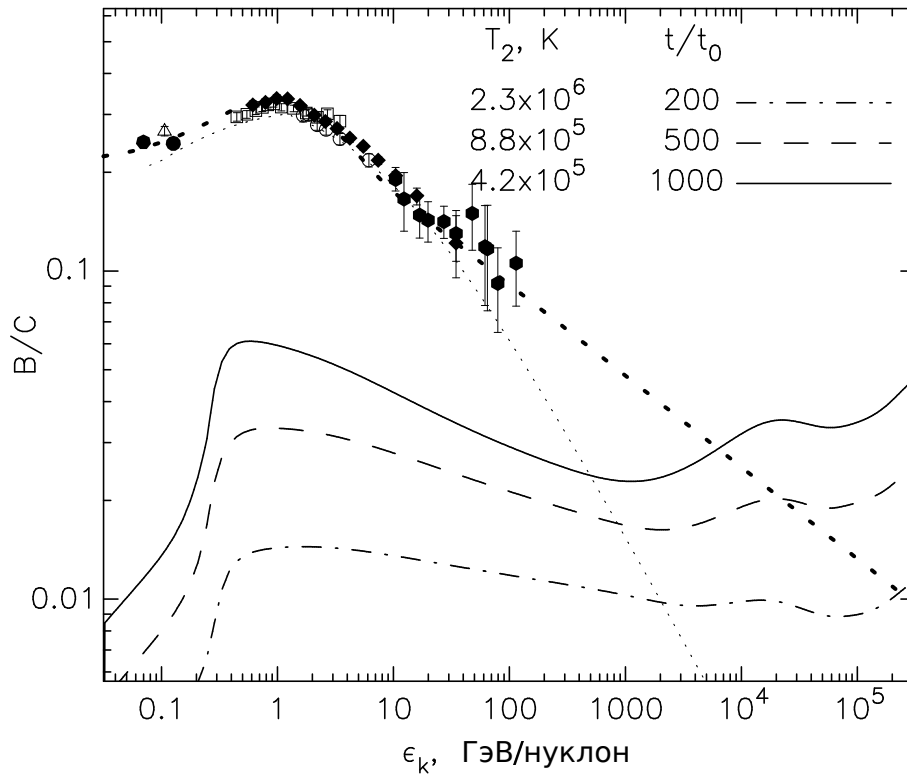


Рис. 6.4. То же самое, что и на Рисунке 6.2 но для случая МЗС с концентрацией водорода $N_H = 1 \text{ см}^{-3}$ ($t_0 = 246$ лет).

Отметим, что уже на этом этапе эффективная степень сжатия падает ниже 4 и ускорение свежеинжектируемых частиц становится все менее эффективным. Поэтому можно предположить, что в этом случае $T_{SN} = t_4 \approx 3 \times 10^4$ лет. Даже для этого относительно короткого времени удержания вклад процесса доускорения в отношение V/C является сильным при энергиях $\epsilon_k > 10$ ГэВ/нуклон (сплошная кривая на Рисунке 6.3). При такой низкой плотности МЗС производство вторичных ядер в ОСН полностью обусловлено доускорением.

При бóльших плотностях МЗС производство вторичных ядер из-за расщепления первичных КЛ становится все более важным. Это показано на Рисунке 6.4, где ожидаемое отношение V/C r_s представлено для случая $N_H = 1 \text{ см}^{-3}$. Видно, что при высоких энергиях $\epsilon_k \gtrsim 10^4$ ГэВ/нуклон ожидаемое отношение r_s выше, чем в случае $N_H = 0.3 \text{ см}^{-3}$. Таким образом, мы приходим к выводу, что самая низкая эффективность производства вторичного ядер в ОСН имеет место в случае МЗС с $N_H = 0.3 \text{ см}^{-3}$. Оно становится больше и в более плотной и

более разреженной МЗС соответственно из-за эффективного расщепления первичных и доускорения галактических КЛ. Поскольку при $t = 500t_0$ температура за фронтом $T_2 = 9 \times 10^5$ К уже ниже 10^6 К, время удержания КЛ в этом случае составляет $T_{SN} = t_6 \approx 10^5$ лет, несмотря на то, что эффективная степень сжатия $\sigma_{ef} = 4.2$ по-прежнему немного выше, чем 4.

Поскольку типичная плотность МЗС, в которой взрывается большинство сверхновых, достоверно не известна, на Рисунках 6.5 и 6.6 представлены возможные диапазоны ожидаемых отношений В/С, вычисленных согласно выражению (6.18). Отношения $r_s = N_B/N_C$ в источнике взяты из приведенных выше расчетов и предполагается, что длина пробега КЛ

$$x = \delta x_g \quad (6.20)$$

есть некоторая доля $\delta < 1$ длины пробега

$$x_g = \frac{m_p r_g}{r_g \sigma_B - \sigma_{CB} - \sigma_{OB}}, \quad (6.21)$$

определенной соотношением (6.19). Для подгонки к экспериментальным данным необходимо брать $\delta = 0.3, 0.7$ и 0.9 для концентраций МЗС $N_H = 0.003, 0.3$ и 1 см^{-3} , соответственно. Отношение В/С приведено для этих трех плотностей. Производство вторичных КЛ в ОСН приводит к существенному уменьшению длины пробега x , только если все ОСН взрываются в разреженной МЗС с концентрацией водорода $N_H = 0.003 \text{ см}^{-3}$. В двух других случаях, которые, как ожидается являются более вероятными, относительное уменьшение x не так важно. Это значительно ниже по сравнению с оценками выполненными в [210], поскольку, скорее всего, активный период эволюции ОСН заканчивается гораздо раньше, чем предполагалось в [210].

Видно, что для $N = 0.003 \text{ см}^{-3}$ при энергиях $\epsilon_k > 100$ ГэВ/нуклон производство бора в ОСН приводит к более высоким значениям отношения В/С, чем показывают наблюдения. Однако, в экспериментальных данных есть некоторые указания на то, что измеренное отношение В/С действительно начинает уплываться при энергиях около 100 ГэВ/нуклон. Интересно, что теоретические

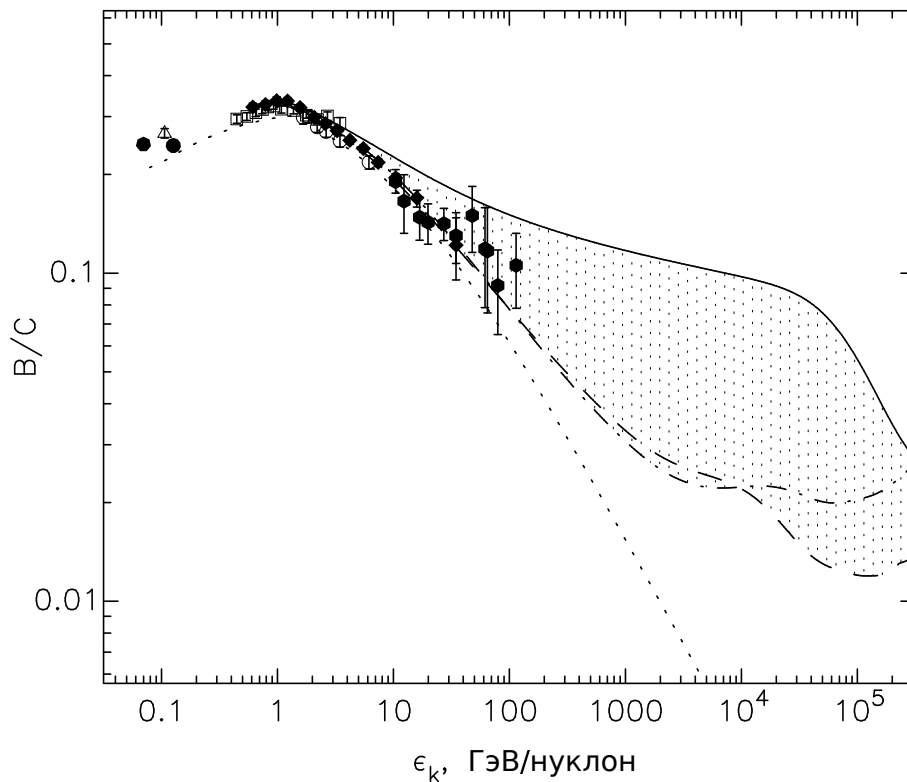


Рис. 6.5. Рассчитанное отношение V/C как функция кинетической энергии на нуклон. Пунктирная область покрывает диапазон, ограничиваемый тремя кривыми соответствующими трем разным фазам МЗС с концентрациями водорода $N_H = 0.003 \text{ см}^{-3}$ (сплошная линия), $N_H = 0.3 \text{ см}^{-3}$ (штриховая линия) и $N_H = 1 \text{ см}^{-3}$ (штрих-пунктирная линия).

кривые меняются не монотонно с плотностью газа. На самом деле смесь фаз МЗС с очень низкой плотностью $N_H = 0.003 \text{ см}^{-3}$ (горячая МЗС) и с умеренной плотностью $N_H = 0.3 \text{ см}^{-3}$ (теплая МЗС) с определенными весами может аппроксимировать наблюдения. Чтобы сделать более определенные выводы о роли доускорения галактических КЛ, необходимы более точные измерения в этой области энергий.

Отметим, что широкий разброс в отношении V/C при высоких энергиях связан с неизвестностью зависимости распределения мест взрывов сверхновых по плотностям среды. Тем не менее, как видно из Рисунков 6.2–6.4, при любой заданной плотности среды энергетическая зависимость отношения V/C будет более полой, чем предсказывает однородная модель.

Как видно из Рисунка 6.6 для тех же трех плотностей, мы имеем аналогичную ситуацию и в случае, когда для сравнения с теорией используется средняя

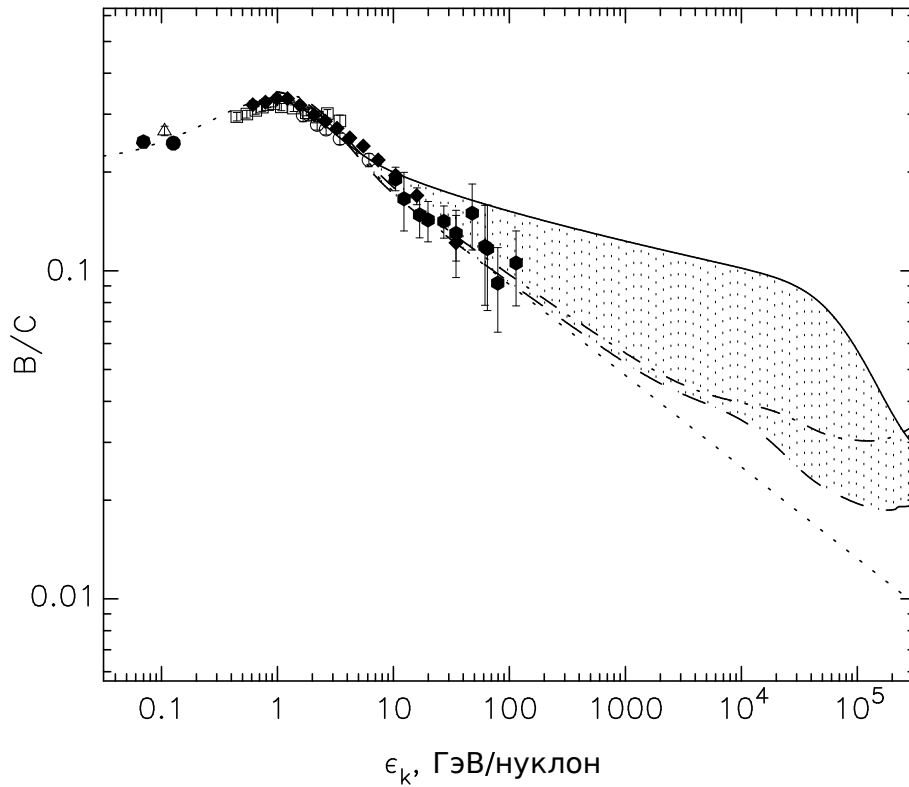


Рис. 6.6. То же, что и на Рисунке 6.5, но по сравнению со средней длиной пробега КЛ $x_g(\epsilon_k)$, предсказываемой диффузионной моделью с распределенным доускорением КЛ.

длина пробега КЛ $x_g(\epsilon_k)$, предсказываемая диффузионной моделью с распределенным доускорением КЛ. Поскольку энергетическая зависимость отношения $r_g(\epsilon_k)$ в этом случае является более пологой, относительное увеличение отношения B/C из-за производства вторичных КЛ в ОСН гораздо меньше, чем в предыдущем случае. Тем не менее, ожидаемое значение отношения B/C для $\epsilon_k \gtrsim 1$ ТэВ/нуклон по-прежнему заметно выше, в среднем в два раза, чем предсказывали модели, которые пренебрегает производством вторичных КЛ в ОСН. Значения длин побегов КЛ определяются множителем $\delta = 0.2, 0.6$ и 0.8 для $N_H = 0.003, 0.3$ и 1 см^{-3} , соответственно.

В более реалистичной ситуации скорее всего различные ОСН в Галактике эволюционируют в МЗС с различной плотностью. Чтобы сделать определенный прогноз о предполагаемом отношении B/C , следует определить веса спектров бора и углерода:

$$N_{B,C}(\epsilon_k) = \Sigma \Delta v_{SN}^i N_{B,C}(\epsilon_k, N_g^i) / v_{SN} \quad (6.22)$$

для заданного темпа взрыва сверхновых Δv_{SN}^i в МЗС с концентрацией N_g^i . К сожалению, темпы взрывов Δv_{SN}^i не известны. В то же время, как видно из Рисунков 6.5 и 6.6, неопределенность в отношении B/C определяется в основном величиной Δv_{SN}^h , которая соответствует горячей МЗС. Поскольку спектр бора намного более чувствителен к плотности МЗС чем спектр углерода, то можно приближенно записать

$$B/C = (B/C)_h \Delta v_{SN}^h / v_{SN} + (B/C)_w (1 - \Delta v_{SN}^h / v_{SN}), \quad (6.23)$$

принимая во внимание, что в пределах плотностей МЗС от 0.3 до 1 см^{-3} отношение B/C изменяется не так сильно. Здесь $(B/C)_h$ и $(B/C)_w$ — отношения B/C , полученные для горячей и теплой МЗС. Эта формула позволяет оценить ожидаемое отношение B/C для заданного значения $\Delta v_{SN}^h / v_{SN}$ без дополнительных расчетов.

6.4. Генерация антипротонов в ОСН

Исследование антипротонов в составе КЛ в настоящее время вызывают большой астрофизический интерес. Считается, что большинство антипротонов в КЛ рождаются в столкновениях высокоэнергичных протонов с ядрами газа МЗС. Поэтому в отличие от первичных КЛ, которые генерируются в источниках КЛ, антипротоны также, как легкие ядра (Li, Be, B) и позитроны, представляют собой вторичную компоненту КЛ. Энергетический спектр позитронов, измеренный в экспериментах PAMELA, Fermi и AMS-02, при кинетической энергии $\epsilon_k > 10 \text{ ГэВ}$ оказался намного выше, чем ожидалось для сгенерированных в p-p столкновениях в МЗС. Этот факт стимулировал много разного рода предположений, например, что значительная часть позитронов рождается в пульсарах или при аннигиляции частиц темной материи (см., например, обзор [211]). В то же время, ОСН не только являются наиболее вероятным источником первичных КЛ, но и вносят значительный вклад в производство вторичных КЛ за

счет доускорения уже существующих в МЗС КЛ и за счет ядерных столкновений первичных частиц КЛ с ядрами газа в источнике, приводящих к созданию вторичных частиц, которые подвергаются последующему ускорению на ударной волне ОСН. Детальное изучение этих процессов для случая вторичных ядер [23] на основе нелинейной кинетической теории ускорения КЛ в ОСН показали, что ОСН вносят значительный вклад в спектр вторичных КЛ при кинетических энергиях $\epsilon_k > 10$ ГэВ/нуклон и делает его значительно положе. Поэтому естественно предположить, что наблюдаемое уположение энергетического спектра позитронов при $\epsilon_k > 10$ ГэВ может быть частично или даже преимущественно за счет вклада ОСН. Простые оценки [212] и детальное изучение [40] действительно подтвердили, что наблюдаемый пологий спектр позитронов высоких энергий согласуется с ожидаемым вкладом ОСН. Поэтому можно ожидать, что ОСН также вносят значительный вклад и в спектр антипротонов при высоких энергиях.

Здесь рассчитанный энергетический спектр антипротонов, рожденных в ОСН, сравнивается с существующими данными и сделан прогноз для более высоких энергий $\epsilon_k > 100$ ГэВ, где экспериментальных данных пока еще нет.

Здесь также как и в предыдущем Разделе ограничим рассмотрение случаем сверхновой типа Ia в однородной МЗС с соответствующими значениями параметров сверхновой: кинетическая энергия взрыва $E_{SN} = 10^{51}$ эрг и масса сброшенной оболочки $M_{ej} = 1.4M_{\odot}$. Используются типичные значения безразмерных параметров $\eta = 3 \times 10^{-4}$ и $\lambda = 4$, описывающие процесс инжекции частиц газа в процесс регулярного ускорения. Рассмотрен случай МЗС с концентрацией водорода $N_H = 1.5 \text{ см}^{-3}$, температурой $T_0 = 10^4$ К и величиной магнитного поля 5 мкГс, что примерно соответствует типичному МЗС в диске Галактики. Предполагается, что магнитное поле перед фронтом ударной волны B_0 не зависит от времени и игнорируется эффект усиления магнитного поля, поскольку вторичные КЛ в основном производятся на конечных эволюционных фазах [23], когда этот эффект становится незначительным.

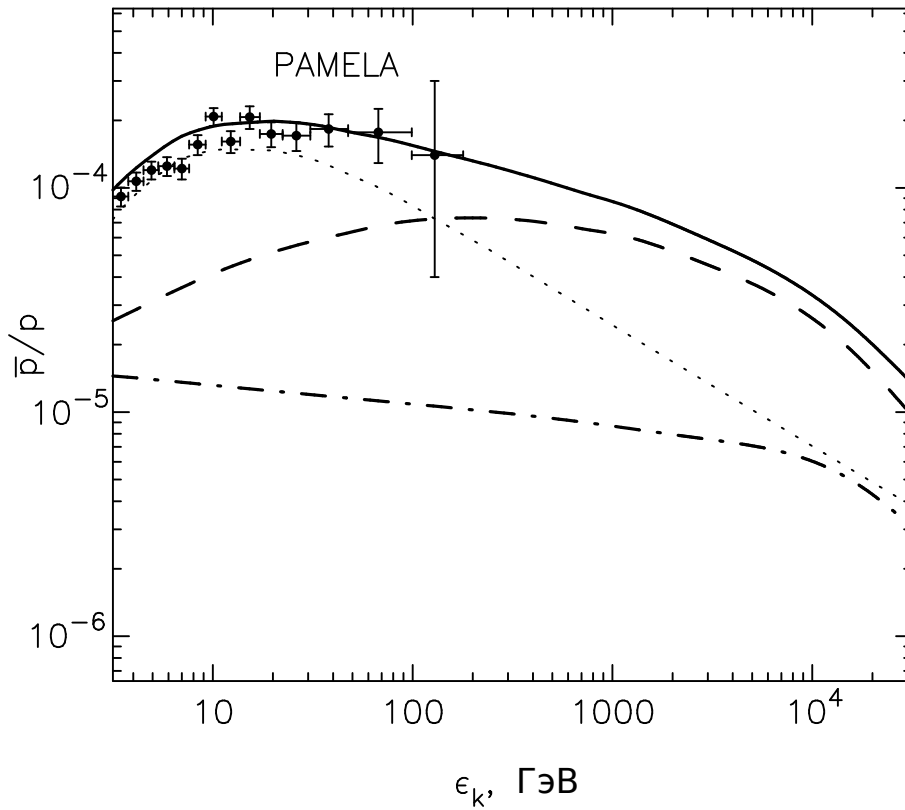


Рис. 6.7. Рассчитанное отношение потоков антипротонов к протонам как функция энергии вместе с данными PAMELA [213]. Пунктирные и штриховые линии соответствуют спектрам антипротонов, произведенных в р-р столкновениях в МЗС [214] и в ОСН, соответственно, штрихпунктирная линия соответствует спектру антипротонов доускоренных в ОСН, сплошная линия представляет собой сумму вкладов всех этих процессов.

Самосогласованный расчет выполняется до возраста ОСН T_{SN} , когда все ранее ускоренные КЛ выпускаются в окружающую МЗС. Для рассматриваемой плотности МЗС подходит значение $T_{SN} = 10^5$ лет.

Отношение потоков антипротонов к протонам $\bar{p}/p = n_{\bar{p}}(\epsilon_k)/n_p(\epsilon_k)$ как функция энергии представлена на Рисунке 6.7. В качестве сечения рождения антипротонов в р-р столкновениях $\sigma_{ps}(p, p')$ в выражении (6.14) использована параметризация, описанная в [165]. Поскольку наблюдаемый спектр антипротонов имеет пик при $\epsilon_k \approx 2$ ГэВ, используется значение p_{inj} соответствующее этой энергии и $N_{inj} = 10^{-14}$ см⁻³. При описании спектра антипротонов, производимых в МЗС, используются результаты расчетов проведенные в [214], которые близки к использованному в [215] в их схожем рассмотрении. Вид-

но, что при $\epsilon_k > 100$ ГэВ рождение антипротонов в p-p столкновениях и их последующее ускорение становится доминирующим. В общей сложности производство антипротонов в ОСН делает энергетическую зависимость \bar{p}/p более пологой, по сравнению с произведенными только в МЗС, такой, что при $\epsilon_k \sim 10^3$ ГэВ отношение становится больше раз в пять. Ожидается, что в диапазоне $30 \text{ ГэВ} < \epsilon_k < 3000 \text{ ГэВ}$ энергетическая зависимость отношения будет иметь вид $\bar{p}/p \propto \epsilon_k^{-0.25}$.

Данные PAMELA хорошо согласуются с нашим расчетом в диапазоне энергий $10 \text{ ГэВ} < \epsilon_k < 100 \text{ ГэВ}$ и указывают на то, что фактическое отношение \bar{p}/p в действительности является более пологим, чем ожидалось от антипротонов рожденных только в МЗС.

Выполненные в работе [215] оценки рождения антипротонов в ОСН дают значения \bar{p}/p существенно бóльшие чем наши расчеты (раза в четыре при $\epsilon_k = 10^3$ ГэВ), хотя эти авторы пренебрегли процессом доускорения. Это происходит из-за ряда упрощений, сделанных этими авторами. Например, в реальной ситуации перекрытие радиального профиля протонов $f(r, p)$ с профилем плотности газа $\rho(r)$, который имеет пиковое значение $\rho \approx 4\rho_{ISM}$ на ударном фронте ($r = R_s$), постепенно уменьшается с увеличением энергии при высоких энергиях $\epsilon_k > 100$ ГэВ, поскольку радиальный профиль протонов становится все шире и шире. Здесь ρ_{ISM} плотность газа МЗС. Эффективная плотность газа уменьшается со значения $\rho(r = R_s) \approx 4\rho_{ISM}$ до $\rho(r > R_s) \approx \rho_{ISM}$ и до $\rho(r < R_s) < \rho_{ISM}$, что приводит к уменьшению производства антипротонов. Этот фактор не учитывался в [215], что и привело их к переоценке производства антипротонов.

Для проверки соответствия производства других видов вторичных КЛ на Рисунке 6.8 приведен расчет отношения бора к углероду (B/C) в рамках той же модели. Ядра бора представляют собой пример вторичных ядер. Для расчета спектра бора использовано их общее число ядер в КЛ в МЗС $N_{inj} = 7.9 \times 10^{-14} \text{ см}^{-3}$, инжестируемое при кинетической энергии $\epsilon_{inj} = 0.6$ ГэВ/нуклон, которая соответствует средней энергии этого элемента в галактических КЛ. Бла-

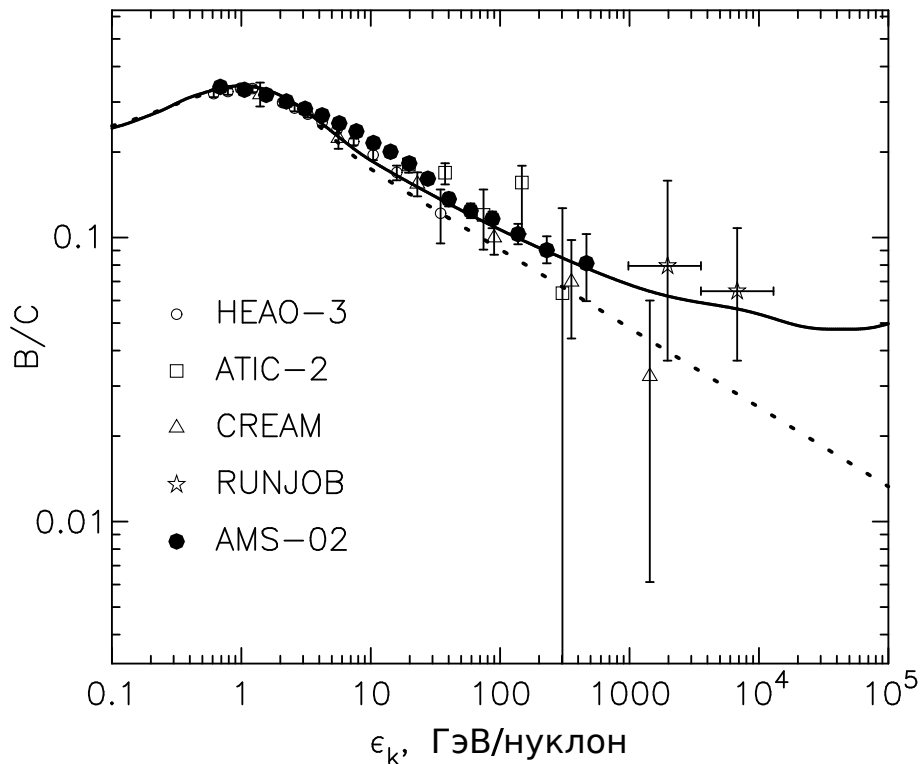


Рис. 6.8. Рассчитанное отношение бора к углероду в зависимости от кинетической энергии на ядро и результаты экспериментов HEAO-3 [209], ATIC-2 [179], CREAM [180], RUNJOB [216] и AMS-02 [217]. Пунктирная линия соответствует спектру бора, произведенного в ядерных столкновениях в МЗС [23], сплошная линия представляет спектр бора, включающий вклад ОСН.

годаря производству бора в ОСН, ожидаемое отношение B/C подвергается значительному уположению, которое начинается при энергии $\epsilon_k \approx 100$ ГэВ/нуклон. Как видно из Рисунка 6.8, расчет согласуется с последними измерениями RUNJOB [216] и AMS-02 [217], хотя для более строгого заключения требуются измерения с более высокой статистикой при энергиях выше 1 ТэВ/нуклон.

6.5. Спектр электронов и позитронов произведенных в ОСН

Здесь в рамках развитой модели рассчитываются энергетические спектры позитронов произведенных в ОСН и сравниваются с существующими данными. Сделан прогноз для более высоких энергий $\epsilon_k > 400$ ГэВ, где экспериментальных данных пока еще нет.

Механизм инжекции электронов слабо изучен по сравнению с инжекцией

протонов. Поскольку при релятивистских энергиях у электронов такая же динамика, что и у протонов, их функция распределения в любой момент времени может быть представлена в виде

$$f_e(p) = K_{ep} f_p(p) \quad (6.24)$$

посредством отношения электронов к протонам $K_{ep} \ll 1$ для всех импульсов p , превышающих импульс инжекции протонов. Функция распределения электронов $f_e(p)$ отклоняется от этого соотношения только при достаточно больших импульсах p из-за синхротронных потерь. Значение параметра K_{ep} при заданном темпе инжекции протонов η определяет темп инжекции электронов.

Для определения количества доускоряемых КЛ используется аналитическая аппроксимация потока протонов (дифференциальной интенсивности) в МЗС [2])

$$J(\epsilon) = 1.93(v/c)[0.939 + (\epsilon/1 \text{ ГэВ})]^{-2.7} \text{ част}/(\text{см}^2\text{с ср}), \quad (6.25)$$

где v и ϵ это скорость и кинетическая энергия протона. Интегрирование выражения $n = 4\pi J/v$ по энергии протона выше 0.3 ГэВ дает концентрацию протонов КЛ $N_{GCR} = 3.3 \times 10^{-10} \text{ см}^{-3}$. Поскольку в ГэВ-ных энергиях поток электронов примерно в 100 раз меньше, чем протонов, а поток позитронов составляет около 0.2 потока электронов, то концентрации электронов и позитронов в КЛ в МЗС составляют $N_{GCR} = 3.3 \times 10^{-12} \text{ см}^{-3}$ и $N_{GCR} = 6.6 \times 10^{-13} \text{ см}^{-3}$, соответственно. В качестве сечения образования электрон-позитронной пары в р-р столкновениях $\sigma_{ps}(p, p')$ в выражении (6.14) использованы аналитические выражения выведенные в [218].

ОСН эффективно ускоряет КЛ до некоего максимального времени T_{SN} , после чего все ускоренные первичные и вторичные КЛ покидают ОСН и ускорение прекращается. Затем вторичные КЛ, покинувшие ОСН, совместно со вторичными КЛ, произведенными в МЗС, образуют общий спектр вторичной компоненты КЛ $n_s(\epsilon)$

$$n_s = n'_s + n''_s, \quad (6.26)$$

где $n'_s(\epsilon)$ представляет спектр вторичных произведенных в ядерных столкновениях первичных КЛ в диске Галактики и $n''_s(\epsilon)$ — средний спектр вторичных КЛ в объёме галактического диска, сформированного в ОСН и модифицированного эффектом распространения. Ограничимся рассмотрением электронов и позитронов не подверженных солнечной модуляции имеющих энергии $\epsilon > 10$ ГэВ, для которых эффектом выхода из Галактики можно пренебречь. В рамках однородной модели энергетический спектр вторичных КЛ, модифицированный потерями энергии в МЗС после их выхода из источников, определяется выражением [219]

$$n''_s(\epsilon) = \frac{\nu_{SN}\tau_{loss}(\epsilon)}{V_G\epsilon} \int_{\epsilon}^{\infty} d\epsilon' N_s(\epsilon'), \quad (6.27)$$

где $N_s(\epsilon)$ — полный спектр электронов и позитронов произведенный в отдельном ОСН, ν_{SN} — темп взрыва сверхновых, V_G — объём занимаемый КЛ, $\tau_{loss}(\epsilon)$ — время потерь, определяемое обратным комптоновским рассеянием и синхротронным излучением. Для $\tau_{loss}(\epsilon)$ мы использовали расчеты [219], которые выполнены для следующих фотонных полей: фоновое реликтовое излучение, свет галактических звезд и инфракрасное излучение галактической пыли с плотностью энергии 0.3 эВ см⁻³.

Спектр электронов и позитронов, произведенных в МЗС, $n'_s(\epsilon)$ взят из расчета выполненного в [220] в рамках их модели GALPROP.

Наблюдаемые галактические КЛ при кинетической энергии $\epsilon \approx 1$ ГэВ характеризуются отношением электронов к протонам $K_{ep} = 10^{-2}$. Поскольку основная часть КЛ, произведенных в ОСН, выходит в окружающее МЗС в конце седовский стадии эволюции ОСН, значение $K_{ep} = 10^{-2}$ характеризует инжекцию электронов на этом позднем этапе. В то же время, для всех известных молодых ОСН значение этого параметра, получаемое из подгонки свойств нетеплового излучения ОСН значительно ниже: $K_{ep} \sim 10^{-4}$. Такая ситуация предполагает увеличение темпа инжекции электронов в процессе эволюции ОСН, так что отношение $K_{ep}(t)$ является возрастающей функцией эволюционного времени ОСН

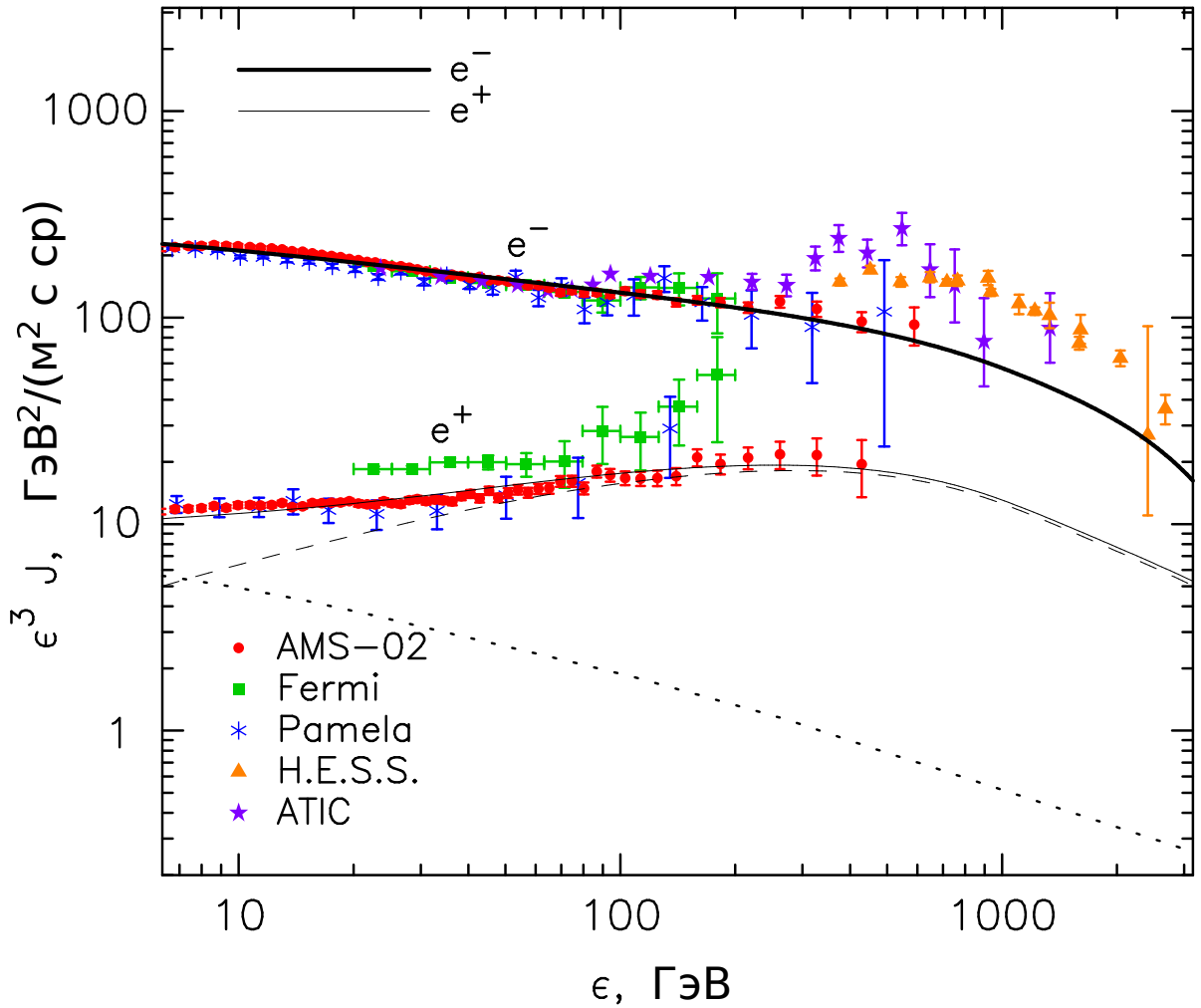


Рис. 6.9. Рассчитанные энергетические спектры электронов (жирные линии) и позитронов (тонкие линии), произведенные в ОСН и в МЗС. Также приведены данные экспериментов PAMELA [221, 222], Fermi LAT [223], HESS [224], ATIC [225] и AMS-02 [226]. Пунктирные и штриховые линии соответствуют спектрам позитронов, произведенных в р-р столкновениях в МЗС [220] и в ОСН, соответственно.

t . В расчетах используется значение $K_{ep} = 10^{-4}$ при $t < 10^4$ лет и

$$K_{ep} = 10^{-4}(t/10^4 \text{ лет})^2 \quad (6.28)$$

при $10^4 < t < 10^5$ лет.

Рассчитанные интенсивности электронов и позитронов как функции энергии вместе с имеющимися данными представлены на Рисунке 6.9. Для спектров электронов $n'_e(\epsilon)$ и позитронов $n'_p(\epsilon)$ использованы результаты расчета, выполненного в [220].

Видно, что рассчитанный спектр позитронов значительно жестче электрон-

ного спектра за счет существенного вклада ОСН. В диапазоне от 10 до 400 ГэВ рассчитанные спектры хорошо согласуются с последними данными PAMELA и AMS-02.

Относительный вклад двух различных механизмов инжекции вторичных КЛ в процесс регулярного ускорения в ОСН определяется концентрацией газа МЗС N_H . Доускорение галактических КЛ доминирует в случае, когда ОСН расширяется в разреженных МЗС с $N_H \ll 1 \text{ см}^{-3}$, тогда как ускорение вторичных КЛ, рожденных в ядерных столкновениях в ОСН, доминирует в МЗС с большими плотностями $N_H \gtrsim 0.1 \text{ см}^{-3}$. В рассматриваемом случае типичной МЗС с плотностью $N_H = 1.5 \text{ см}^{-3}$ на доускорение галактических позитронов приходится около 10 % результирующего спектра.

Отношение потока позитронов к сумме позитронов и электронов как функция энергии представлена на Рисунке 6.10. Согласно нашим расчетам, увеличение отношения с энергией в области выше 10 ГэВ обусловлено вкладом ОСН в производство позитронов. Видно также, что рассчитанное отношение хорошо согласуется с данными PAMELA и AMS-02.

6.6. Выводы

Исследование процесса ускорения вторичных КЛ в ОСН, основанное на самосогласованной кинетической нелинейной модели, показало, что доускорение существующих галактических КЛ и расщепление первичных КЛ в столкновениях с ядрами газа в ОСН сильно влияет на энергетические спектры вторичных КЛ. Благодаря этим дополнительным механизмам, спектры всех вторичных КЛ становятся более пологими при высоких энергиях.

Эффективность производства ядер вторичных КЛ ОСН зависит от плотности МЗС, в которой взрываются ОСН. Чем ниже плотность МЗС, тем большего объёма достигает ОСН за время активного периода эволюции. Соответственно отношение числа заметённых и доускоренных фоновых галактических КЛ к ин-

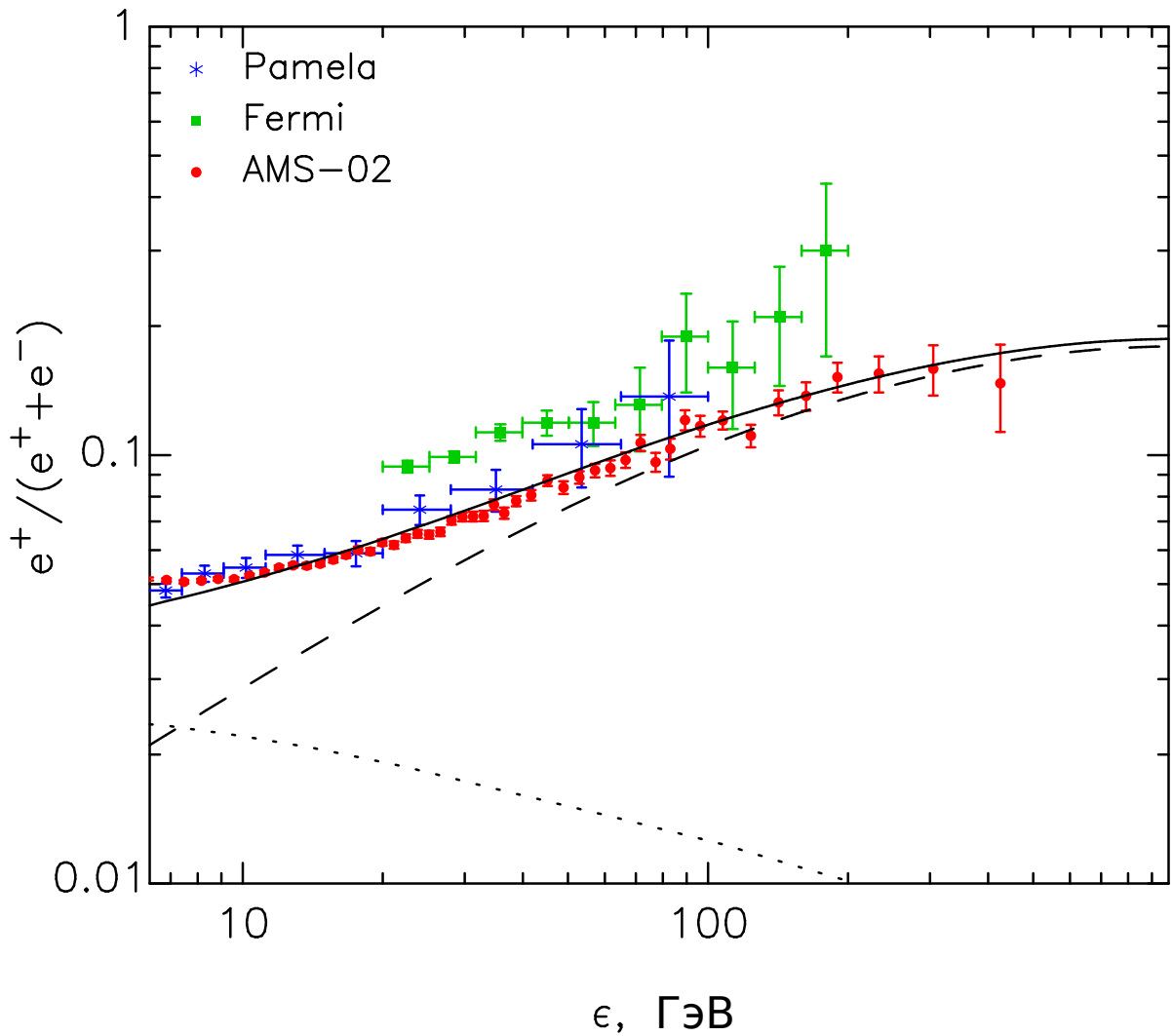


Рис. 6.10. Рассчитанное отношение позитронов к электронам как функция кинетической энергии. Приведены данные экспериментов PAMELA [222], Fermi [223] и AMS-02 [227]. Штриховая (пунктирная) линия представляет собой отношение, которое включает позитроны, произведенные только в ОСН (МЗС); сплошная линия соответствует сумме этих компонент.

жектируемым из теплового распределения будет больше. Увеличение плотности МЗС приводит к уменьшению эффекта доускорения. В то же время, производство вторичных КЛ в ОСН при расщеплении первичных становится все более важным. Если значение типичной плотности, где взрываются сверхновые, находится примерно между $N = 0.3$ и 1 см^{-3} , то доускорение и расщепление дают примерно равный вклад в отношение В/С при $\epsilon_k \approx 1 \text{ ТэВ/нуклон}$, при более высоких энергиях расщепление становится доминирующим.

Если сверхновые взрываются в основном в МЗС с $N_H = 1 \text{ см}^{-3}$, то производство бора в ОСН приведет к чрезвычайно пологому, почти не зависящему от

энергии отношению V/C при $\epsilon_k > 1$ ТэВ/нуклон. Обнаружение такого пологого, не зависящего от энергии отношения будет подтверждением происхождения галактических КЛ в ОСН.

Поскольку установлено, что ОСН являются основными источниками галактических КЛ, то вклад ОСН в спектр вторичных галактических КЛ необходимо учитывать в любых сценариях формирования их спектра.

Рассчитанные спектры позитронов и антипротонов согласуются с существующими данными. Растущее отношение позитронов к электронам может быть объяснено значительным, если не доминирующим, вкладом ОСН.

Заключение

Основные результаты, представленные в диссертации, могут быть сформулированы следующим образом.

Реализован эффективный метод численного решения задачи ускорения КЛ ударными волнами от сверхновых. Детальное исследование процесса ускорения КЛ в ОСН позволило получить надежные сведения о том, что он характеризуется высокой эффективностью: энергосодержание ускоренных ударной волной от сверхновой КЛ достаточно для пополнения галактических КЛ.

Установлено наличие сильного магнитного поля в молодых ОСН, на два порядка превосходящего типичные значения магнитного поля в МЗС. Установленная связь пространственного размера области излучения и величины магнитного поля дает возможность надежного определения величины магнитного поля в ОСН.

На примере остатков СН 1006, Тихо показано, что развитая теория позволяет не только адекватно описывать всю имеющуюся совокупность экспериментальных данных (размер и скорость расширения ударной волны; потоки радио-, рентгеновского и γ -излучения), а в случае СН 1987А и их эволюцию во времени; но и предсказывать их.

Одним из следствий значительного усиления магнитного поля в остатках является то, что наблюдаемое γ -излучение высокой энергии в основном производится нуклонной компонентой КЛ, а не электронами, как считается другими авторами, чьи выводы основаны на приближенных оценках. При этом требуемое для объяснения наблюдаемого γ -излучения содержание нуклонной компоненты в остатках согласуется с представлением о том, что сверхновые – основной источник КЛ в Галактике.

Установленное усиление магнитного поля приводит к значительному увеличению максимальной энергии КЛ, ускоренных в ОСН. Как показали выполненные расчеты, спектры КЛ, ускоренных в ОСН, удовлетворительно воспроиз-

водят наблюдаемую форму энергетического спектра вплоть до энергии 10^{17} эВ. “Колено” в наблюдаемом спектре всех частиц связано с максимальной энергией протонов, произведенных в ОСН. Укручение спектра выше энергии “колена” 3×10^{15} эВ связано со снижением вклада легких ядер с ростом энергии.

Установлено, что ОСН вносят значительный вклад в спектр вторичных КЛ. Если считать, что ОСН являются основным источником галактических КЛ, то их вклад в спектр всех вторичных КЛ необходимо учитывать.

Таким образом, на основе детального исследования процесса регулярного ускорения КЛ в ОСН установлено, что ОСН являются основным источником галактических КЛ вплоть до $\sim 10^{17}$ эВ.

Работы, результаты которых представлены в диссертации, выполнялись при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и Совета по грантам Президента Российской Федерации по государственной поддержке ведущих научных школ РФ. Оформление диссертации велось при финансовой поддержке Государственной стипендии Республики Саха (Якутия) для ученых.

В заключение я хотел бы искренне поблагодарить своих научных наставников Евгения Григорьевича Бережко за неоценимую помощь и поддержку в работе, Генриха Фёлька из Германии за многочисленные плодотворные обсуждения, в соавторстве с которыми были получены все основные результаты диссертации; Гермогена Филипповича Крымского, заложившего основы всего направления представленных исследований, за постоянный интерес и поддержку. Также благодарен всем своим коллегам из лаборатории теории космической плазмы ИКФИА СО РАН за поддержание дружеской творческой атмосферы.

Список литературы

1. Гинзбург В. Л., Сыроватский С. И. Происхождение космических лучей. М.: Наука, 1963. С. 384.
2. Березинский В. С., Буланов С. В., Гинзбург В. Л. и др. Астрофизика космических лучей / Под ред. В. Л. Гинзбург. М.: Наука, 1984. С. 360.
3. Крымский Г. Ф. Регулярный механизм ускорения заряженных частиц на фронте ударной волны // Докл. АН СССР. 1977. Т. 234. С. 1306–1308.
4. Bell A. R. The Acceleration of Cosmic Rays in Shock front. I // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.. 1978. Vol. 182. P. 147–156.
5. Drury L. O. An Introduction to the Theory of Diffusive Shock Acceleration of Energetic Particles in Tenuous Plasmas // Rep.Progr.Phys. 1983. Vol. 46. P. 973–1027.
6. Blandford R. D., Eichler D. Particle Acceleration at Astrophysical Shocks: a Theory of Cosmic Ray Origin // Phys. Reports. 1987. Vol. 154. P. 1–75.
7. Бережко Е. Г., Крымский Г. Ф. Ускорение космических лучей ударными волнами // УФН. 1988. Т. 154. С. 49–91.
8. Бережко Е. Г., Ёлшин В. К., Крымский Г. Ф., Петухов С. И. Генерация космических лучей ударными волнами. Новосибирск: Наука, 1988. С. 182.
9. Malkov M. A., Drury L. O. Nonlinear theory of diffusive acceleration of particles by shock waves // Reports of Progress in Physics. 2001. Vol. 64. P. 429–481.
10. Berezhko E. G. Cosmic ray acceleration by supernova shocks // Advances in Space Research. 2008. Vol. 41. P. 429–441.
11. Kang H., Jones T. W. Numerical studies of diffusive shock acceleration at spherical shocks // Astropart. Phys. 2006. Vol. 25. P. 246–258.
12. Zirakashvili V. N., Ptuskin V. S. The influence of the Alfvénic drift on the shape of cosmic ray spectra in SNRs // American Institute of Physics Conference Series / Ed. by F. A. Aharonian, W. Hofmann, F. Rieger. Vol. 1085 of American

- Institute of Physics Conference Series. 2008. P. 336–339.
13. Berezhko E. G., Yelshin V. K., Ksenofontov L. T. Numerical Investigation of Cosmic Ray Acceleration in Supernova Remnants // *Astroparticle Physics*. 1994. Vol. 2. P. 215–227.
 14. Аммосов А. Е., Ксенофонтов Л. Т., Николаев В. С., Петухов С. И. Синхротронное излучение остатков сверхновых I типа // *Письма в Астрон.ж.* 1994. Т. 20. С. 191–197.
 15. Berezhko E. G., Ksenofontov L. T., Yelshin V. K. Efficiency of Cosmic Ray Acceleration in Supernova Remnants // *Nuclear Phys.B (Proc.Suppl.)*. 1995. Vol. 39. P. 171–181.
 16. Бережко Е. Г., Ёлшин В. К., Ксенофонтов Л. Т. Ускорение космических лучей в остатках сверхновых // *ЖЭТФ*. 1996. Т. 109. С. 3–43.
 17. Бережко Е. Г., Ёлшин В. К., Ксенофонтов Л. Т. Численное исследование ускорения космических лучей в остатках сверхновых // *Астроном.ж.* 1996. Т. 73. С. 176–188.
 18. Бережко Е. Г., Ксенофонтов Л. Т. Состав космических лучей, ускоренных в остатках сверхновых // *ЖЭТФ*. 1999. Т. 116. С. 737–759.
 19. Бережко Е. Г., Ксенофонтов Л. Т. Космические лучи, радио- и гамма-излучение остатка сверхновой 1987 А // *Письма в Астрон. ж.* 2000. Т. 26. С. 741–760.
 20. Berezhko E. G., Ksenofontov L. T., Völk H. J. Emission of SN 1006 produced by accelerated cosmic rays // *Astron. Astrophys.*. 2002. Vol. 395. P. 943–953.
 21. Völk H. J., Berezhko E. G., Ksenofontov L. T., Rowell G. P. The high energy gamma-ray emission expected from Tycho's supernova remnant // *Astron. Astrophys.*. 2002. Vol. 396. P. 649–656.
 22. Berezhko E. G., Ksenofontov L. T., Völk H. J. Confirmation of strong magnetic field amplification and nuclear cosmic ray acceleration in SN 1006 // *Astron. Astrophys.*. 2003. Vol. 412. P. L11–L14.
 23. Berezhko E. G., Ksenofontov L. T., Ptuskin V. S. et al. Cosmic ray production in

- supernova remnants including reacceleration: The secondary to primary ratio // *Astron. Astrophys.*. 2003. Vol. 410. P. 189–198.
24. Völk H. J., Berezhko E. G., Ksenofontov L. T. Variation of cosmic ray injection across supernova shocks // *Astron. Astrophys.*. 2003. Vol. 409. P. 563–571.
 25. Enomoto R., Ksenofontov L. T., Katagiri H. et al. A Search for TeV Gamma Rays from SN 1987A in 2001 // *Astrophys. J.*. 2003. Vol. 591. P. L25–L28.
 26. Ksenofontov L. T., Enomoto R., Katagiri H. et al. Search for TeV γ -rays from the remnant of SN 1987A // *New Astronomy Review*. 2004. Vol. 48. P. 485–487.
 27. Völk H. J., Berezhko E. G., Ksenofontov L. T. Magnetic field amplification in Tycho and other shell-type supernova remnants // *Astron. Astrophys.*. 2005. Vol. 433. P. 229–240.
 28. Ksenofontov L. T., Berezhko E. G., Völk H. J. Dependence of the gamma-ray emission from SN 1006 on the astronomical parameters // *Astron. Astrophys.*. 2005. Vol. 443. P. 973–980.
 29. Berezhko E. G., Ksenofontov L. T., Völk H. J. Gamma-ray emission expected from Kepler's supernova remnant // *Astron. Astrophys.*. 2006. Vol. 452. P. 217–221.
 30. Berezhko E. G., Ksenofontov L. T. Magnetic Field in Supernova Remnant SN 1987A // *Astrophys. J. Letters*. 2006. Vol. 650. P. L59–L62.
 31. Völk H. J., Berezhko E. G., Ksenofontov L. T. New evidence for strong non-thermal effects in Tycho's supernova remnant // *Astrophys. Space Sci.*. 2007. Vol. 309. P. 389–394.
 32. Völk H. J., Berezhko E. G., Ksenofontov L. T. Internal dynamics and particle acceleration in Tycho's SNR // *Astron. Astrophys.*. 2008. Vol. 483. P. 529–535.
 33. Völk H. J., Ksenofontov L. T., Berezhko E. G. Inverse Compton gamma-ray models for remnants of Galactic type Ia supernovae? // *Astron. Astrophys.*. 2008. Vol. 490. P. 515–519.
 34. Berezhko E. G., Ksenofontov L. T., Völk H. J. Cosmic ray acceleration parameters from multi-wavelength observations. The case of SN 1006 // *Astron.*

- Astrophys.*. 2009. Vol. 505. P. 169–176.
35. Ksenofontov L. T., Völk H. J., Berezhko E. G. Nonthermal Properties of Supernova Remnant G1.9+0.3 // *Astrophys. J.*. 2010. Vol. 714. P. 1187–1193.
 36. Berezhko E. G., Ksenofontov L. T., Völk H. J. Expected Gamma-Ray Emission of Supernova Remnant SN 1987A // *Astrophys. J.*. 2011. Vol. 732. P. 58.
 37. Berezhko E. G., Knurenko S. P., Ksenofontov L. T. Composition of cosmic rays at ultra high energies // *Astroparticle Physics*. 2012. Vol. 36. P. 31–36.
 38. Berezhko E. G., Ksenofontov L. T., Völk H. J. Nonthermal Emission of Supernova Remnant SN 1006 Revisited: Theoretical Model and the H.E.S.S. Results // *Astrophys. J.*. 2012. Vol. 759. P. 12.
 39. Berezhko E. G., Ksenofontov L. T., Völk H. J. The Nature of Gamma-Ray Emission of Tycho's Supernova Remnant // *Astrophys. J.*. 2013. Vol. 763. P. 14.
 40. Berezhko E. G., Ksenofontov L. T. Energy spectra of electrons and positrons produced in supernova remnants // *Journal of Physics Conference Series*. 2013. Vol. 409, no. 1. P. 012025.
 41. Berezhko E. G., Ksenofontov L. T. Antiprotons Produced in Supernova Remnants // *Astrophys. J. Letters*. 2014. Vol. 791. P. L22.
 42. Berezhko E. G., Ksenofontov L. T., Völk H. J. Re-examination of the Expected Gamma-Ray Emission of Supernova Remnant SN 1987A // *Astrophys. J.*. 2015. Vol. 810. P. 63.
 43. Jones E. M., Smith B. W., Straka W. C. Formation of supernova remnants - The pre-blast-wave phase // *Astrophys. J.*. 1981. Vol. 249. P. 185–194.
 44. Chevalier R. A. The Radio and X-ray Emission from Type II Supernovae // *Astrophys. J.*. 1982. Vol. 259. P. 302–310.
 45. Chevalier R. A., Liang E. P. The interaction of supernovae with circumstellar bubbles // *Astrophys. J.*. 1989. Vol. 344. P. 332–340.
 46. Dorfi E. A. Gamma rays and cosmic rays in supernova remnants with radiative cooling // *Astron. Astrophys.*. 1991. Vol. 251. P. 597–610.

47. Drury L. O., Markiewicz W. J., Völk H. J. Simplified Models for the Evolution of Supernova Remnants Including Particle Acceleration // *Astron. Astrophys.* 1989. Vol. 225. P. 179–191.
48. Dorfi E. A. Gamma Rays and Cosmic Rays in Supernova Remnants with Radiative Cooling // *Astron. Astrophys.* 1991. Vol. 251. P. 597–610.
49. Крымский Г. Ф. Диффузионный механизм суточной вариации космических лучей // *Геомагнетизм и аэрономия*. 1964. Т. 4. С. 977–986.
50. Parker I. N. The Passage of Energetic Charged Particles Through Interplanetary Space // *Planet. Space Sci.* 1965. Vol. 13. P. 9–49.
51. Долгинов А. З., Топтыгин И. Н. Многократное рассеяние частиц в магнитном поле со лучайными неоднородностями // *ЖЭТФ*. 1966. Т. 51. С. 1771.
52. Gleeson L. J., Axford W. I. Cosmic Rays in the Interplanetary Medium // *Astrophys. J.* 1967. Vol. 149. P. L115–L118.
53. Völk H. J., Zank L. A., Zank G. P. Cosmic Ray Spectrum Produced by Supernova Remnants with an Upper Limit on Wave Dissipation // *Astron. Astrophys.* 1988. Vol. 188. P. 274–282.
54. Drury L. O. Reaction effects in diffusive shock acceleration // *Adv. Space Res.* 1984. Vol. 4. P. 185–191.
55. Бережко Е. Г. Неустойчивость в ударной волне распространяющейся в газе с космическими лучами // *Письма в Астрон.ж.* 1986. Т. 12. С. 842–847.
56. Berezhko E. G. Maximum energy of cosmic rays accelerated by supernova shocks // *Astroparticle Physics*. 1996. Vol. 5. P. 367–378.
57. Lagage P. O., Cesarsky C. J. // *Astron. Astrophys.* 1983. Vol. 118. P. 223.
58. Drury L. O., Völk H. J., Berezhko E. G. Existence and Interpretation of Smooth Cosmic-Ray Dominated Structures in Supernova Remnants // *Astron. Astrophys.* 1995. Vol. 299. P. 222–227.
59. McKenzie J. F., Völk H. J. Non-linear theory of cosmic ray shocks including self-generated Alfvén waves // *Astron. Astrophys.* 1982. Vol. 116. P. 191–200.
60. Levinson A. Electron injection in collisionless shocks // *Astrophys. J.* 1992.

- Vol. 401. P. 73–80.
61. Levinson A. Electron injection and acceleration at nonlinear shocks: Results of numerical simulations // *Astrophys. J.*. 1994. Vol. 426. P. 327–333.
 62. Levinson A. On the injection of electrons in oblique shocks // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*. 1996. Vol. 278. P. 1018–1024.
 63. Быков А. М., Уваров Ю. А. Кинетика электронов в бесстолкновительных ударных волнах // *ЖЭТФ*. 1999. Vol. 115. P. 846–864.
 64. Березинский В. С., Буланов С. В., Гинзбург В. Л. и др. *Астрофизика космических лучей*. М.: Наука, 1990. С. 360.
 65. Шкловский И. С. *Сверхновые звезды и связанные с ними проблемы*. М.: Наука, 1976. С. 440.
 66. Blumenthal G. R., Gould R. J. Bremsstrahlung, Synchrotron Radiation, and Compton Scattering of High-Energy Electrons Traversing Dilute Gases // *Reviews of Modern Physics*. 1970. Vol. 42. P. 237–271.
 67. Baring M. G., Jones F. C., Ellison D. C. Inverse Bremsstrahlung in Shocked Astrophysical Plasmas // *Astrophys. J.*. 2000. Vol. 528. P. 776–788.
 68. Drury L. O., Aharonian F. A., Völk H. J. The Gamma-Ray Visibility of Supernova Remnants. A Test of Cosmic Ray Origin // *Astron. Astrophys.*. 1994. Vol. 287. P. 959–971.
 69. Dermer C. D. Secondary production of neutral pi-mesons and the diffuse galactic gamma radiation // *Astron. Astrophys.*. 1986. Vol. 157. P. 223–229.
 70. Naito T., Takahara F. High energy gamma-ray emission from supernova remnants // *Journal of Physics G Nuclear Physics*. 1994. Vol. 20. P. 477–486.
 71. Berezhko E. G., Ellison D. C. A Simple Model of Nonlinear Diffusive Shock Acceleration // *Astrophys. J.*. 1999. Vol. 526. P. 385–399.
 72. Lee M. A. Coupled Hydromagnetic Wave Excitation and Ion Acceleration Upstream of the Earth Bow Shock // *J. Geophys. Res.*. 1982. Vol. 87, no. A7. P. 5063–5080.
 73. Trattner K. J., Möbius E., Scholer M. et al. Statistical Analysis of Diffuse Ion

- Events Upstream of the Earth Bow Shock // *J.Geophys.Res.* 1994. Vol. 99, no. A7. P. 13389–13400.
74. Quest K. B. Theory and Simulation of Collisionless Parallel Shocks // *J.Geophys. Res.* 1988. Vol. 93, no. A9. P. 9649–9680.
75. Trattner K. J., Scholer M. Distributions and thermalization of protons and alpha particles at collisionless quasi-parallel shocks // *Ann. Geophys.* 1993. Vol. 11. P. 774–789.
76. Ellison D. C., Jones F. C., Eichler D. Monte Carlo simulation of collisionless shocks showing preferential acceleration of high A/Z particles // *Journal of Geophysics.* 1981. Vol. 50. P. 110–113.
77. Malkov M. A., Völk H. J. Theory of Ion Injection at Shocks // *Astron. Astrophys.* 1995. Vol. 300. P. 605–626.
78. Ellison D. C., Baring M. G., Jones F. C. Acceleration Rates and Injection Efficiencies in Oblique Shocks // *Astrophys. J.* 1995. Vol. 453. P. 873–882.
79. Scholer M., Trattner K. J., Kucharek H. Ion injection and Fermi acceleration at earth's bow shock - The 1984 September 12 event revisited // *Astrophys. J.* 1992. Vol. 395. P. 675–681.
80. Bennett L., Ellison D. C. Investigation of intrinsic variability in one-dimensional parallel shocks using steady state hybrid simulations // *J. Geophys. Res.* 1995. Vol. 100. P. 3439–3448.
81. Blandford R. D., Ostriker J. P. Particle acceleration by astrophysical shocks // *Astrophys. J.* 1978. Vol. 221. P. L29–L32.
82. Bell A. R., Lucek S. G. Cosmic ray acceleration to very high energy through the non-linear amplification by cosmic rays of the seed magnetic field // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2001. Vol. 321. P. 433–438.
83. Hwang U., Decourchelle A., Holt S. S., Petre R. Thermal and Nonthermal X-Ray Emission from the Forward Shock in Tycho's Supernova Remnant // *Astrophys. J.* 2002. Vol. 581. P. 1101–1115.
84. Bamba A., Yamazaki R., Yoshida T. et al. A Spatial and Spectral Study of

- Nonthermal Filaments in Historical Supernova Remnants: Observational Results with Chandra // *Astrophys. J.*. 2005. Vol. 621. P. 793–802.
85. Rho J., Dyer K. K., Borkowski K. J., Reynolds S. P. X-Ray Synchrotron-emitting Fe-rich Ejecta in Supernova Remnant RCW 86 // *Astrophys. J.*. 2002. Vol. 581. P. 1116–1131.
86. Vink J., Laming J. M. On the Magnetic Fields and Particle Acceleration in Cassiopeia A // *Astrophys. J.*. 2003. Vol. 584. P. 758–769.
87. Long K. S., Reynolds S. P., Raymond J. C. et al. Chandra CCD Imagery of the Northeast and Northwest Limbs of SN 1006 // *Astrophys. J.*. 2003. Vol. 586. P. 1162–1178.
88. Bamba A., Yamazaki R., Ueno M., Koyama K. Small-Scale Structure of the SN 1006 Shock with Chandra Observations // *Astrophys. J.*. 2003. Vol. 589. P. 827–837.
89. Uchiyama Y., Aharonian F. A., Takahashi T. Fine-structure in the nonthermal X-ray emission of SNR RX J1713.7-3946 revealed by Chandra // *Astron. Astrophys.*. 2003. Vol. 400. P. 567–574.
90. Lazendic J. S., Slane P. O., Gaensler B. M. et al. A High-Resolution Study of Nonthermal Radio and X-Ray Emission from Supernova Remnant G347.3-0.5 // *Astrophys. J.*. 2004. Vol. 602. P. 271–285.
91. Berezhko E. G., Völk H. J. Direct evidence of efficient cosmic ray acceleration and magnetic field amplification in Cassiopeia A // *Astron. Astrophys.*. 2004. Vol. 419. P. L27–L30.
92. Berezhko E. G., Pühlhofer G., Völk H. J. Gamma-ray emission from Cassiopeia A produced by accelerated cosmic rays // *Astron. Astrophys.*. 2003. Vol. 400. P. 971–980.
93. Reynolds S. P., Ellison D. C. Electron acceleration in Tycho's and Kepler's supernova remnants - Spectral evidence of Fermi shock acceleration // *Astrophys. J.*. 1992. Vol. 399. P. L75–L78.
94. Drury L. O., Völk H. J. Hydromagnetic Shock Structure in the Presence of

- Cosmic Rays // *Astrophys. J.*. 1981. Vol. 248. P. 344–351.
95. Axford W. I., Leer E., McKenzie J. F. The Structure of Cosmic Ray Shocks // *Astron. Astrophys.*. 1982. Vol. 111. P. 317–325.
 96. Lucek S. G., Bell A. R. Non-linear amplification of a magnetic field driven by cosmic ray streaming // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*. 2000. Vol. 314. P. 65–74.
 97. Vladimirov A., Ellison D. C., Bykov A. Nonlinear Diffusive Shock Acceleration with Magnetic Field Amplification // *Astrophys. J.*. 2006. Vol. 652. P. 1246–1258.
 98. Bykov A. M., Osipov S. M., Ellison D. C. Cosmic ray current driven turbulence in shocks with efficient particle acceleration: the oblique, long-wavelength mode instability // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*. 2011. Vol. 410. P. 39–52.
 99. Koyama K., Petre R., Gotthelf E. V. et al. Evidence for Shock Acceleration of High-Energy Electrons in the Supernova Remnant SN 1006 // *Nature*. 1995. Vol. 378. P. 255.
 100. Allen G. E., Petre R., Gotthelf E. V. X-Ray Synchrotron Emission from 10-100 TeV Cosmic-Ray Electrons in the Supernova Remnant SN 1006 // *Astrophys. J.*. 2001. Vol. 558. P. 739–752.
 101. Tanimori T., Hayami Y., Kamei S. et al. Discovery of TeV Gamma Rays from SN 1006: Further Evidence for the Supernova Remnant Origin of Cosmic Rays // *Astrophys. J.*. 1998. Vol. 497. P. L25–L28.
 102. Acero F., Aharonian F., Akhperjanian A. G., et al. First detection of VHE γ -rays from SN 1006 by HESS // *Astron. Astrophys.*. 2010. Vol. 516. P. A62.
 103. Winkler P. F., Long K. S. X-Ray and Optical Imagery of the SN 1006 Supernova Remnant // *Astrophys. J.*. 1997. Vol. 491. P. 829–838.
 104. Voelk H. J., Morfill G. E., Forman M. A. The effect of losses on acceleration of energetic particles by diffusive scattering through shock waves // *Astrophys. J.*. 1981. Vol. 249. P. 161–175.
 105. Reynoso E. M., Velázquez P. F., Dubner G. M., Goss W. M. The Environs of

- Tycho's Supernova Remnant Explored through the H I 21 Centimeter Line // *Astron. J.*. 1999. Vol. 117. P. 1827–1833.
106. Katz-Stone D. M., Kassim N. E., Lazio T. J. W., O'Donnell R. Spatial Variations of the Synchrotron Spectrum within Tycho's Supernova Remnant (3C 10): A Spectral Tomography Analysis of Radio Observations at 20 and 90 Centimeter Wavelengths // *Astrophys. J.*. 2000. Vol. 529. P. 453–462.
 107. Ellison D. C., Eichler D. Monte Carlo Shock-like Solutions to the Boltzmann Equation with Collective Scattering // *Astrophys. J.*. 1984. Vol. 286. P. 691–702.
 108. Berezhko E. G., Völk H. J. Kinetic theory of cosmic rays and gamma rays in supernova remnants. I. Uniform interstellar medium // *Astroparticle Physics*. 1997. Vol. 7. P. 183–202.
 109. Cassam-Chenaï G., Hughes J. P., Reynoso E. M. et al. Morphological Evidence for Azimuthal Variations of the Cosmic-Ray Ion Acceleration at the Blast Wave of SN 1006 // *Astrophys. J.*. 2008. Vol. 680. P. 1180–1197.
 110. Allen G. E., Houck J. C., Sturmer S. J. Fits to X-ray, radio, and TeV data for the eastern rim of SN 1006 // *Advances in Space Research*. 2004. Vol. 33. P. 440–445.
 111. Allen G. E., Houck J. C., Sturmer S. J. Evidence of a Curved Synchrotron Spectrum in the Supernova Remnant SN 1006 // *Astrophys. J.*. 2008. Vol. 683. P. 773–785.
 112. Bamba A., Fukazawa Y., Hiraga J. S. et al. Suzaku Wide-Band Observations of SN1006 // *Publ. of Astron. Soc. of Japan*. 2008. Vol. 60. P. S153–S162.
 113. Naumann-Godó M., Beilicke M., Hauser D. et al. Discovery of SN 1006 in VHE Gamma-Rays by H.E.S.S. // *American Institute of Physics Conference Series / Ed. by F. A. Aharonian, W. Hofmann, & F. Rieger*. Vol. 1085 of American Institute of Physics Conference Series. 2008. P. 304–307.
 114. Winkler P. F., Gupta G., Long K. S. The SN 1006 Remnant: Optical Proper Motions, Deep Imaging, Distance, and Brightness at Maximum // *Astrophys. J.*. 2003. Vol. 585. P. 324–335.

115. Moffett D. A., Goss W. M., Reynolds S. P. The expansion of the radio remnant of the supernova of 1006 AD // *Astron.J.* 1993. Vol. 106. P. 1566–1572.
116. Katsuda S., Petre R., Long K. S. et al. The First X-Ray Proper-Motion Measurements of the Forward Shock in the Northeastern Limb of SN 1006 // *Astrophys. J. Letters.* 2009. Vol. 692. P. L105–L108.
117. Rothenflug R., Ballet J., Dubner G. et al. Geometry of the non-thermal emission in SN 1006. Azimuthal variations of cosmic-ray acceleration // *Astron. Astrophys.* 2004. Vol. 425. P. 121–131.
118. Petruk O., Bocchino F., Miceli M. et al. Predicted γ -ray image of SN 1006 due to inverse Compton emission // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2009. Vol. 399. P. 157–165.
119. Schneider E. M., Velázquez P. F., Reynoso E. M., de Colle F. An MHD study of SN 1006 and determination of the ambient magnetic field direction // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2010. Vol. 408. P. 430–435.
120. Morlino G., Amato E., Blasi P., Caprioli D. Spatial structure of X-ray filaments in SN 1006 // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 2010. Vol. 405. P. L21–L25.
121. Bocchino F., Orlando S., Miceli M., Petruk O. Constraints on the local interstellar magnetic field from non-thermal emission of SN1006 // *Astron. Astrophys.* 2011. Vol. 531. P. A129.
122. Fulbright M. S., Reynolds S. P. Bipolar supernova remnants and the obliquity dependence of shock acceleration // *Astrophys. J.* 1990. Vol. 357. P. 591–601.
123. Reynoso E. M., Hughes J. P., Moffett D. A. Measuring the magnetic field in SN 1006 // *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series.* Vol. 40 of *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series.* 2011. P. 201–201.
124. Gamezo V. N., Khokhlov A. M., Oran E. S. Three-dimensional Delayed-Detonation Model of Type Ia Supernovae // *Astrophys. J.* 2005. Vol. 623. P. 337–346.
125. Blinnikov S. I., Röpke F. K., Sorokina E. I. et al. Theoretical light curves for deflagration models of type Ia supernova // *Astron. Astrophys.* 2006. Vol. 453.

- P. 229–240.
126. Acero F., Ballet J., Decourchelle A. The gas density around SN 1006 // *Astron. Astrophys.*. 2007. Vol. 475. P. 883–890.
 127. Acciari V. A. et al. Discovery of TeV Gamma-ray Emission from Tycho's Supernova Remnant.
 128. Giordano F., Naumann-Godo M., Ballet J. et al. Fermi Large Area Telescope Detection of the Young Supernova Remnant Tycho // *Astrophys. J. Letters*. 2012. Vol. 744. P. L2.
 129. Morlino G., Caprioli D. Strong evidence for hadron acceleration in Tycho's supernova remnant // *Astron. Astrophys.*. 2012. Vol. 538. P. A81.
 130. Field G. B. Thermal Instability // *Astrophys. J.*. 1965. Vol. 142. P. 531–567.
 131. Wolfire M. G., McKee C. F., Hollenbach D., Tielens A. G. G. M. Neutral Atomic Phases of the Interstellar Medium in the Galaxy // *Astrophys. J.*. 2003. Vol. 587. P. 278–311.
 132. Krause O., Tanaka M., Usuda T. et al. Tycho Brahe's 1572 supernova as a standard type Ia as revealed by its light-echo spectrum // *Nature*. 2008. Vol. 456. P. 617–619.
 133. Badenes C., Borkowski K. J., Hughes J. P. et al. Constraints on the Physics of Type Ia Supernovae from the X-Ray Spectrum of the Tycho Supernova Remnant // *Astrophys. J.*. 2006. Vol. 645. P. 1373–1391.
 134. Bell A. R. Turbulent amplification of magnetic field and diffusive shock acceleration of cosmic rays // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*. 2004. Vol. 353. P. 550–558.
 135. Zirakashvili V. N., Ptuskin V. S., Völk H. J. Modeling Bell's Nonresonant Cosmic-Ray Instability // *Astrophys. J.*. 2008. Vol. 678. P. 255–261.
 136. Cox D. P., Smith B. W. Large-Scale Effects of Supernova Remnants on the Galaxy: Generation and Maintenance of a Hot Network of Tunnels // *Astrophys. J. Letters*. 1974. Vol. 189. P. L105–L108.
 137. McKee C. F., Ostriker J. P. A theory of the interstellar medium - Three com-

- ponents regulated by supernova explosions in an inhomogeneous substrate // *Astrophys. J.*. 1977. Vol. 218. P. 148–169.
138. Field G. B., Goldsmith D. W., Habing H. J. Cosmic-Ray Heating of the Interstellar Gas // *Astrophys. J. Letters*. 1969. Vol. 155. P. L149–L154.
139. Audit E., Hennebelle P. Fragmentation and Turbulence in the Interstellar Medium // *Numerical Modeling of Space Plasma Flows* / Ed. by N. V. Pogorelov, E. Audit, G. P. Zank. Vol. 385 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*. 2008. P. 73–78.
140. Audit E., Hennebelle P. On the structure of the turbulent interstellar clouds . Influence of the equation of state on the dynamics of 3D compressible flows // *Astron. Astrophys.*. 2010. Vol. 511. P. A76.
141. Inoue T., Yamazaki R., Inutsuka S.-i., Fukui Y. Toward Understanding the Cosmic-Ray Acceleration at Young Supernova Remnants Interacting with Interstellar Clouds: Possible Applications to RX J1713.7-3946 // *Astrophys. J.*. 2012. Vol. 744. P. 71.
142. de Avillez M. A., Breitschwerdt D. Global dynamical evolution of the ISM in star forming galaxies. I. High resolution 3D simulations: Effect of the magnetic field // *Astron. Astrophys.*. 2005. Vol. 436. P. 585–600.
143. Breitschwerdt D., de Avillez M. A., Feige J., Dettbarn C. Interstellar medium simulations // *Astronomische Nachrichten*. 2012. Vol. 333. P. 486–496.
144. Katsuda S., Petre R., Hughes J. P. et al. X-ray Measured Dynamics of Tycho's Supernova Remnant // *Astrophys. J.*. 2010. Vol. 709. P. 1387–1395.
145. McCray R. Supernova 1987A revisited // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 1993. Vol. 31. P. 175–216.
146. Turtle A. J., Campbell-Wilson D., Bunton J. D. et al. A prompt radio burst from supernova 1987A in the Large Magellanic Cloud // *Nature*. 1987. Vol. 327. P. 38–40.
147. Storey M. C., Manchester R. N. Modelling of the radio burst from SN 1987A // *Nature*. 1987. Vol. 329. P. 421–423.

148. Chevalier R. A., Fransson C. Circumstellar matter and the nature of the SN1987A progenitor star // *Nature*. 1987. Vol. 328. P. 44–45.
149. Staveley-Smith L., Manchester R. N., Kesteven M. J. et al. Birth of a radio supernova remnant in supernova 1987A // *Nature*. 1992. Vol. 355. P. 147–149.
150. Chevalier R. A. And still there is no pulsar // *Nature*. 1992. Vol. 360. P. 628–629.
151. Ball L., Kirk J. G. Diffusive acceleration of electrons in SN 1987A // *Astrophys. J.*. 1992. Vol. 396. P. L39–L42.
152. Duffy P., Ball L., Kirk J. G. A Model for the Radio Emission from SNR 1987A // *Astrophys. J.*. 1995. Vol. 447. P. 364–377.
153. Gaensler B. M., Manchester R. N., Staveley-Smith L. et al. The Asymmetric Radio Remnant of SN 1987A // *Astrophys. J.*. 1997. Vol. 479. P. 845–858.
154. Chevalier R. A., Dwarkadas V. V. The Presupernova H II Region around SN 1987A // *Astrophys. J. Letters*. 1995. Vol. 452. P. L45–L48.
155. Быков А. М., Уваров Ю. А. Кинетика электронов в бесстолкновительных ударных волнах // *ЖЭТФ*. 1999. Т. 115. С. 846–864.
156. Berezhko E. G., Völk H. J. Kinetic theory of cosmic ray and gamma-ray production in supernova remnants expanding into wind bubbles // *Astron. Astrophys.*. 2000. Vol. 357. P. 283–300.
157. Michael E., Zhekov S., McCray R. et al. The X-Ray Spectrum of Supernova Remnant 1987A // *Astrophys. J.*. 2002. Vol. 574. P. 166–178.
158. Manchester R. N., Gaensler B. M., Wheaton V. C. et al. Evolution of the Radio Remnant of SN 1987A: 1990-2001 // *Publ. Astron. Soc. Australia*. 2002. Vol. 19. P. 207–221.
159. Park S., Zhekov S. A., Burrows D. N. et al. A Chandra View of the Morphological and Spectral Evolution of Supernova Remnant 1987A // *Astrophys. J.*. 2004. Vol. 610. P. 275–284.
160. Ng C.-Y., Zanardo G., Potter T. M. et al. Evolution of the Radio Remnant of Supernova 1987A: Morphological Changes from Day 7000 // *Astrophys. J.*. 2013. Vol. 777. P. 131.

161. Zanardo G., Staveley-Smith L., Indebetouw R. et al. Spectral and Morphological Analysis of the Remnant of Supernova 1987A with ALMA and ATCA // *Astrophys. J.*. 2014. Vol. 796. P. 82.
162. Potter T. M., Staveley-Smith L., Reville B. et al. Multi-dimensional Simulations of the Expanding Supernova Remnant of SN 1987A // *Astrophys. J.*. 2014. Vol. 794. P. 174.
163. Zanardo G., Staveley-Smith L., Ball L. et al. Multifrequency Radio Measurements of Supernova 1987A Over 22 Years // *Astrophys. J.*. 2010. Vol. 710. P. 1515–1529.
164. H.E.S.S. Collaboration, Abramowski A., Aharonian F. et al. The exceptionally powerful TeV γ -ray emitters in the Large Magellanic Cloud // *Science*. 2015. Vol. 347. P. 406–412.
165. Shibata T. Cosmic-ray spectrum and composition: Direct observation // *Nuovo Cim.* 1996. Vol. C19. P. 713–736.
166. Watson A. A. Charged Cosmic Rays above 1 TeV // *International Cosmic Ray Conference* / Ed. by M. S. Potgieter, B. C. Raubenheimer, D. J. van der Walt. 1998. P. 257.
167. Berezhko E. G. Maximum Energy of Cosmic Ray Accelerated by Supernova Shocks // *Proc.24th ICRC. Roma.* 1995. Vol. 3. P. 372–375.
168. Berezhko E. G. The Role of Cosmic Rays in Supernovae Shock Dynamics // *Proc.Joint Varenna-Abastumani Intern.School & Workshop on Plasma Astrophys. Suhumi. ESA SP.* 1986. Vol. 251. P. 271–278.
169. Moraal H., Axford W. I. Cosmic Ray Acceleration in Supernova Blast Waves // *Astron. Astrophys.*. 1983. Vol. 125. P. 204–216.
170. Bogdan T. J., Völk H. J. Onion-shell Model of Cosmic Ray Acceleration in Supernova Remnants // *Astron. Astrophys.*. 1983. Vol. 122. P. 129–136.
171. Gosling J. T., Asbridge J. R., Bame S. J. et al. Interplanetary ions during an energetic storm particle event - The distribution function from solar wind thermal energies to 1.6 MeV // *J. Geophys. Res.*. 1981. Vol. 86. P. 547–554.

172. Baring M. G., W. Ogilvie, C. Ellison, Forsyth R. J. Acceleration of Solar Wind Ions by Nearby Interplanetary Shocks: Comparison of Monte Carlo Simulations with Ulysses Observations // *Astrophys. J.*. 1997. Vol. 476. P. 889–902.
173. Лозинская Т. А. Сверхновые звезды и звездный ветер: Взаимодействие с газом Галактики. М.: Наука, 1986. С. 304.
174. Ptuskin V., Zirakashvili V., Seo E.-S. Spectrum of Galactic Cosmic Rays Accelerated in Supernova Remnants // *Astrophys. J.*. 2010. Vol. 718. P. 31–36.
175. Дорман Л. И. Вариации космических лучей и исследование космоса. М.: Изд. АН СССР, 1963.
176. Berezhko E. G., Völk H. J. Spectrum of Cosmic Rays Produced in Supernova Remnants // *Astrophys. J.*. 2007. Vol. 661. P. L175–L178.
177. Boezio M., Bonvicini V., Schiavon P., et al. The cosmic-ray proton and helium spectra measured with the CAPRICE98 balloon experiment // *Astroparticle Physics*. 2003. Vol. 19. P. 583–604.
178. Haino S., Sanuki T., Abe K., et al. Measurements of primary and atmospheric cosmic-ray spectra with the BESS-TeV spectrometer // *Physics Letters B*. 2004. Vol. 594. P. 35–46.
179. Panov A. D., Adams J. H., Ahn H. S., et al. The results of ATIC-2 experiment for elemental spectra of cosmic rays // *ArXiv e-prints*,. 2006. [astro-ph/0612377](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0612377).
180. Yoon Y. S., Ahn H. S., Allison P. S., et al. Cosmic-ray Proton and Helium Spectra from the First CREAM Flight // *Astrophys. J.*. 2011. Vol. 728. P. 122.
181. Asakimori K., Burnett T. H., Cherry M. L., et al. Cosmic-Ray Proton and Helium Spectra: Results from the JACEE Experiment // *Astrophys. J.*. 1998. Vol. 502. P. 278–283.
182. Antoni T., Apel W. D., Badea A. F., et al. KASCADE measurements of energy spectra for elemental groups of cosmic rays: Results and open problems // *Astroparticle Physics*. 2005. Vol. 24. P. 1–25.
183. Meyer J.-P., Drury L. O., Ellison D. C. Galactic Cosmic Rays from Supernova Remnants. I. A Cosmic-Ray Composition Controlled by Volatility and Mass-

- to-Charge Ratio // *Astrophys. J.*. 1997. Vol. 487. P. 182–196.
184. Ellison D. C., Drury L. O., Meyer J.-P. Galactic Cosmic Rays from Supernova Remnants. II. Shock Acceleration of Gas and Dust // *Astrophys. J.*. 1997. Vol. 487. P. 197–217.
185. Bergman D. R., The High Resolution Fly’s Eye Collaboration. Observation of the GZK Cutoff Using the HiRes Detector // *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*. 2007. Vol. 165. P. 19–26.
186. Yamamoto T., for the Pierre Auger Collaboration. The UHECR spectrum measured at the Pierre Auger Observatory and its astrophysical implications // *ArXiv e-prints*,. 2007. [0707.2638v3\[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/0707.2638v3).
187. Letessier-Selvon A., Stanev T. Ultrahigh energy cosmic rays // *Reviews of Modern Physics*. 2011. Vol. 83. P. 907–942.
188. Hillas A. M. The Origin of Ultra-High-Energy Cosmic Rays // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 1984. Vol. 22. P. 425–444.
189. Bahcall J. N., Waxman E. Has the GZK suppression been discovered? // *Physics Letters B*. 2003. Vol. 556. P. 1–6.
190. Berezhinsky V. S., Gazizov A. Z., Grigorieva S. Signatures of AGN model for UHECR // *ArXiv e-prints*,. 2002. [astro-ph/0210095v2](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0210095v2).
191. Berezhinsky V. S., Grigorieva S., Hnatyk B. I. Extragalactic UHE proton spectrum and prediction for iron-nuclei flux at 108 109 GeV // *Astroparticle Physics*. 2004. Vol. 21. P. 617–625.
192. Allard D., Parizot E., Olinto A. V., et al. UHE nuclei propagation and the interpretation of the ankle in the cosmic-ray spectrum // *Astronomy and Astrophysics*. 2005. Vol. 443. P. L29–L32.
193. Berezhko E. G. Composition of Cosmic Rays Accelerated in Active Galactic Nuclei // *Astrophys. J.*. 2009. Vol. 698. P. L138–L141.
194. Berezhinsky V., Gazizov A., Grigorieva S. On astrophysical solution to ultrahigh energy cosmic rays // *Phys. Rev. D*. 2006. Vol. 74. P. 043005.
195. Abraham J., Abreu P., Aglietta M., et al. Observation of the Suppression of the

- Flux of Cosmic Rays above $4 \times 10^{19} \text{eV}$ // *Phys. Rev. Lett.*. 2008. Vol. 101, no. 6. P. 061101.
196. Ivanov A. A., Knurenko S. P., Sleptsov I. Y. Measuring extensive air showers with Cherenkov light detectors of the Yakutsk array: the energy spectrum of cosmic rays // *New Journal of Physics*. 2009. Vol. 11, no. 6. P. 065008.
197. Egorova V. P., Glushkov A. V., Ivanov A. A., et al. The spectrum features of UHECRs below and surrounding GZK // *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*. 2004. Vol. 136. P. 3–11.
198. Völk H. J., Zirakashvili V. N. Cosmic ray acceleration by spiral shocks in the galactic wind // *Astron. Astrophys.*. 2004. Vol. 417. P. 807–817.
199. Panov A. D., Adams J. H., Ahn H. S., et al. Energy spectra of abundant nuclei of primary cosmic rays from the data of ATIC-2 experiment: Final results // *Bulletin of the Russian Academy of Science, Phys.* 2009. Vol. 73. P. 564–567.
200. Hörandel J. R. A review of experimental results at the knee // *Journal of Physics Conference Series*. 2006. Vol. 47. P. 41–50.
201. Abraham J., Abreu P., Aglietta M., et al. Measurement of the Depth of Maximum of Extensive Air Showers above 10^{18}eV // *Phys. Rev. Lett.*. 2010. Vol. 104, no. 9. P. 091101.
202. Abbasi R. U., Abu-Zayyad T., Archbold G., et al. A Study of the Composition of Ultra-High-Energy Cosmic Rays Using the High-Resolution Fly's Eye // *Astrophys. J.*. 2005. Vol. 622. P. 910–926.
203. Abbasi R. U., Abu-Zayyad T., Al-Seady M., et al. Indications of Proton-Dominated Cosmic-Ray Composition above 1.6 EeV // *Phys. Rev. Lett.*. 2010. Vol. 104, no. 16. P. 161101.
204. Hayakawa S. *Cosmic ray physics. Nuclear and astrophysical aspects*. New York: Wiley-Interscience, 1969.
205. Jones F. C., Lukasiak A., Ptuskin V., Webber W. The Modified Weighted Slab Technique: Models and Results // *Astrophys. J.*. 2001. Vol. 547. P. 264–271.
206. Blandford R. D., Ostriker J. R. *Supernova Shock Acceleration of Cosmic Rays*

- in the Galaxy // *Astrophys. J.*. 1980. Vol. 237. P. 793–808.
207. Wandel A., Eichler D., Letaw J. R. et al. Distributed reacceleration of cosmic rays // *Astrophys. J.*. 1987. Vol. 316. P. 676–690.
208. Abbott D. C. The return of mass and energy to the interstellar medium by winds from early-type stars // *Astrophys. J.*. 1982. Vol. 263. P. 723–735.
209. Engelmann J. J., Ferrando P., Soutoul A. et al. Charge composition and energy spectra of cosmic-ray nuclei for elements from Be to Ni - Results from HEAO-3-C2 // *Astron. Astrophys.*. 1990. Vol. 233. P. 96–111.
210. Wandel A. Supernova remnants and the interstellar medium - Constraints from cosmic-ray acceleration // *Astron. Astrophys.*. 1988. Vol. 200. P. 279–284.
211. Serpico P. D. Astrophysical models for the origin of the positron "excess" // *Astroparticle Physics*. 2012. Vol. 39. P. 2–11.
212. Blasi P. Origin of the Positron Excess in Cosmic Rays // *Phys. Rev. Lett.*. 2009. Vol. 103. P. 051104.
213. Adriani O., Barbarino G. C., Bazilevskaya G. A., PAMELA Collaboration. PAMELA Results on the Cosmic-Ray Antiproton Flux from 60 MeV to 180 GeV in Kinetic Energy // *Phys. Rev. Lett.*. 2010. Vol. 105. P. 121101.
214. Donato F., Maurin D., Salati P. et al. Antiprotons from Spallations of Cosmic Rays on Interstellar Matter // *Astrophys. J.*. 2001. Vol. 563. P. 172–184.
215. Blasi P., Serpico P. D. High-Energy Antiprotons from Old Supernova Remnants // *Phys. Rev. Lett.*. 2009. Vol. 103. P. 081103.
216. Derbina V. A., Galkin V. I., Hareyama M. et al. Cosmic-Ray Spectra and Composition in the Energy Range of 10-1000 TeV per Particle Obtained by the RUNJOB Experiment // *Astrophys. J. Letters*. 2005. Vol. 628. P. L41–L44.
217. Aguilar M. et al. (AMS Collaboration). AMS-02 provides a precise measure of cosmic rays // *CERN Courier*. 2013. Vol. 53, no. 8. P. 23–26.
218. Kelner S. R., Aharonian F. A., Bugayov V. V. Energy spectra of gamma rays, electrons, and neutrinos produced at proton-proton interactions in the very high energy regime.

219. Stawarz ., Petrosian V., Blandford R. D. On the Energy Spectra of GeV/TeV Cosmic Ray Leptons // *Astrophys. J.*. 2010. Vol. 710. P. 236–247.
220. Moskalenko I. V., Strong A. W. Production and Propagation of Cosmic-Ray Positrons and Electrons // *Astrophys. J.*. 1998. Vol. 493. P. 694–707.
221. Adriani O. et al. Cosmic-Ray Electron Flux Measured by the PAMELA Experiment between 1 and 625 GeV // *Phys. Rev. Lett.*. 2011. Vol. 106. P. 201101.
222. Adriani O. et al. Cosmic-Ray Positron Energy Spectrum Measured by PAMELA // *Phys. Rev. Lett.*. 2013. Vol. 111, no. 8. P. 081102.
223. Ackermann M. et al. Measurement of Separate Cosmic-Ray Electron and Positron Spectra with the Fermi Large Area Telescope // *Phys. Rev. Lett.*. 2012. Vol. 108. P. 011103.
224. Aharonian F. et al. Energy Spectrum of Cosmic-Ray Electrons at TeV Energies // *Phys. Rev. Lett.*. 2008. Vol. 101. P. 261104.
225. Chang J., Adams J. H., Ahn H. S. et al. An excess of cosmic ray electrons at energies of 300-800GeV // *Nature*. 2008. Vol. 456. P. 362–365.
226. Aguilar M., et al. Precision Measurement of the (e^+e^-) Flux in Primary Cosmic Rays from 0.5 GeV to 1 TeV with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station // *Phys. Rev. Lett.*. 2014. Vol. 113. P. 221102.
227. Accardo L. et al. High Statistics Measurement of the Positron Fraction in Primary Cosmic Rays of 0.5-500 GeV with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station // *Phys. Rev. Lett.*. 2014. Vol. 113. P. 121101.
228. Kang H., Jones T. W. Numerical Studies of Diffusive Particle Acceleration in Supernova Remnants // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*. 1991. Vol. 249. P. 439–451.
229. Годунов С. К., Забродин А. В., Иванов М. Я. и др. Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука., 1976. С. 400.
230. Falle S. A. E. G., Giddings J. R. Time-Dependent Cosmic Ray Modified Shocks // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*. 1987. Vol. 225. P. 399–423.
231. Аммосов А. Е., Бережко Е. Г., Ёлшин В. К. Спектр космических лучей ускоренных ударной волной от сверхновой // *Астрон.ж.* 1990. Т. 67. С. 572–581.

232. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. М.: Наука, 1983. С. 736.
233. Коробейников В. П., Мельникова Н. С., Рязанов Е. В. Теория точечного взрыва. М.: Физматгиз, 1961. С. 332.

Приложение А

Алгоритм численного решения самосогласованной задачи ускорения КЛ сферической ударной волной от сверхновой

Нелинейные эффекты, обусловленные обратным воздействием КЛ на структуру ударной волны, еще более сложные, с точки зрения описания, явления. Поэтому даже в плосковолновом приближении самосогласованные решения задачи ускорения КЛ можно получить только численно.

Первая реализация кинетического подхода, основанная на численном решении диффузионного уравнения переноса КЛ совместно с системой газодинамических уравнений, была осуществлена в работе [228]. Возможности развитой ими теории, однако, ограничены случаем слабо зависящих от энергии коэффициентов диффузии КЛ ($\kappa \propto p^\alpha$, $\alpha \leq 0.25$). Тем самым из рассмотрения выпадает физически наиболее интересный случай боровского коэффициента диффузии $\kappa \propto p$, для которого эффективность ускорения и, соответственно, динамическая роль КЛ существенно более высокая, по сравнению со случаем слабо зависящего от энергии коэффициента диффузии.

Ограниченность теории, развитой в [228], обусловлена возможностями применяемых алгоритмов численного решения задачи. Поэтому существенное расширение возможностей теории может быть достигнуто только на основе эффективных алгоритмов.

Выбор переменных

Основная трудность, возникающая при численном решении задачи эволюции ударной волны от сверхновой и ускорения КЛ состоит в решении уравнения переноса (1.4) в области перед фронтом $r > R_s$. Распределение КЛ здесь харак-

теризуется пространственным масштабом

$$l(p) = \kappa(p)/V_s,$$

называемым диффузионной длиной. При сильной зависимости коэффициента диффузии от импульса величина l меняется в широких пределах. Так при $\kappa \propto p$ этот диапазон характеризуется величиной $l(p_{\max})/l(p_{\min}) \sim 10^8$. При этом сложность задачи иллюстрируется тем фактом, что ее численное решение на суперкомпьютере даже при слабой зависимости коэффициента диффузии КЛ от импульса требует сутки машинного времени [228]. В физически наиболее интересном случае бомовского коэффициента диффузии динамический диапазон, который и определяет объём вычислений, на четыре порядка выше, т.е. для расчета одного варианта потребовалось бы около 30 лет. Это означает, что численное описание системы со столь широким спектром масштабов на основе обычных методов оказывается практически невозможным.

Решение указанной проблемы достигается подходящей заменой переменных [13] и использованием эффективных неявных численных методов. При этом оказывается возможным исследовать случаи с произвольной зависимостью $\kappa(p)$.

Так в качестве новой пространственной переменной при решении уравнения переноса КЛ (1.4) в области перед фронтом $r > R_s$ целесообразно использовать

$$x = \exp\left(-\frac{r - R_s}{\kappa_0} V_s\right). \quad (\text{A.1})$$

Кардинальное упрощение решаемой задачи обеспечивается тем, что функция распределения КЛ $f(x, p, t)$ не сильно отличается от линейной (относительно x) для всех импульсов p и времен t .

Аналогичная проблема возникает при решении газодинамических уравнений (1.8)–(1.10) в области $r \geq R_s$. Вид функций $w(r)$ и $\rho(r)$, задаваемый профилем давления КЛ $P_c(r)$, достаточно сложный. Их практически невозможно воспроизводить на однородной сетке по обычной пространственной переменной r . Решение этой проблемы достигается аналогичным образом — подходящей заменой

пространственной переменной. Пространственную переменную z целесообразно выбрать такой, чтобы зависимость гидродинамических переменных, например $w(z)$, была близка к линейной. Выбор новой переменной основан на следующих соображениях. Так как размер предфронта L много меньше размера ударной волны ($R_s \gg L$), приближенным решением уравнений (1.8), (1.9) является:

$$\rho u = \rho_0 u_0, \quad \rho u^2 + P_g + P_c = \rho_0 u_0^2 + P_{g0}. \quad (\text{A.2})$$

В наиболее интересном случае $P_{c1} \gg P_{g0}$ зависимость $u(r)$ определяется зависимостью $P_c(r)$. В области $r > R_s$ давление КЛ в случае сильной слабomodифицированной ударной волны ($f_R \propto p^{-4}$), если учитывать только релятивистские КЛ ($p > mc$) $P_c(r) \propto \ln(p_{\max}/p(r))$, где $p(r)$ минимальный импульс КЛ, которые могут диффузионно достичь точки $r > R_s$. Он может быть определен соотношением

$$\kappa(p(r))/V_s = r - R_s.$$

Поэтому, при $\kappa \propto p$ давление КЛ приближенно может быть описано функцией вида

$$P_c(r) \propto \ln\left(\frac{r_{\max} - R_s + l_g}{r - R_s + l_g}\right),$$

Где $r_{\max} > R_s$ это расстояние, на котором давление КЛ пренебрежимо мало, так что можно принять $P_c(r_{\max}) = 0$. Параметр l_g учитывает тот факт, что на малых расстояниях $r - R_s < \kappa(mc)/V_s$, меньших диффузионной длины релятивистских частиц, давление КЛ мало меняется, поскольку нерелятивистские КЛ вносят небольшой вклад в давление. С учетом сказанного, новая пространственная переменная, используемая при решении газодинамических уравнений (1.8)–(1.10) в области $r > R_s$, может быть выбрана в виде

$$z = \ln\left(\frac{r - R_s}{l_g} + 1\right)/D, \quad (\text{A.3})$$

где $D = \ln[(r_{\max} - R_s)/l_g + 1]$. Параметры r_{\max} и l_g выбираются в процессе численного счета. При этом $r_{\max} - R_s$ должно в несколько раз превосходить максимальную диффузионную длину КЛ. Параметр l_g по порядку величины совпадает

с диффузионной длиной частиц с импульсом $p = mc$. В расчетах использованы значения $r_{\max} = 1.5R_s$ и $l_g = 0.3l(mc)$, которые удовлетворяют указанным требованиям и обеспечивают приемлемую точность.

Как будет продемонстрировано ниже, функции $w(z)$, $\rho(z)$ и $P_c(z)$ мало отличаются от линейных, что существенно облегчает процесс их нахождения.

Уравнения (1.8)-(1.10) после замены переменной принимают вид:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} - \frac{1}{d} \frac{\partial}{\partial z} (\rho u) = -\frac{2\rho w}{r} + \frac{V - V_s}{d} \frac{\partial \rho}{\partial z}, \quad (\text{A.4})$$

$$\frac{\partial (\rho w)}{\partial t} - \frac{1}{d} \frac{\partial}{\partial z} (\rho w u - P_g - P_c) = -\frac{2\rho w^2}{r} + \frac{V - V_s}{d} \frac{\partial (\rho w)}{\partial z}, \quad (\text{A.5})$$

$$\frac{\partial P_g}{\partial t} - \frac{u^{1-\gamma_g}}{d} \frac{\partial}{\partial z} (u^{\gamma_g} P_g) = -\frac{2\gamma_g w}{r} P_g + \frac{V - V_s}{d} \frac{\partial P_g}{\partial z}, \quad (\text{A.6})$$

где $d = D(r - R + l_g)$, $V = V_s - \frac{(r-R_s)}{V_s} \frac{dV_s}{dt} + \frac{z}{D} \frac{dD}{dt}$.

Численная схема решения уравнений газовой динамики

Для численного решения газодинамических уравнений (A.4)-(A.6) в области $r > R_s$ перед ударным фронтом удобно использовать равномерную сетку по переменной z :

$$z_j = 1 - \Delta z \cdot j, \quad z_{j+1/2} = 1 - \Delta z \cdot (j + 1/2), \quad j = 0, 1, \dots, n-1, \quad \Delta z = 1/n. \quad (\text{A.7})$$

Интегрируя уравнения (A.4)-(A.6) по пространственной переменной z в пределах j -той ячейки ($z_{j-1/2} \leq z \leq z_{j+1/2}$) и по времени от $t = t_{i-1}$ до $t = t_{i+1}$, получим

$$\begin{aligned} \rho_{j+1/2}^{i+1} = & \left\{ \rho_{j-1/2}^{i+1} \left[u_{j-1/2}^{i+1} + \left(V - V_s - \frac{d\Delta z}{2\Delta t} \right)_j^i \right] - \rho_{j+1/2}^{i-1} \left[u_{j+1/2}^{i-1} + \right. \right. \\ & \left. \left(V - V_s - \frac{d\Delta z}{2\Delta t} \right)_j^i \right] + \rho_{j-1/2}^{i-1} \left[u_{j-1/2}^{i-1} + \left(V - V_s + \frac{d\Delta z}{2\Delta t} \right)_j^i \right] - \right. \\ & \left. - 4 \left(\frac{d\rho w \Delta z}{r} \right)_j^i \right\} / \left[u_{j+1/2}^{i+1} + \left(V - V_s + \frac{d\Delta z}{2\Delta t} \right)_j^i \right], \quad (\text{A.8}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
w_{j+1/2}^{i+1} = & \left\{ (\rho w)_{j-1/2}^{i+1} \left[u_{j-1/2}^{i+1} + \left(V - V_s - \frac{d\Delta z}{2\Delta t} \right)_j^i \right] - \right. \\
& - (\rho w)_{j+1/2}^{i-1} \left[u_{j+1/2}^{i-1} + \left(V - V_s - \frac{d\Delta z}{2\Delta t} \right)_j^i \right] + \\
& + (\rho w)_{j-1/2}^{i-1} \left[u_{j-1/2}^{i-1} + \left(V - V_s + \frac{d\Delta z}{2\Delta t} \right)_j^i \right] - \\
& - (P_{g j-1/2} + P_{c j-1/2} - P_{c j+1/2} - P_{g j+1/2})^{i+1} - \\
& - (P_{g j-1/2} + P_{c j-1/2} - P_{c j+1/2} - P_{g j-1/2})^{i-1} - \\
& \left. - 4 \left(\frac{d\rho w^2 \Delta z}{r} \right)_j^i \right\} / \rho_{j+1/2}^{i+1} \left[u_{j+1/2}^{i+1} + \left(V - V_s + \frac{d\Delta z}{2\Delta t} \right)_j^i \right], \tag{A.9}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
P_{g j+1/2}^{i+1} = & \left\{ (P_g u^{\gamma_g - 1})_{j-1/2}^{i+1} \left[u_{j-1/2}^{i+1} + \left(V - V_s - \frac{d\Delta z}{2\Delta t} \right)_j^i \left(\frac{u_{j-1/2}^{i+1}}{u_j^i} \right)^{1-\gamma_g} \right] - \right. \\
& - (P_g u^{\gamma_g - 1})_{j+1/2}^{i-1} \left[u_{j+1/2}^{i-1} + \left(V - V_s - \frac{d\Delta z}{2\Delta t} \right)_j^i \left(\frac{u_{j+1/2}^{i-1}}{u_j^i} \right)^{1-\gamma_g} \right] + \\
& + (P_g u^{\gamma_g - 1})_{j-1/2}^{i-1} \left[u_{j-1/2}^{i-1} + \left(V - V_s + \frac{d\Delta z}{2\Delta t} \right)_j^i \left(\frac{u_{j-1/2}^{i-1}}{u_j^i} \right)^{1-\gamma_g} \right] - \\
& \left. - 4 \left(\frac{\gamma_g d u^{\gamma_g - 1} w P_g}{r} \right)_j^i \right\} \frac{1}{(u^{\gamma_g - 1})_{j+1/2}^{i+1}} \left[u_{j+1/2}^{i+1} + \left(V - V_s + \frac{d\Delta z}{2\Delta t} \right)_j^i \left(\frac{u_{j+1/2}^{i+1}}{u_j^i} \right)^{1-\gamma_g} \right]. \tag{A.10}
\end{aligned}$$

Нелинейные разностные уравнения (A.8)–(A.10) могут быть решены в результате итерационной процедуры, которая описана ниже.

В области за фронтом ударной волны ($R_p \leq r \leq R_s$) удобной безразмерной переменной является

$$z = (r - R_p)/(R_s - R_p). \tag{A.11}$$

Для решения газовых уравнений за фронтом ударной волны использована неявная схема Годунова [229]. Решение находится в два этапа (прогноз, коррекция). Во-первых, решаются уравнения, записанные в форме (прогноз)

$$\frac{\partial \mathbf{Y}}{\partial t} + \mathcal{A} \frac{\partial \mathbf{Y}}{\partial z} = \mathbf{F}, \tag{A.12}$$

где

$$\mathbf{Y} = \begin{pmatrix} \rho \\ w \\ P_g \end{pmatrix}, \quad \mathcal{A} = \frac{1}{R_s - R_p} \begin{pmatrix} w - V & \rho & 0 \\ 0 & w - V & 1/\rho \\ 0 & \gamma_g P_g & w - V \end{pmatrix}, \quad \mathbf{F} = - \begin{pmatrix} 2\rho w/r \\ \frac{1}{\rho} \frac{\partial P_c}{\partial r} \\ 2\gamma_g w P_g/r \end{pmatrix},$$

$$V = z(V_s - V_p) + V_p. \quad (\text{A.13})$$

Разлагая свободный член \mathbf{F} как

$$\mathbf{F} = \mathcal{H}\mathbf{Y} + \mathbf{g}, \quad \text{где } \mathcal{H} = \begin{pmatrix} -2w_0/r & -2\rho_0/r & 0 \\ \frac{1}{\rho_0^2} \frac{\partial P_c}{\partial r} & 0 & 0 \\ 0 & -2\gamma_g P_{g0}/r & -2\gamma_g w_0/r \end{pmatrix}, \quad \mathbf{g} = \begin{pmatrix} \frac{2\rho_0 w_0}{r} \\ -\frac{2}{\rho_0} \frac{\partial P_c}{\partial r} \\ \frac{2\gamma_g w_0}{r} P_{g0} \end{pmatrix}$$

и используя равномерную сетку с n ячейками по переменной z уравнение (A.12) можно переписать в виде

$$\frac{\mathbf{Y}_j^{i+1/2} - \mathbf{Y}_j^i}{0.5\Delta t} + \mathcal{A}_j \frac{\mathbf{Y}_{j+1/2}^i - \mathbf{Y}_{j-1/2}^i}{\Delta z} - \frac{0.5\Delta t}{\Delta z^2} [\mathcal{A}_j \mathcal{A}_{j+1/2} \mathbf{Y}_{j+1}^{i+1/2} - \mathcal{A}_j (\mathcal{A}_{j+1/2} + \mathcal{A}_{j-1/2}) \mathbf{Y}_j^{i+1/2} + \mathcal{A}_j \mathcal{A}_{j-1/2} \mathbf{Y}_{j-1}^{i+1/2}] = \mathcal{H}_j \mathbf{Y}_j^{i+1/2} + \mathbf{g}_j$$

или

$$\mathcal{M}_j \mathbf{Y}_{j-1}^{i+1/2} - \mathcal{N}_j \mathbf{Y}_j^{i+1/2} + \mathcal{O}_j \mathbf{Y}_{j+1}^{i+1/2} = \mathbf{h}_j,$$

где

$$\mathcal{M}_j = -\frac{0.5\Delta t}{\Delta z^2} \mathcal{A}_j \mathcal{A}_{j-1/2}, \quad \mathcal{N}_j = -\frac{0.5\Delta t}{\Delta z^2} \mathcal{A}_j (\mathcal{A}_{j+1/2} + \mathcal{A}_{j-1/2}) + \mathcal{H}_j - \frac{\mathcal{I}}{0.5\Delta t},$$

$$\mathcal{O}_j = -\frac{0.5\Delta t}{\Delta z^2} \mathcal{A}_j \mathcal{A}_{j+1/2}, \quad \mathbf{h}_j = \mathbf{g}_j + \frac{\mathbf{Y}_j^i}{0.5\Delta t} - \mathcal{A}_j \frac{\mathbf{Y}_{j+1/2}^i - \mathbf{Y}_{j-1/2}^i}{\Delta z}.$$

Далее, используя метод векторной прогонки, описанный в книге [229], затем сгладив по трем точкам находим значения $\mathbf{Y}_j^{i+1/2}$ для промежуточного времени $t_{i+1/2} = t_i + \Delta t/2$.

На следующем шаге (коррекция) газовые уравнения решаются в виде

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{C}}{\partial z} = \mathbf{D}, \quad (\text{A.14})$$

где

$$\mathbf{B} = r^2 \begin{pmatrix} \rho \\ \rho w \\ \frac{P_g}{\gamma_g - 1} + \frac{\rho w^2}{2} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{C} = \frac{r^2}{R_s - R_p} \begin{pmatrix} \rho(w - V) \\ \rho w(w - V) + P_c + P_g \\ (w - V) \left(\frac{P_g}{\gamma_g - 1} + \frac{\rho w^2}{2} \right) + w P_{cg} \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{D} = -\frac{r^2}{R_s - R_p} \begin{pmatrix} \rho(V_s - V_p) \\ \rho w(V_s - V_p) - \frac{2(P_c + P_g)(R_s - R_p)}{r} \\ (V_s - V_p) \left(\frac{P_g}{\gamma_g - 1} + \frac{\rho w^2}{2} \right) + w \frac{\partial P_c}{\partial z} \end{pmatrix}. \quad (\text{A.15})$$

Если проинтегрировать уравнение (A.14) по z от z_{j-1} до z_j и по t от $t = t_i$ до $t = t_{i+1}$, получим

$$\mathbf{B}(z_{j-1/2}, t_{i+1}, \mathbf{Y}_{j-1/2}^{i+1}) = \mathbf{B}(z_{j-1/2}, t_i, \mathbf{Y}_{j-1/2}^i) - \frac{\Delta t}{\Delta z} [\mathbf{C}(z_j, t_i, \mathbf{Y}_j^{i+1/2}) - \mathbf{C}(z_{j-1}, t_i, \mathbf{Y}_{j-1}^{i+1/2})] + \Delta t \mathbf{D}(z_{j-1/2}, t_i, \mathbf{Y}_{j-1/2}^i). \quad (\text{A.16})$$

Решение этих уравнений дает окончательные значения газодинамических параметров $\mathbf{Y}_{j-1/2}^{i+1}$ на новом временном слое $t = t_{i+1}$.

Численная схема решения уравнения переноса КЛ

Первый угловой момент функции распределения, определяющий поток КЛ, испытывает на тепловом фронте разрыв

$$\left[-\kappa \frac{\partial f}{\partial r} - \frac{u}{3} p \frac{\partial f}{\partial p} \right]_1^2 = Q_0 \quad (\text{A.17})$$

поскольку инжекция надтепловых частиц газа в режим ускорения описывается сосредоточенным на тепловом фронте источником

$$Q = Q_0 \delta(r - R_s).$$

В соотношении (A.17) использовано обозначение $[x]_1^2 = x_2 - x_1$.

Граничное условие (A.17) для функции распределения КЛ на ударном фронте при его практическом использовании удобно переформулировать [13], представив член $(\kappa \partial f / \partial r)_1$ в интегральной форме. Для этого необходимо выполнить

почленное интегрирование уравнения переноса (1.4) по $r^2 dr$ в пределах от $R_s + 0$ до ∞ , что дает [13, 167]

$$p \frac{\partial f_R}{\partial p} = -\frac{3}{u_p - u_2} \left\{ \left[u_p + \frac{1}{3} \frac{du_p}{d \ln p} + \left(\frac{d}{dt} \int_{R_s}^{\infty} r^2 dr f \right) \frac{1}{R_s^2 f_R} \right] f_R + \left(\kappa \frac{\partial f}{\partial r} \right)_2 - Q_0 \right\} \quad (\text{A.18})$$

где

$$u_p = u_1 - \left(\int_{R_s+0}^{\infty} dr \frac{d}{dr} (r^2 w) f \right) \frac{1}{R_s^2 f_R} \quad (\text{A.19})$$

— эффективная скорость среды, которую “чувствуют” КЛ с импульсом p .

Ожидается, что спектр КЛ близок к степенному $f \propto p^{-q}$ с показателем q , не сильно отличным от 4. Поэтому, как и в работах [228, 230], имеет смысл ввести новую функцию $g = p^4 f$.

Как уже было отмечено, целесообразно выбрать новую пространственную переменную x такой, чтобы функция $g(x)$ была не слишком отличной от линейной. В области перед фронтом ($r > R_s$) этим требованиям удовлетворяет

$$x = \exp \left[-\frac{(r - R_s) V_s}{\kappa_0} \right], \quad (\text{A.20})$$

а в области за фронтом ($r < R_s$)

$$x = (R_s - r)/(R_s - R_p). \quad (\text{A.21})$$

В новых переменных уравнение (1.4) принимает вид

$$\frac{\partial g}{\partial t} = a \frac{\partial^2 g}{\partial x^2} - c \frac{\partial g}{\partial x} + d \left(\frac{\partial g}{\partial y} - 4g \right), \quad (\text{A.22})$$

где $d = \frac{1}{3r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 w)$,

$$a = \begin{cases} \kappa / (R_s - R_p)^2 & R_p \leq r \leq R_s, \\ V_s^2 x^2 \kappa / \kappa_0^2 & r \geq R_s, \end{cases} \quad (\text{A.23})$$

$$c = \begin{cases} [V_s - w - (V_s - V_p)x + \frac{\kappa}{r^2} \rho \frac{\partial}{\partial r} (\frac{r^2}{\rho})] / (R_s - R_p) & R_p \leq r \leq R_s, \\ V_s^2 - wV_s - \frac{\rho_0}{\rho} V_s^2 - (r - R_s) \dot{V}_s - (r - R_s) dV_s + V_s \frac{\kappa}{r^2} \rho \frac{\partial}{\partial r} (\frac{r^2}{\rho}) x \kappa_0 & r \geq R_s, \end{cases} \quad (\text{A.24})$$

Для решения уравнения (A.22) достаточно использовать равномерную сетку из n ячеек в x -пространстве. В областях перед и за фронтом ударной волны уравнение (A.22) решается отдельно. Если проинтегрировать уравнение (A.22) по k -той импульсной ячейке $y_k \leq y \leq y_{k+1}$ и по времени от $t = t_i$ до $t = t_{i+1}$, то получим

$$\frac{g_{jk}^{i+1} - g_{jk}^i}{\Delta t} = \frac{a_{jk}}{\Delta x} [F_{D_{j+1/2k}}^{i+1/2} - F_{D_{j-1/2k}}^{i+1/2}] - c_{jk} \left(\frac{\partial g}{\partial x} \right)_{jk}^{i+1/2} + d_j^{i+1/2} \left(\frac{\partial g}{\partial y} - 4g \right)_{jk}^{i+1/2}. \quad (\text{A.25})$$

Для диффузионного потока используется аппроксимация Кранка-Николсона

$$F_{D_{j+1/2k}}^{i+1/2} = \frac{1}{4\Delta x} (g_{j+1k}^{i+1} - g_{j-1k}^{i+1} + g_{j+1k}^i - g_{j-1k}^i). \quad (\text{A.26})$$

Значения коэффициентов a , c , d усредняются между $t = t_i$ и $t = t_{i+1}$:

$$a_{jk} = (a_{jk}^i + a_{jk}^{i+1})/2.$$

Два последних члена в уравнении (A.25) могут быть вычислены посредством схемы первого порядка:

$$\left(\frac{\partial g}{\partial x} \right)_{jk}^{i+1/2} = \begin{cases} (g_{j+1k}^{i+1} - g_{jk}^{i+1} + g_{j+1k}^i - g_{jk}^i)/(2\Delta x) & \text{при } c_{jk} < 0, \\ (g_{jk}^{i+1} - g_{j-1k}^{i+1} + g_{jk}^i - g_{j-1k}^i)/(2\Delta x) & \text{при } c_{jk} > 0, \end{cases} \quad (\text{A.27})$$

$$\left(\frac{\partial g}{\partial y} \right)_{jk}^{i+1/2} = \begin{cases} (g_{jk+1}^{i+1} - g_{jk}^{i+1} + g_{jk+1}^i - g_{jk}^i)/(2\Delta y) & \text{при } d_j > 0, \\ (g_{jk}^{i+1} - g_{jk-1}^{i+1} + g_{jk}^i - g_{jk-1}^i)/(2\Delta y) & \text{при } d_j < 0. \end{cases} \quad (\text{A.28})$$

Граничные условия в области перед фронтом ударной волны, соответствующие отсутствию фоновых КЛ, имеют вид

$$g_{1k}^i = 0, \quad g_{n+1k}^i = g_{Rk}^i, \quad (\text{A.29})$$

где $g_R(p, t) = g(r = R_s, p, t)$. В области за фронтом ударной волны:

$$g_{1k}^i = g_{Rk}^i, \quad g_{nk}^i = g_{n+1k}^i. \quad (\text{A.30})$$

Функция распределения на фронте ударной волны $g_R(p, t) \equiv g(r = R_s, p, t)$ вычисляется интегрированием уравнения (A.18) методом Адамса 4-го порядка.

Задача о распаде разрыва

При конструировании разностной схемы определение положения фронта ударной волны, а также поршня играет важную роль, т.к. в описываемом здесь методе, они определяют границы областей по которым ведется интегрирование. Ниже приведена упрощенная постановка и решение так называемой задачи о распаде разрыва (подробнее см., например, [229]), которая используется в описываемом здесь методе для определения скорости фронта ударной волны и нахождения граничных условий на поршне и на фронте ударной волны.

Пусть имеется среда (газ), для которой давление P , плотность ρ и внутренняя энергия единицы массы E подчиняются уравнению состояния $E = P/(\gamma - 1)\rho$. Предположим, что в начальный момент времени $t = 0$ для левого полупространства $x < 0$ среда характеризуется значениями параметров P_l, ρ_l, u_l , а для правого полупространства $x > 0$ — значениями P_r, ρ_r, u_r . Здесь u — компонента вектора скорости в направлении координаты x (другие ее компоненты равны нулю).

На поверхности разрывов, которые могут существовать в качестве устойчивых образований, должны соблюдаться соотношения Ренкина-Гюгонио. Поэтому очевидно, что в случае, если в начальном разрыве эти необходимые условия не выполнены, он не может существовать как таковой и должен распадаться на несколько разрывов, которые с течением времени будут отходить друг от друга. Схематически автомодельная картина возникающего течения на плоскости x, t изображается одной из пяти возможных конфигураций, изображенных на Рисунке А.1. Первые четыре из них содержат контактный разрыв, отмеченный штриховой линией, на котором испытывает скачок плотность, а давление и поперечная компонента скорости непрерывны. Их одинаковые постоянные значения в областях слева и справа от контактного разрыва обозначим P и u , а различные значения плотности и, следовательно, внутренней энергии, ρ'_l, E_1 — для левой и ρ'_r, E_2 — для правой области. В свою очередь, эти области отделены от невозмущенных областей с параметрами (P_l, ρ_l, u_l) слева и (P_r, ρ_r, u_r) справа либо

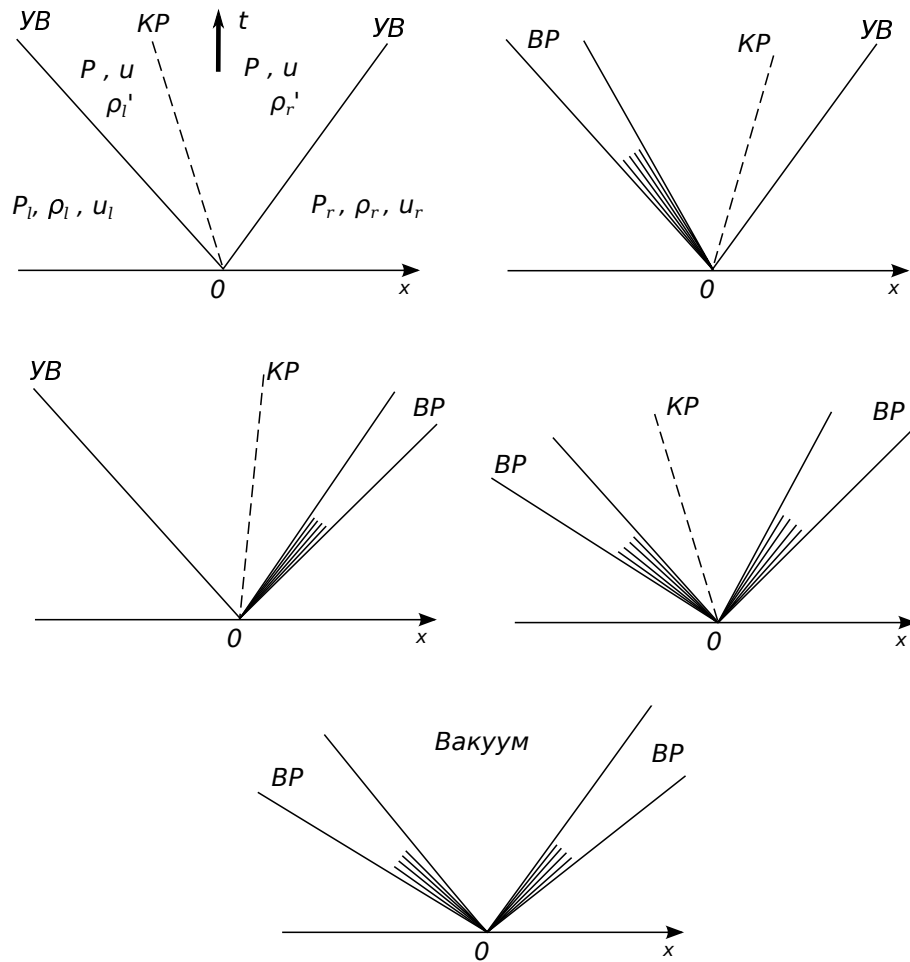


Рис. А.1. Схематическая автомодельная картина пяти возможных конфигураций возникающего течения в результате распада разрыва представленная на плоскости x, t . УВ — ударная волна, КР — контактный разрыв, ВР — волна разрежения.

ударной волной, либо волной разрежения. Последняя конфигурация представляет предельный случай, когда в результате “разлета” образуется область вакуума, в которой плотность падает до значения $\rho = 0$ в двух волнах разрежения, примыкающих к области вакуума справа и слева.

Как уже отмечалось, на ударной волне должны быть выполнены следующие соотношения:

$$[\rho]V - [\rho u] = 0,$$

$$[\rho u]V - [p + \rho u^2] = 0, \quad (\text{A.31})$$

$$[\rho(E + u^2/2)]V - [\rho u(E + u^2/2) + pu] = 0.$$

Квадратными скобками здесь обозначена разность постоянных значений соот-

ветствующих величин в областях примыкающих к ударной волне слева и справа. Эти соотношения связывают скорость ударной волны V и величины перед ее фронтом и за ним. Из них, в качестве следствия, например для правой ударной волны, легко получить равенство

$$E'_r - E_r - \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\rho_r} - \frac{1}{\rho'_r} \right) (P_r + P) = 0,$$

где (P_r, ρ_r, E_r) — величины перед ударной волной, (P, ρ'_r, E'_r) — за фронтом ударной волны. Исключая из него E_r и E'_r с помощью уравнения состояния, получим адиабату Гюгонио

$$\rho'_r = \rho_r \frac{(\gamma + 1)P + (\gamma - 1)P_r}{(\gamma - 1)P + (\gamma + 1)P_r}. \quad (\text{A.32})$$

Вводя в рассмотрение, так называемую, массовую скорость

$$a_l = \rho_l(u_l - V_l) = \rho'_l(u - V_l),$$

из соотношений (A.31), выписанных для левой ударной волны (если она таковой является), получим

$$u - u_l + \frac{P - p_l}{a_l} = 0, \quad (\text{A.33})$$

$$a_l = \sqrt{\rho_l \left(\frac{\gamma + 1}{2} P + \frac{\gamma - 1}{2} p_l \right)}. \quad (\text{A.34})$$

Аналогично, для правой ударной волны (если она является таковой) после введения массовой скорости

$$a_r = \rho_r(V_r - u_r) = \rho'_r(V_r - u)$$

из тех же соотношений (A.31) получим

$$u - u_r - \frac{P - p_r}{a_r} = 0, \quad (\text{A.35})$$

$$a_r = \sqrt{\rho_r \left(\frac{\gamma + 1}{2} P + \frac{\gamma - 1}{2} p_r \right)}. \quad (\text{A.36})$$

В случае волны разрежения, вместо соотношений (A.31), нужно воспользоваться условиями непрерывности римановых инвариантов

$$[u] \pm \frac{2}{\gamma - 1} [c_s] = 0, \quad [\gamma P / \rho^\gamma] = 0, \quad (\text{A.37})$$

где $c_s = \sqrt{\gamma P / \rho}$ — скорость звука. Квадратными скобками здесь обозначена разность постоянных значений соответствующих величин в областях, примыкающих к волне разрежения слева и справа. Знак плюс в первом из уравнений (A.37) берется для левой волны разрежения, знак минус — для правой. Это позволяет соотношения (A.37) записать для левой волны разрежения в виде

$$u - u_l - 2c_{sl} \left[1 - (P/P_l)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}} \right] / (\gamma - 1) = 0, \quad (\text{A.38})$$

а для правой волны разрежения в виде

$$u - u_r + 2c_{sr} \left[1 - (P/P_r)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}} \right] / (\gamma - 1) = 0. \quad (\text{A.39})$$

Для построения итерационного процесса, соотношениям (A.38) и (A.39) в случае волн разрежения можно придать ту форму, что и в случае ударных волн (A.33), (A.35):

$$u - u_l + (P - P_l)/a_l = 0 \text{ для левой волны,}$$

$$u - u_r - (P - P_r)/a_r = 0 \text{ для правой волны,}$$

если ввести условные массовые скорости с помощью формул

$$a_l = \frac{\gamma - 1}{2\gamma} \rho_l c_{sl} \frac{1 - P/P_l}{1 - (P/P_l)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}}}, \quad (\text{A.40})$$

$$a_r = \frac{\gamma - 1}{2\gamma} \rho_r c_{sr} \frac{1 - P/P_r}{1 - (P/P_r)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}}}. \quad (\text{A.41})$$

После этого итерационный процесс конструируется так. Пусть $P^{(i-1)}$ — полученное приближение для величины P (для первой итерации $P^{(0)}$ задается). Тогда вычисляем величину $a_l^{(i-1)} = a_l(P^{(i-1)})$ по формуле (A.34), если $P^{(i-1)} \geq P_l$, или (A.40), если $P^{(i-1)} < P_l$, а величину $a_r^{(i-1)} = a_r(P^{(i-1)})$ — по формуле (A.36), если

$P^{(i-1)} \geq P_r$, или (A.41), если $P^{(i-1)} < P_r$. Затем новое приближение $P^{(i)}$ определяется формулой

$$P^{(i)} = \phi(P^{(i-1)}) = \frac{a_r^{(i-1)} P_l + a_l^{(i-1)} P_r + a_l^{(i-1)} a_r^{(i-1)} (u_l - u_r)}{a_l^{(i-1)} + a_r^{(i-1)}}, \quad (\text{A.42})$$

которая при известных значениях a_l , a_r является следствием системы двух линейных уравнений (A.33) и (A.35) для величин P и u . Величина u может быть найдена по формуле

$$u = \frac{a_l u_l + a_r u_r + P_l - P_r}{a_l + a_r} \quad (\text{A.43})$$

после того, как итерационный процесс доведен до сходимости.

Если левая волна является ударной, то ее скорость

$$V_l = u_l - a_l / \rho_l,$$

а плотность ρ_l' вычисляется по адиабате Гюгонио (A.32) или же по формуле

$$\rho_l' = \frac{\rho_l a_l}{a_l - \rho_l (u_l - u)}.$$

Аналогичные формулы выписываются для правой волны.

Таким образом, скорость фронта ударной волны находится из решения соответствующей задачи о распаде разрыва

$$V_s^{i+1} = V(\rho_l, w_l, P_{gl}^i; \rho_r, w_r, P_{gr}^i), \quad (\text{A.44})$$

Слева взяты последние решенные значения переменных перед фронтом $\rho_l^i = \rho_{n-1/2}^i$, $w_l^i = w_{n-1/2}^i$, $P_{gl}^i = P_{gn-1/2}^i$, а справа — первые значения переменных за фронтом $\rho_r^i = \rho_{1/2}^i$, $w_r^i = w_{1/2}^i$, $P_{gr}^i = P_{g1/2}^i$.

Радиусы ударной волны и поршня определяются из уравнений

$$\frac{dR_s}{dt} = V_s, \quad \frac{dR_p}{dt} = V_p, \quad (\text{A.45})$$

которые вместе с уравнением (1.3) решаются методом Адамса 4-го порядка для вычисления значений R_s , R_p и V_p соответственно.

Общая схема решения задачи

Чтобы выполнить один шаг по времени и тем самым по найденным значениям параметров задачи при $t = t_i$ перейти к их значениям на следующем временном слое $t = t_{i+1}$, необходимо выполнить следующие операции:

(i) Решением проблемы Римана (A.44) и уравнения (1.3), определяются предсказанные значения V_s^{i+1} и V_p^{i+1} .

(ii) Используя эти значения и решая уравнения (A.45), определяем предсказанные значения R_p^{i+1} и R_s^{i+1} .

(iii) Вычисляются из уравнений (A.8)–(A.16) предсказанные значения $\rho_{j+1/2}^{i+1}$, $w_{j+1/2}^{i+1}$, $P_{g_{j+1/2}}^{i+1}$ и значения $\rho_j^{i+1} = (\rho_{j-1/2} + \rho_{j+1/2})/2$, w_j^{i+1} , $P_{g_j}^{i+1}$.

(iv) Коэффициенты уравнения (A.22) и значения функции распределения КЛ g_{jk}^{i+1} вычисляются посредством следующей итерационной процедуры.

Решая уравнения (A.25)–(A.29) совместно с граничным уравнением (A.18) получаем значения g в областях перед и за фронтом ударной волны.

Находим новое значение пространственной производной для граничного уравнения (A.18)

$$\left(\frac{\partial g}{\partial r}\right)_2 = \frac{3g_{1k}^{i+1} - 4g_{2k}^{i+1} + g_{3k}^{i+1}}{2\Delta z(R_s - R_p)}.$$

Если относительное различие функции распределения g на двух последующих итерациях превышает 10^{-4} , то выполняется следующая повторением всех предыдущих шагов. Для первой итерации пространственная производная $(\partial g / \partial r)_2^{i+1}$ берется с предыдущего временного слоя $t = t_i$.

(v) Давление КЛ P_c^{i+1} может быть найдено интерполированием функции g с сетки x_j на сетку $z_j, z_{j+1/2}$.

Вычисляя новое корректированное значение скорости фронта ударной волны $V_s^{i+1} = V(\rho_l^{i+1}, w_l^{i+1}, P_{gl}^{i+1}; \rho_r^{i+1}, w_r^{i+1}, P_{gr}^{i+1})$ и повторяя все предыдущие шаги

(i)–(v) получим окончательные значения параметров КЛ и газа при $t = t_{i+1}$.

Тестовые расчеты и контроль точности

Для проверки точности изложенного выше метода был произведен ряд тестовых расчетов. Использовались следующие параметры численной схемы:

$\Delta t = 0.005t$ — размер шага по времени,

$n = 50$ — число пространственных ячеек в областях перед и за фронтом ударной волны для решения уравнений газа и КЛ,

$\Delta y = 0.1$ для $y \leq 7$ и $\Delta y = 0.025$ для $y > 7$ — размер шага в y -пространстве,

$l = 100\kappa_0 p_{inj}/V_s$ — наименьший пространственный масштаб в области перед фронтом ударной волны,

$r_{\max} - R_s = 0.2R_s$ — размер предфронта,

$t = 0.05t_0$ — начало инъекции КЛ.

Решение уравнения переноса в приближении пробных частиц, полученное описанным выше методом, сравнивалось с полученными ранее решениями методом тепловых потенциалов [231]. Относительная погрешность при использовании приведенных выше параметров численной схемы составляла не более одного процента, что является вполне приемлемым.

Решение газодинамических уравнений и определение положения фронта ударной волны сравнивалось с точным автомодельным решением Седова для точечного взрыва (см. например [232]), а также с автомодельным решением задачи о равномерно расширяющемся сферическом поршне в однородной среде [233]. Относительная погрешность в вычислении основных параметров (профиль скорости, плотности и давления газа, положение и скорость фронта ударной волны) составляла не более 0.5 процента.

Контроль точности во время проведения произвольного расчета ведется по сохранению полной энергии и массы системы. На практике параметры численной схемы подбираются таким образом, чтобы баланс энергии и массы системы обеспечивался с точностью не хуже нескольких (менее 3) процентов даже на самых поздних стадиях эволюции. При этом, как правило точность расчета в те

периоды эволюции системы, когда производится основная доля КЛ на порядок выше.

Применение эффективной замены переменных, использование неявных конечно-разностных схем для решения уравнения переноса КЛ и уравнений газовой динамики, а также явное выделение положения фронта ударной волны методом распада разрыва позволила на несколько порядков повысить эффективность решения задачи. Применение разработанного алгоритма позволяет выполнять исследование самосогласованной задачи ускорения КЛ в ОСН при произвольной энергетической зависимости коэффициента диффузии КЛ на персональных компьютерах.