

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации

---

**САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ  
ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ ПЕТРА ВЕЛИКОГО**

---

***В.М. Остряков***

**ЗАРЯДОВО-СОГЛАСОВАННОЕ  
УСКОРЕНИЕ ТЯЖЁЛЫХ ИОНОВ**

**Учебное пособие**

**Санкт-Петербург  
2023**

## ВВЕДЕНИЕ

Космические лучи (КЛ), высокоэнергичные заряженные частицы, распространяющиеся в межзвёздном и межпланетном пространстве – это важная составляющая астрофизической плазмы. На нетепловое происхождение этих частиц указывают, прежде всего, их энергетические распределения, заметно отличающиеся от максвелловских. Максимальные энергии КЛ различных типов, наблюдаемых у Земли, лежат в диапазоне примерно от  $10^7$  эВ и выше вплоть до  $\sim 10^{21}$  эВ, тогда как даже при температурах недр звёзд  $T \sim 10^9$  К максимальная тепловая энергия частиц составляет всего  $\sim 10^5$  эВ. Таким образом, эта высокоэнергичная компонента плазмы должна быть как-то ускорена в космических условиях. Экспериментальные данные в различных диапазонах энергий электромагнитного излучения свидетельствуют о таких источниках галактических космических лучей (ГКЛ), как окрестности молодых звёзд, оболочки новых и сверхновых звёзд, рентгеновские двойные системы, магнитосферы пульсаров. Существует также множество экспериментов по прямым измерениям потоков солнечных космических лучей (СКЛ), а также КЛ, ускоренных в межпланетном пространстве и на границе гелиосферы (так называемая, аномальная компонента, АК КЛ). Из внегалактических объектов – источников КЛ – можно назвать квазары, источники  $\gamma$ -всплесков, ядра активных галактик, джеты и протяжённые выбросы из радиогалактик и др.

Среди широкого спектра задач, связанных с определением свойств различных типов КЛ, следует выделить проблему формирования их зарядового состава. Действительно, до недавнего времени (90-е годы прошлого века) ускорение КЛ рассматривалось в приближении пробных частиц с неизменным в процессе набора энергии зарядом. Для тяжёлых ионов (тяжелее протона) такое упрощение не всегда оправдано, поскольку сечения процессов ионизации и рекомбинации зависят от энергии иона, которая увеличивается со временем. Эффективность же ускорения, в свою очередь, зависит от заряда самой ускоряемой частицы, который меняется

вследствие ионизации и рекомбинации. Таким образом, если характерные времена ускорения и изменения заряда сравнимы, то мы приходим к необходимости рассматривать эти два процесса самосогласованно.

Как будет показано ниже, энергетические и зарядовые спектры ускоренных ионов очень чувствительны к параметрам фоновой плазмы (концентрации, температуре, плотности энергии турбулентности, её спектру и др.), в которой происходит ускорение. Это даёт основания для косвенной диагностики, например, солнечной вспышечной плазмы путём сравнения расчётных спектров с наблюдаемыми. Чтобы корректно провести расчёты, необходимо располагать наиболее полными современными данными относительно сечений атомных процессов, которые могут приводить к изменению зарядов энергичных частиц в областях их ускорения и распространения. В настоящем пособии собраны многочисленные данные по скоростям ионизационных и рекомбинационных процессов, происходящих в солнечной плазме и на границе гелиосферы (см. раздел 3).

Что касается наблюдений, то для сравнения с расчётами мы пользовались спутниковыми измерениями, проведёнными на космических аппаратах, удалённых от поверхности Земли. Действительно, в плотной земной атмосфере можно наблюдать лишь вторичные частицы, образовавшиеся в результате взаимодействия КЛ с атомами и молекулами воздуха. Понятно, что в этом случае информация об условиях ускорения и свойствах первичных частиц практически полностью «стирается».

В настоящее время количество космических аппаратов, измеряющих элементный и зарядовый состав КЛ, а также их энергетические спектры, достаточно велико, а точность их измерений постоянно растёт. Например, во время минимума солнечной активности в 1996 г. на приборах космического аппарата *SAMPEX* (Solar, Anomalous, and Magnetospheric Particle Explorer) удалось зарегистрировать ионы АК КЛ (N, O, Ne и др.) с зарядами  $q > +1$ . При этом, согласно наблюдениям, средний заряд возрастал с энергией.

Благодаря запуску в 1997 г. высокочувствительного американского

космического аппарата *ACE* (Advanced Composition Explorer) стало возможным измерять не только средние заряды, но и зарядовые распределения различных элементов, ускоренных в солнечных вспышках. Так, прибор SEPICA (Solar Energetic Particles Ionization Composition Analyzer), установленный на его борту, может различать зарядовые распределения частиц в пределах даже одного солнечного события в интервале энергий  $\sim 0.2 \div 20$  МэВ/нуклон. Повышение чувствительности при этом очень важно, т.к. соответствующие потоки частиц малы (особенно для импульсных вспышек, см. раздел 1.2). Подробные экспериментальные данные дают хорошие основания для построения различных теоретических моделей ускорения и распространения частиц СКЛ и АК КЛ.

Большинство из представленных в данном учебном пособии результатов – это оригинальные разработки авторов, не отражённые пока в учебной литературе. Акцент здесь сделан на обсуждении влияния атомных процессов, изменяющих заряд тяжёлой частицы, на ускорительные процессы в космической плазме. Для ознакомления с другими аспектами физики КЛ мы можем порекомендовать несколько монографий, посвящённых общей теории КЛ и имеющимся наблюдениям в этой области астрофизики. Их список приведён в библиографическом разделе.

Изложение материала данного учебного пособия основано на уравнениях Фоккера-Планка и диффузионном уравнении для регулярного ускорения ионов на ударных волнах. Эти подходы подробно разбираются в курсах Статистической физики и Космической электродинамики.

## ОБЩИЕ ПРИМЕЧАНИЯ К ОБОЗНАЧЕНИЯМ И СИСТЕМЕ ЕДИНИЦ, ИСПОЛЬЗУЕМЫМ В ТЕКСТЕ:

1. Все формулы и численные значения разных величин приведены в системе СГСЕ.
2. По всему тексту вектор напряжённости магнитного поля обозначен как **V**. В рассматриваемых областях магнитная проницаемость  $\mu \cong 1$ , поэтому можно считать, что **V=N**.
3. Большинство буквенных обозначений в главе 3 «Атомные процессы в областях ускорения космических лучей» являются характерными только для этой главы. В остальных главах некоторые из них могут использоваться для обозначения других параметров – будьте внимательны !
4. В оценках, представленных в разделе 4, концентрация фоновой плазмы обозначена через *N* (без нижнего индекса). При этом подразумевается значение этого параметра перед фронтом ударной волны.
5. Хотя в отдельных местах текста есть упоминания авторских приоритетов, но не всегда они оформлены в виде точных библиографических ссылок. Это сделано намеренно с целью сокращения общего объёма пособия. Интересующиеся читатели легко могут восстановить точные ссылки через современную сеть Интернет.
6. Приведём список основных сокращений в тексте, которые являются в настоящее время общепринятыми в физике космических лучей. Они встречаются не только в оригинальной научной литературе (как в русской, так и в зарубежной), но и в монографиях и учебных пособиях общего характера, посвящённых рассматриваемой тематике:

АК КЛ – аномальная компонента космических лучей (от английского термина ACRs – anomalous cosmic rays),  
ГКЛ – галактические космические лучи,  
ИСС – импульсные солнечные события,  
КИМ – корональные извержения массы (от английского термина CME – coronal mass ejection),  
КЛ – космические лучи,  
КОВ – коротирующие (совместно вращающиеся) области взаимодействия (от английского термина CIR – corotating interaction region),  
ПСС – продолжительные солнечные события,  
СВ – солнечный ветер,  
СКЛ – солнечные космические лучи,  
УВ – ударная волна.

# 1. МЕХАНИЗМЫ И ОБЛАСТИ УСКОРЕНИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

## 1.1. Механизмы ускорения космических лучей

Для объяснения феномена КЛ в литературе обсуждается множество механизмов их генерации: бетатронное ускорение, ускорение в электростатических двойных слоях, в сильных индукционных электрических полях, возбуждаемых в процессах пересоединения магнитных полей (по сути – при перераспределении магнитных потоков), набор энергии при взаимодействии с высокочастотной плазменной турбулентностью, ускорение на ударных волнах (УВ) и другие.

Несмотря на такое разнообразие ускорительных механизмов, все они могут быть разделены на два основных класса: *регулярное* ускорение и ускорение *стохастического* типа. В первом из них среднее электрическое поле отлично от нуля,  $\langle E \rangle \neq 0$ , что в конечном итоге и определяет монотонный (регулярный) рост энергии каждой частицы. Во втором случае  $\langle E \rangle = 0$ , но  $\langle E^2 \rangle \neq 0$ , и частицы при этом увеличивает свою энергию лишь среднестатистически. Например, крупномасштабное перераспределение электрических токов и гидродинамических течений в процессе пересоединения (перезамыкания) силовых линий магнитного поля приводит к возникновению сильных электрических полей в относительно компактных областях (токовых слоях), где создаются условия для быстрого регулярного ускорения заряженных частиц.

В случае ускорения стохастического типа эволюция функции распределения частиц представляет собой диффузию и (что более важно) конвекцию в пространстве импульсов с коэффициентом диффузии, зависящим от корреляционной функции флуктуирующих полей. Такой

характер носит, например, ускорение заряженных частиц плазменными волнами. При взаимодействии с турбулентностью эффективно набирают энергию те частицы, которые находятся в резонансе с турбулентными пульсациями (скорость частиц близка к фазовой скорости пульсаций). Здесь важно, что получаемая или теряемая в результате элементарного акта взаимодействия энергия существенно меньше, чем начальная энергия частицы. Вообще говоря, задача нахождения энергетического спектра ускоренных частиц должна решаться совместно с определением самосогласованных регулярных и турбулентных полей в плазме, то есть, с учётом того, что сами ускоряемые частицы дополнительно «раскачивают» турбулентность. Однако для некоторых приложений эту задачу можно существенно упростить: не учитывать модификацию условий ускорения самими энергичными частицами. Это допустимо, если в плазме ускоряется лишь малая доля частиц, токи и поля которых пренебрежимо малы по сравнению с аналогичными параметрами фоновой плазмы. В этом случае энергетические и временные характеристики турбулентности можно считать заданными. Такое приближение хорошо известно в теории плазмы как квазилинейное.

Нередко в космических объектах создаются условия для одновременной реализации сразу нескольких механизмов ускорения (возможно, даже разных видов) – как определить, который из них играет доминирующую роль? Эффективность того или иного механизма удобно оценивать при помощи двух параметров: 1) максимальной достижимой в процессе ускорения энергии и 2) характерного времени ускорения, за которое энергия частицы возрастает, например, в  $e$  раз. Ниже мы обсудим эти параметры применительно к конкретным механизмам ускорения.

В отсутствие регулярных электрических полей и УВ, но при наличии в плазме магнитных неоднородностей, генерация КЛ может обеспечиваться механизмом Ферми II рода. Суть его состоит в следующем. Магнитные «облака», хаотически движущиеся сгустки плазмы с замороженным в них магнитным полем, рассеивают быстрые заряженные частицы своим электрическим полем, возникающим из-за

движения облаков с гидродинамической скоростью  $\mathbf{u}$  (рис. 1.1). Энергия быстрой частицы немного увеличивается при встречном столкновении с облаком и уменьшается при соударениях «вдогонку» (подобно тому, как это происходит при упругом столкновении лёгкой частицы с массивной). Поскольку относительная скорость для встречных столкновений больше, и они более часты, то статистически преобладающим эффектом оказывается ускорение. Рост энергии должен продолжаться, в принципе, вплоть до термодинамического равновесия между быстрыми заряженными частицами и магнитными облаками. Практически же имеются ограничения, связанные с пространственной диффузией (уходом) из области ускорения, потерями на магнито-тормозное излучение, ядерное поглощение и др., поэтому часто конечная энергия частицы не превышает начальную более чем на два порядка величины.

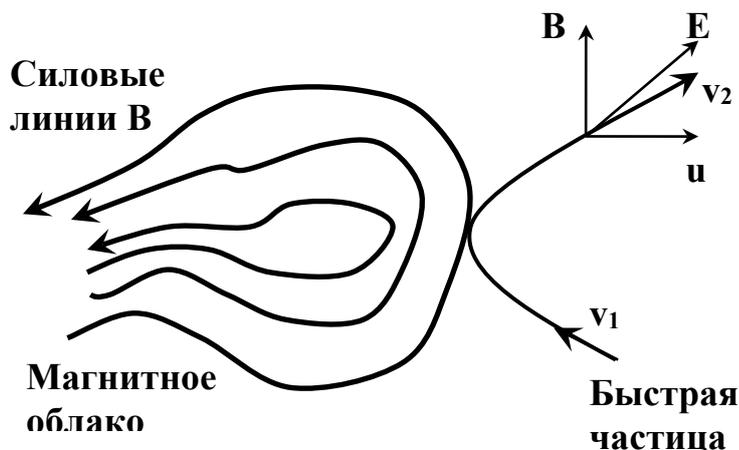


Рис. 1.1. Схема взаимодействия частицы с магнитной неоднородностью. При движении магнитного облака со скоростью  $\mathbf{u}$  возникает локальное электрическое поле  $\mathbf{E}$ , перпендикулярное плоскости  $(\mathbf{B}, \mathbf{u})$ , которое может ускорять или замедлять частицы

Даже из такого схематичного описания видно, что механизм ускорения Ферми II рода следует отнести к стохастическим (среднее за время ускорения локальное электрическое поле равно нулю). Математическое описание рассеяния быстрых частиц случайными электромагнитными полями осуществляется при помощи известного в физической кинетике уравнения Фоккера–Планка, применимого при условии  $|\Delta p| \ll p$  ( $p$  – импульс быстрой частицы,  $\Delta p$  – его изменение в одном соударении). В этом приближении характерное время набора энергии оценивается так:

$$\tau_s \approx \chi / \langle \tilde{u}^2 \rangle, \quad (1.1)$$

где  $\langle \tilde{u}^2 \rangle$  – усреднённый квадрат флуктуаций скорости магнитных неоднородностей ( $\langle \tilde{u} \rangle = 0$ ),  $\chi$  – коэффициент пространственной диффузии.

Теперь для сравнения рассмотрим ситуацию, когда в плазме с магнитными неоднородностями присутствует ударная волна (УВ). Вообще говоря, здесь следует различать два механизма ускорения – в чистом виде они реализуются для случаев строго перпендикулярной ( $\mathbf{u} \perp \mathbf{B}$ ) и строго параллельной ( $\mathbf{u} \parallel \mathbf{B}$ ) УВ ( $\mathbf{u}$  – гидродинамическая скорость натекания плазмы на фронт в системе, где он покоится,  $\mathbf{B}$  – внешнее регулярное магнитное поле). При образовании косой УВ (угол между  $\mathbf{u}$  и  $\mathbf{B}$  больше  $0^\circ$ , но меньше  $90^\circ$ ) частицы ускоряются обоими механизмами, хотя относительные вклады каждого могут существенно различаться.

В случае, когда УВ не является чисто параллельной ( $\mathbf{u} \not\parallel \mathbf{B}$ ), наряду с магнитным полем, различным по обе стороны фронта, существует одинаковое по обе стороны фронта электрическое поле  $\mathbf{E} = -\mathbf{u}_1 \times \mathbf{B}_1 / c = -\mathbf{u}_2 \times \mathbf{B}_2 / c$  ( $u_{1\perp} / u_{2\perp} = B_{2\parallel} / B_{1\parallel} \equiv \rho$  – степень сжатия волны и  $c$  – скорость света). Поскольку обычно  $V_{\perp} \gg u_{\perp}$  ( $V_{\perp}$  – перпендикулярная полю проекция скорости быстрой частицы), то за время переноса плазмы через фронт частица успевает совершить много оборотов, дрейфуя вдоль фронта (отсюда название этого типа ускорения – «дрейфовый», рис. 1.2). Набор энергии происходит благодаря тому, что работа электрической силы на

дуге большего радиуса, ускоряющая частицу, превышает работу на дуге малого радиуса, замедляющую её. Увеличение энергии частицы происходит как при отражении от фронта, так и при его пересечении в любом направлении. Однако максимальный прирост энергии частицы во всех случаях может лишь на порядок превысить её начальную энергию (частицу быстро сносит от фронта УВ).

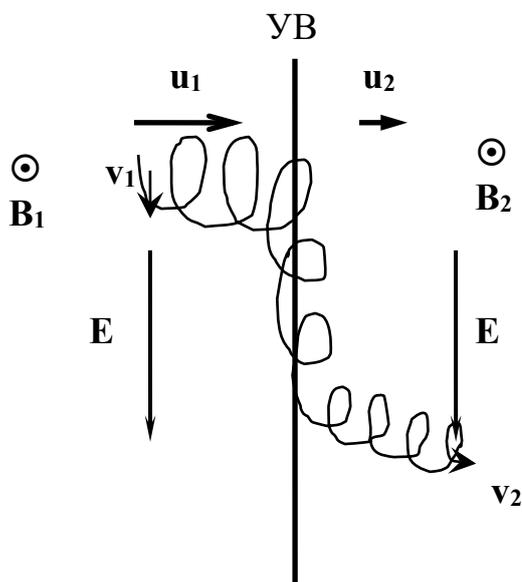
Для получения заметного прироста энергии следует рассмотреть такие возможности: а) частицы взаимодействуют с ансамблем УВ; б) ускорение происходит в турбулентной среде, рассеяние на неоднородностях которой позволяет частицам вновь и вновь возвращаться на фронт УВ и продолжать ускорение. Причём в астрофизических объектах могут реализовываться одновременно обе возможности. Механизм ускорения частиц ансамблем УВ впервые был предложен Быковым и Топтыгиным в 1980 г.

В межпланетном пространстве и на Солнце более типична ситуация, когда в турбулентной среде формируется одиночная УВ. Если эта волна параллельная ( $\mathbf{u} \parallel \mathbf{B}$ ) или хотя бы косая (см. выше), возможна реализация ускорительного механизма Ферми I рода. Быстрые частицы, пересекая ударный фронт, попадают в среду с другой скоростью движения магнитных неоднородностей. В УВ скорость плазмы перед фронтом выше её скорости за фронтом, поэтому среднее за цикл (двукратное пересечение фронта) приращение энергии будет положительным: энергия, приобретаемая при встречном столкновении, всегда оказывается больше, чем её потери при столкновениях вдогонку. А поскольку из-за рассеяний на магнитных неоднородностях, частицы многократно пересекают фронт УВ, суммарный прирост энергии может быть весьма существенным – до нескольких порядков. Отметим, что механизм ускорения Ферми I рода относится к регулярным: локальное электрическое поле рассеивающей неоднородности перед фронтом  $E_1 = |\mathbf{u}_1 \times \mathbf{B}_1|/c$  больше, чем за фронтом  $E_2 = |\mathbf{u}_2 \times \mathbf{B}_2|/c$  (см. рис. 1.2,б). Следовательно, даже для элементарного цикла ускорения  $\langle \mathbf{E} \rangle \neq 0$ .

Многократное взаимодействие с фронтом наиболее вероятно при

изотропном распределении быстрых частиц, поэтому для описания ускорения Ферми I рода надо использовать диффузионное приближение.

а)



б)

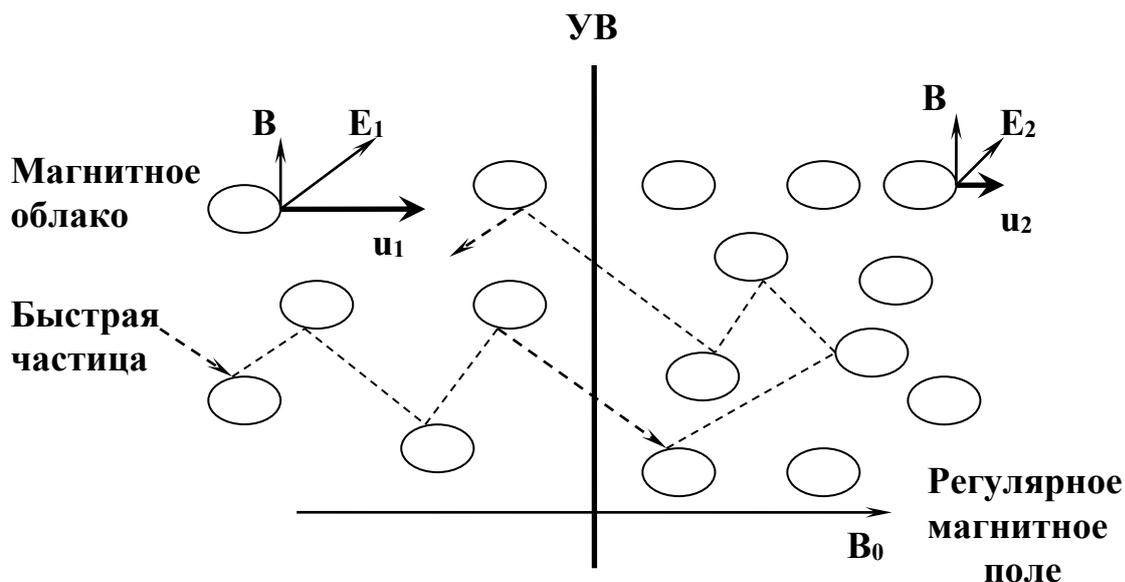


Рис. 1.2. Ускорение положительного иона на фронте ударной волны:  
 а – поперечная УВ, б – параллельная УВ

Условием применимости такого подхода служит малость транспортной длины пробега  $\lambda_{\parallel}$  по сравнению с характерными пространственными масштабами задачи, например, с характерным масштабом  $l_u = |u/\nabla u|$  изменения скорости плазмы или  $l_N = |N/\nabla N|$  – масштабом изменения концентрации. Заметим, что данный механизм ускорения («диффузионный») работает для УВ с любой ориентацией магнитного поля, но приводит к различным характерным временам ускорения и разным максимальным энергиям, которые зависят от свойств УВ. Дело в том, что коэффициент диффузии частиц вдоль магнитного поля, как правило, на 2–3 порядка больше коэффициента диффузии поперек поля. Это значит, что описанный выше механизм возврата частиц на фронт работает тем хуже, чем ближе УВ к поперечной.

Главное достоинство механизма диффузионного ускорения на УВ заключается в том, что в идеальном случае неограниченного пространства

с бесконечно тонким ударным фронтом формируется универсальный степенной энергетический спектр ускоренных частиц, зависящий только от  $\rho$  – степени сжатия УВ. Такой универсальный спектр характерен для ГКЛ, тогда как спектры СКЛ и АК КЛ отличаются гораздо бóльшим разнообразием. Следует также отметить, что скорости магнитных неоднородностей по обе стороны фронта, вообще говоря, могут отличаться от соответствующих гидродинамических скоростей плазмы. Поэтому степень сжатия  $\rho$  для рассеивающих центров может быть значительно больше 4, что приведёт к формированию более жёстких спектров ускоренных частиц.

Чтобы оценить эффективность диффузионного ускорения частиц на УВ в приложении к конкретным астрофизическим объектам, следует сравнить его характерное время с характерными временами энергетических потерь (например, кулоновских и/или адиабатических), темпом утечки частиц из области и, наконец, с характерными временами других типов ускорения. Для регулярного ускорения частиц на плоском и бесконечно тонком ударном фронте имеем:

$$\tau_r = 3 \cdot (\chi_{\parallel 1}/u_1 + \chi_{\parallel 2}/u_2) / (u_1 - u_2) . \quad (1.2)$$

Здесь  $\chi_{\parallel i}$  – пространственный коэффициент диффузии частиц вдоль поля  $\mathbf{B}_0$  в областях предфронта,  $i=1$ , и за фронтом,  $i=2$ . Отсюда отношение характерных времен ускорения Ферми I и II рода можно представить как  $\tau_r/\tau_s \approx \langle \tilde{u}^2 \rangle / u_1^2$ . Заметим, что в условиях космической плазмы характерные скорости турбулентных пульсаций  $\sqrt{\langle \tilde{u}^2 \rangle} \sim V_a$  ( $V_a$  – альвеновская скорость), поэтому в окрестности достаточно сильной УВ, где  $u_1 \gg V_a$ , темп регулярного ускорения намного превышает темп стохастического.

## 1.2. Постепенные и импульсные события солнечных частиц

Впервые разделение событий солнечных частиц на два класса стало

возможным благодаря наблюдениям, выполненным на космическом аппарате *Skylab* в 1973–1974 гг. В результате были описаны импульсные солнечные события (ИСС) с относительно короткими (порядка десятков минут) временами нарастания и спада интенсивности мягкого рентгеновского излучения и постепенные солнечные события (ПСС), продолжительность которых в том же энергетическом диапазоне составляет несколько часов. При этом ИСС характеризуются более высокой плотностью тепловой энергии  $10^2$ – $10^3$  эрг/см<sup>3</sup>, тогда как для ПСС эта величина на порядок ниже. Импульсные и постепенные события различаются также по локализации и размерам активных областей, в которых они происходят. Считается, что ИСС возникают глубоко в короне (на высотах  $h \leq 10^4$  км) в довольно компактных областях объёмом  $V \sim 10^{26} \div 10^{27}$  см<sup>3</sup>, а ПСС развиваются в более высоких слоях  $h \sim 10^5$  км с  $V \sim 10^{28} \div 10^{29}$  см<sup>3</sup>. Последний тип событий связан с системами долгоживущих гигантских арок (аркад), расширяющихся со скоростями  $\sim 1$  км/с. Была также замечена высокая корреляция ( $\sim 96$  %) между ПСС и СМЕ (Coronal Mass Ejection) – извержениями больших масс солнечной плазмы. Причём эта связь выражена тем сильнее, чем продолжительнее во времени потоки рентгеновского излучения.

Потоки жёсткого рентгеновского и гамма-излучения для ИСС и ПСС также различны. Считается, что образование  $\gamma$ -квантов происходит при участии высокоэнергичных частиц, захваченных магнитными ловушками во вспышечной области. Таким образом, малые отношения потоков частиц СКЛ к потокам  $\gamma$ -квантов соответствуют замкнутым магнитным петлям глубоко в короне (импульсные события). Напротив, если ускорение частиц связано с открытыми структурами (постепенные события), это сопровождается большими потоками СКЛ и слабыми по отношению к ним потоками  $\gamma$ -квантов.

Помимо потоков высокоэнергичных X- и  $\gamma$ -квантов во время солнечных вспышек (а также и в спокойное время) регистрируется радиоизлучение, возникающее в хромосфере и короне Солнца. Из

классической теории дисперсии электромагнитных волн в плазме известно, что каждому значению частоты излучения соответствует определённая критическая электронная концентрация. В среде с большей концентрацией такие волны распространяться не могут. Независимые наблюдательные данные относительно структуры солнечной хромосферы и короны дают закон убывания концентрации плазмы с высотой, поэтому для каждой частоты радиоизлучения можно определить некоторую высоту  $h_c$ , соответствующую критической концентрации плазмы. Таким образом, если радиоизлучение какой-то частоты дошло до наблюдателя, то можно найти минимальную высоту  $h_c$ , начиная с которой оно может генерироваться и распространяться в этой среде. Более низкие слои не могли участвовать в образовании и переносе данного излучения.

Солнечные радиовсплески наблюдаются как кратковременные повышения потока излучения по сравнению с фоном всего диска Солнца. Феноменологически солнечные всплески разделяются на несколько типов, появляющихся в разных сочетаниях в одном и том же событии. К I типу относятся импульсные всплески, ко II и III – узкополосные дрейфующие, к IV – всплески континуума (солнечные радиовсплески с непрерывным спектром); V тип также относят к всплескам континуума, но их физическая природа такая же, как и у дрейфующих всплесков.

«Дрейфующие» всплески обязаны своим названием наиболее характерному свойству: дрейфу, или сдвигу во времени в отдельном событии, определённых морфологических параметров излучения (моментов начала, максимума и т.п.) в зависимости от рабочей длины волны, или частоты. Распределение большого числа зарегистрированных всплесков по скоростям дрейфа имеет два достаточно разнесённых максимума, которые соответствуют двум основным типам всплесков: медленно и быстро дрейфующим. Общепринято, что первые из них обусловлены распространением ударных фронтов после вспышек со скоростями порядка 1000 км/с. Это всплески II типа. Появляясь примерно в 25 % наиболее мощных вспышек, они начинаются приблизительно через 2÷15 мин. после взрывной фазы (фазы быстрого увеличения яркости и

площади вспышки до своих максимумов) и длятся около 10÷15 мин. Всплески III типа – очень распространённое явление, наблюдаемое в диапазоне метровых или (реже) дециметровых и сантиметровых длин волн. Их продолжительность составляет несколько секунд и возрастает с уменьшением частоты. Эти всплески часто появляются группами, более сильные – в виде отдельных комплексов. Радиоизлучение III типа возникает как результат конверсии плазменных волн, генерируемых пучками релятивистских электронов черенковским механизмом, в электромагнитные.

Всплески V типа представляют собой диффузное широкополосное квазинепрерывное излучение продолжительностью от 0.5 до 3 минут, которое иногда сопровождает всплески II типа на частотах не выше 200 МГц. Источник всплесков V типа таков же, как и у всплесков III типа – это быстрые электроны, при этом свойства всплесков обоих типов схожи между собой. Наблюдения показывают, что источники всплесков V типа смещены по высоте и больше по размеру, чем источники III типа. Поэтому предполагают, что электроны, генерирующие всплески V типа, захвачены широкими магнитными петлями в солнечной короне.

В рассматриваемом контексте для нас особенно интересна связь различных типов радиовсплесков с событиями солнечных энергичных частиц. Например, было обнаружено, что всплески III типа, в особенности мощные, преимущественно связаны с ИСС. Зачастую всплески III типа сопровождаются всплесками II типа. Однако в импульсных событиях радиоизлучение II типа, указывающее на существование УВ, начинается в конце импульсной фазы. Это означает, что УВ не является основным ускоряющим фактором. Этот же факт может, по-видимому, объяснить слабый выход протонов в ИСС, так как к моменту возникновения УВ почти все они уже успевают потерять энергию в результате взаимодействия со средой. Наличие всплесков IV типа характерно для движущихся (ударных) фронтов, скорости которых оказываются порядка нескольких сотен км/с и могут достигать 1000 км/с. Такой тип всплесков присущ длительным вспышкам. Отметим, что всплески IV типа, как

правило, сопровождаются всплесками II типа.

Перейдём теперь к обсуждению свойств энергичных частиц, ускоренных в ПСС и ИСС. Впервые связь между солнечными электронными событиями (зарегистрированными в межпланетном пространстве) и вспышками (в рентгеновском диапазоне) была обнаружена в результате анализа 67 событий (за период с сентября 1978 г. по декабрь 1983 г.), в которых наблюдались электроны с энергией 3 МэВ. Первоначально на постепенные и импульсные эти события были разделены по длительности мягкого рентгеновского излучения. Затем было замечено, что ИСС, как правило, имеют отношение концентраций  $e^-/p$  примерно на порядок большее, чем у ПСС. Оказалось также, что для ПСС характерна степенная зависимость спектра частиц от жёсткости,  $R=cp_{\perp}/qe$  ( $p_{\perp}$  – поперечный по отношению к магнитному полю импульс частицы,  $q$  – заряд иона,  $e$  – элементарный заряд), тогда как спектры от ИСС становятся всё более крутыми (часто – экспоненциальными) с ростом  $R$ .

Поскольку наиболее мощные электронные события сопровождаются потоками ионов (ионы с энергией  $\geq 1$  МэВ/нуклон были зарегистрированы примерно в 25 % электронных событий), то наряду с энергетическими спектрами электронов исследовался также относительный состав потоков тяжёлых ионов. Характерной особенностью ИСС является обилие в них изотопа  $^3\text{He}$  (отношение  $^3\text{He}/^4\text{He}$  может достигать 10 при энергиях  $1\div 10$  МэВ/нуклон, тогда как для солнечной атмосферы и СВ типично отношение  $^3\text{He}/^4\text{He} \sim 5 \cdot 10^{-4}$ ). В настоящее время чувствительность приборов позволяет зарегистрировать порядка 100 таких событий в год. С учётом допустимого угла наблюдения в годы солнечного максимума это даёт  $\sim 1000$  событий в год на видимой поверхности Солнца.

Помимо содержания изотопов  $^3\text{He}$  постепенные и импульсные события различаются также по степени обогащённости и другими тяжёлыми элементами. В результате анализа данных со спутника *ISEE-3* (International Sun-Earth Explorer) за 8.5 лет для ИСС было найдено отношение  $\text{Fe}/\text{O} \sim 1$ , тогда как в ПСС  $\text{Fe}/\text{O} \sim 0.1$  или меньше (в области

энергий порядка нескольких МэВ/нуклон). Причём отношение Fe/O коррелирует с отношениями  $^3\text{He}/^4\text{He}$ ,  $e^-/p$ , He/H. Отметим, что небольших по мощности ИСС, для которых не наблюдалось бы превышения относительного содержания  $^3\text{He}$  и Fe, практически не было найдено. Таким образом, можно предположить, что все ИСС обогащены  $^3\text{He}$  и тяжёлыми элементами. Было также замечено, что события, богатые Fe, часто появляются в виде последовательности вспышек из одной активной области. Вместо отношения Fe/O в качестве показателя обогащённости тяжёлыми элементами по сравнению с лёгкими иногда используется отношение Fe/C. Эта величина коррелирует также и с длительностью вспышек: большинство вспышек, богатых Fe, имеют длительность менее часа, тогда как обеднённые Fe, как правило, длятся более часа. Тем не менее, события, обеднённые или обогащённые Fe, нельзя различать только по длительности вспышки. Иногда регистрируются очень мощные события, в которых выделяют две фазы: фазу импульсного ускорения и фазу последующего ускорения на UV. Результирующие особенности таких событий зависят от относительного вклада разных фаз и от гелиодолготы самой вспышки.

Далее, из корреляционного анализа отношений различных элементов (N, O, Ne, Mg, Si, S, Fe) к углероду и отношений Fe/Ne, Ne/CNO, Fe/MgSi, MgSi/CNO, Fe/NeMgSi и NeMgSi/CNO был сделан вывод, что в ИСС частицы ускоряются из нижней короны (а не из фотосферы), при возможных незначительных вариациях температуры от события к событию. Для постепенных событий относительный состав элементов также близок к корональному.

Особое значение для диагностики вспышечной плазмы имеет величина средних ионизационных зарядов элементов,  $\bar{q}$ , так как эти заряды формируются в результате неупругих взаимодействий энергичных частиц с компонентами фоновой плазмы и при тепловых энергиях в равновесном случае зависят только от температуры среды. Для ускоренных же частиц наиболее важным параметром оказывается плотность плазмы, в которой происходит их ускорение и распространение.

Поскольку импульсные события более глубоко локализованы в атмосфере Солнца, нежели постепенные, то для первых следует ожидать более высоких значений средних зарядов тяжёлых ионов. Эти вопросы будут подробнее освещены в разделе 1.4.

Остановимся теперь на распределении вспышек по гелиодолготе. ИСС оказываются хорошо связанными с наблюдателем, то есть они расположены близко к силовой линии межпланетного магнитного поля, проходящей через точку наблюдения. Частицы от этих вспышек распространяются в узком конусе западных гелиодолгот. На основании анализа 77 событий солнечных энергичных частиц, связанных со вспышками и зарегистрированных на космических аппаратах *Helios* 1 и 2, был сделан вывод о предпочтительном наблюдении ИСС, если основание силовой линии находится на расстоянии  $\pm 50^\circ$  от местоположения вспышки. Для более масштабных ПСС это расстояние заметно больше и составляет  $\pm 120^\circ$ .

Представленные в этом разделе данные (форма энергетических спектров ускоренных частиц, характерные типы радиовсплесков и др.) говорят в пользу регулярного механизма ускорения частиц на УВ в ПСС. И, напротив, в ИСС ускорение, по-видимому, осуществляется стохастическим механизмом, хотя выше уже упоминалось о возможной комбинации обоих механизмов в наиболее мощных вспышках.

**Таблица 1.1**

**Сравнительные характеристики импульсных и постепенных солнечных вспышечных событий.**

Характеристики	ИСС	ПСС
Концентрация $e^-$ в области ускорения, $см^{-3}$	$10^{11}-10^{12}$	$10^9-10^{11}$
Отношение потоков $p(>10 \text{ МэВ})/e^-(>45 \text{ кэВ})$	$\sim 3 \cdot 10^{-4}$	$\sim 3 \cdot 10^{-2}$
Отношение ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$	$\sim 10$	$\sim 0,005$
Отношение Fe/O	$\sim 1,0$	$\sim 0,1$

Отношение Н/He	~ 10	~ 100
Средний заряд Fe при энергии 1 МэВ/нуклон	~ +20	~ +(11÷14)
Отношение числа ускоренных частиц (по $\gamma$ -квантам) к числу вылетевших из Солнца частиц (по СКЛ)	~ 100	$\leq 10$
Продолжительность потоков частиц	Часы	Дни
Характер мягкого рентгеновского излучения	Импульсный	Постепенный
Длительность в жёстком рентгеновском и $\gamma$ -диапазоне, мин	1–2	10–20
Распределение по гелиодолготе	$< 60^\circ$	$\sim 180^\circ$
Радиовсплески	III, V тип	II, IV тип
Корреляция с корональными событиями	–	СМЕ (~ 96 %)
Возмущения солнечного ветра	–	Ударные волны
Частота появлений в годы солнечного максимума, событий /год	~ 1000	~ 10

В табл. 1.1 можно видеть основные сравнительные характеристики ИСС и ПСС, которые обсуждались в настоящем разделе.

### 1.3. Ускорение частиц на ударных волнах в гелиосфере

Гелиомагнитосфера – область, простирающаяся до десятков а.е. – заполнена плазмой солнечного ветра (СВ), которая распространяется почти радиально от Солнца. На расстоянии  $10\div 15R_s$  ( $R_s$  – радиус Солнца) средняя скорость потока заряженных частиц СВ достигает  $400\div 500$  км/с и в дальнейшем практически не изменяется с расстоянием вплоть до области взаимодействия с межзвёздной средой. Из сохранения потока вещества, таким образом, следует, что концентрация частиц СВ убывает обратно пропорционально квадрату гелиоцентрического расстояния, при этом её значение около Земли составляет  $N\sim 5$  см<sup>-3</sup>, а температура  $T\sim 10^5$  К.

Важным компонентом межпланетной среды является вмороженное в плазму магнитное поле  $\mathbf{V}$ . Комбинация расширения СВ с вращением Солнца приводит к тому, что вмороженные в плазму силовые линии регулярного магнитного поля имеют форму архимедовой спирали с радиальной и азимутальной компонентами  $B_r \approx B_{r0}(r_0/r)^2$ ,  $B_\varphi \approx B_{\varphi0} r_0^2 \Omega_0 / u_r r$ , где  $\Omega_0 = 2.7 \cdot 10^{-6}$  рад/с – угловая скорость вращения Солнца,  $r$  – гелиоцентрическое расстояние,  $u_r$  – радиальный компонент скорости СВ, индекс “0” соответствует исходному уровню (рис. 1.3). В частности, вблизи орбиты Земли значение  $B$  достигает  $5 \cdot 10^{-5}$  Гс. Хотя напряжённость межпланетного магнитного поля невелика, а плотность его энергии составляет лишь 1 % от плотности кинетической энергии СВ, оно играет большую роль в термодинамике и динамике взаимодействия потоков СВ между собой, а также в процессах ускорения КЛ.

Важно понимать, что СВ со спиральным вмороженным в плазму магнитным полем и регулярно меняющимися  $N$  и  $T$  является идеализацией, удобной для аналитического рассмотрения. В действительности же на этот крупномасштабный фон, как правило, накладываются случайные флуктуации скорости плазмы, её концентрации, температуры и магнитного поля. Масштабы этих неоднородностей находятся в очень широком диапазоне: от нескольких а.е. до величин порядка дебаевского радиуса (для приведённых выше параметров плазмы

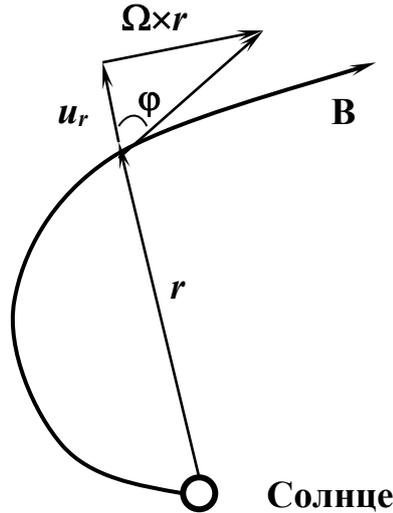


Рис. 1.3. Структура силовых линий межпланетного магнитного поля

$r_D \sim 10^3$  см вблизи орбиты Земли). В межпланетной плазме СВ постоянно существуют различные типы возмущений, такие как альвеновские, магнитозвуковые и ударные волны, тангенциальные и вращательные разрывы, нелинейные волны и др.

Сильные возмущения плазмы формируются на границе гелиосферы – области, внутри которой СВ движется относительно Солнца со сверхзвуковой скоростью. Там образуются две УВ. Одна из них (ближайшая к Солнцу) – результат взаимодействия СВ с межзвёздной плазмой. За этой УВ следует ограниченная контактной поверхностью область, где скорость движения межзвёздного газа дозвуковая. Извне гелиосфера ограничена бесстолкновительной УВ, на которой происходит торможение межзвёздной плазмы. Заметим, что взаимодействие СВ с межзвёздным газом должно сопровождаться высокой степенью турбулизации среды. Все эти крупномасштабные магнитогидродинамические структуры могут обеспечивать генерацию быстрых частиц

из популяции тепловых ионизованных атомов межзвёздного газа, а также приводят к модуляции потоков и спектров ГКЛ и СКЛ.

УВ генерируются также в результате взаимодействия быстрого (около 600 км/с) и медленного ( $\sim 300$  км/с) коротирующих потоков СВ. При этом чаще всего образуются сразу две УВ: прямая и обратная. Быстрые потоки СВ исходят из тех областей, где магнитное поле близко к радиальному (например, из корональных дыр). Медленные потоки СВ связаны, по-видимому, с областями короны, где имеется значительный тангенциальный компонент магнитного поля. Там, где УВ имеют парную структуру, между ними обычно располагается контактная поверхность, отделяющая плазму высокоскоростного потока от спокойного СВ. Потоки энергичных ионов ( $0.1 \div 5$  МэВ) детектируются в межпланетном пространстве на расстояниях от 0.3 до 10 а.е. Причём с увеличением гелиоцентрического расстояния ( $r > 2.5$  а.е.) возрастания интенсивности числа частиц приобретают характер двойных пиков, приходящихся на переднюю и заднюю границы коротирующих областей взаимодействия (КОВ). Типичная длительность таких событий –  $4 \div 10$  суток, что соответствует конвективному выносу КОВ с угловыми размерами  $50^\circ \div 130^\circ$ . На межпланетное происхождение потоков ускоренных ионов указывает также независимость их интенсивности от расстояния до Солнца (а иногда даже её возрастание с увеличением  $r$ ). Поскольку интенсивность этих потоков повышается в непосредственной близости от КОВ, естественно предположить, что эти возрастания обусловлены регулярным ускорением частиц коротирующими УВ.

Мощные межпланетные УВ могут генерироваться и при солнечных вспышках, поскольку крупные корональные извержения массы (КИМ, или СМЕ – coronal mass ejection) зачастую порождают распространяющиеся впереди них УВ (см. также параграф 1.2). При этом из короны выбрасывается в среднем порядка  $3 \cdot 10^{16}$  г вещества, а начальная энергия УВ достигает  $10^{32}$  эрг, что сопоставимо с полной энергией солнечной вспышки.

Существуют и менее энергичные проявления солнечной активности,

порождающие УВ. Например, распад магнитных волокон характеризуется более медленным, чем при вспышках, и длительным выделением энергии, приводя к разгону плазмы в короне вплоть до 1000 км/с.

#### **1.4. Экспериментальные данные по зарядовым спектрам ионов, ускоренных в постепенных солнечных событиях и в гелиосфере**

Таким образом, анализ собранных за последние десятилетия данных по различным проявлениям вспышечной активности (таким как радио-, рентгеновское и  $\gamma$ -излучение, а также потоки частиц) дал основания для разделения солнечных событий на два класса. Эти классы, как оказалось, различаются также и средними зарядами регистрируемых в них тяжёлых ионов. Обсудим эти эксперименты более подробно.

До недавнего времени (середина 90-х годов прошлого века) измерений по зарядовым состояниям тяжёлых ионов СКЛ было не так уж много. Поначалу эта важная характеристика для вспышек получалась интегрированием сразу по нескольким событиям (ввиду малости соответствующих потоков от отдельного события), что конечно, не очень информативно – параметры фоновой плазмы для разных событий могут заметно отличаться. Поскольку постепенные вспышки более мощны, следовало ожидать, что в них шансы на статистически значимые измерения средних ионизационных зарядов элементов окажутся выше. И действительно, именно в ПСС на примере железа впервые удалось зарегистрировать заметный рост среднего заряда с энергией. В наблюдениях околоземного космического аппарата *SAMPEX* (Solar, Anomalous, and Magnetospheric Particle Explorer) для двух ПСС октября – ноября 1992 г. было получено  $\bar{q}_{\text{Fe}} = +11.04 \pm 0.22$  в области низких энергий ( $E < 3$  МэВ/нуклон) и  $\bar{q}_{\text{Fe}} > +16$  при  $E > 50$  МэВ/нуклон. Эти измерения были выполнены на детекторах частиц LICA (Low Energy Ion Composition Analyzer) и HILT (Heavy Ion Large Area Proportional Counter Telescope). Третий прибор космического аппарата *SAMPEX* MAST (Mass Spectrometer

Telescope) для этих же самых событий зарегистрировал  $\bar{q}_{\text{Fe}} = +15.59 \pm 0.81$  (событие 30 октября 1992 г.) и  $\bar{q}_{\text{Fe}} = +14.69 \pm 0.86$  (событие 2 ноября 1992 г.) в энергетическом интервале  $15 \div 70$  МэВ/нуклон. К тому времени уже имелись данные, указывающие на то, что в области энергий  $E \sim 1$  МэВ/нуклон  $\bar{q}_{\text{Fe}} \approx +14$ . Последний результат получен усреднением по 12 ПСС и находит подтверждение в измерениях спутника *LDEF* (Long Duration Exposure Facility). При гораздо более высоких энергиях,  $E \sim 200 \div 600$  МэВ/нуклон, для серии очень сильных солнечных событий сентября–октября 1989 г. была найдена величина  $\bar{q}_{\text{Fe}} = +14.2 \pm 1.4$ . Здесь следует также упомянуть о данных по аномальным зарядовым состояниям Fe в солнечном событии 14–15 мая 1974 г. В этом событии в интервале энергий  $0.75 \div 1$  МэВ/нуклон были зарегистрированы два зарядовых пика: один при  $q_{\text{Fe}} \approx +(11 \div 12)$ , а другой – при  $q_{\text{Fe}} \approx +(16 \div 18)$ . Подчеркнем, что все эти данные относятся к разным ПСС, поэтому параметры плазмы (концентрация, температура, ускоряющая турбулентность) в них могут быть различны. Важно пока отметить, что для ПСС  $\bar{q}_{\text{Fe}}$  может оказаться выше его значения в СВ, где  $\bar{q}_{\text{Fe}} \approx +(10.5 \div 13)$ .

Первоначально предполагалось, что значения средних зарядов разных элементов СКЛ в ПСС определяются исключительно температурой равновесной плазмы, в которой они ускоряются. Вскоре, однако, выяснилось, что разброс значений  $T$ , вычисленных по средним зарядам различных элементов, практически во всех событиях превышает возможную вариацию, связанную с экспериментальной ошибкой. Например, в некотором событии для объяснения величины среднего заряда Mg требуется допустить, что электронная температура окружающей плазмы  $T = 8 \cdot 10^6$  К, тогда как средним зарядам N и Si, измеренным для того же события, отвечает температура  $T = (1 \div 2) \cdot 10^6$  К. Поначалу для разрешения таких несоответствий предлагалось учесть вклад фотоионизации элементов рентгеновским излучением, порождаемым торможением ускоренных электронов. Однако это

предположение не позволяло объяснить обнаруженные позднее зависимости средних ионизационных зарядов тяжёлых элементов от энергии.

Запущенный в августе 1997 г. космический аппарат *ACE* (находящийся в Лагранжевой точке  $L_1$  на расстоянии 0.01 а.е. по направлению к Солнцу) – кроме других задач – ориентирован как раз на измерения зарядовых распределений тяжёлых частиц. В частности, ему удалось измерить зарядовые распределения ионов Fe, ускоренных в мощном ПСС 7–9 ноября 1997 г., сразу для четырёх интервалов энергии. При этом средний заряд изменялся от  $\bar{q}_{Fe} \approx +11.2$  при  $E=0.18$  МэВ/нуклон до  $\bar{q}_{Fe} \approx +14.5$  при  $E=0.54$  МэВ/нуклон. Эти качественно новые экспериментальные данные оказались чрезвычайно важными для понимания процессов ускорения и распространения тяжёлых ионов в солнечной плазме.

Наконец, перечислим результаты, касающиеся измерений зарядовых состояний аномальной компоненты космических лучей. До недавнего времени АК, ускоряемая на границе гелиосферы, рассматривалась как низкозарядная ( $\bar{q}_{C,N,O} = +1$ , реже  $+2$ ), в пользу чего свидетельствовали различные теоретические соображения и экспериментальные данные (см. раздел 3). Однако в последние годы появились измерения потоков АК КЛ с высокими ионизационными состояниями  $\bar{q}_{C,N,O} = +3, +4$  и выше. Более того, при превышении определённых энергий наиболее обильными оказываются именно многократно ионизованные частицы. Такие данные были получены на космическом аппарате *SAMPEx* сначала для ионов O, а затем и для C, N, Ne и других элементов, хотя погрешности измерений ещё довольно велики. Ясно, что в случае АК увеличение средних зарядов с энергией тем более нельзя объяснить равновесной температурой окружающей межпланетной среды. Соответствующие тепловые скорости слишком малы по сравнению со скоростями ускоряемых ионов. То есть, следует предположить, что во время ускорения и (или) распространения изначально низкозарядных ионов АК могут иметь место последующие

процессы изменения их зарядов.

### **1.5. Моделирование ускорения космических лучей с учётом зарядовых переходов и кулоновских потерь**

Новые экспериментальные свидетельства, обнаружившие энергетическую зависимость средних зарядов ионов СКЛ и АК КЛ, предъявили дополнительные требования к физическим моделям, описывающим процессы ускорения. Это означает, что адекватная наблюдениям модель ускорения частиц должна включать процессы изменения их зарядов, если только темп этих процессов сравним с темпом ускорения и/или распространения частиц. В дальнейшем будем называть такие модели *зарядово-согласованными*.

Впервые задача о регулярном ускорении тяжёлых ионов на одиночной УВ с учётом процессов изменения зарядов частиц была аналитически исследована в работе Курганова и Острякова (1991). Им удалось объяснить наблюдаемые различия энергетических спектров  $\text{He}^+$  и  $\text{He}^{+2}$  на основании того, что характерные времена пребывания гелия в этих двух зарядовых состояниях не одинаковы. Этими же авторами была предложена многоуровневая модель ускорения тяжёлых ионов на фронте УВ. Если в процессе ускорения заряды ионов какого-либо элемента изменяются существенно, вместо системы диффузионных уравнений для каждого иона, можно записать одно уравнение, введя новую независимую переменную  $q$ . Процессы ионизации и рекомбинации в этом случае следует описывать как конвекцию и диффузию в пространстве зарядов (см. раздел 2.2). Применение этого подхода показало, что зарядовые распределения тяжёлых ионов по своей форме схожи с гауссовыми кривыми – в качественном согласии с экспериментом. Вообще же, аналитические решения описывают зарядовые распределения скорее качественно, чем количественно из-за сделанных упрощений: энергетические и зарядовые зависимости многих коэффициентов в уравнениях были опущены. Ясно, что такое пренебрежение оказывается

неоправданным, если иметь в виду сравнение решений с экспериментальными данными, например, по солнечным вспышечным событиям. Последовательный учёт энергетических и зарядовых зависимостей в выражениях для сечений атомных реакций и коэффициентов пространственной диффузии приводит к тому, что рассчитанные зарядовые распределения ускоренных ионов будут зависеть от параметров фоновой плазмы (концентрации, температуры и др.). Тогда сопоставление результатов численного расчёта с экспериментом позволит косвенно оценить эти параметры.

Кроме описанной возможности солнечную плазму в области ускорения тяжёлых частиц можно диагностировать по особенностям в энергетических спектрах последних. Например, такие особенности могут быть обусловлены кулоновскими потерями, когда ионы теряют энергию в результате торможения на компонентах фоновой плазмы. Энергетическая зависимость кулоновских потерь в плазме, состоящей из электронов и протонов, имеет два максимума, местоположения которых определяются, главным образом, температурой и массой соответствующих компонент (см. раздел 3.3). В частности, при одной и той же температуре отношение энергий, соответствующих максимумам кулоновских потерь на протонах и электронах, обратно пропорционально отношению масс этих частиц:  $E_{\max,e}/E_{\max,p} = m_p/m_e$ . Поэтому протонный максимум располагается в области малых энергий, где он выступает в роли барьера, препятствующего инжекции тяжёлых частиц в процесс ускорения. Энергия, соответствующая электронному максимуму приблизительно в 2000 раз выше, поэтому он играет более важную роль в процессе формирования спектров. Например, в спектрах тяжёлых ионов, измеренных в событиях, богатых  ${}^3\text{He}$  (т.е. в ИСС), нередко отмечаются специфические особенности (депрессии, или «выедания»). Они локализованы в достаточно узкой области спектра, соответствующей максимуму кулоновских потерь за счёт взаимодействия иона с электронами. Дальнейшие аналитические и численные расчёты показали, что положение этого максимума даёт информацию о температуре электронов фоновой плазмы, а глубина

выведений в спектрах ионов космических лучей пропорциональна концентрации плазмы.

## 2. АНАЛИТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ЗАРЯДОВО-СОГЛАСОВАННОГО УСКОРЕНИЯ

В этой главе представлены два примера (разделы 2.1 и 2.2) аналитического решения задачи о зарядово-согласованном ускорении тяжёлых ионов. Несмотря на значительные упрощения исходных уравнений (предполагаемая независимость коэффициентов диффузии от энергии, заряда и т.п.) этот подход даёт качественно верные выводы, получающиеся также и в более реалистичных (численных) схемах. Более того, при некоторых значениях параметров плазмы зависимости среднего заряда от энергии, полученные численно, следуют именно аналитическим формулам  $\bar{q} \propto \ln(p/p_0)$ .

### 2.1. Двухуровневая модель стохастического ускорения тяжёлых ионов

Стохастический механизм ускорения быстрых частиц обусловлен их рассеянием на движущихся магнитных неоднородностях (см. раздел 1.1). В единичных столкновениях изменения импульса малы,  $p \gg |\Delta p|$ , а сам процесс представляет собой диффузию в импульсном пространстве с соответствующим коэффициентом:

$$D_p = D_{p0} (q/A)^{2-S} p^{S-1}, \quad (2.1)$$

где  $S$  – спектральный индекс рассеивающей альвеновской турбулентности (предполагается, что спектральная плотность энергии турбулентности  $W(k) = W_0 k^{-S}$  при  $k > k_0$ );  $q$  – ионизационное состояние элемента;  $A$  – его атомная масса;  $p$  – импульс ускоряемого иона; значение множителя  $D_{p0}$

зависит от плотности энергии рассеивающей турбулентности, но не от  $p, q$ .

Предположим теперь, что ускоряемая частица может находиться в двух зарядовых состояниях (с функциями распределения  $f_1$  и  $f_2$ , соответственно), между которыми возможны переходы с характерными временами  $\tau_1$  (переходы «1»→«2») и  $\tau_2$  (переходы «2»→«1»). Введем также обозначения для характерных времён выхода частиц каждого сорта из области ускорения –  $\Lambda_i, i=1, 2$ . Считая источники ионов моноэнергетическими (импульс инжекции  $p_0$ ) с соответствующей инжекцией для каждого сорта частиц  $N_{i0}$  (количество частиц в единицу времени), запишем для стационарного случая систему уравнений Фоккера-Планка в безразмерной по импульсу форме ( $p \rightarrow p/p_0$ ):

$$\begin{aligned} \frac{f_1}{\Lambda_1} &= \frac{\kappa_1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} p^{s+1} \frac{\partial f_1}{\partial p} - \frac{f_1}{\tau_1} + \frac{f_2}{\tau_2} + \frac{N_{10}}{4\pi p_0^3} \delta(p-1) \\ \frac{f_2}{\Lambda_2} &= \frac{\kappa_2}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} p^{s+1} \frac{\partial f_2}{\partial p} - \frac{f_2}{\tau_2} + \frac{f_1}{\tau_1} + \frac{N_{20}}{4\pi p_0^3} \delta(p-1) \end{aligned}, \quad (2.2)$$

где использованы обозначения  $\kappa_i = D_{p0}(q_i/A)^{2-s}$ .

В процессе стохастического изменения импульса частиц определённая их часть будет ускоряться, а часть – замедляться (см. раздел 1.1). В результате инжекционный «пакет» частиц расплывётся по всей области импульсов  $0 < p < \infty$ .

В качестве одного из граничных условий к (2.2) необходимо потребовать ограниченность функций распределения  $f_i$  при  $p \rightarrow 0$  и  $p \rightarrow \infty$ . Кроме того, следует связать концентрации и потоки частиц в точке инжекции  $p=1$ . Если обозначить через  $f_{i1}$  решение для частиц сорта  $i$  при  $p \leq 1$ , а через  $f_{i2}$  – соответствующее решение при  $p \geq 1$ , то, руководствуясь соображениями непрерывности числа частиц, имеем

$$f_{i1}|_{p=1} = f_{i2}|_{p=1}, \quad i=1, 2. \quad (2.3)$$

Условие для сшивки потоков при  $p=1$  можно получить, умножив уравнения системы (2.2) на  $4\pi p^2$  и проинтегрировав их в малом промежутке вблизи импульса инъекции:  $1-\Delta \leq p \leq 1+\Delta$ . Устремляя затем  $\Delta \rightarrow 0$ , находим:

$$\kappa_i \left[ \frac{\partial f_{i1}}{\partial p} - \frac{\partial f_{i2}}{\partial p} \right] \Big|_{p=1} = \frac{N_{i0}}{4\pi p_0^3}, \quad i=1,2. \quad (2.4)$$

Аналитическое решение системы (2.2) с соответствующими граничными условиями можно получить для произвольных значений спектрального индекса  $S$ . Однако, ограничимся рассмотрением случая  $S=3$ . Во-первых, это значение как раз и соответствует модели движущихся магнитных облаков, а, во-вторых, для него решения получаются более «прозрачными» с точки зрения наглядного проявления интересующих нас эффектов. Как следует из вида системы (2.2), если  $S=3$ , то характерное время стохастического ускорения для частицы сорта  $i$  обратно пропорционально коэффициенту  $\kappa_i$ .

Итак, будем искать решение системы (2.2) в степенном виде. Тогда для разных сортов частиц с импульсами  $p \geq 1$  и  $p \leq 1$  имеем:

$$\begin{aligned} f_{11} &= C_1 p^{-3/2+\gamma_1} + C_2 p^{-3/2+\gamma_2}, & f_{12} &= C_1 p^{-3/2-\gamma_1} + C_2 p^{-3/2-\gamma_2}, \\ f_{21} &= C_3 p^{-3/2+\gamma_1} + C_4 p^{-3/2+\gamma_2}, & f_{22} &= C_3 p^{-3/2-\gamma_1} + C_4 p^{-3/2-\gamma_2}. \end{aligned} \quad (2.5)$$

Здесь показатели степеней для возрастающей и убывающей областей спектра находятся подстановкой (2.5) в (2.2) с  $S=3$  и приравниванием нулю определителя получившейся системы; выглядят они так:

$$\gamma_{1,2} = \left[ \frac{9}{4} + \frac{1}{2\kappa_1} \left( \frac{1}{\Lambda_1} + \frac{1}{\tau_1} \right) + \frac{1}{2\kappa_2} \left( \frac{1}{\Lambda_2} + \frac{1}{\tau_2} \right) \pm \frac{b}{\kappa_1 \tau_2} \right]^{1/2}. \quad (2.6)$$

Коэффициенты  $C_1$ – $C_4$  в (2.5) находятся из уравнений (2.2) и граничных условий (2.3) и (2.4):

$$C_1 = \frac{N_{10}(a+b)\kappa_2 - N_{20}\kappa_1}{16\pi p_0^3 \kappa_1 \kappa_2 b \gamma_1}, \quad C_2 = \frac{N_{20}\kappa_1 - N_{10}(a-b)\kappa_2}{16\pi p_0^3 \kappa_1 \kappa_2 b \gamma_2},$$

$$C_3 = -\frac{N_{10}\tau_2/\tau_1 + N_{20}(a-b)}{16\pi p_0^3 \kappa_2 b \gamma_1}, \quad C_4 = \frac{N_{20}(a+b) + N_{10}\tau_2/\tau_1}{16\pi p_0^3 \kappa_2 b \gamma_2}, \quad (2.7)$$

где

$$a = \frac{\kappa_1 \tau_2}{2} \left[ \frac{1}{\kappa_1} \left( \frac{1}{\Lambda_1} + \frac{1}{\tau_1} \right) - \frac{1}{\kappa_2} \left( \frac{1}{\Lambda_2} + \frac{1}{\tau_2} \right) \right],$$

$$b = \frac{\kappa_1 \tau_2}{2} \sqrt{\left[ \frac{1}{\kappa_1} \left( \frac{1}{\Lambda_1} + \frac{1}{\tau_1} \right) - \frac{1}{\kappa_2} \left( \frac{1}{\Lambda_2} + \frac{1}{\tau_2} \right) \right]^2 + \frac{4}{\kappa_1 \kappa_2 \tau_1 \tau_2}}. \quad (2.8)$$

Полученные выражения (2.5–2.8) полностью решают поставленную задачу. К сожалению, они всё ещё довольно громоздки, поэтому рассмотрим предельный случай  $\tau_i \ll \Lambda_i$ . При таком соотношении между характерными временами  $\tau_i$  и  $\Lambda_i$  уравнения (2.2) остаются связанными друг с другом, а утечка частиц из процесса ускорения не маскирует проявления интересующих нас «зарядовых» эффектов. В этом пределе вид решений существенно упрощается:

$$f_{11} = \frac{A}{\kappa_1} p^{\gamma_0} + \tau_1 B, \quad f_{12} = \frac{A}{\kappa_1} p^{-3-\gamma_0} + \tau_1 B p^{-3},$$

$$f_{21} = -\frac{A}{\kappa_2} p^{\gamma_0} + \tau_2 B, \quad f_{22} = -\frac{A}{\kappa_2} p^{-3-\gamma_0} + \tau_2 B p^{-3}, \quad (2.9)$$

где

$$A = \frac{(N_{10}\tau_2\kappa_2 - N_{20}\tau_1\kappa_1)}{8\pi p_0^3(\tau_1\kappa_1 + \tau_2\kappa_2)(3/2 + \gamma_0)}, \quad B = \frac{N_{10} + N_{20}}{12\pi p_0^3(\tau_1\kappa_1 + \tau_2\kappa_2)},$$

$$\gamma_0 = \frac{3}{2} \left( \sqrt{1 + \frac{4}{9} \left( \frac{1}{\tau_1\kappa_1} + \frac{1}{\tau_2\kappa_2} \right)} - 1 \right).$$

Сравним это решение со случаем, когда зарядовых переходов нет, т.е. в процессе ускорения частица пребывает преимущественно только в одном ионизационном состоянии:

$$f = \begin{cases} f_1 = \frac{N_0}{12\pi p_0^3 \kappa}, & p \leq 1 \\ f_2 = \frac{N_0}{12\pi p_0^3 \kappa} p^{-3}, & p \geq 1 \end{cases}. \quad (2.10)$$

Очевидно, решения (2.9) переходят в (2.10), если темп ускорения существенно превосходит скорости ионизации и рекомбинации, т.е. если параметры  $\tau_1\kappa_1$  и  $\tau_2\kappa_2 \rightarrow \infty$ . Обращает на себя внимание и тот факт, что при  $p \rightarrow 0$  функции распределения  $f_{i1}$  ( $p \leq 1$ ) стремятся к конечной величине. Это связано с рассмотрением нами стационарного случая и пренебрежением временами  $\Lambda_i$ , что делает систему замкнутой. Замедляющиеся частицы при этом не выносятся из системы, а остаются в области малых импульсов. Их распределение, по всей вероятности, должно переходить в равновесное максвелловское распределение тепловых частиц. Однако для этих энергий исходные уравнения уже перестают быть справедливыми.

Для нас наиболее важной особенностью решений (2.9) по сравнению с (2.10) является то, что в первом случае спектры ускоренных частиц могут становиться более крутыми или пологими за счёт переходов между ионизационными состояниями – см. также примеры графиков для общих решений (2.5) – (2.8) на рис. 2.1 а, б.

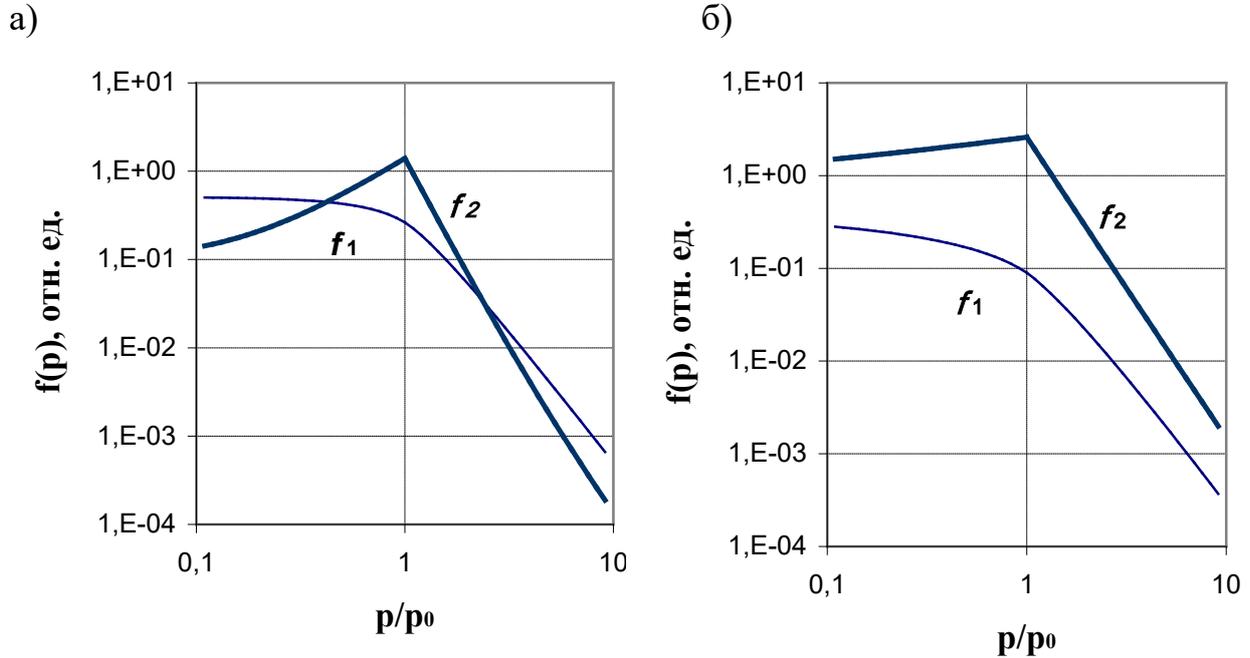


Рис. 2.1. Стационарные энергетические спектры ускоренных стохастическим механизмом ионов для следующих параметров модели и соотношений между ними:  $N_{10}/N_{20}=0.01$ ,  $\kappa_1\Lambda_1=50$ ,  $\kappa_2\Lambda_2=10$ ,  $\Lambda_1=\Lambda_2$ . Кроме того, в случае а)  $\kappa_1\tau_1=10$ ,  $\kappa_2\tau_2=0.15$  и б)  $\kappa_1\tau_1=10$ ,  $\kappa_2\tau_2=1$

## 2.2. Многоуровневая модель стохастического ускорения тяжёлых ионов

Рассмотрим теперь случай, когда зарядовых состояний достаточно много (тяжёлый многоэлектронный ион), и за время ускорения заряд частицы может подвергнуться многократным изменениям. Для этого, вообще говоря, нужно написать систему связанных уравнений (подобную системе (2.2)), число которых совпадает с числом задействованных

зарядовых состояний. Но если заряд иона  $q$  велик настолько, что его относительное изменение в единичном акте ионизации или рекомбинации можно считать малым, удобно перейти от дискретных зарядовых чисел к непрерывным (Иванов, Кукушкин и Лисица, 1987). Тогда описание ионизации и рекомбинации можно осуществить при помощи добавления в «ускорительное» уравнение диффузионного и конвективного членов по переменной  $q$ . Таким образом, для нестационарного случая уравнение Фоккера-Планка, описывающее зарядово-согласованное стохастическое ускорение частиц, можно представить в виде:

$$\begin{aligned} \frac{\kappa}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} p^4 \frac{\partial f}{\partial p} - \frac{f}{\Lambda} + \frac{\nu p}{3} \frac{\partial f}{\partial p} + Q \frac{\partial f}{\partial q} + D_q \frac{\partial^2 f}{\partial q^2} + \\ + \frac{N_0}{4\pi p_0^3} \delta(t) \delta(q - q_0) \delta(p - 1) = \frac{\partial f}{\partial t}. \end{aligned} \quad (2.11)$$

Здесь также  $p$  – безразмерный импульс, отнесенный к импульсу инжекции  $p_0$ ;  $D_p = \kappa p^2$  – коэффициент диффузии в импульсном пространстве (т.е., показатель спектра турбулентности  $S=3$ );  $\Lambda$  – характерное время убыли частиц из процесса ускорения;  $\nu = \text{div} \mathbf{u}$  – коэффициент, учитывающий адиабатическое изменение импульса частиц, находящихся в расширяющейся или сжимающейся со скоростью  $\mathbf{u}$  области;  $Q = R - I$  – разность скоростей рекомбинации ( $R$ ) и ионизации ( $I$ ) иона, а  $D_q = (R + I)/2$  – коэффициент диффузии в пространстве зарядов. Как видно из (2.11), в момент времени  $t=0$  в процесс ускорения инжектируются частицы с зарядом  $q_0$ . Чтобы получить аналитические решения, положим  $\Lambda$ ,  $Q$  и  $D_q$  независимыми не только от  $p$ , но и от  $q$ . Тогда после ряда преобразований и замен находим:

$$f(p, q, t) = \frac{N_0 p^{-3/2}}{4\pi p_0^3 t \sqrt{D_q \kappa}} \exp \left[ -\frac{(\ln p + \nu t/3)^2}{4\kappa t} - \frac{9}{4} \kappa t - \frac{\nu}{2} t - \frac{t}{\Lambda} - \frac{(Qt + q - q_0)^2}{4D_q t} \right]. \quad (2.12)$$

Это соотношение представляет собой функцию Грина и описывает расплывающийся во времени по зарядам и импульсам пакет тяжёлых ионов, подверженных ускорению, утечке и адиабатическим потерям.

Разберём теперь важный частный случай – стационарное решение. Для этого нужно проинтегрировать (2.12) по времени, воспользовавшись

формулой  $\int_0^{\infty} x^{-1} e^{-rx-s/x} dx = 2K_0(2\sqrt{rs})$ ,  $K_0$  – функция Макдональда. В

результате получим:

$$f(p, q) = \frac{S_0 p^{-\frac{3}{2}\left(1+\frac{v}{9\kappa}\right)} e^{-\frac{Q(q-q_0)}{2D_q}}}{2\pi p_0^3 \sqrt{D_q \kappa}} K_0 \left( c \sqrt{(q-q_0)^2 + \frac{D_q \ln^2 p}{\kappa}} \right), \quad (2.13)$$

где  $c = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{Q^2}{D_q^2} + \frac{9\kappa}{D_q} + \frac{2v}{D_q} + \frac{4}{\Lambda D_q} + \frac{v^2}{9\kappa D_q}}$ . Здесь  $S_0$  обозначает уже не общее

число частиц, выброшенных из источника в момент времени  $t = 0$ , как это было в (2.12), а постоянную скорость их генерации. Из (2.13) легко выделить две асимптотики:

а)  $\ln^2 p \gg \kappa(q-q_0)^2/D_q$ , тогда

$$f(p, q) \approx \frac{S_0 p^{-\frac{3}{2}\left(1+\frac{v}{9\kappa}+2c\sqrt{\frac{D_q}{9\kappa}}\right)}}{2\sqrt{\pi c |\ln p| D_q} p_0^3 (4\kappa D_q)^{1/4}}. \quad (2.14)$$

Знак плюс в показателе степени отвечает области ускорения ( $p \geq 1$ ), а минус – области замедления ( $p \leq 1$ ) и, наконец,

б)  $\ln^2 p \ll \kappa(q-q_0)^2/D_q$ , тогда

$$f(p, q) \approx \frac{S_0 p^{-3/2 \left(1 + \frac{\nu}{9\kappa}\right)}}{2\sqrt{2\pi c |q - q_0| D_q \kappa p_0^3}} \exp \left[ -(q - q_0) \left( \frac{Q}{2D_q} \pm c \right) \right]. \quad (2.15)$$

Аналогично предыдущему пункту, верхний знак (+) в показателе экспоненты этой формулы соответствует зарядам  $q$ , бóльшим чем заряд инжекции  $q_0$ , а нижний – области зарядов  $q < q_0$ . Из (2.14), (2.15), в частности, видно, что функция распределения убывает по импульсам степенным образом, а по зарядам экспоненциально. Это соответствует многочисленным наблюдениям спектральных и зарядовых характеристик солнечных космических лучей.

С точки зрения приложений особенно интересно поведение среднего заряда в области импульсов, существенно удалённых от инжекционного, т.е., при  $\ln p \gg 1$ . Для этого разложим функцию Макдональда в ряд, оставив два первых члена разложения, а получившийся интеграл возьмём методом перевала (здесь мы пренебрежём адиабатическими потерями и временем утечки, а также положим  $D_q, \kappa \gg \nu, 1/\Lambda$ ). В результате получим для  $\bar{q}$  простую формулу:

$$\bar{q} = q_0 - \frac{Q}{3\kappa} \ln p + \frac{Q/3\kappa - D_q/2Q}{1 + 9\kappa D_q/Q^2} + o\left(\frac{1}{\ln p}\right). \quad (2.16)$$

Второе и третье слагаемые в правой части (2.16) обусловлены «конвективным» сносом заряда, зависящим от знака  $Q$ ;  $\bar{q}$  при этом слабо растёт с импульсом (по логарифмическому закону), если  $Q < 0$ , и уменьшается при  $Q > 0$ . Множитель  $|Q|/\kappa$  представляет собой по порядку величины отношение характерного времени стохастического ускорения  $\tau_s$  ко времени изменения заряда частиц  $\tau_q$ . Если  $\tau_s \gg \tau_q$ , то  $\bar{q} \cong \tau_s \ln p / \tau_q$ , т.е. зависимость от заряда инжекции  $q_0$  пропадает. Подобный эффект получается и при рассмотрении регулярного ускорения тяжёлых ионов на фронте одиночной ударной волны.

Приведём два примера, когда ускорение частиц следует рассматривать в рамках зарядово-согласованной модели. Первый относится к ускорению частиц в импульсных солнечных событиях (см. раздел 1.2). Время ускорения (по длительности излучения в мягком рентгене) для ИСС оценивается как  $\tau_s \sim 1$  с. При этом характерное время изменения зарядов в плотных магнитных конфигурациях в глубине короны ( $T \sim 10^6$  К,  $N \geq 10^{10} \text{ см}^{-3}$ ) оказывается приблизительно равным такой же величине:  $\tau_q \sim 1$  с.

Второй пример относится к генерации частиц в протяжённых оболочках, вызванных множественными взрывами сверхновых. Взяв концентрацию водорода в облаке равной  $N \sim 1 \div 10 \text{ см}^{-3}$ , сечение перезарядки для иона углерода  $C^{3+}$  на нейтральном водороде  $\sigma \sim 10^{-15} \text{ см}^2$ , а скорость самого иона  $V \sim 2.5 \cdot 10^8 \text{ см/с}$ , получим оценку времени изменения заряда  $\tau_q \sim 1/(NV\sigma) \approx 4 \cdot (10^5 \div 10^6)$  с. Для определения времени ускорения в оболочке примем, что регулярное магнитное поле ( $B_0$ ) там много больше поля возмущений, тогда  $\tau_s = V\lambda / V_a^2$ , где  $\lambda$  – транспортная длина пробега. Величине  $B_0 = (0.6 \div 2) \cdot 10^{-5}$  Гс, определённой из условия  $B_0^2 / 8\pi \sim Nk_B T$  при  $T = 10^4$  К, примерно соответствует  $\lambda \approx 2 \cdot 10^{11}$  см (Топтыгин, 1983) и, следовательно,  $\tau_s \approx 3$  года. Таким образом, в этом случае отношение  $\tau_s / \tau_q$  даже больше 1, что означает необходимость учёта процессов переноса заряда при рассмотрении ускорения тяжёлых ионов и в оболочках сверхновых.

### **3. АТОМНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ОБЛАСТЯХ УСКОРЕНИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ**

Оценки, приведённые в конце предыдущего раздела, дают лишь весьма приблизительное представление о влиянии атомных процессов на энергетические спектры КЛ, поскольку основываются на существенных упрощающих предположениях. В действительности, скорости ионизации и рекомбинации зависят и от зарядов ионов, и от их энергии. Это означает,

что по мере набора энергии частицей, влияние тех или иных процессов изменения заряда может как возрасти, так и уменьшиться. В дальнейшем (см. раздел 4) нашей целью будет численное моделирование энергетических и зарядовых спектров КЛ различного типа с тем, чтобы сравнить их с имеющимися наблюдательными данными. Чтобы такое сопоставление было корректным, необходимо учесть все значимые для рассматриваемых областей ускорения атомные процессы. Этой задаче и посвящён данный раздел.

В общем случае при наборе энергии возможны как рекомбинационные переходы из состояний  $q$  в состояния  $q-1$ , так и ионизационные – из  $q$  в  $q+1$  с характерными скоростями этих переходов:

$$\text{для рекомбинации} \quad - \quad \alpha_q(v_i) = \int \sigma_{qq-1}(v) f(v, v_i) v dv, \quad (3.1)$$

$$\text{для ионизации} \quad - \quad \beta_q(v_i) = \int \sigma_{qq+1}(v) f(v, v_i) v dv. \quad (3.2)$$

Здесь  $v_i$  – скорость движущегося в плазме иона,  $v$  – скорость плазменной частицы (электрона или протона) относительно иона,  $\sigma_{q\pm 1}(v)$  – зависящие от  $v$  сечения соответствующих процессов, а  $f(v, v_i)$  – функция распределения плазменных частиц в системе покоя иона:

$$f(v, v_i) dv = \sqrt{\frac{m_e}{2\pi k_B T}} \frac{v}{v_i} \left\{ \exp\left[-\frac{m_e}{2k_B T}(v - v_i)^2\right] - \exp\left[-\frac{m_e}{2k_B T}(v + v_i)^2\right] \right\} dv. \quad (3.3)$$

Чтобы найти характерные времена изменения зарядов, следует домножить (3.1) и (3.2) на концентрацию соответствующего компонента плазмы  $N_k$  и просуммировать по всем процессам, приводящим к ионизации или рекомбинации, соответственно:

$$\tau_{qq+1}^{-1}(v_i) = \sum_k N_k \beta_q(v_i), \quad (3.4)$$

$$\tau_{qq-1}^{-1}(v_i) = \sum_k N_k \alpha_q(v_i) . \quad (3.5)$$

При этом будем называть равновесным такой заряд иона, который устанавливается в результате баланса процессов его ионизации и рекомбинации, что возможно только при достаточно длительном пребывании в среде. Важно, что при энергиях пробной частицы, бóльших тепловой, этот заряд зависит не только от температуры плазмы, но и от скорости движения самой частицы. В плотной среде зарядовое распределение тепловых ионов определяется формулой Саха́ (детальное равновесие прямых и обратных процессов), а для разреженной солнечной короны оно вычисляется из так называемого коронального приближения. В этом приближении ионизация и рекомбинация уже не являются взаимно обратными процессами.

### 3.1. Неупругие атомные столкновения в областях ускорения СКЛ

Итак, основным моментом в настоящем рассмотрении является учёт изменения заряда тяжёлых ионов при вычислении энергетических и зарядовых спектров, сформировавшихся в процессе их ускорения в плазме солнечных вспышек. Критерием значимости каждого такого процесса следует считать одинаковый порядок величины его характерного времени,  $\tau_{ij}$  (здесь  $i$  – начальный заряд иона,  $j$  – конечный), и характерного времени ускорения (см. выше). Данные по рентгеновскому и гамма-излучению солнечных вспышек свидетельствуют о том, что времена ускорения частиц до энергий  $\sim 1$  МэВ/нуклон там составляют несколько секунд или даже меньше. Исходя из этого значения, следует оценить, какие из атомных процессов являются существенными для областей солнечной короны, а какими можно пренебречь. Все вычисления будут проделаны для ионов Fe, поскольку на примере этого многоэлектронного элемента особенно удобно продемонстрировать применение зарядово-согласованного подхода. Кроме того, значительные потоки ионов железа регистрируются в

солнечных вспышках, что даёт возможность сравнивать численные результаты с экспериментом.

### 3.1.1. Ионизация электронным ударом

Сечения прямой электронной ионизации железа стали доступны лишь в последнее время из-за сложности получения многозарядных ионов в лабораторных условиях. Используя как экспериментальные данные, так и теоретические расчёты, эти сечения  $\sigma_e$  (см<sup>2</sup>) были аппроксимированы следующей параметрической формулой:

$$\sigma_e(E_{in}) = \sum_j \frac{1}{u_j I_j^2} \left[ A_j \left( 1 - \frac{1}{u_j} \right) + B_j \left( 1 - \frac{1}{u_j} \right)^2 + C_j \ln(u_j) + D_j \frac{\ln(u_j)}{u_j} \right], \quad (3.6)$$

где суммирование производится по  $j$  - электронным оболочкам железа с соответствующими потенциалами ионизации  $I_j$ . Здесь  $u_j = E_{in}/I_j$ ,  $E_{in}$  - энергия электрона (в эВ), падающего на неподвижный ион;  $A_j, B_j, C_j, D_j$  - параметры, различные для каждой оболочки. Тогда скорость ионизации Fe электронами при некоторой энергии иона  $E = A_{Fe} m_p v_i^2 / 2$  можно вычислить по формуле:

$$\beta_e(v_i) = \sqrt{\frac{2}{\pi k_B T m_e}} \frac{1}{s} \sum_j \frac{1}{I_j} \int_{\sqrt{I_j/k_B T}}^{\infty} \left[ \left\{ \exp[-(t-s)^2] - \exp[-(t+s)^2] \right\} \times \right. \\ \left. \times \left\{ A_j \left( 1 - I_j / t^2 k_B T \right) + B_j \left( 1 - I_j / t^2 k_B T \right)^2 + \right. \right. \quad (3.7) \\ \left. \left. + C_j \ln(t^2 k_B T / I_j) + D_j I_j / t^2 k_B T \cdot \ln(t^2 k_B T / I_j) \right\} \right] dt,$$

где принято обозначение  $s = (m_e / 2 k_B T)^{1/2} v_i$ .

### 3.1.2. Автоионизация

В результате прямой электронной ионизации ион Fe может оказаться в неустойчивом состоянии с положительной полной энергией. Одним из способов понизить энергию является автоионизация – выброс из системы (иона) одного или нескольких электронов. В настоящей работе сечение такого процесса (в см<sup>2</sup>) рассчитывалось согласно параметрической формуле:

$$\sigma_{aut}(E_{in}) = \frac{1}{uI_{aut}} \left[ A + B \left( 1 - \frac{1}{u} \right) + C \left( 1 - \frac{1}{u^2} \right) + D \left( 1 - \frac{1}{u^3} \right) + F \ln(u) \right], \quad (3.8)$$

где  $u = E_{in}/I_{aut}$ , а  $I_{aut}$  – порог возбуждения автоионизационного состояния данного иона (эВ);  $A, B, C, D, F$  – параметры, различные для каждого иона. Отсюда находим для скорости обсуждаемой реакции:

$$\beta_{aut}(v_i) = \sqrt{\frac{2}{\pi k_B T m_e}} \frac{1}{s} \int_{\sqrt{I_{aut}/k_B T}}^{\infty} \left[ \exp[-(t-s)^2] - \exp[-(t+s)^2] \right] \times \\ \times \left\{ A + B \left( 1 - I_{aut}/t^2 k_B T \right) + C \left( 1 - \left( I_{aut}/t^2 k_B T \right)^2 \right) + \right. \\ \left. + D \left( 1 - \left( I_{aut}/t^2 k_B T \right)^3 \right) + F \ln \left( t^2 k_B T / I_j \right) \right\} dt \quad (3.9)$$

где, как и выше,  $s = (m_e/2k_B T)^{1/2} v_i$ . Заметим, что сечения (и скорости) автоионизации примерно на порядок ниже соответствующих величин (3.6), (3.7) для прямой ионизации электронами, а для некоторых ионов (Fe<sup>+16÷22,24,25</sup>) эти сечения вообще равны нулю.

### 3.1.3. Ионизация протонным ударом

В области тепловых энергий сечение этого процесса пренебрежимо мало по сравнению с сечениями других процессов. Однако, если ион Fe движется в плазме и при ускорении достигает энергий  $\geq 100$  кэВ/нуклон, то сечение обдирки протонами может стать доминирующим.

В настоящей работе сечение ионизации ионов железа протонами рассчитывалось по известной формуле Бора:

$$\sigma_p(V_{ip}) = \sum_j \varepsilon_{ej} \frac{4\pi a_0^2 Z_p^2}{V_{ip} Z_{ij}^2} \left\{ \left[ \left[ \xi/\eta \right]^{-1} + \delta \ln \left[ \eta^2 [\xi]^{-2} \right] - \eta^{-2} + 1 \right] - 1 \right\}, \quad (3.10)$$

где  $a_0$  – радиус Бора,  $Z_p=1$  – заряд протона, а  $Z_{ij}=(2I_{ij})^{1/2}$  – эффективный заряд ионизуемого иона в атомных единицах ( $I_{ij}$  – потенциал ионизации  $j$ -ой оболочки иона Fe с зарядом  $q=i$ ),  $\varepsilon_{ej}$  – число имеющихся на этой оболочке электронов. Здесь  $V_{ip}$  – относительная скорость иона Fe и теплового протона. Квадратные скобки в (3.10) означают следующее:

$$[x] = \begin{cases} 1, & \text{если } x > 1 \\ x, & \text{если } x \leq 1 \end{cases},$$

где также  $\xi=2Z_p/V_{ip}$  и  $\eta=2V_{ip}/Z_i$ , причём  $\eta=1$  соответствует порогу реакции. Слагаемое  $[\xi/\eta]^{-1}$  описывает близкий пролёт частиц, при котором электрон получает значительный импульс в поперечном направлении. Следующее слагаемое отвечает за резонансные столкновения с малым переданным импульсом (далёкий пролёт), а величина  $\delta=0.3$  описывает долю резонансных столкновений, ведущих к ионизации. Наконец, слагаемое  $\eta^{-2}$  учитывает вклад резерфордовского рассеяния квазисвободного электрона на кулоновском потенциале. Поскольку при интересующих нас энергиях ионов  $E \geq 10$  кэВ/нуклон их скорости значительно превосходят тепловые скорости протонов, то можно считать, что  $V_{ip}=v_i$  и использовать для  $\beta_p$  упрощённое выражение:

$$\beta_p(v_i) = \sigma_p(v_i) \cdot v_i. \quad (3.11)$$

### 3.1.4. Диэлектронная рекомбинация

Если электрон из окружающей плазмы окажется захваченным на возбуждённый уровень иона Fe, избыток его энергии может передаться другому электрону того же иона. Такое состояние с двумя возбуждёнными электронами является автоионизационным. Если раньше произойдёт испускание фотона, то оно может стать устойчивым, то есть произойдёт рекомбинация. Сечение такого процесса описывается выражением:

$$\sigma_{di}(E) = \sum_j C_{di,j} \delta(E - E_j), \quad (3.12)$$

где постоянные  $C_{di,j}$  дают вклад каждого уровня  $j$  с энергией  $E_j$ , а дельта-функция отражает закон сохранения энергии. Скорость диэлектронной рекомбинации с учётом движения иона Fe со скоростью  $v_i$  будет:

$$\alpha_{di}(v_i) = \frac{1}{\sqrt{2\pi k_B T_e m_e}} \sum_j C_{di,j} \frac{v_j}{v_i} \left\{ \exp\left[-\frac{m_e}{2k_B T_e} (v_i - v_j)^2\right] - \exp\left[-\frac{m_e}{2k_B T_e} (v_i + v_j)^2\right] \right\}, \quad (3.13)$$

где  $v_j$  – скорость иона, соответствующая энергии  $E=E_j$ .

### 3.1.5. Радиативная рекомбинация

В этом случае освобождённая в реакции энергия уносится фотонами. Так, сечение радиативной рекомбинации для водородоподобных атомов:

$$\sigma_{rad}(E) = \frac{8}{3\sqrt{3}} \frac{Z^2 e^6}{c^3 h n} \frac{\chi_n g_n}{E(E + \chi_n)}, \quad (3.14)$$

где  $Z$  – заряд ядра;  $n$  – главное квантовое число;  $\chi_n$  – энергия ионизации соответствующего квантового состояния;  $g_n$  – фактор Гаунта. Последний близок к 1, но зависит от частоты испускаемого фотона и, следовательно, от энергии рекомбинирующего электрона. В практических приложениях

для многоэлектронных систем удобно использовать параметрическую формулу, позволяющую аппроксимировать скорости радиативной рекомбинации в равновесной тепловой плазме:

$$\sigma_{rad}(E) = C_{rad} E^{-a}, \quad (3.15)$$

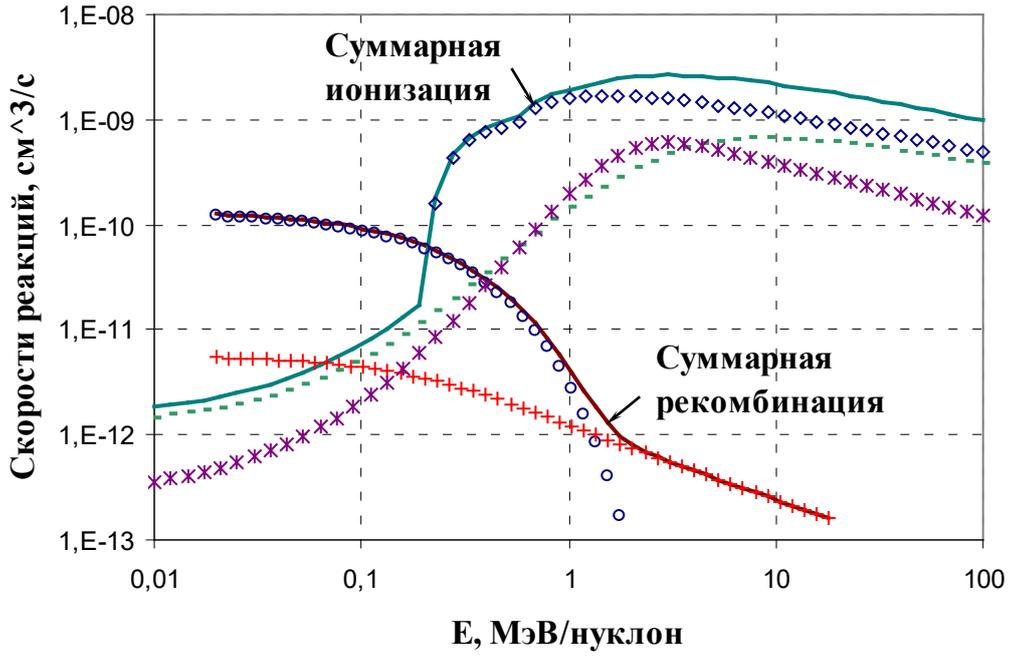
где для ионов C, N, O, Ne, Mg, Si и S параметр  $a$  меняется в пределах от 1.17 до 1.36. Таким образом, в случае движущегося в плазме со скоростью  $v_i$  иона Fe для скорости реакции с учётом (3.15) находим:

$$\alpha_{rad}(v_i) = \frac{4C_{rad}(k_B T_e)^{1-a}}{\sqrt{\pi} m_e v_i} \exp\left(-\frac{m_e v_i^2}{2k_B T_e}\right) \times \int_0^{\infty} t^{2-2a} \exp(-t^2) \operatorname{sh}(2ts) dt, \quad (3.16)$$

с тем же параметром  $s$ , что и в (3.7) и (3.9).

На рисунках 3.1 а, б представлены скорости всех перечисленных выше атомных процессов для ионов Fe с зарядами  $q=+14$  и  $q=+22$ , соответственно. Из них видно, что процессы рекомбинации значимы лишь в области малых энергий, а затем их скорости становятся пренебрежимо малы по сравнению со скоростями протонной ионизации. В области высоких энергий вклад от ионизации протонами практически совпадает с вкладом от электронной ионизации. По рис. 3.1 можно также оценить, что при концентрации плазмы в области ускорения  $N \geq 10^9 \text{ см}^{-3}$  характерные времена изменения зарядов будут порядка нескольких секунд, что может быть сравнимо с временем ускорения.

а)



б)

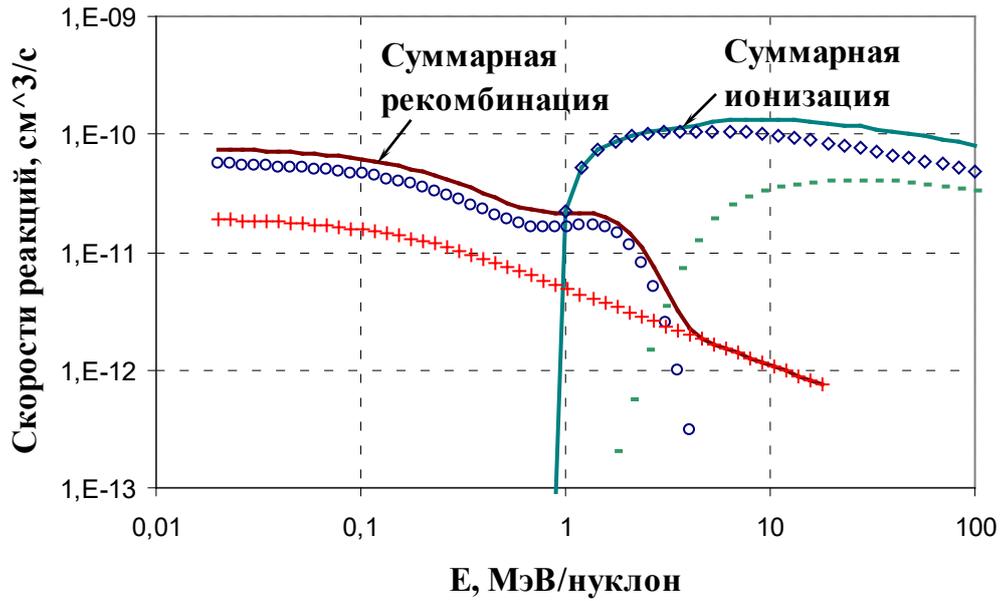


Рис. 3.1 Парциальные скорости реакций в зависимости от энергии ионов а – для  $Fe^{+14}$  и б – для  $Fe^{+22}$  при  $T=10^6$  К: “о” – диэлектронная рекомбинация, “+” – радиативная рекомбинация, “-” – столкновительная ионизация электронами, “◇” – столкновительная ионизация протонами, “\*” – автоионизация.

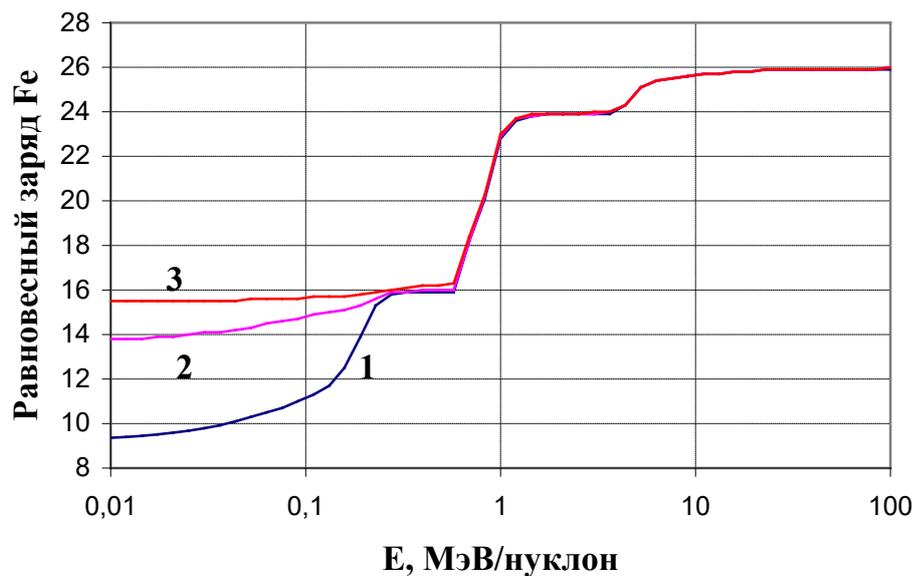


Рис. 3.2 Зависимость среднего равновесного заряда железа от энергии при различных температурах окружающей плазмы: (1)  $T=10^6$  К, (2)  $T=2 \cdot 10^6$  К, (3)  $T=3 \cdot 10^6$  К

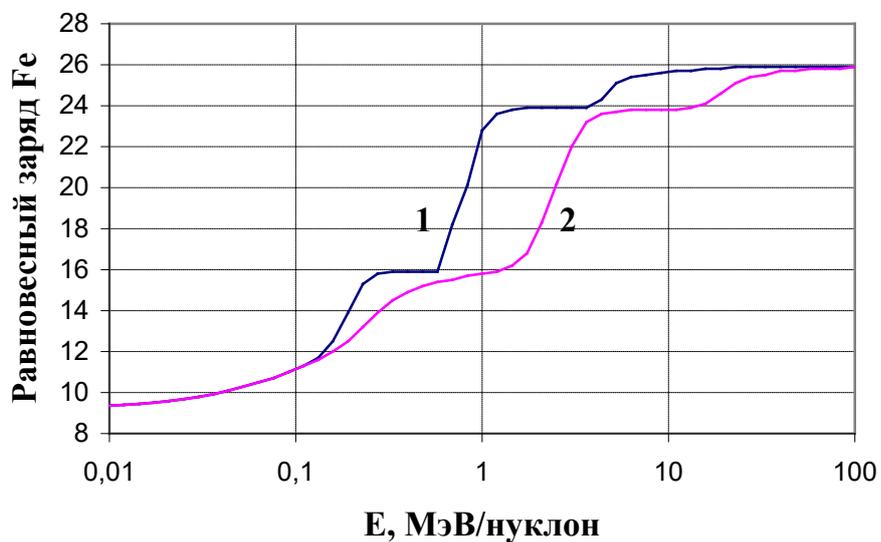


Рис. 3.3 Зависимость среднего равновесного заряда железа от энергии (1) – с учётом и (2) – без учёта протонной обдирки для температуры  $T=10^6$  К

Оговоримся, что используемые здесь аппроксимации сечений и, соответственно, скоростей атомных реакций (разделы 3.1.1–3.1.5) не являются точными для всех  $q$  (из-за трудностей расчёта сечений для многоэлектронных ионов и невозможности сравнения всех расчётных сечений с экспериментом). Но поскольку нас будут интересовать, главным образом, средние заряды ионов, использование этих данных можно считать вполне приемлемым. Так, на рис. 3.2 представлены энергетические зависимости равновесных средних зарядов для движущегося в плазме пучка ионов Fe,  $\bar{q}_{\text{Fe}}(E)$ , при различной температуре. На них хорошо видны «ступеньки», соответствующие наиболее устойчивым электронным оболочкам. Для сравнения на рис. 3.3 представлены зависимости  $\bar{q}_{\text{Fe}}(E)$  с учётом и без учёта обдирки протонами. Во втором случае, когда вкладом протонной ионизации пренебрегается, ступеньки заметно смазаны, а средний заряд оказывается несколько ниже. Ясно также, что если набор энергии ионом будет происходить быстрее, чем установление ионизационного равновесия, то соответствующие зависимости среднего заряда от энергии могут располагаться существенно ниже равновесной кривой для заданной температуры. Эта возможность реализуется при достаточно быстром уходе частиц из области ускорения.

### **3.2. Неупругие атомные столкновения в области ускорения АК КЛ**

Самым удобным временем для наблюдения аномальной компоненты космических лучей являются минимумы солнечной активности. В эти периоды число и мощность импульсных и постепенных событий солнечных частиц невелика и становятся заметны другие источники КЛ внутри гелиосферы, которые обычно маскируются более интенсивными потоками СКЛ (рис. 3.4). Так, первоначально АК КЛ наблюдалась во время минимума 1974 года как возрастание потоков ионов N и O при энергиях порядка 10 МэВ/нуклон, так что отношения  $O/C > 20$  и  $He/N \sim 1$ . В

течение солнечного минимума 1996 года, помимо СКЛ, были ослаблены также потоки частиц, ускоренных в коротирующих областях взаимодействия высокоскоростных потоков солнечного ветра. Таким образом, создались идеальные условия для наблюдения АК КЛ, распространяющейся от границы гелиосферы. Эти наблюдения были выполнены, главным образом, на космических аппаратах *WIND* и *SAMPEx*. Причём чувствительность приборов аппарата *WIND* была в 100 раз выше чувствительности инструментов, с помощью которых проводились измерения в предыдущий солнечный минимум. Такое высокое разрешение позволило получить ряд новых результатов относительно элементного и зарядового состава АК КЛ.

Основными источниками АК КЛ являются нейтральный межзвёздный газ, втекающий в гелиосферу, и межпланетная пыль. Элементы, чей первый потенциал ионизации выше или равен водородному (например,  $I_N=14.5$  эВ,  $I_O=13.6$  эВ), оказываются в межзвёздной среде нейтральными и, в отличие от заряженных частиц, беспрепятственно проникают в гелиосферу. Эти нейтралы однократно ионизируются на небольших гелиоцентрических расстояниях ( $<5$  а.е.) под действием частиц солнечного ветра (СВ) и УФ излучения, а также в результате процессов перезарядки на протонах СВ. Затем вновь образованные ионы подхватываются СВ (так называемые “pick-up” ионы) и сносятся на границу гелиосферы (около 100 а.е.), где и ускоряются на УВ (рис. 3.5). Элементы с потенциалами ионизации ниже, чем у водорода, также могут оказаться в составе АК КЛ, хотя и несколько иным способом. Так, атомы углерода ( $I_C=11.3$  эВ) могут выбиваться частицами СВ из межпланетной пыли. Последний источник pick-up ионов, по-видимому, даёт меньший вклад в АК КЛ, чем нейтральный газ, так как согласно наблюдениям, выполненным на аппарате *WIND*, при энергиях  $\sim 5$  МэВ/нуклон отношение  $N/C > 12$ , а отношение  $O/C > 100$ . Что касается данных по зарядовому составу АК КЛ, то в измерениях *SAMPEx* впервые были зарегистрированы двух- и трёхкратно ионизованные атомы кислорода. Причём при энергиях выше  $10 \div 20$  МэВ/нуклон потоки  $O^{2+}$  и  $O^{3+}$

преобладают над потоками  $O^+$ .

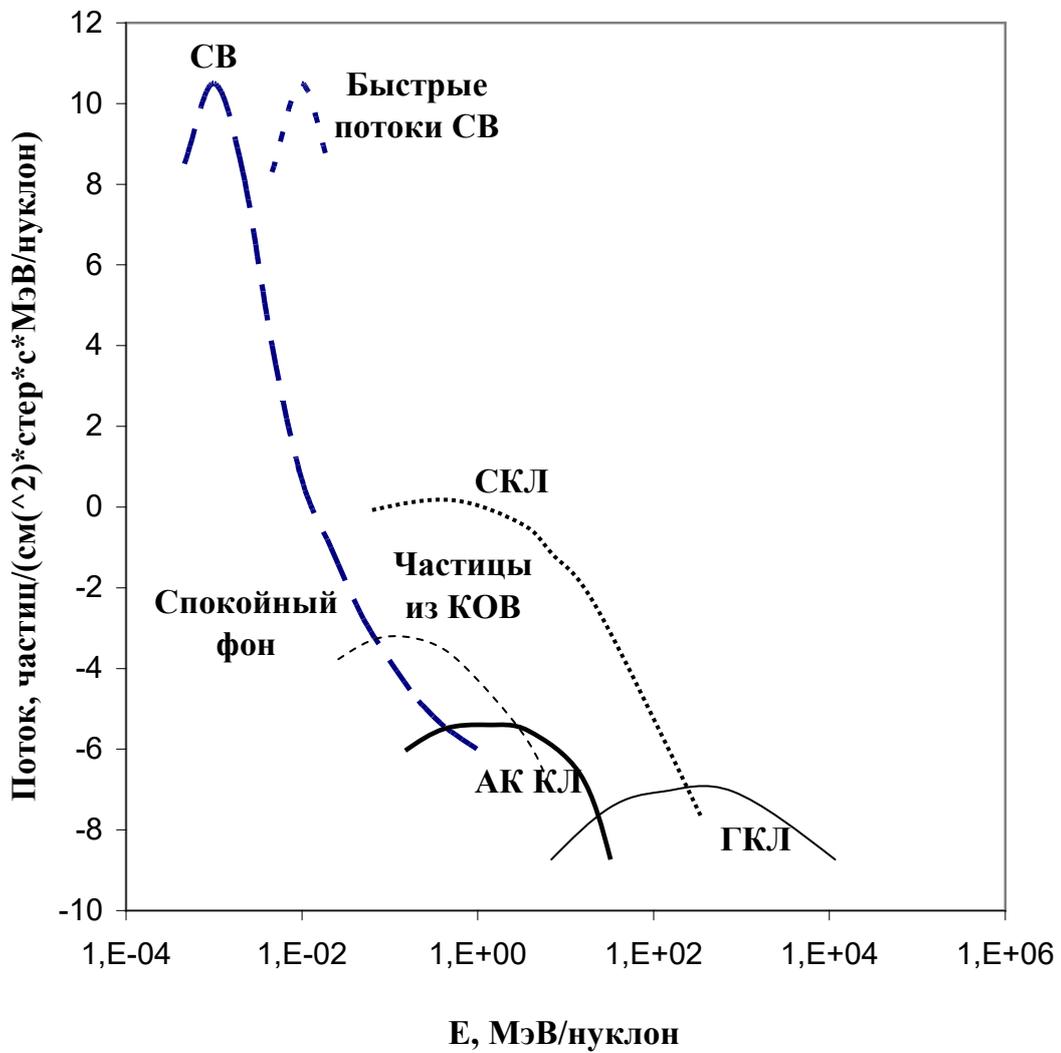


Рис. 3.4 Энергетические спектры ионов кислорода, принадлежащего различным компонентам космических лучей

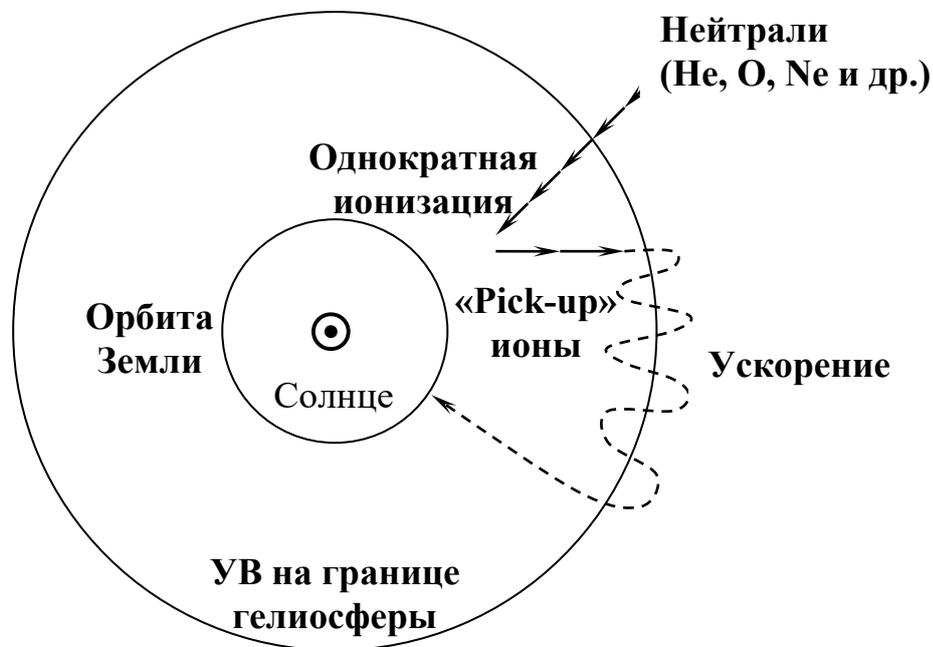


Рис. 3.5 Схема формирования аномальной компоненты космических лучей в гелиосфере

Чтобы объяснить увеличение зарядов подхваченных солнечным ветром и ускоренных на границе гелиосферы ионов, необходимо выделить атомные процессы, ответственные за рекомбинацию и ионизацию частиц АК КЛ. Тогда в зависимости от соотношений между скоростями этих реакций, от локальной концентрации плазмы и от темпа ускорения частиц на ударном фронте можно будет сделать вывод о причинах и месте обдирки ионов. Действительно, в отличие от частиц СКЛ ионы АК КЛ после своего ускорения при движении к околоземному наблюдателю распространяются в среде с концентрацией межпланетного газа, сравнимой с концентрацией в области ускорения. Естественно поэтому,

что изменение зарядов происходит не только за время ускорения, но и при последующем распространении в гелиосфере. Представленные в разделе 4 расчёты по зарядовым спектрам АК КЛ относятся к областям, непосредственно прилегающим к УВ. Проведение подобных расчётов не лишено смысла, поскольку в ближайшем будущем ожидается, что космические аппараты *Pioneer 10*, *Voyager 1* и *Voyager 2* достигнут границы гелиосферы, а значит, появятся данные по ускоренным там частицам.

На примере ионов С и О перейдём к определению процессов, времена которых меньше или сравнимы с характерными временами ускорения этих элементов на границе гелиосферы. Напомним, что кислород (после водорода и гелия) является наиболее распространённым элементом в АК КЛ, что даёт возможность сравнить результаты вычислений с экспериментальными данными. По оценкам время, необходимое для ускорения ионов  $O^+$  до энергии 10 МэВ/нуклон, составляет  $\sim 1$  год при угле наклона магнитного поля к нормали УВ  $\sim 70^\circ$ . Ниже перечислены основные процессы, которые могут иметь место во время ускорения ионов АК КЛ на границе гелиосферы:

- 1) ионизация при столкновениях с электронами и протонами локальной межзвёздной среды при их концентрации вблизи УВ  $N_e \approx N_p \approx 0.1 \div 0.3 \text{ см}^{-3}$ ;
- 2) диэлектронная и радиативная рекомбинации;
- 3) ионизация при столкновении с нейтральным межзвёздным водородом с концентрацией  $N_H \approx 0.15 \div 0.34 \text{ см}^{-3}$ ;
- 4) перезарядка на нейтральном водороде и гелии;
- 5) фотоионизация.

Что касается реакций 1), 2), то их сечения для С и О вычисляются аналогично тому, как это делалось для ионов Fe в разделах 3.1.1–3.1.5. Однако, на расстояниях от Солнца  $\sim 100$  а.е. (положение УВ, ускоряющей частицы) температура окружающей плазмы, а значит и тепловые скорости

существенно ниже, чем в областях солнечных вспышек. А именно, на рас-

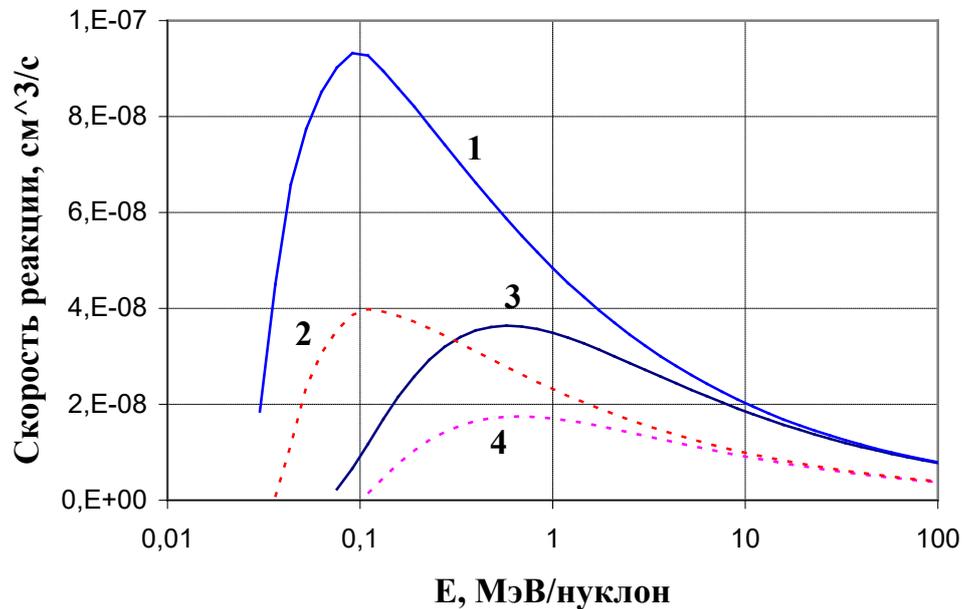


Рис. 3.6 Скорости ионизации ионов углерода в зависимости от энергии. Столкновительная ионизация  $O^+$  протонами (1) и электронами (3); (2) и (4) – то же для  $O^{2+}$

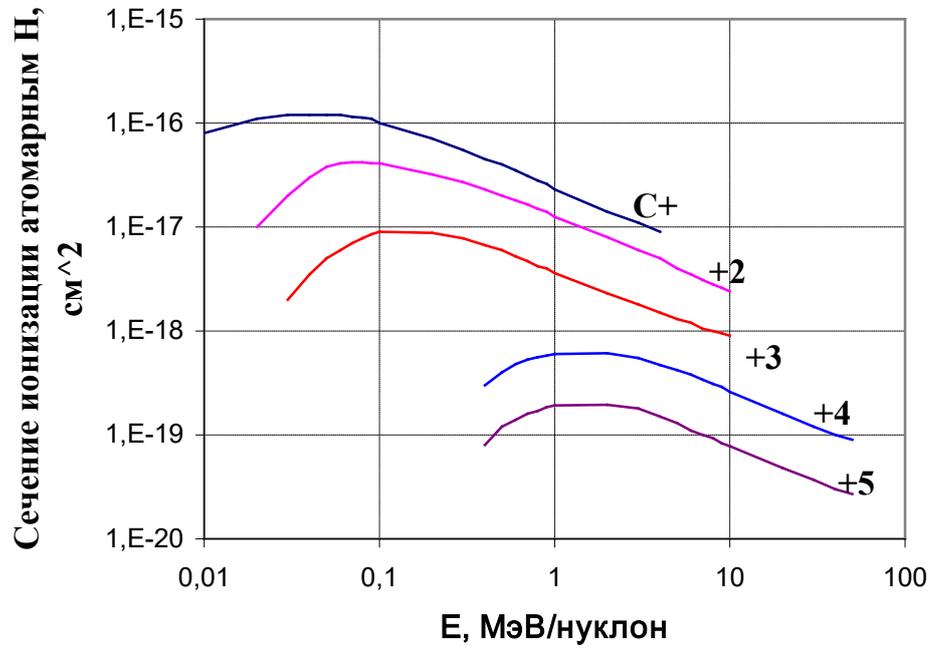
стоянии  $\sim 85$  а.е.  $T_p \approx 550$  К. Поэтому для нахождения скоростей реакций нет необходимости вычислять интегралы типа (3.7), (3.16), а можно пользоваться приближением (3.11). На рис. 3.6 показаны скорости процессов электронной и протонной обдирки для ионов  $O^+$  и  $O^{2+}$ . Скорости радиативной и диэлектронной рекомбинации для этих ионов оказались существенно ниже и поэтому в расчёт не включались. Для сравнения вычислим теперь скорости реакций 3) и 4).

### 3.2.1. Ионизация при столкновениях с атомарным водородом

Отметим, что сечения реакций типа  $C^{+q}+H \rightarrow C^{+(q+1)}+H+e^-$  всегда преобладают над сечениями протонной и электронной обдирки для тех же ионов. Так, при высоких энергиях сечения ионизации атомарным H

представляют собой, по-существу, сумму сечений ионизации соответ-

а)



б)

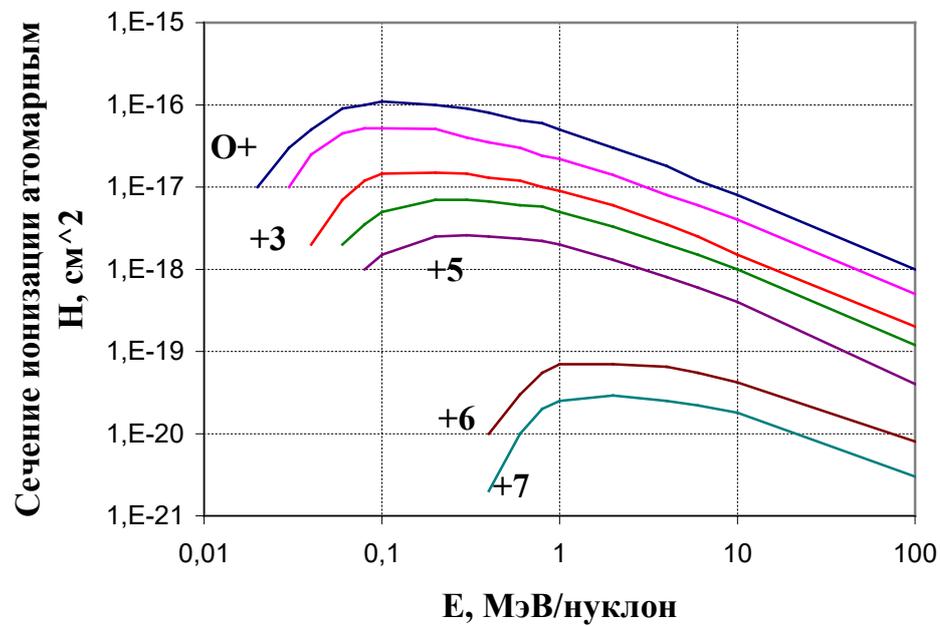


Рис. 3.7 Сечения ионизации атомарным водородом:

- а – ионов углерода, начиная с  $C^+$  и до  $C^{5+}$ ;  
 б – ионов кислорода, начиная с  $O^+$  и до  $O^{7+}$

ствующего иона отдельно электроном и протоном. На рис. 3.7 а, б представлены сечения этого процесса для ионов С и О. Сечения для ионов углерода были получены в эксперименте, а сечения для ионов кислорода – результаты квантово-механического расчёта. В пользу правильности расчётов говорит тот факт, что сечения, полученные тем же методом для ионов гелия и углерода, неплохо согласуются с экспериментом.

### 3.2.2. Электронный захват из атомов водорода и гелия

В качестве сечений реакций перезарядки  $X^q + A \rightarrow X^{q-1} + A^+$  ( $X$  – соответствующий ион заряда  $q$ ,  $A$  – нейтральные Н или He) нами использовались интерполяционные формулы, полученные в ORNL (Oak Ridge National Laboratory). Интерполяция экспериментальных данных и теоретических расчётов была выполнена с помощью полиномов Чебышева с коэффициентами, определёнными методом наименьших квадратов. Согласно такому подходу сечения захвата зависят от энергии иона,  $E$ , как

$$\sigma(E) = C_1/2 + \sum_{i=1}^8 C_{i+1} \Theta_i(Y) , \quad (3.17)$$

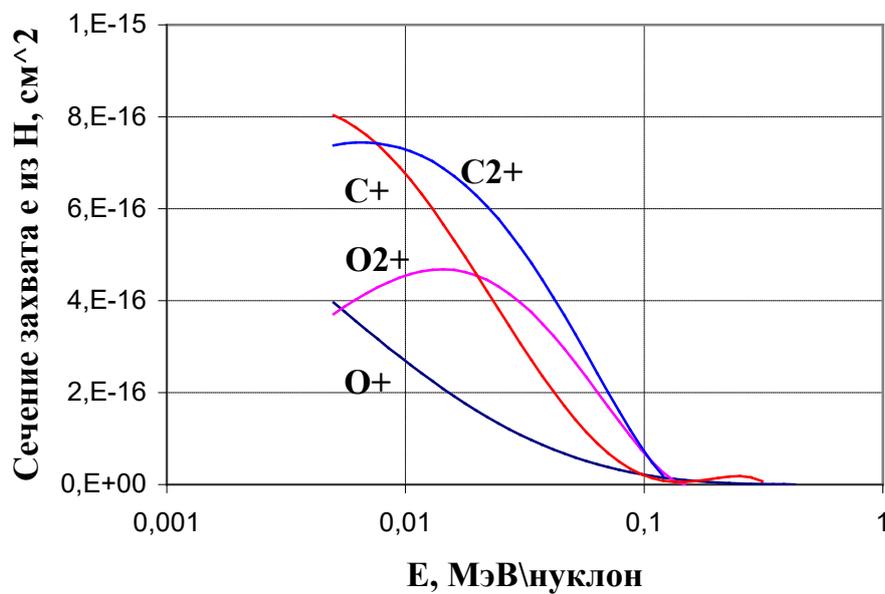
где  $\Theta_i(Y) = \cos(i \cdot \arccos Y)$  – полиномы Чебышева от переменной

$$Y = [(\ln E - \ln E_{\min}) - (\ln E_{\max} - \ln E)] / (\ln E_{\max} - \ln E_{\min}) ,$$

а параметры  $C_i$  ( $i=1 \div 9$ ) и  $E_{\max}$ ,  $E_{\min}$  различны для каждого типа реагентов. На рис. 3.8 а, б представлены сечения захвата электронов низзарядными ионами углерода и кислорода из нейтральных водорода и гелия, соответственно. Видно, что сечения захвата из He сравнимы с сечениями захвата из Н. Однако, по данным космического аппарата *ULYSSES*

концентрация  $Ne$  приблизительно в 10 раз меньше концентрации  $H$ , поэтому вклад от электронного захвата из  $Ne$  относительно невелик и составляет около 10 %.

а)



б)

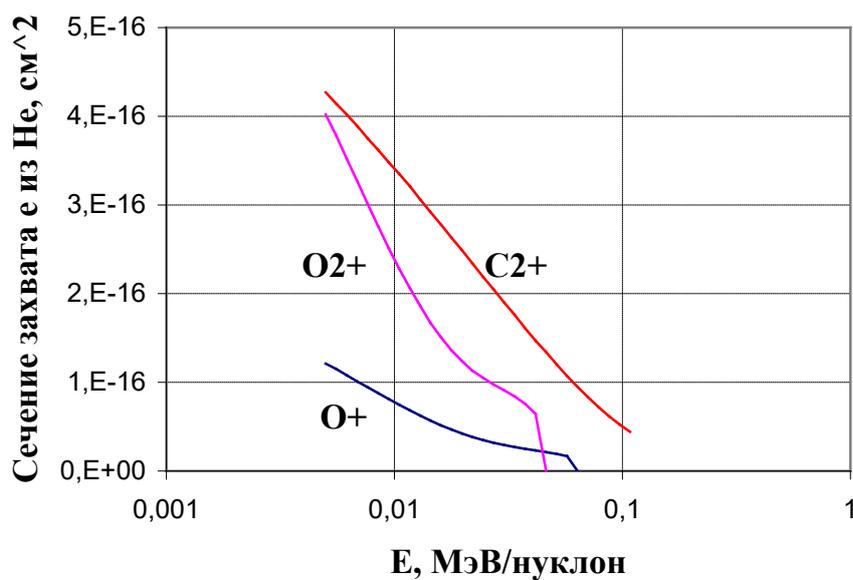


Рис. 3.8. Сечения электронного захвата:

а – ионами  $C^+$ ,  $C^{2+}$  и  $O^+$ ,  $O^{2+}$  из атомов Н;  
б – ионами  $C^{2+}$  и  $O^+$ ,  $O^{2+}$  из He

Что касается фотоионизации, то по сравнению с временем ускорения и характерными временами других процессов её характерное время на расстоянии  $\sim 100$  а.е. оказалось слишком велико ( $> 60$  лет). Фотоионизация с образованием  $pick-up$  ионов (см. рис. 3.5) более эффективна на гелиоцентрических расстояниях  $\sim 3 \div 5$  а.е. Поэтому этот процесс важен для образования однозарядных ионов из межзвёздного газа, проникающего в гелиосферу, то есть для формирования инжекционных концентраций АК КЛ.

На основании сказанного перечислим теперь процессы, которые следует включить в расчёт при анализе зарядовых спектров АК. Это будут: 1) столкновительная ионизация атомарным водородом, свободными электронами и протонами, а также 2) электронный захват из атомарных водорода и гелия.

### 3.3. Кулоновские потери

Как уже говорилось в разделе 1.5, кулоновские потери вызваны торможением ионов на компонентах плазмы, в которой происходит ускорение. Этот тип потерь интересен тем, что он может приводить к специфическим особенностям в энергетических спектрах ионов.

Для кулоновских потерь в двухкомпонентной плазме, состоящей из электронов и протонов, имеем:

$$\left( \frac{1}{A} \frac{dE}{dt} \right)_C = - \frac{2\sqrt{2}\pi e^4 q^2 \Lambda_C N}{\sqrt{m_e k_B T_e} A} \left[ F_e \left( x_e, \frac{m_e}{M} \right) + \sqrt{\frac{m_e T_e}{m_p T_p}} F_p \left( x_p, \frac{m_p}{M} \right) \right], \quad (3.18)$$

где  $m_e$  и  $T_e$ ,  $m_p$  и  $T_p$  – массы и температуры электронов и протонов, соответственно;  $M = Am_p$  – масса движущегося в плазме иона;  $N$  – концентрация плазмы;  $\Lambda_C$  – кулоновский логарифм (здесь принято  $\Lambda_C$

=20). Вспомогательные функции  $F(x, \xi) = \frac{1}{x} \Phi(x) - (1 + \xi) \Phi'(x)$  выражаются

через интеграл вероятности  $\Phi(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt$  и его производную

$$\Phi'(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{-x^2} \text{ с аргументами } x_e = \frac{v_i}{V_{Te}} = \sqrt{\frac{m_e}{M} \frac{E}{k_B T_e}} \text{ и } x_p = \frac{v_i}{V_{Tp}} = \sqrt{\frac{m_p}{M} \frac{E}{k_B T_p}}.$$

Далее мы будем считать, что  $T_e = T_p \equiv T$ .

Заметим, что максимум кулоновских потерь на протонах имеет место при  $\frac{E_{\max, p}}{A} \approx \frac{9}{4} k_B T$  и создаёт инжекционный барьер лишь при ускорении от тепловых энергий. Второй максимум, обусловленный взаимодействием с

электронами, соответствует энергии иона  $\frac{E_{\max, e}}{A} \approx \frac{9}{4} \frac{m_p}{m_e} k_B T$ , что примерно

на 3 порядка больше (рис. 3.9). Он может проявиться в энергетических

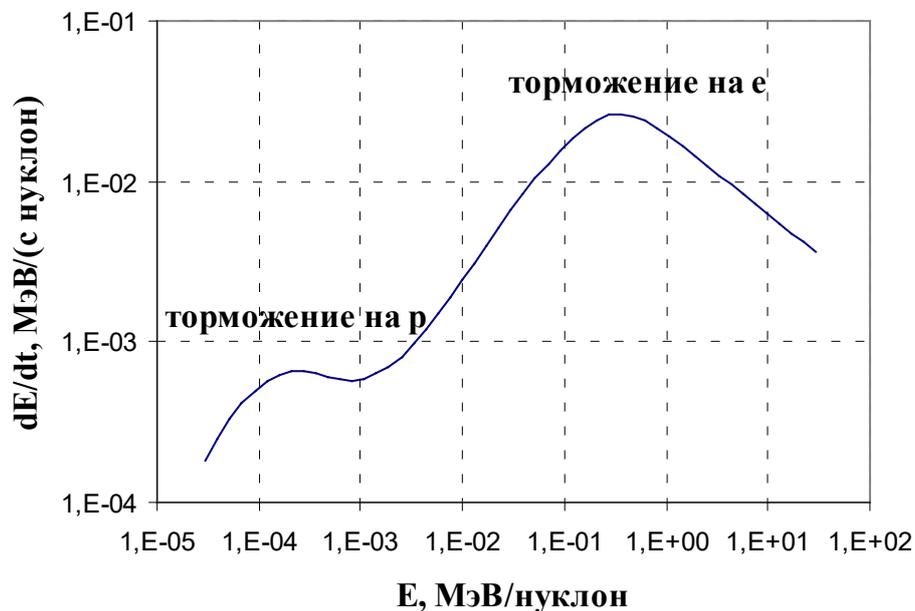


Рис. 3.9. Зависимость суммарных кулоновских потерь ионов углерода  $C^{+6}$  от энергии при  $T=10^6$  К и  $N=10^9$  см $^{-3}$

спектрах уже ускоренных частиц. Для дальнейших приложений важно отметить, что если выразить энергию в МэВ/нуклон, то для всех ионов при заданной температуре положения максимумов потерь будут практически совпадать.

#### 4. ЧИСЛЕННЫЕ МОДЕЛИ РЕГУЛЯРНОГО ЗАРЯДОВО-СОГЛАСОВАННОГО УСКОРЕНИЯ КЛ НА УДАРНЫХ ВОЛНАХ

##### 4.1. Ускорение частиц на плоской стационарной УВ

Сформулируем задачу о регулярном ускорении (см. раздел 1.1) многозарядных ионов, учитывающую возможность изменения их зарядов в этом процессе. Итак, пусть на фронт ( $x = 0$ ) плоской параллельной УВ инжектируются и далее совместно ускоряются ионы с зарядами от  $q_{\min}$  до  $q_{\max}$ . Обозначим через  $f_q$  функцию распределения ионов заряда  $q$ , для краткости опустив в ней аргументы,  $f_q \equiv f_q(x, p)$ , а через  $f_{q0}$  – граничное значение этой функции (другими словами – зарядовое распределение) при некотором импульсе инжекции  $p = p_0$ :

$$f_q \Big|_{x=0} \equiv f_{q0}, \quad q = q_{\min}, \dots, q_{\max}. \quad (4.1)$$

Например, для железа от солнечных вспышек при температуре плазмы  $T \geq 10^6$  К в качестве нижней границы по  $q$  следует выбрать значение  $q_{\min} = +8$ .

Будем считать, что плазма состоит, главным образом, из  $e^-$  и  $p$  с равными концентрациями,  $N_e = N_p \equiv N$ . Тогда для каждой  $f_q$  в области перед и за фронтом УВ можно записать диффузионное уравнение (в нашем рассмотрении одномерное). Эти уравнения в стационарном случае образуют следующую систему:

$$\frac{\partial}{\partial x} \chi_{qi} \frac{\partial}{\partial x} f_q - u_i \frac{\partial f_q}{\partial x} + N_i (f_{q+1} \alpha_{q+1} - f_q (\alpha_q + \beta_q) + f_{q-1} \beta_{q-1}) - \frac{f_q}{\Lambda_q} = 0, \quad q=q_{\min}, \dots, q_{\max} . \quad (4.2)$$

Здесь и далее индекс  $i=1, 2$  характеризует области перед фронтом ( $x<0$ ) и за фронтом УВ ( $x>0$ ), соответственно, а зависимость гидродинамической скорости плазмы  $u_i$  от координаты  $x$  имеет вид:

$$u(x) = \begin{cases} u_1, & x < 0, \\ u_2 = u_1 \frac{2 + M_1^2 (\kappa - 1)}{M_1^2 (\kappa + 1)}, & x > 0 \end{cases} , \quad (4.3)$$

где  $M_1 = u_1 / V_s$  – число Маха;  $V_s$  – скорость звука;  $\kappa$  – показатель адиабаты. Будем рассматривать достаточно большие альвеновские числа Маха,  $M_a = u_1 / V_a \geq 10$ , и значения плазменного параметра  $\beta = (V_s / V_a)^2 \geq 10$ , при которых сохраняется вмороженность рассеивающих неоднородностей в плазму (см. раздел 1.1). Заметим, что скорость перемещения УВ относительно плазмы должна быть достаточно низкой, чтобы за время ускорения порядка нескольких секунд условия вблизи движущегося ударного фронта можно было бы считать неизменными. В этом случае можно использовать приближение однородной плазмы.

Коэффициенты пространственной диффузии  $\chi_{qi}$  представим в виде:

$$\chi_{qi} = \chi_{0i} \cdot \left( \frac{q}{A} \right)^{S-2} \times \begin{cases} p^{3-S}, & S < 2 \\ p, & S > 2 \end{cases} \quad (4.4)$$

где  $q$  – заряд элемента;  $A$  – его атомная масса;  $p$  – импульс ускоряемого иона; значение множителя  $\chi_{0i}$  зависит от плотности энергии рассеивающей турбулентности, но не от  $p$  и  $q$ ;  $S$  – спектральный индекс рассеивающей альвеновской турбулентности. Степенная зависимость плотности энергии

турбулентности от волнового числа  $k$ ,  $W(k)=W_0k^{-S}$ , благодаря которой получается выражение (4.4), характерна для многих типов турбулентности, в частности, для альвеновской. Последняя, по-видимому, легко возбуждается в области солнечных вспышек, а затухает слабее, нежели магнитозвуковые пульсации. Что касается рассматриваемого интервала волновых чисел  $k$ , то его нижняя граница определяется масштабом области возмущения (длиной когерентности), которую для вспышечной плазмы можно выбрать  $L_c \sim 6 \cdot 10^6$  см,  $k_{\min}=2\pi/L_c \sim 10^{-6}$  см $^{-1}$ . Такие величины  $k_{\min}$  соответствуют максимальной энергии ускоряемых частиц  $\sim 10$  ГэВ. Верхняя же граница  $k_{\max}$  определяется циклотронным затуханием альвеновских волн в плазме. Значение  $k_{\max} \sim \omega_{Bp}/V_a = \frac{ec(4\pi m_p n)^{1/2}}{E} = 1.5 \cdot 10^{-3} \left( \frac{n}{10^9 \text{ см}^{-3}} \right)^{1/2} \left( \frac{1 \text{ ГэВ}}{E} \right)$  см $^{-1}$ , ( $\omega_{Bp}$  – протонная гирочастота) не играет существенной роли, поскольку основная часть энергии турбулентности (при убывающем спектре) заключена в больших масштабах (малые  $k$ ). Как будет показано ниже (см. раздел 2.2), принятая здесь энергия инжекции  $E_0=40$  кэВ/нуклон соответствует резонансным волновым числам  $k_{\text{res}} < k_{\max}$ .

Зарядовые переходы между соседними состояниями в (4.2) описываются через соответствующие скорости рекомбинации и ионизации  $\alpha_q, \alpha_{q+1}, \beta_q, \beta_{q-1}$  – см. раздел 3. Слагаемые вида  $-f_q/\Lambda_q$  могут описывать процессы, приводящие к катастрофическим потерям частиц, например, их выход из области ускорения. Поскольку в области солнечной короны частота ларморовского вращения ионов существенно выше частоты электрон-ионных столкновений,  $\omega_{Bi}/\nu_{ei} \approx 10^6 \div 10^8$ , то плазма там является бесстолкновительной, а потому анизотропной с более высоким коэффициентом диффузии вдоль поля. Следовательно, можно полагать, что утечка частиц поперёк поля происходит медленнее, чем сам процесс ускорения.

В уравнениях (4.2) опущены слагаемые, описывающие адиабатические потери, например, за счёт расширения области ускорения.

Это справедливо для частиц, у которых параметры модуляции  $g_i = u_i L_o / \chi_{qi} \gg 1$  (здесь  $L_o$  – характерный размер области ускорения), поскольку при этом условии они не проникают глубоко в расширяющуюся область и, следовательно, не подвергаются существенному замедлению. С ростом энергии параметр  $g_i$  уменьшается, что должно привести к «завалу» спектра.

Что касается кулоновских потерь, то в спектрах ионов Fe от постепенных солнечных событий (считается, что в этом случае частицы подвергаются регулярному ускорению на УВ – см. раздел 1.2) глубоких «выеданий» или «завалов» не наблюдалось вплоть до энергий 1 ГэВ/нуклон. В случае ускорения АК КЛ ударной волной на границе гелиосферы, температура фоновой плазмы настолько мала, что кулоновские потери не могут играть сколько-нибудь существенной роли. По перечисленным причинам в системе уравнений (4.2) этот тип потерь также опущен (см. (4.9)).

Дополним систему (4.2) требованиями ограниченности решений на бесконечности

$$f_q |_{x \rightarrow \pm\infty} - \text{ограничена}, \quad (4.5)$$

и уравнениями непрерывности для концентраций и потоков частиц на фронте УВ:

$$f_q |_{x \rightarrow -0} = f_q |_{x \rightarrow +0}, \quad (4.6)$$

$$\chi_{q1} \frac{\partial f_q}{\partial x} |_{x \rightarrow -0} - \chi_{q2} \frac{\partial f_q}{\partial x} |_{x \rightarrow +0} = -\frac{(u_1 - u_2)}{3} p \frac{\partial f_q}{\partial p} |_{x=0} + Q_{q0} \left( \frac{p}{p_0} \right)^{-\alpha_0}. \quad (4.7)$$

Здесь нормировка  $f_q$  выполнена следующим образом:

$$\sum_{q=8}^{26} 4\pi \int f_q(x, p) p^2 dp dx = N_0, \text{ где } N_0 \text{ полное число ускоренных ионов железа}$$

всех зарядов. Таким образом, с помощью условий (4.6), (4.7) можно

“сшить” решения системы (4.2) по обе стороны от фронта УВ и найти интересующий нас энергетический спектр ускоренных ионов. Источник со степенной зависимостью от импульса в (4.7) учитывает, например, возможность стохастического предускорения частиц прежде, чем они попадут на фронт УВ в режим основного ускорения. Это позволяет фитировать (от англ. fitting в значении *подгонка*, *пригонка* – подразумевает нахождение таких параметров, при которых результаты численных расчётов наилучшим образом соответствуют эксперименту) наблюдаемые спектры с разными показателями степени в области высоких и низких энергий. Действительно, в отсутствие потерь и в приближении пробных частиц с неизменным зарядом  $q$  решение поставленной задачи будет:

$$f_q(p) = \left( f_{q0} - \frac{\alpha}{\alpha - \alpha_0} \frac{Q_{q0}}{u_1} \right) \cdot \left( \frac{p}{p_0} \right)^{-\alpha} + \frac{\alpha}{\alpha - \alpha_0} \frac{Q_{q0}}{u_1} \left( \frac{p}{p_0} \right)^{-\alpha_0}, \quad (4.8)$$

где  $\alpha = 3\rho/(\rho-1)$ ,  $\rho$  – степень сжатия УВ. Заметим, что в случае  $\alpha_0 > \alpha$  влияние источника сказывается лишь в области, близкой к импульсу инъекции. Поэтому в области энергий, близких к инъекционной, результирующий стационарный спектр будет более пологим, нежели классический (второе слагаемое отрицательно). Для импульсов же  $p \gg p_0$  спектр определяется практически только показателем  $\alpha$ .

Наконец, отметим, что для разрешения системы (4.2) на фронте УВ необходимо задать набор функций  $f_{q0}$  при энергии (импульсе) инъекции  $E_0$  ( $p_0$ ). Как эти величины можно определить на практике, мы обсудим в разделах 4.1.2 и 4.1.3.

#### 4.1.1. Решение методом сеток

Целью раздела 4 является сравнение полученных решений с экспериментальными данными по солнечным вспышечным событиям и ускоренным частицам на границе гелиосферы, что приводит к необходимости решать задачу (4.1)–(4.7) численно. Такой подход

позволяет более аккуратно и последовательно учесть энергетическую и зарядовую зависимости как коэффициентов  $\chi_{qi}$ , так и всех скоростей атомных реакций. В этом разделе мы опишем метод сеток применительно к решению поставленной выше задачи.

В системе дифференциальных уравнений в частных производных (4.2) имеются две переменные: импульс  $p$  и координата  $x$ . Их области изменения выбираются следующим образом. Безразмерный импульс частицы, нормированный на  $p_0$ , изменяется в расчётах на 1–2 порядка от своего начального значения  $p/p_0=1$  до максимального  $p_{\max}/p_0$ , а координата  $x$  изменяется от  $-L$  до  $L$ . Что касается выбора значения  $L$ , то оно должно быть в несколько раз больше максимального из отношений  $\chi_{q1}/u_1$  (характерного масштаба убывания концентрации в области предфронта), поскольку вдали от фронта, т.е. при  $x \rightarrow -\infty$ , все  $f_q=0$ . Для удобства дальнейших вычислений нормируем координату  $x$  на некоторый характерный масштаб (например, на длину арки  $L_0 \sim 10^8$  см),  $x \rightarrow x/L_0$ . Одновременно, чтобы сохранить неизменным безразмерный параметр задачи  $uL/\chi_{q1}$  ( $L > L_0$ ), следует масштабировать также скорость потока плазмы и коэффициенты диффузии согласно  $u \rightarrow u/L_0$ ,  $\chi_{q1} \rightarrow \chi_{q1}/L_0^2$ .

Далее, введём двумерную сетку с разбиением по координате  $x_n = n \cdot h$ , где  $h = 2L/N_{\max}$  – шаг сетки,  $N_{\max}$  – число узлов, а также по импульсу  $p_m = m \cdot b$ , где  $b = \ln(p_{\max}/p_0)/M_{\max}$  – логарифмический шаг сетки,  $M_{\max}$  – число узлов по  $\ln(p)$ . Теперь вместо непрерывных зависимостей функций распределения  $f_q(x, p)$  от координаты и импульса мы будем рассматривать сеточные функции  $f_q(n, m)$ . Заменяем частные производные, входящие в задачу (4.2)–(4.7), соответствующими конечными разностями. Причём аппроксимацию по  $x$  проведём с точностью до  $O(h^2)$ , а по  $p$  – с точностью до  $O(b)$ . При этом в нашей работе используется неявная по  $p$  схема записи уравнений. Как известно, существенным преимуществом неявных схем перед явными является устойчивость полученных с их помощью решений. При выборе такой схемы мы приходим к системе из  $N_{\max} - 2$  матричных уравнений с матричными граничными условиями при  $n=0$  и  $n=N_{\max}$ .

Матрицы, входящие в эту систему, имеют размерности  $\{Q \times Q\}$  по числу рассматриваемых зарядовых состояний  $Q = q_{\max} - q_{\min} + 1$ , а столбцы решений и свободных членов также содержат по  $Q$  элементов. Полученная таким образом матричная разностная схема является трёхточечной по  $n$  для  $x \neq 0$  и пятиточечной для  $x = 0$  и может быть решена численно методом матричной прогонки. Поскольку нас интересуют решения в какой-либо одной точке промежутка  $[-L, L]$ , например, на фронте УВ, то для экономии машинного времени можно использовать метод встречных прогонок.

Теперь для описанной выше схемы остаётся обсудить важный вопрос о точности получаемого численного решения. Казалось бы, применение неявной схемы даёт возможность задавать шаг  $b$  существенно бóльший, чем позволительно для явной схемы. Для последней соотношение между шагами  $h$  и  $b$  регулируется условием Куранта ( $b \leq h^2/2$ ), которое обеспечивает устойчивость схемы. Однако произвольный выбор  $b$  может привести к существенным ошибкам в вычислении значительного количества Фурье-компонент решения. Поэтому из более подробного анализа следует, что для достижения приемлемой точности расчёта необходимо выдерживать соотношение  $b \approx h^2$  также и для неявных схем.

Тестирование разностной схемы проводилось сравнением численных решений с известными аналитическими, в результате чего было получено удовлетворительное согласие. Для общего же вида зависимостей  $\chi_{qi}(E)$ ,  $\alpha_q(E)$  и  $\beta_q(E)$  имеем оценку точности найденного численного решения  $\|f_q - f_q(n, m)\| = O(h^2 + b)$ . Как правило, численное значение коэффициента пропорциональности между невязкой и шагом сетки получить весьма сложно. На практике необходимо отслеживать поведение решений при последовательном уменьшении шагов по  $x$  и  $\ln(p)$ . По скорости их сходимости можно сделать заключение о приемлемости полученного приближения. Учитывая погрешности, с которыми нам известны сечения процессов изменения зарядов ионов, нецелесообразно выполнять расчёты точнее  $\sim 10\%$ .

Далее будут представлены численные решения, полученные с учётом

конкретных значений параметров плазмы и условий в областях ускорения частиц.

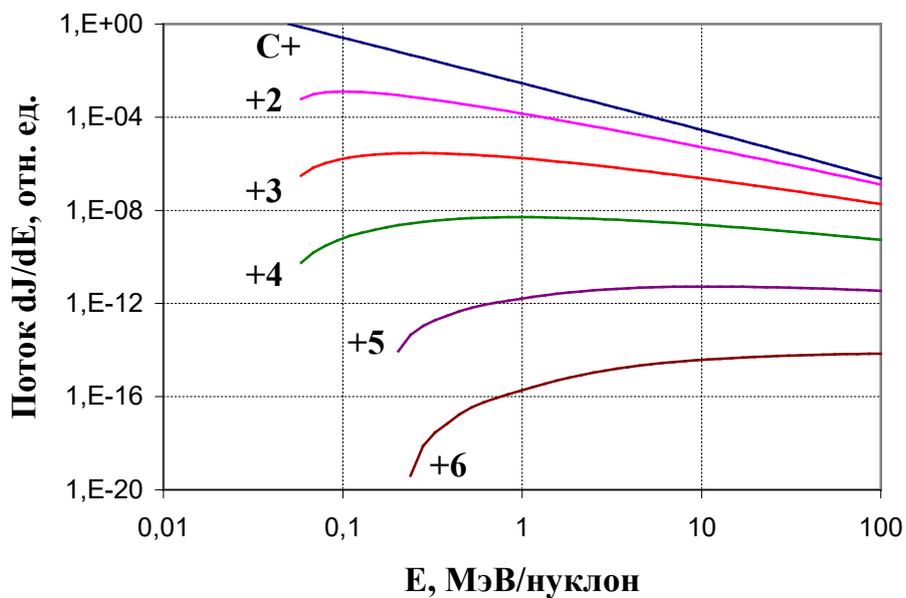
#### **4.1.2. Ускорение ионов АК КЛ на гелиосферной ударной волне**

Зная характерные времена ионизации и рекомбинации для ионов С и О (см. раздел 3.2), можно рассчитать для этих элементов зарядовые и энергетические распределения, сформировавшиеся в результате их ускорения на УВ вблизи границы гелиосферы. Для этой цели допустимо использовать описанную выше математическую постановку задачи (4.2)–(4.7), поскольку параметры УВ, ограничивающей гелиосферу, можно считать стационарными. В связи с тем, что нас интересуют зарядовые спектры в непосредственной близости от УВ, приближение плоского фронта вполне адекватно. Математическая постановка задачи требует задания начального зарядового распределения ионов, соответствующего их энергии инжекции  $E_0$ , при которой подавляющее число ионов АК ещё остаются однозарядными. Это может быть, например, энергия  $E_0=50$  кэВ/нуклон. В расчётах также принималось  $\rho=2.6$ , что находится в соответствии с современными представлениями о структуре и свойствах УВ, ограничивающей гелиосферу.

На рис. 4.1 а, б изображены полученные энергетические спектры ускоренных ионов С и О с учётом перечисленных в разделе 3.2 процессов. Из этих рисунков видно, что при принятых концентрациях компонентов межзвёздной среды ( $N \equiv N_H \approx N_e \approx N_p \approx 0.1 \text{ см}^{-3}$  и  $N_{He} \approx 0.01 \text{ см}^{-3}$ ) за время ускорения до 100 МэВ/нуклон  $\tau_r \sim 3$  лет заряды частиц не могут претерпеть значительных изменений. Таким образом, появление в АК КЛ ионов с зарядами  $q \geq +4$  при энергиях в несколько десятков МэВ/нуклон (табл. 2) связано либо с ионизацией этих ионов уже в процессе их распространения в гелиосфере, либо с более высокими значениями концентраций  $N_H$  и  $N_{He}$  вблизи УВ.

На рис. 4.2 представлены зависимости среднего заряда ускоренных

а)



б)

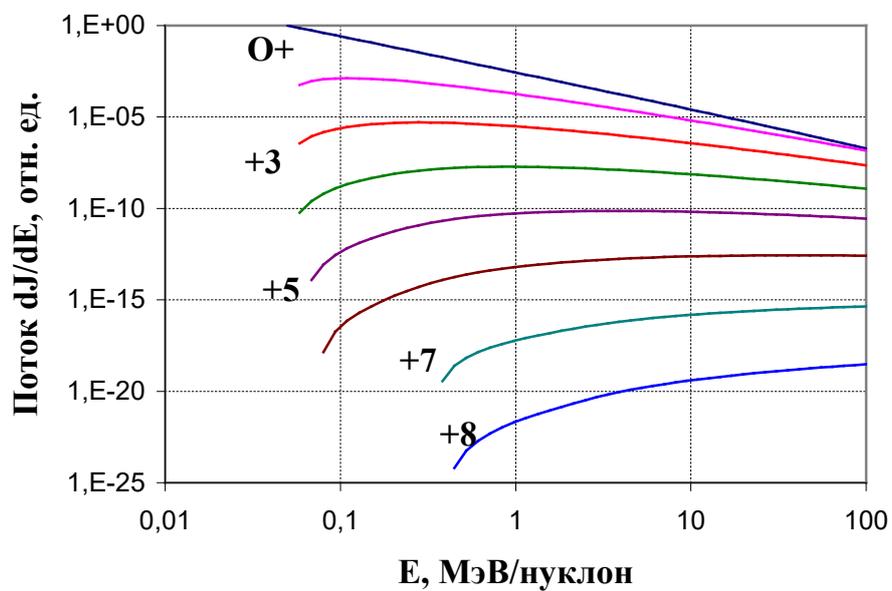


Рис. 4.1. Энергетические спектры АК КЛ рассчитанные для

параметров  $S=5/3$ ,  $\rho=2.6$ ,  $N_e=N_p=N_H=0.1 \text{ см}^{-3}$ ,  $N_{He}=0.01 \text{ см}^{-3}$   
 для ионов (а) углерода с  $\tau_r$  (10 МэВ/нуклон)=1.1±0.6 года и  
 (б) кислорода с  $\tau_r$  (10 МэВ/нуклон)=1.2±0.6 года

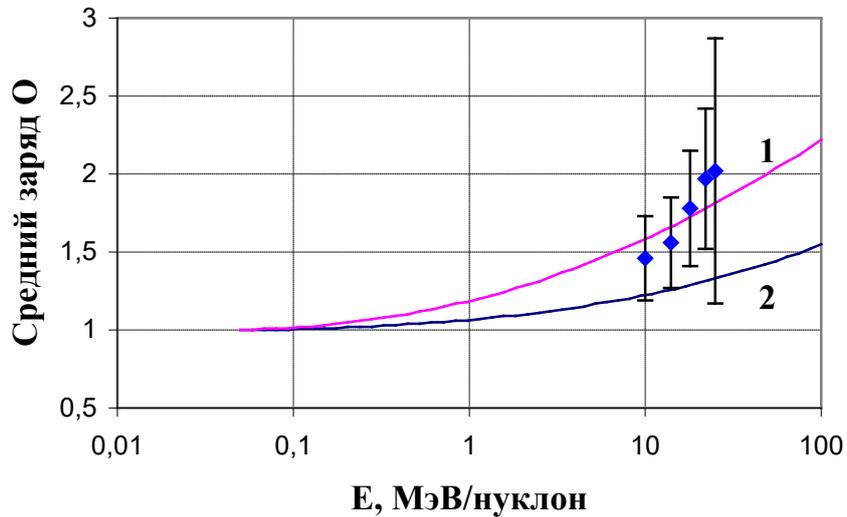


Рис. 4.2. Средние заряды ускоренных ионов кислорода для параметров  $S=5/3$ ,  $\rho=2.6$ ; при 10 МэВ/нуклон (1)  $\tau_r \times N = 0.12 \pm 0.06 \text{ лет} \cdot \text{см}^{-3}$  и (2)  $\tau_r \times N = 0.36 \pm 0.18 \text{ лет} \cdot \text{см}^{-3}$ . Также представлены экспериментальные данные с космического аппарата *SAMPEx*

**Таблица 4.1**

**Зарядовый состав ионов кислорода, %, принадлежащих АК КЛ, в энергетическом интервале 8–26 МэВ/нуклон (указаны скорости счёта приборов согласно Клекеру и др., 1997).**

Заряд	Энергия, МэВ/нуклон				
	8 – 12	12 – 16	16 – 20	20 – 24	24 – 26
$q$					
+1	76,6±1,9	74,2±2,2	58,0±2,5	48,8±3,2	34,8±4,5
+2	6,3±3,7	10,6±4,3	15,3±4,9	23,2±6,2	28,2±9,9

+3	10,9±5,4	0,0±5,8	17,4±7,2	9,9±8,8	36,8±16,9
≥+4	6,0±5,0	15,1±5,4	9,1±6,9	17,9±8,5	0,0±16,2

ионов кислорода при различных значениях произведения  $\tau_r \times N$ . Это произведение пропорционально отношению характерного времени ускорения ко времени изменения заряда. Именно оно характеризует влияние атомных процессов на энергетические и зарядовые спектры, а не абсолютные значения параметров  $\tau_r$  и  $N$ . Заметим, что время  $\tau_r$ , определяемое выражением (1.2), зависит от энергии через коэффициенты пространственной диффузии (4.4).

Кривая 2 на рис. 4.2 соответствует, в частности, параметрам расчёта предыдущего рисунка, то есть общепринятым в настоящее время темпу ускорения и нижней границе для концентрации локальной межзвёздной среды. Видно, что увеличение концентрации (или времени ускорения) в 3 раза приводит к возрастанию среднего заряда при 100 МэВ/нуклон в ~1.3 раза. Сопоставление с наблюдениями говорит в пользу расчётной зависимости «1». Однако следует заметить, что эти измерения относятся к малым гелиоцентрическим расстояниям, поэтому для корректного сравнения следует учесть изменение зарядов в процессе распространения. Эта более общая и сложная задача не является целью данного рассмотрения, которое ориентировано на сравнение энергетических и зарядовых спектров ионов *in situ*.

#### ***4.1.3. Моделирование энергетических и зарядовых спектров СКЛ***

Использование в данной задаче приближения плоской стационарной УВ, вообще говоря, не вполне правомочно. Действительно, волна от вспышки представляет собой сегмент сферы и движется с некоторой скоростью так, что условия плазмы в окрестности волны постоянно меняются. Важно понимать, что постановка задачи об ускорении СКЛ в

форме (4.2)–(4.7) предполагает немалый ряд упрощений. Однако, даже в таком приближении можно объяснить важные особенности спектров тяжёлых частиц СКЛ, что и будет сделано в этом разделе. В более общей постановке задача об ускорении частиц на УВ от солнечных вспышек будет рассмотрена в разделе 4.2.

Для начала обсудим инжекционные зарядовые распределения – см. формулу (4.1). Энергии тепловых ионов, соответствующие типичным для солнечных вспышек температурам  $10^6$ – $10^7$  К, достигают лишь 1 кэВ. Как и в предыдущем разделе, мы не будем затрагивать проблему о предускорении ионов, которое начинается от тепловых энергий до энергии инжекции  $E_0$ . Зарядовые переходы, которые могут произойти в этом процессе, не скажутся существенно на энергетических и зарядовых спектрах в области энергий  $\sim 10 \div 100$  МэВ/нуклон (где проводится сравнение с экспериментом). Типичная для инжектирования в основной режим ускорения энергия выбиралась нами равной  $E_0 \approx 10 \div 100$  кэВ/нуклон. В отличие от АК КЛ ионы Fe, принадлежащие к СКЛ, при таких энергиях уже не являются однозарядными. В расчётах при выборе  $f_{q0}$  можно: 1) воспользоваться тепловыми ионизационными распределениями железа для температуры ( $10^6 \div 10^7$  К) и отнести их к  $E = E_0$  либо 2) принять за  $f_{q0}$  равновесное распределение движущихся ионов, рассчитанное для  $E = E_0$ . В первом случае реальное инжекционное значение среднего заряда будет несколько занижено, а во втором – завышено.

Обратимся теперь к имеющимся данным по энергетическим спектрам от мощных солнечных событий. Фитирование этих данных позволит нам определить степень сжатия УВ  $\rho$  для конкретных солнечных вспышек, поскольку этот параметр изменяется от события к событию в довольно широких пределах:  $\rho \approx 1.4 \div 3.9$ . Например, с помощью изложенного в разделе 4.1.1 численного метода было выполнено фитирование суммарных (по зарядам) энергетических спектров железа в постепенных солнечных событиях 20 октября 1995 г. и событий сентября – октября 1989 г. В степенном спектре для дифференциальной интенсивности  $dJ/dE = p^2 f \propto E^\gamma$  по измерениям Римса и др. (1997) можно выделить два участка с

различными показателями:  $\gamma_1 \approx -1.9$  при  $E < E_1 \approx 200$  кэВ/нуклон и  $\gamma_2 \approx -2.9$  при более высоких энергиях. Более жёсткий характер спектра в области  $E < E_1$  можно связать с вкладом, вносимым степенным распределением, из-за предускорения, например, стохастическим механизмом (см. (4.8)).

Для УВ связь между показателем дифференциальной интенсивности и степенью сжатия следующая:  $\gamma = -(\rho + 2)/2(\rho - 1)$ , а наиболее удачное фитирование данных Римса и др. (1997) было получено для  $\rho \approx 1.6$  (рис. 4.3). При этом для нужного значения показателя  $\gamma_1$  при  $E < E_1$  была принята энергетическая зависимость источника вида  $Q_{q0} \cdot (E/E_0)^{-4}$ . Представленный на рис. 4.3, а спектр рассчитан для индекса турбулентности  $S = 5/3$ . Однако такое же фитирование было выполнено и для других  $S$  (например,  $S = 3$ ). Эти два случая различаются зарядовой и энергетической зависимостью коэффициентов диффузии (4.4), а значит, имеют и разные зависимости эффективностей ускорения от заряда и энергии. Поэтому зарядовые спектры ионов для обоих случаев могут различаться, в то время как суммарные по  $q$  энергетические спектры будут практически одинаковыми.

Бистепенной характер энергетического спектра наблюдался также и в измерениях Баранова и др. (1999) для событий сентября-октября 1989 г. Здесь для области энергий  $8 \text{ МэВ/нуклон} < E < 30 \text{ МэВ/нуклон}$  имеем  $\gamma_1 \approx -2.65$ , а при  $E > 30 \text{ МэВ/нуклон}$   $\gamma_2 \approx -3.4$ . Причём авторами последней работы измерялись не потоки, а сами функции распределения  $f(E) \sim E^\gamma$ , показатели которых зависят от  $\rho$  как  $\gamma = -(2\rho + 1)/2(\rho - 1)$ . Поэтому, чтобы смоделировать такой спектр в рамках предположения о вкладе предускорения, нужно принять  $\rho \approx 1.63$  и инжекционный спектр вида  $Q_{q0} \cdot (E/E_0)^{-4.5}$ . Результат фитирования представлен на рис. 4.3, б.

Итак, объяснение суммарных энергетических спектров из работ Римса и др. (1997) и Баранова и др. (1999) позволило нам определить степень сжатия УВ и показатели спектров предускоренных частиц для каждого рассмотренного случая. При этом пока не обсуждался вопрос, какие изменения в энергетические и зарядовые спектры Fe могут внести

процессы обдирки, имеющие место во время ускорения. На рис. 4.4 представлены энергетические спектры для отдельных ионов железа с  $q=+8, +14$  и  $+20$ , рассчитанные при температуре области ускорения  $T=10^6$  К, показателе спектра рассеивающей турбулентности  $S=5/3$  и кон-

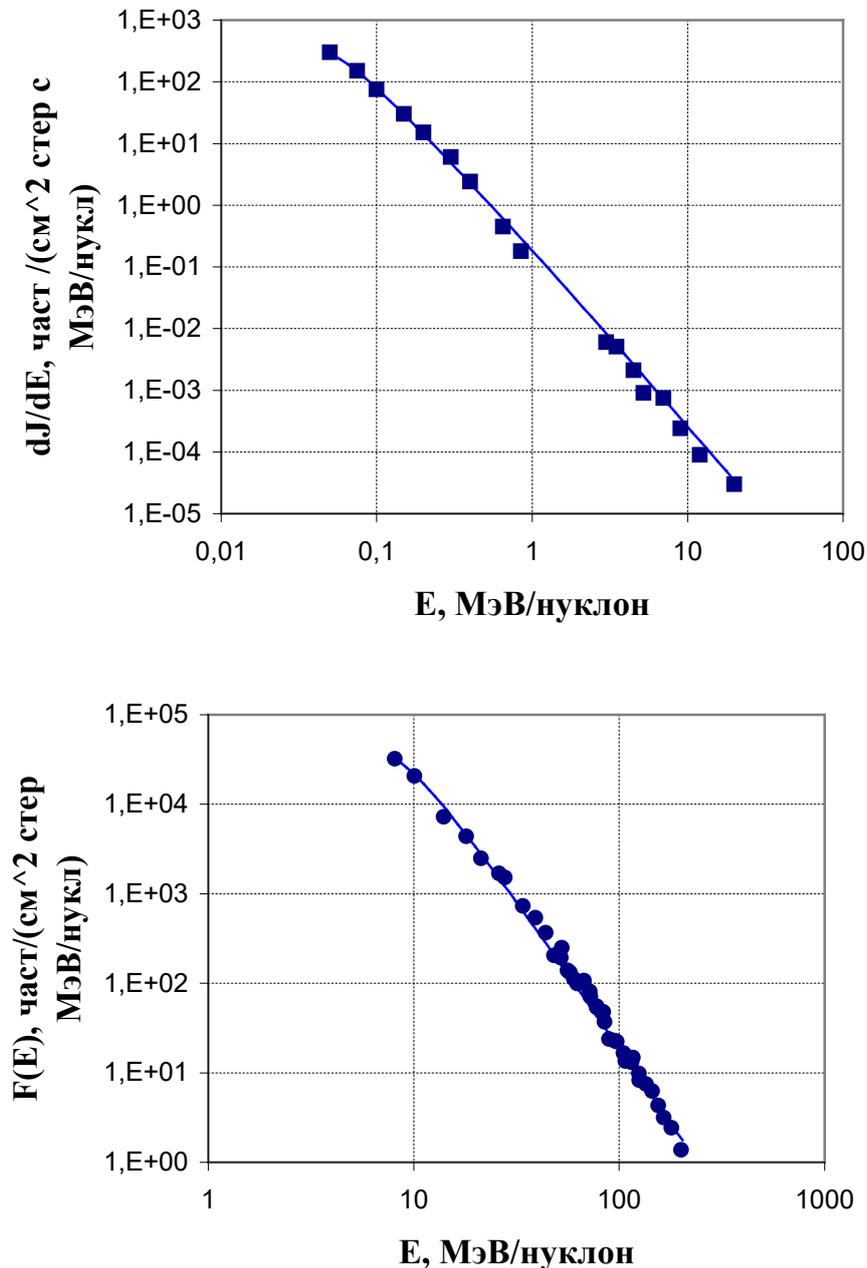


Рис. 4.3. а – Фитирование суммарного (по зарядам) потока ионов железа по наблюдениям Римса и др. (1997); ■ – экспериментальные данные, кривая – результаты

моделирования с параметрами  $S=5/3$ ,  $\rho=1.60$ ,  
 $Q_{inj}=Q_{q0}(E/E_0)^{-4}$ ;  
 б – Фитирование суммарного (по зарядам) энергетического спектра железа из работы Баранова и др. (1999);  
 • – экспериментальные данные, кривая – результаты моделирования с параметрами  $S=5/3$ ,  $\rho=1.63$ ,  
 $Q_{inj}=Q_{q0}(E/E_0)^{-4.5}$

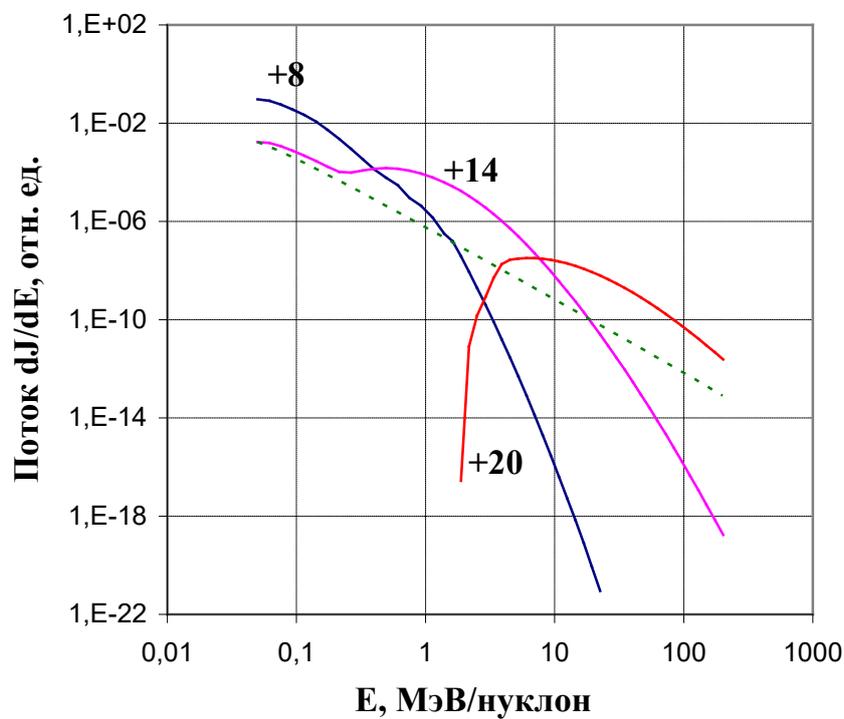


Рис. 4.4. Энергетические спектры ионов  $Fe^{+8}$ ,  $Fe^{+14}$  и  $Fe^{+20}$  с учётом процессов изменения зарядов (непрерывные линии); для сравнения представлен также спектр иона  $Fe^{+14}$ , рассчитанный в отсутствие зарядовых переходов (пунктирная линия). Параметры плазмы и УВ следующие:  $T=10^6$  К,  $N=5 \cdot 10^8$  см<sup>-3</sup>,  $\rho=1.6$ ,  $S=5/3$ , энергия инжекции  $E_0=50$  кэВ/нуклон, времена ускорения до 200 МэВ/нуклон

$$\tau_r(+8)=80 \text{ с}, \tau_r(+14)=60 \text{ с}, \tau_r(+20)=50 \text{ с}$$

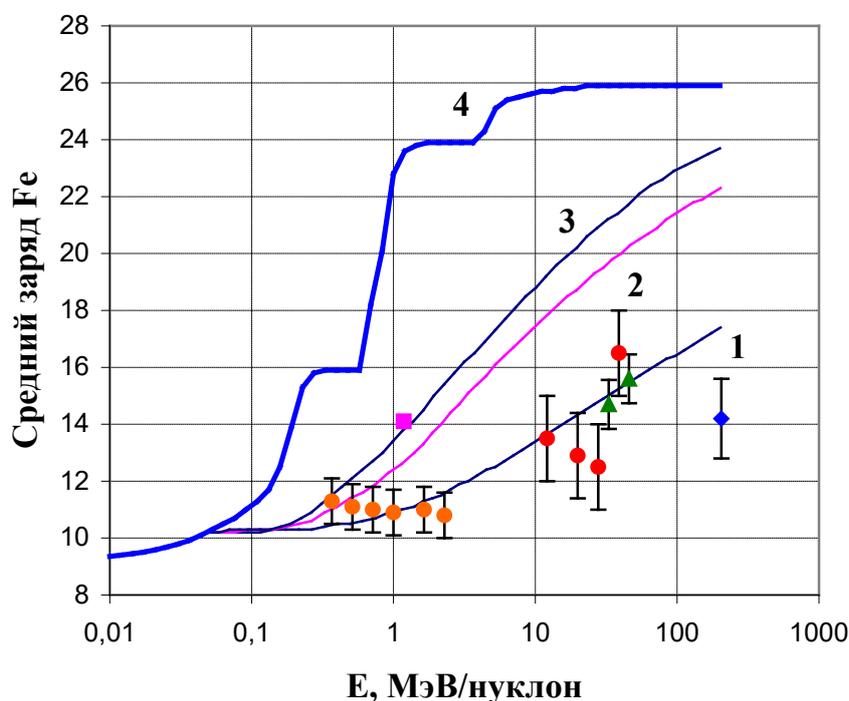


Рис. 4.5. Энергетические зависимости среднего заряда ионов Fe,  $\bar{q}_{\text{Fe}}$ , ускоренных от  $E_0=50$  кэВ/нуклон до  $E_{\text{max}}=200$  МэВ/нуклон при  $T=10^6$  К. Параметры вычислений:  $S=5/3$ ,  $\tau_r(E_{\text{max}})=100 \div 70$  с, для кривых (1)  $N=10^8 \text{ см}^{-3}$ , (2)  $N=5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$ , (3)  $N=10^9 \text{ см}^{-3}$ ; кривая (4) соответствует равновесному заряду движущегося в плазме иона. Также показаны экспериментальные данные: ● – Отлиker и др. (1997), ■ – Лун и др. (1984), ▲ – Леске и др. (1995), ◆ – Тылка и др. (1995).

центрации частиц тепловой плазмы  $N=5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$  с учётом всех процессов, описанных в подразделах 3.1.1–3.1.5.

Здесь приведены спектры, полученные с учётом процессов обдирки и рекомбинации, а для  $q=+14$  – также и спектр в приближении пробных частиц (спектры такого же наклона, но с отличными инжекционными

значениями имеют место и для ионов с другими  $q$ ). Таким образом, из расчётов следует, что если процессы изменения заряда во время ускорения имеют место, то это может привести к значительному изменению зарядовых распределений с ростом энергии.

На рис. 4.5, 4.6 а, б представлены зависимости среднего заряда  $\bar{q}_{Fe}$  от энергии для различных концентраций плазмы  $N$  и различных спектральных индексов рассеивающей турбулентности  $S$ . Так, на рис. 4.5 видно, что повышение  $N$ , которое влечёт за собой пропорциональное ей возрастание скоростей столкновительной ионизации, ведёт к значительной обдирке ускоренных ионов. На этом рисунке также отмечены известные наблюдательные данные по средним зарядам железа от СКЛ, упомянутые ранее в разделе 1.4. Заметим, что для достижения соответствия с экспериментами, была выбрана температура области инжекции  $T=10^6$  К. Такие температуры типичны для импульсной фазы вспышки, во время которой и происходит ускорение частиц, хотя в последующей фазе имеет место рост  $T$  до  $\sim 10^7$  К. Что касается концентрации плазмы, то при временах ускорения  $\tau_r(E_{max}=200$  МэВ/нуклон) $=100\div 70$  с её значение оценивается как  $N\sim 5\cdot 10^8$  см<sup>-3</sup>. Отметим, что поскольку в настоящее время длительность ускорения частиц из наблюдений точно определить трудно (кроме того, оно может различаться для разных событий), то смысл имеют не отдельные значения  $\tau_r$  и  $N$ , а их произведение  $\tau_r \times N = (5.0\div 3.4)\cdot 10^{10}$  см<sup>-3</sup>·с. На рис. 4.6 а прослеживается зависимость результатов от параметра  $S$ . А именно, для  $S > 2$  средний заряд при той же концентрации плазмы растёт быстрее, чем для  $S < 2$ . Такой эффект связан с зависимостью пространственного коэффициента диффузии от заряда:  $\chi_{qi} \sim (q/A)^{S-2}$ . Как следствие, для  $S > 2$  частицы из более высоких зарядовых состояний будут ускоряться дольше, чем из низких, а для  $S < 2$  имеет место обратное соотношение. Ясно, что переход из низких зарядовых состояний в высокие благодаря обдирке приостановится при выполнении условия  $\tau_{qq+1} > \tau_r$ . В то же время при фиксированной энергии всегда выполняется неравенство  $\tau_{q+1q+2} > \tau_{qq+1}$ . Всё

вместе это приводит к тому, что для  $S < 2$  переходы в высокие состояния должны стать несущественными при меньших энергиях, чем в случае  $S > 2$ . Для сравнения на рис. 4.6 б представлены энергетические зависимости среднего заряда, рассчитанные с учётом ионизации протонами и без него. Видно, что этот процесс является очень важным, и пренебрежение им приводит к существенным ошибкам.

Кроме энергетической зависимости среднего заряда ускоряемого элемента, интересно также проследить изменение второго момента зарядового распределения, т.е. дисперсии, которая также может быть измерена в экспериментах (см. ниже). На рис. 4.7 представлены зависимости дисперсии  $\sigma_{Fe}$  от энергии при различных значениях  $S$ . Видно, что при  $S=3$   $\sigma_{Fe}$  быстрее растёт с энергией и быстрее достигает максимума, чем при  $S=5/3$ . Это также связано с увеличением времён ускорения при переходе к большим  $q$  и с более широким диапазоном их изменения в случае  $S=3$ . Поведение дисперсии качественно согласуется с аналитической зависимостью, полученной Кургановым и Остряковым (1991), согласно которой  $\sigma_{Fe} \sim \ln(p/p_0) \cdot \tau_r / \tau_{qq+1}$ , где  $\tau_r$  и  $\tau_{qq+1}$  – характерные времена ускорения и ионизации, принятые в упомянутой работе независимыми от энергии и заряда. Действительно, при концентрации плазмы  $N=10^8 \text{ см}^{-3}$  в области энергий, близких к  $E_0$ , отношение  $\tau_r / \tau_{qq+1} \sim 2 \div 3$  лишь для низких зарядовых состояний. При высоких энергиях выполняется неравенство  $\tau_r / \tau_{qq+1} \leq 1$ , а слабый рост  $\sigma_{Fe}$  с энергией обусловлен тем, что  $\ln(p/p_0)$  растёт быстрее, чем падает величина  $\tau_r / \tau_{qq+1}$ . Другая картина имеет место для  $N=10^9 \text{ см}^{-3}$ . В этом случае с ростом энергии отношение  $\tau_r / \tau_{qq+1}$  сначала быстро увеличивается (одновременно с быстрым ростом  $\bar{q}_{Fe}$ ), а затем, достигнув максимума, начинает резко уменьшаться. Поэтому, несмотря на слабый рост множителя  $\ln(p/p_0)$ , происходит падение  $\sigma_{Fe}$ .

На рис. 4.8 представлены зарядовые спектры железа при энергии порядка 10 МэВ/нуклон для индексов турбулентности  $S=3$  и  $S=5/3$ . Они иллюстрируют сказанное выше относительно зависимости  $\bar{q}_{Fe}$  и  $\sigma_{Fe}$  от

энергии при различных  $S$ : для  $S=3$  средний заряд оказывается выше, а рас-

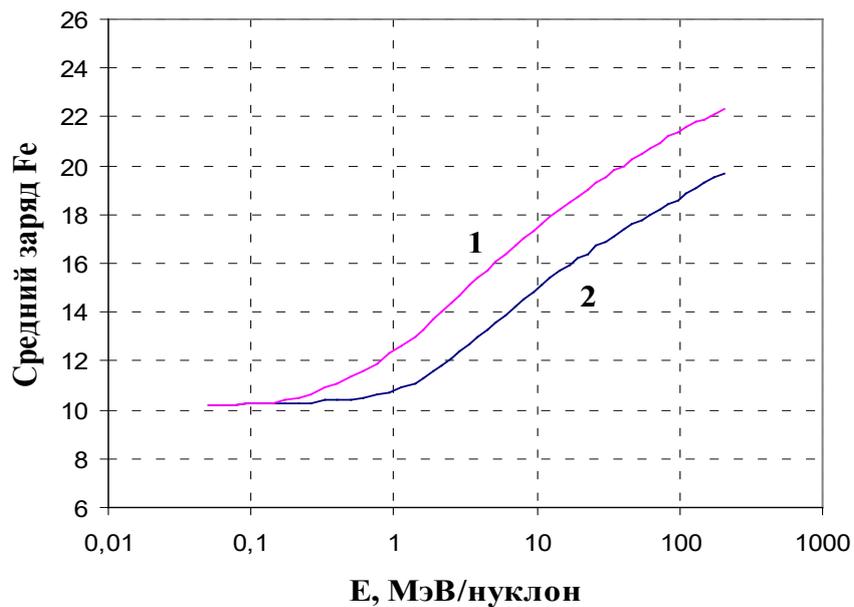
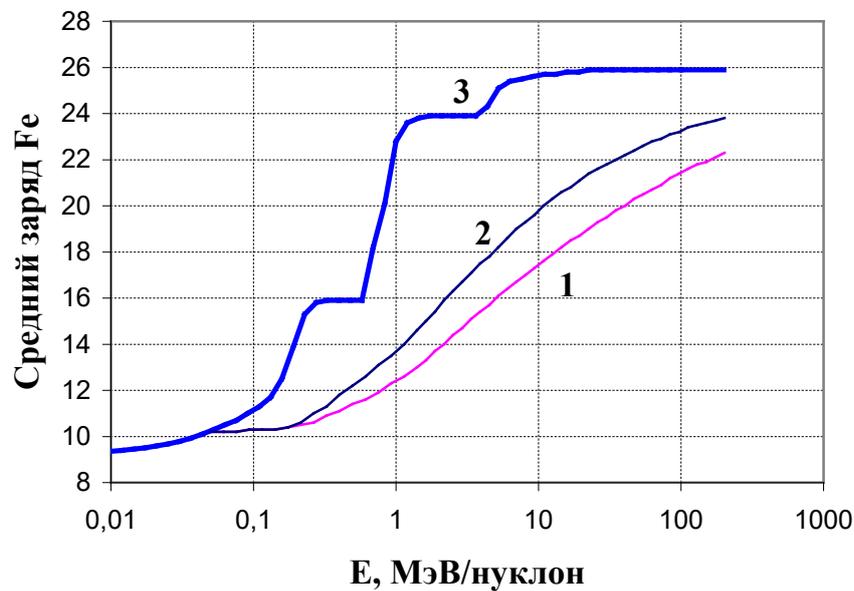


Рис. 4.6. Зависимости средних зарядов ионов Fe, ускоренных от  $E_0=50$  кэВ/нуклон до  $E_{\max}=200$  МэВ/нуклон при  $T=10^6$  К для следующих параметров:  
 а –  $N=5 \cdot 10^8$  см $^{-3}$ , а для кривых (1)  $S=5/3$ ,  $\tau_r(E_{\max})=100 \div 70$  с и (2)  $S=3$ ,  $\tau_r(E_{\max})=40 \div 140$  с; кривая (3) – равновесный заряд;  
 б –  $N=5 \cdot 10^8$  см $^{-3}$ ,  $S=5/3$  и  $\tau_r(E_{\max})=100 \div 70$  с; кривая (1) с

учётom всех ионизационных и рекомбинационных процессов (3.1.1–3.1.5) и (2) без учёта ионизации протонами

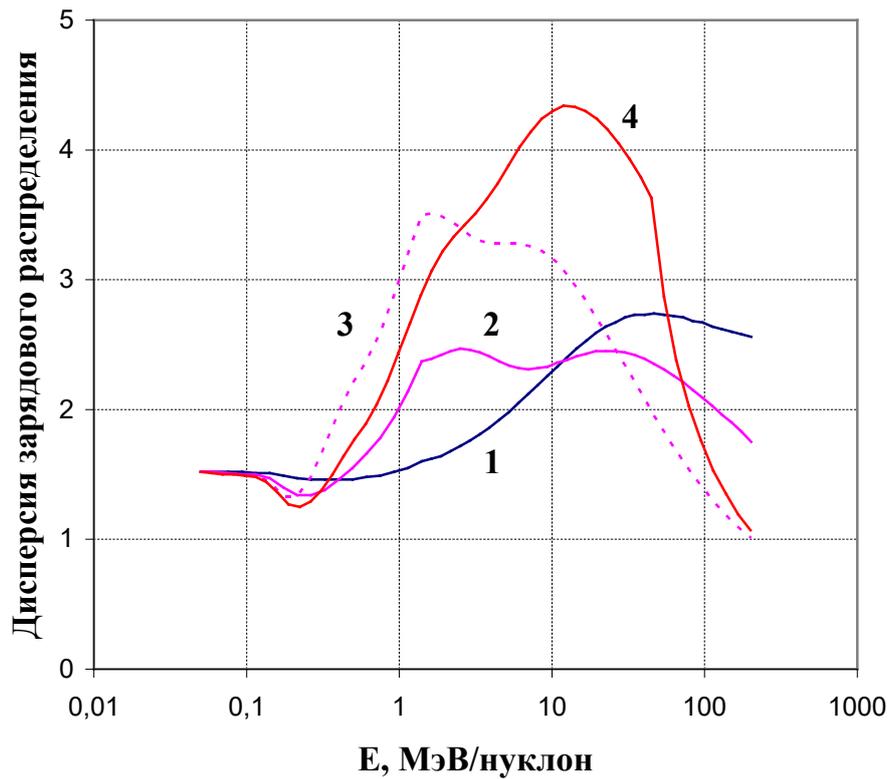


Рис. 4.7. Зависимость дисперсии,  $\sigma_{Fe}$ , функции распределения ускоренных ионов Fe от энергии для  $S=5/3$ ,  $\tau_r(E_{max})=100 \div 70$  с и (1)  $N=10^8$   $cm^{-3}$ , (2)  $N=5 \cdot 10^8$   $cm^{-3}$ , (4)  $N=10^9$   $cm^{-3}$ ; (3) то же для  $S=3$ ,  $\tau_r(E_{max})=40 \div 140$  с и  $N=5 \cdot 10^8$   $cm^{-3}$

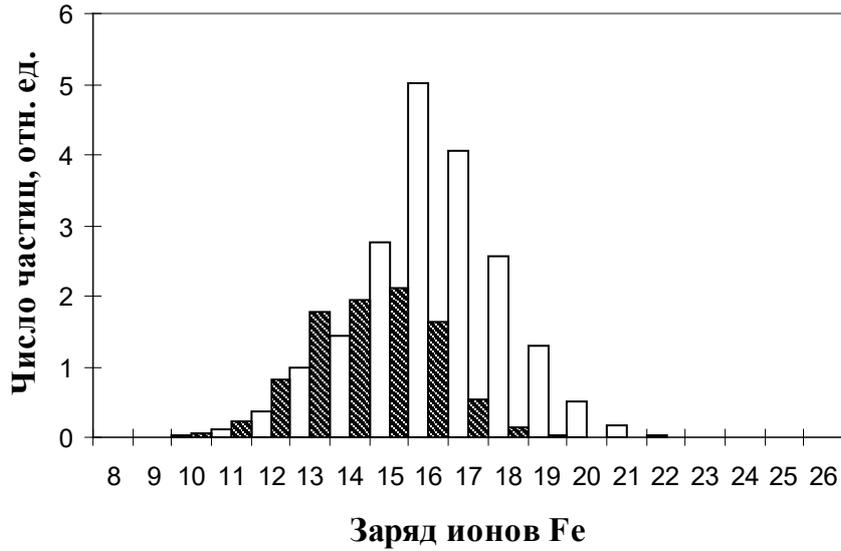


Рис. 4.8. Рассчитанные зарядовые распределения Fe для  $S=5/3$ ,  $\tau_r(E_{\max})=100\div 70$  с (заштрихованные прямоугольники) и  $S=3$ ,  $\tau_r(E_{\max})=40\div 140$  с (полые прямоугольники) при энергии  $E=10$  МэВ/нуклон и  $T=10^6$  К,  $N=5\cdot 10^8$  см $^{-3}$

пределение шире, чем для  $S=5/3$ . Из этого рисунка также видно, что на левом краю распределения  $f_q(S=5/3) < f_q(S=3)$  при  $8 \leq q \leq 14$ , но  $f_q(S=5/3) > f_q(S=3)$  при  $q \geq 14$ . Действительно, при  $S=5/3$  частицы из низких зарядовых состояний ускоряются дольше, а значит, и более эффективно переходят в состояния с бóльшими  $q$ , чем при  $S=3$ .

Рассмотрим теперь примеры фитирования зарядовых спектров, измеренных космическим аппаратом *ACE*, в частности, во вспышке 20–23 апреля 1998 г. (рис. 4.9 а, б). В наблюдениях *ACE* для интервала энергий  $0.28\div 0.38$  МэВ/нуклон был найден  $\bar{q}_{\text{Fe}}=11.2\pm 0.34$ , ориентируясь на значения которого подбирались параметры плазмы в области ускорения. Из рисунков видно, что рассчитанные зарядовые спектры несколько уже экспериментальных. Отчасти это может быть связано с неточностями измерений, но не следует забывать и то, что в нашем рассмотрении была

опущена стадия предускорения, в которой инжекционный зарядовый спектр также может стать шире. Как и следовало ожидать, для  $S=3$  рассчитанное распределение имеет несколько более высокую дисперсию, чем для  $S=5/3$ . Однако эти отличия для полученных зарядовых спектров едва различимы, поэтому, учитывая приведённые выше оговорки относительно погрешностей вычислений и измерений  $\sigma_{Fe}$ , трудно сделать окончательный выбор в пользу какого либо определённого значения параметра  $S$ .

Заметим также, что в системе уравнений (4.2) не учитывается оператор второго порядка по  $p$ , описывающий диффузию по импульсам, или стохастическое ускорение частиц. Пренебрежение им возможно лишь при условии  $\tau_r \ll \tau_s$ . Для  $1 < S < 2$  оно примерно выполняется: темп ускорения Ферми II порядка  $(1/\tau_s)$ , по крайней мере, в 5 раз уступает темпу регулярного  $(1/\tau_r)$ . Действительно, для  $S < 2$  имеем  $\tau_r/\tau_s \sim (V_a/u_1)^2$ , а в окрестности сильной УВ скорость направленного движения плазмы  $u_1$ , как правило, много больше альвеновской скорости  $V_a$ . Но для случая  $S > 2$  отношение  $\tau_r/\tau_s \sim (V_a/u_1)^2 \cdot (V/u_1)^{S-2}$ , т.е. эффективность стохастического ускорения растёт как с индукцией магнитного поля, от которой линейно зависит альвеновская скорость, так и с энергией (здесь  $V$  – скорость частицы). Так, например, для измеренной в работе Римса и др. (1997) максимальной энергии иона  $E=20$  МэВ/нуклон и  $u_1 \approx 4 \cdot 10^7$  см/с наши решения применимы ( $\tau_r/\tau_s \leq 0.2$ ), если  $V_a \leq 2.5 \cdot 10^6$  см/с. Для  $N \approx 5 \cdot 10^9$  см<sup>-3</sup> это соответствует регулярным магнитным полям  $B \leq 1$  Гс в короне над активной областью, где и происходит ускорение. В случае же более сильных УВ, например, таких, что  $\rho \approx 3.9$  и  $u_1 \approx 2 \cdot 10^8$  см/с, полученные решения можно применять для полей  $B \leq 10$  Гс. Такие значения напряжённости магнитного поля вполне допустимы в областях ускорения, находящихся для постепенных солнечных событий достаточно высоко в короне ( $h \sim 10^{10}$  см). Действительно, из многочисленных экспериментальных данных следует, что в источниках радиовсплесков II типа (свидетельствующих о наличии УВ) существуют магнитные поля с

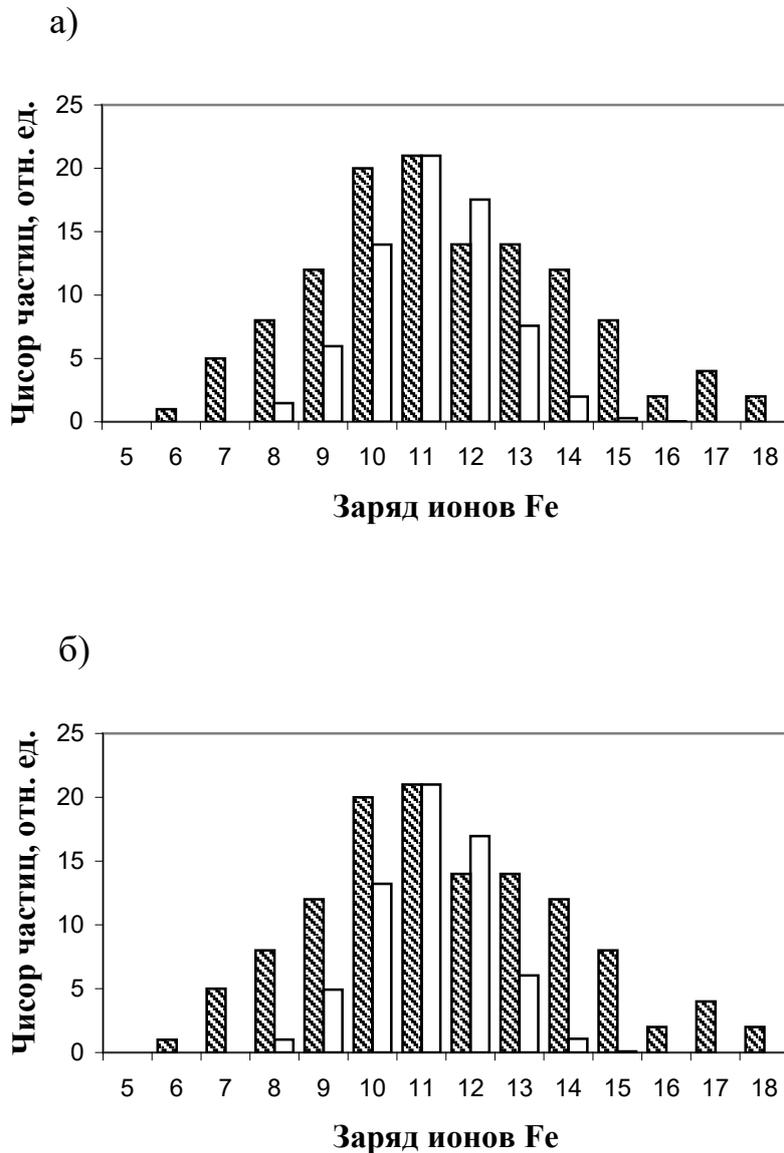


Рис. 4.9. Рассчитанные зарядовые распределения Fe для (а)  $S=5/3$ ,  $\tau_r(E_{\max})=100\div 70$  с,  $N=5\cdot 10^8$  см<sup>-3</sup> (полые прямоугольники) и (б)  $S=3$ ,  $\tau_r(E_{\max})=40\div 140$  с,  $N=2.5\cdot 10^8$  см<sup>-3</sup> (полые прямоугольники) при  $E=0.38$  МэВ/нуклон и  $T=10^6$  К. На обоих рисунках также показаны данные прибора SEPICA с космического аппарата ACE для постепенного солнечного события 20–23 апреля 1998 года (заштрихованные прямоугольники)

индукцией от  $\sim 1$  Гс до  $\sim 30$  Гс. Подчеркнём, что оцененные здесь значения  $B \sim 1 \div 10$  Гс соответствуют области ускорения, расположенной над вспышечной аркой. При этом в нижней части арки возможны несколько бóльшие значения  $B$ , такие что  $B^2/8\pi \sim Nk_B\Delta T$  ( $\Delta T$  – увеличение температуры плазмы за счёт магнитного пересоединения, т.е. аннигиляции магнитного поля). Так, например, для повышения температуры до  $10^7$  К при  $N \approx 5 \cdot 10^9$  см $^{-3}$  энергетические соображения приводят к оценке  $B \sim 13$  Гс.

Теперь на основе полученных значений  $B$  можно оценить плотность энергии рассеивающей турбулентности  $W_T = \int_1^\infty W_0 \cdot (k/k_{\min})^{-S} d(k/k_{\min})$ . Для некоторой энергии инжекции  $E_0$  при  $S=3$  согласно Шликайзеру (1989)

имеем  $W_0 \geq \frac{eB^3 k_{\min}^{-2}}{2\pi^2 m_p c \chi(E_0)}$  [эрг/см $^3$ ]. В наших расчётах для  $q=A=1$ ,

$\chi(E_0) = 6 \cdot 10^{17}$  см $^2$ /с,  $E_0 = 40$  кэВ/нуклон и  $B = 1$  Гс получаем  $W_T \approx 0.01 \times B^2/8\pi \approx 0.0005 \cdot Nk_B T$ , что позволяет применять использованное при получении (4.2) квазилинейное приближение для плазмы солнечных вспышек. Аналогичная оценка для  $u_1 = 2 \cdot 10^8$  см/с,  $\chi(E_0) = 2 \cdot 10^{18}$  см $^2$ /с (при неизменном времени ускорения) и  $B = 10$  Гс даёт близкое значение  $W_T \approx 5 \cdot 10^{-3} \times B^2/8\pi \approx 2 \cdot 10^{-4} \times Nk_B T$ . При значениях концентрации плазмы  $N = 5 \cdot 10^9$  см $^{-3}$  имеем  $k_{\max} \sim \omega_{Bp}/V_a = 5 \cdot 10^{-3}$  см $^{-1}$  ( $k_{\max}$  от  $B$  не зависит), что соответствует энергиям  $E_{\min} < E_0$  ( $E_{\min} = 2m_p(\pi\omega_{Bp}/k_{\max})^2$ ), а параметр  $k_{\min}$  уже был приведён в постановке задачи. Таким образом, найденные выше параметры плазмы дают также непротиворечивые оценки границ спектра турбулентности, которая способна ускорять частицы от  $E_0 = 40$  кэВ/нуклон до максимальных рассматриваемых здесь энергий порядка десятков-сотен МэВ/нуклон.

Одним из наиболее интересных событий солнечных частиц является событие 6 ноября 1997 г. Во время этого события приборам аппарата ACE

удалось измерить зарядовые и энергетические спектры сразу для целого ряда элементов: С, О, Mg, Si, Ne и Fe. Примечательно, что в рамках зарядово-согласованной модели нам удалось объяснить рост среднего

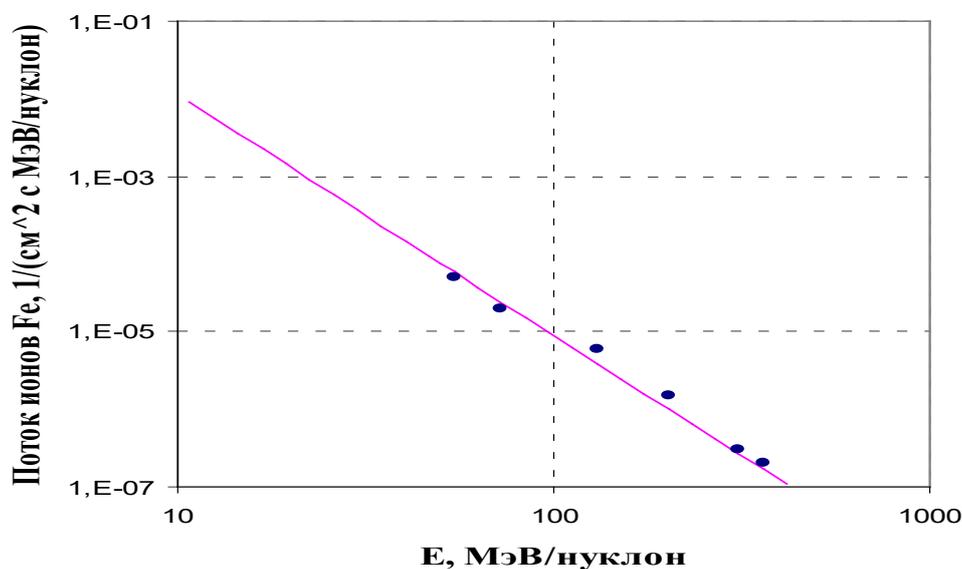
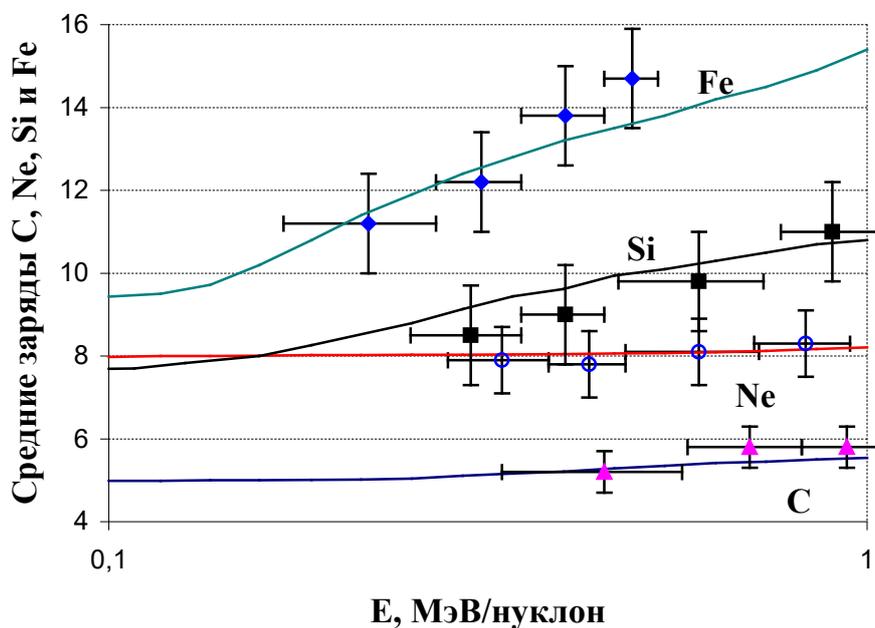


Рис. 4.10. а – Зависимости средних зарядов ускоренных ионов Fe, Si, Ne и С от энергии для параметров  $\rho=1.6$ ,  $S=5/3$ ,  $T=10^6$  К,  $N=10^9$  см<sup>-3</sup>; кроме того, для Fe  $\tau_r = 2.6 \div 1.7$  с, а для Si, Ne и С  $\tau_r = 2.0 \div 1.7$  с (все значения  $\tau_r$  относятся к энергии 1 МэВ/нуклон). Также показаны экспериментальные данные по средним зарядам разных элементов для события 6 ноября

1997 г.;

б – Результаты расчёта просуммированного по зарядам энергетического спектра Fe; ● – данные со спутника *IMP-8* для события 6 ноября 1997 г. (параметры расчёта те же)

заряда всех перечисленных элементов, выбрав единые параметры фоновой плазмы и степени сжатия УВ. Результаты расчётов представлены на рис. 4.10, а (чтобы не перегружать рисунок, кривые для O и Mg опущены). На рис. 4.10, б представлен рассчитанный для тех же параметров суммарный по зарядам энергетический спектр для Fe. Сравнение наших расчётов с измерениями спектров для того же события спутником *IMP-8* показывает их хорошее соответствие.

В заключение этого раздела необходимо отметить, что сопоставлять полученные здесь результаты с измерениями в межпланетном пространстве можно лишь в том случае, если за время распространения частиц до наблюдателя зарядовые спектры не претерпевают существенных изменений.

## 4.2. Ускорение частиц на движущейся сферической УВ

Выше уже отмечалось, что использование приближения плоского стационарного фронта не всегда оправдано. Например, УВ от солнечной вспышки по форме скорее ближе к сегменту сферы, что при определённых условиях может сказаться на энергетических и зарядовых спектрах ускоренных ею частиц. Кроме того, параметры плазмы в окрестностях фронта изменяются за счёт её движения в неоднородной короне. Ещё один ранее не учтённый эффект связан с тем, что движущаяся ударная волна дополнительно турбулизует среду, что, в свою очередь, может существенно повлиять на сам процесс ускорения. Таким образом, есть все основания для разработки более детальной модели ускорения. Ниже одна из таких возможных моделей будет описана (рис. 4.11).

Считается, что ПСС имеют место высоко в короне Солнца (см. раздел 1.2). Это означает, что движение ударной волны, ускоряющей ионы,

целесообразно отслеживать, начиная с радиусов  $R_{in} \approx 1.2R_s$ , где  $R_s = 7 \cdot 10^{10}$  см – радиус Солнца. По мере удаления от этой поверхности факторы, возмущающие среду, ослабевают, поэтому можно считать, что

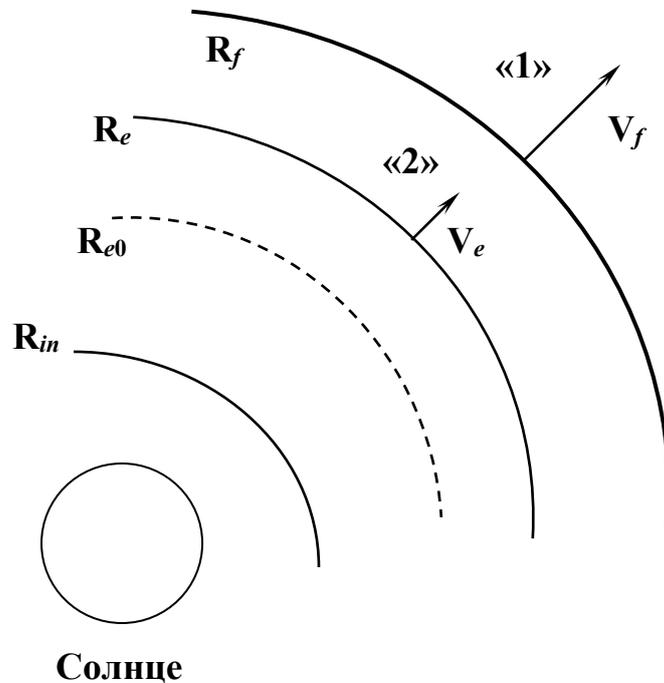


Рис. 4.11. Геометрия движущейся ударной волны и эволюция турбулентного слоя в её окрестностях

изначально (до образования и прохождения УВ) турбулентность заключена лишь в пределах гелиоцентрических расстояний  $[R_s; R_{e0}]$ , где  $R_{e0} \approx 1.7R_s$  (в представленных далее расчётах параметры  $R_{in}$  и  $R_{e0}$  – модельные и могут несколько варьироваться от события к событию).

При перемещении УВ её радиус растёт со временем:  $R_f(t) = R_s + V_f t$ , где  $V_f$  – постоянная скорость ударного фронта (при необходимости в вычислительной схеме легко учесть и неравномерность движения), а время  $t$  отсчитывается от момента вспышки, произошедшей вблизи

поверхности Солнца. Условимся обозначать область перед УВ как «1», а за фронтом – «2».

Проходя сквозь турбулентный слой, УВ дополнительно возмущает среду, а достигнув внешней границы слоя  $R_{e0}$ , увлекает турбулентность за собой, так что её граница начинает двигаться за ударным фронтом с некоторой скоростью  $V_e$ :  $R_e(t) = R_{e0} + V_e \cdot t$  (о способах определения значения скорости  $V_e$  см. раздел 4.2.2).

Для расчета энергетических и зарядовых спектров ускоренных на УВ частиц, необходимо задать функцию инжекции, в общем случае зависящую от всех четырёх переменных  $Q(r, E, q, t)$ . Способы инжекции частиц в процесс ускорения мы обсудим подробнее в разделе 4.2.2.

Запишем теперь систему соответствующих нестационарных уравнений переноса (в целях компактности опустим в уравнениях аргументы функций распределения  $f_q \equiv f_q(E, r, t)$ ):

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_q}{\partial t} = & \frac{1}{r^2} \left( r^2 \chi \frac{\partial f_q}{\partial r} \right) - w \frac{\partial f_q}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 w) \left( \frac{2E}{3} \frac{\partial f_q}{\partial E} - \frac{f_q}{3} \right) + \\ & + \frac{\partial}{\partial E} \left[ (\dot{E}_C - \Psi) f_q \right] + \frac{\partial^2}{\partial E^2} (\Phi f_q) + N(r) (f_{q+1} \alpha_{q+1} - f_q (\alpha_q + \beta_q) + f_{q-1} \beta_{q-1}), \end{aligned} \quad (4.9)$$

$q = q_{\min}, \dots, q_{\max} .$

Зарядовые переходы описываются здесь при помощи трёх последних членов аналогично случаю плоской волны (4.2). Однако в (4.9) дополнительно учтём зависимость концентрации фоновой плазмы от  $r$ :

$$\log(N(r)/(g \cdot N_0)) = -\exp[0.19(\log(r/R_s - 1) + 2.3)^2], \quad (4.10)$$

где  $N_0 = 4 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ ,  $r = (1.2 \div 5)R_s$ ;  $g$  – множитель порядка 1.

Дадим краткие пояснения к остальным слагаемым в системе (4.9) и входящим туда параметрам.

1) В гелиоцентрической системе координат, для которой записаны уравнения (4.9),  $w$  – скорость солнечного ветра перед и за фронтом движущейся волны. Очевидно, что в системе Солнца  $w = w_f + V_f$ , где  $w_f$  – скорость солнечного ветра в системе покоя ударного фронта. Например, допустимо задать  $w_f$  в таком виде:

$$w_f = \begin{cases} u_1, & r \geq R_f + 10 \cdot \delta \\ \frac{u_1 + u_2}{2} + \frac{u_1 - u_2}{2} \operatorname{th} \frac{(r - R_f)}{\delta}, & |r - R_f| \leq 10 \cdot \delta \\ \frac{r - R_s}{R_f - R_s} (u_2 - u_1) + u_1, & r \leq R_f - 10 \cdot \delta \end{cases} \quad (4.11)$$

Здесь использованы обозначения:  $u_1 = V_{sw} - V_f$ ,  $u_2 = (V_{sw} - V_f)/\rho$ ,  $V_{sw}$  – скорость невозмущенного солнечного ветра в области «1»,  $\rho$  – степень сжатия УВ,  $\delta$  – характерная толщина ударного фронта. Из (4.11) следует, что перед УВ скорость плазмы постоянна, затем на ширине порядка нескольких толщин ударного фронта эта скорость падает в  $\rho$  раз. Однако такое значение не может сохраниться до поверхности Солнца, поэтому естественно ожидать, что оно вернётся к невозмущённому значению  $u_1$  (хотя убывание по линейному закону в (4.11) выбрано произвольно). Заметив, что  $u_1 + u_2 = (V_{sw} - V_s)(1 + \rho)/\rho$  и  $u_1 - u_2 = (V_{sw} - V_s)(\rho - 1)/\rho$ , мы получим скорость СВ относительно Солнца (рис. 4.12):

$$w = \begin{cases} V_{sw}, & r \geq R_f + 10 \cdot \delta \\ \frac{V_{sw}(\rho+1) + V_f(\rho-1)}{2\rho} + \frac{(V_{sw} - V_f)(\rho-1)}{2\rho} \operatorname{th} \frac{(r - R_f)}{\delta}, & |r - R_f| \leq 10 \cdot \delta \\ \frac{r - R_s}{R_f - R_s} \frac{(V_f - V_{sw})(\rho-1)}{\rho} + V_{sw}, & r \leq R_f - 10 \cdot \delta \end{cases} \quad (4.12)$$

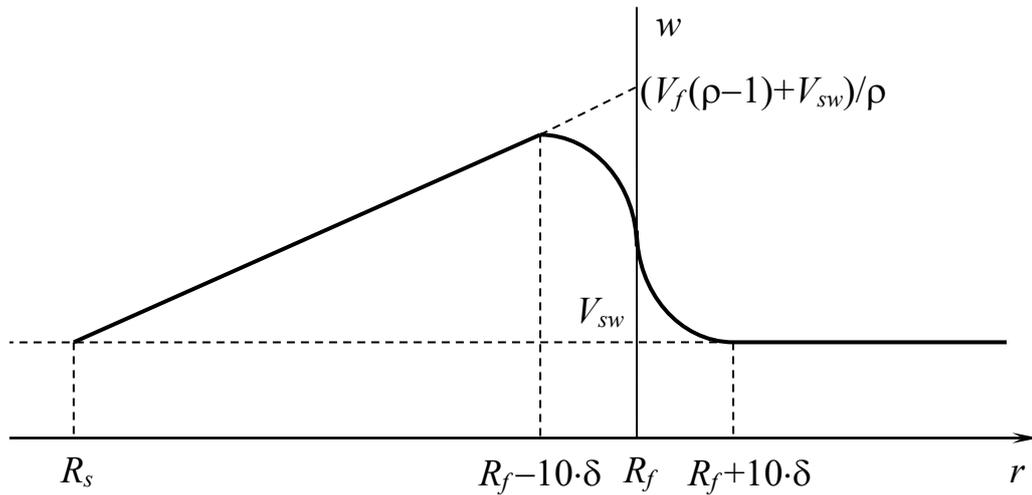


Рис. 4.12. Зависимость от гелиоцентрической координаты скорости солнечного ветра (в системе покоя Солнца) перед и за движущимся фронтом УВ. Положение волны определяется её радиусом  $R_f$

2)  $\chi$  – коэффициент пространственной диффузии с той же зависимостью от энергии и заряда, что и в (4.4):  $\chi(E, q) \propto E^{(3-S)/2} q^{S-2}$ . Определим зависимость этого коэффициента от гелиоцентрического

расстояния так:

$$\chi = \begin{cases} \chi_1, & r \geq R_f + 10 \cdot \delta \\ \frac{\chi_1 + \chi_2}{2} + \frac{\chi_1 - \chi_2}{2} \operatorname{th} \frac{(r - R_f)}{\delta}, & |r - R_f| \leq 10 \cdot \delta, \\ \chi_2, & r \leq R_f - 10 \cdot \delta, \end{cases} \quad (4.13)$$

причём  $\chi_1 \gg \chi_2$ , так как турбулизация среды в возмущённой области «2» существенно выше, чем в невозмущённой области «1». Следует, однако, заметить, что после того, как радиус УВ превысит значение  $R_{e0}$ , увлекаемая фронтом с гидродинамической скоростью  $V_e$  турбулентность в области «2» начинает ослабевать (а  $\chi_2$ , соответственно, расти). Для описания этого эффекта удобно ввести множитель

$$\mu = \frac{\eta + 1}{2} + \frac{\eta - 1}{2} \operatorname{th} \frac{(R_e - R_d)}{D_d}, \quad (4.14)$$

на который следует домножить коэффициент  $\chi_2$ , если  $R_f > R_{e0}$  – рис. 4.13. Здесь  $R_d$  – величина, превышающая  $R_{e0}$ ,  $D_d$  – характерный масштаб возрастания коэффициента диффузии,  $\eta$  – модельный фактор возрастания  $\chi_2$  (далее в расчётах принималось  $R_d = 2.2 R_s$ ,  $D_d = 0.2 R_s$ ,  $\eta = 10$ ).

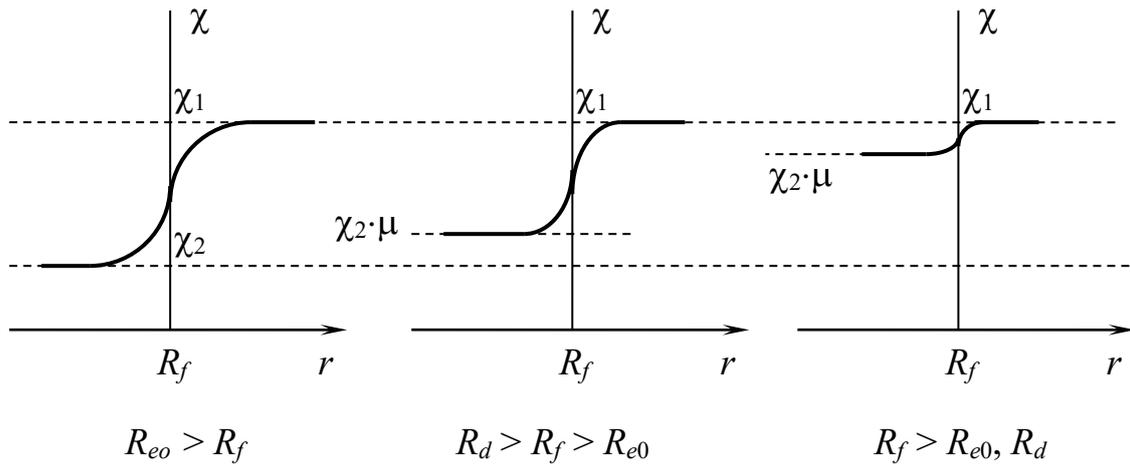


Рис. 4.13. Зависимость коэффициента пространственной диффузии от  $r$  при различных положениях фронта УВ относительно первоначальной границы турбулентного слоя

Таким образом, пробег частиц растёт по мере прохождения волной турбулентного слоя. Частицы естественным образом покидают область ускорения и направляются в глубь гелиосферы, где и могут быть зарегистрированы. Продолжительность их блуждания в области определяется коэффициентом пространственной диффузии, т.е. зависит от энергии и заряда иона.

Заметим, что поскольку скорость плазмы и коэффициенты диффузии не испытывают резкого скачка на ударном фронте, уравнение (4.9) можно применять во всей области ускорения и/или распространения, т. е. необходимость в условиях сшивки вида (4.6), (4.7) отпадает.

3) Помимо механизма ускорения Ферми I рода уравнение (4.9) также описывает и ускорение механизмом Ферми II рода. Последний при наличии УВ, как правило, менее эффективен (см. раздел 1.1), хотя и может внести определённый вклад в общий набор энергии. Основное отличие в

математическом описании стохастического ускорения в форме уравнений (4.9) от уравнений (2.2) и (2.11) связано с использованием здесь в качестве переменной энергии, а не импульса. Пересчёт коэффициентов осуществляется при помощи формул:

$$\varphi = D_q \left( \frac{dE}{dp} \right)^2, \quad \psi = \frac{1}{p^2} \frac{dE}{dp} \frac{d}{dE} \left( p^2 D_q \frac{dE}{dp} \right), \quad D_q \approx \frac{V_a^2 p^2}{\chi_q}. \quad (4.15)$$

4) В (4.9) учтены также и кулоновские потери энергии с темпом  $\dot{E}_C \equiv \left( \frac{1}{A} \frac{dE}{dt} \right)_C$ . То, что влияние этих потерь слабо сказывается на спектрах ионов Fe в отдельных ПСС, ещё не означает, что они не важны для всех ПСС и для всех элементов. Более того, есть основания ожидать, что влияние кулоновских потерь на энергетические спектры различных элементов даже в одном событии может быть различно. Покажем это.

Параметром, отражающим влияние на спектры кулоновских потерь, может служить отношение времени ускорения к характерному времени этих потерь. Ясно, что чем больше это отношение, тем существеннее влияние потерь на спектры. Время ускорения частиц от энергии  $E_0$  до энергии  $E$  можно найти, проинтегрировав выражение для  $\tau_r$  – характерного времени ускорения (1.2) – в соответствующих пределах:

$$t_r(E) = \frac{3}{2(u_1 - u_2)} \int_{E_0}^E \left( \frac{\chi_{||1}}{u_1} + \frac{\chi_{||2}}{u_2} \right) \frac{dE}{E}, \quad (4.16)$$

а в качестве характерного времени кулоновских потерь выберем

$$t_c(E) = E \left( -\frac{1}{A} \frac{dE}{dt} \right)_C^{-1}. \quad (4.17)$$

Отсюда, учитывая зависимость коэффициентов пространственной диффузии от энергии и заряда иона, а также формулу для кулоновских потерь (3.18), можно получить:

$$\frac{t_r(E)}{t_c(E)} = q^S A^{1-S} N \cdot G(E/A, T) \equiv \Omega \cdot N \cdot G(E/A, T), \quad (4.18)$$

причём, как было отмечено выше, функция  $G(E/A, T)$  практически одинакова для всех ионов. Таким образом, для разных параметров  $S$  кулоновские потери в спектрах ионов, отличающихся параметрами  $A$  и  $q$ , могут проявляться в разной степени. Это приводит к тому, что характерные «выедания» могут в пределах одного и того же события иметь место в спектрах одних элементов и отсутствовать у других. Например, в табл. 4.2 представлены значения параметра  $\Omega$  для некоторых из наиболее обильных в СКЛ элементов. Из неё видно, что, если для  $S=5/3$  (и заданной концентрации плазмы  $N$ ) в энергетических спектрах  $C^{+6}$  присутствуют особенности, вызванные кулоновским торможением (значение  $\Omega$  велико), то потери примерно той же интенсивности должны проявляться и в спектрах  $Fe^{+11}$ , а также в более выраженной форме и в спектрах  $O^{+8}$ . При  $S=3$ , напротив, наличие в спектрах  $C^{+6}$  и  $O^{+8}$  «выеданий» ещё не говорит о таких же особенностях для  $Fe^{+11}$ , поскольку при той же концентрации плазмы энергетические потери  $Fe^{+11}$  оказываются в 4÷5 раз слабее.

**Таблица 4.2**

**Значения параметра  $\Omega$  для различных ионов**

Ион	$^1H^+$	$^4He^{+2}$	$^{12}C^{+6}$	$^{16}O^{+8}$	$^{56}Fe^{+11}$
$\Omega (S=5/3)$	1,0	1,3	3,8	5,0	3,7
$\Omega (S=3)$	1,0	0,5	1,5	2,0	0,4

Теперь, когда смысл всех членов системы уравнений (4.9) разъяснён, обсудим способы решения этой системы.

#### 4.2.1. Решение методом Монте-Карло

Решение методом сеток систем дифференциальных уравнений с большим количеством переменных (в нашем случае их четыре –  $t, r, E, q$ ) нередко сопряжено с трудностями, такими как неустойчивость решений, и с большими затратами машинного времени. Есть, однако, и альтернативный подход, который мы сейчас обсудим в приложении к нашей проблеме.

Итак, если некое дифференциальное уравнение имеет вид

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial y}(A_1 f) + \frac{\partial^2}{\partial y^2}(A_2 f), \quad (4.19)$$

то изменение значения переменной  $\Delta y$  за время  $\Delta t$  можно найти с помощью метода Монте–Карло:

$$\Delta y = -A_1 \Delta t + \sqrt{2A_2 \Delta t} \Delta W, \quad (4.20)$$

где  $\Delta W$  – случайная переменная, имеющая гауссово распределение

$$\Delta W = \sqrt{-2 \ln \delta_1} \times \begin{bmatrix} \sin(2\pi\delta_2) \\ \cos(2\pi\delta_2) \end{bmatrix}, \quad (4.21)$$

$\delta_1$  и  $\delta_2$  – случайные переменные, принадлежащие интервалу  $[0;1]$ , а выбор  $\sin$  или  $\cos$  здесь равноценен.

Для использования изложенной схемы, систему уравнений (4.9)

необходимо привести к виду (4.19). Сделаем для этого замену переменной:  $F_q = f_q r^2$ . Новая переменная  $F_q$  будет иметь смысл числа частиц, приходящихся на единицу длины радиуса  $dr$  сферической области, а само уравнение (4.9) в результате таких преобразований примет вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial F_q}{\partial t} = & -\frac{\partial}{\partial r} \left[ \left( \frac{2\chi}{r} + \frac{\partial \chi}{\partial r} + w \right) F_q \right] + \frac{\partial^2}{\partial r^2} (\chi F_q) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 w) \times \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial E} (E F_q) + \\ & + \frac{\partial}{\partial E} \left[ (\dot{E}_C - \psi) F_q \right] + \frac{\partial^2}{\partial E^2} (\varphi F_q) + N(r) (F_{q-1} \beta_{q-1} - F_q (\beta_q + \alpha_q) + F_{q+1} \alpha_{q+1}). \end{aligned} \quad (4.22)$$

Теперь можно записать выражения для прироста за время  $\Delta t$  координаты частицы:

$$\Delta r = \left( \frac{2\chi}{r} + \frac{\partial \chi}{\partial r} + w \right) \Delta t + \sqrt{-4\chi \ln \delta_1 \Delta t} \times \begin{bmatrix} \sin(2\pi\delta_2) \\ \cos(2\pi\delta_2) \end{bmatrix} \quad (4.23)$$

и её энергии:

$$\Delta E = \left( -\frac{2}{3} \nu E - \dot{E}_C + \psi \right) \Delta t + \sqrt{-4\varphi \ln \delta_1 \Delta t} \times \begin{bmatrix} \sin(2\pi\delta_2) \\ \cos(2\pi\delta_2) \end{bmatrix}, \quad (4.24)$$

где  $\nu = \frac{1}{r^2} \frac{\partial (r^2 w)}{\partial r}$ . С учётом (4.12) имеем для разных областей

$$v = \begin{cases} \frac{2V_{sw}}{r}, & r \geq R_f + 10 \cdot \delta \\ \frac{V_{sw}(\rho + 1) + V_f(\rho - 1)}{r \cdot \rho} + \frac{(V_{sw} - V_f)(\rho - 1)}{r \cdot \rho} \operatorname{th} \frac{(r - R_f)}{\delta} - \\ \quad - \frac{(V_f - V_{sw})(\rho - 1)}{2\rho \cdot \delta \cdot \operatorname{ch}^2((r - R_f)/\delta)}, & |r - R_f| \leq 10 \cdot \delta \\ \frac{2}{r} \left( \frac{r - R_s}{R_f - R_s} \frac{(V_f - V_{sw})(\rho - 1)}{\rho} + V_{sw} \right) + \frac{(V_f - V_{sw})(\rho - 1)}{\rho(R_f - R_s)}, & r \leq R_f - 10 \cdot \delta \end{cases} \quad (4.24)$$

Что касается учёта переходов между зарядовыми состояниями, то в схеме Монте-Карло его можно реализовать следующим образом. На каждом временном шаге  $\Delta t$  для каждого иона рассчитываются величины  $P_1 = 1 - \exp(-\Delta t \cdot \beta_q)$ ,  $P_2 = 1 - \exp(-\Delta t \cdot \alpha_q)$  и  $P_{\text{char}} = 1 - \exp(-\Delta t \cdot (\alpha_q + \beta_q))$  (для удобства записи в коэффициентах  $P$  индексы  $q$  опущены). По своему смыслу величина  $P_{\text{char}}$  представляет собой вероятность для ионов с зарядом  $q$  изменить свой заряд в любую сторону любым возможным в данных условиях образом, т.е.  $P_{\text{char}} = P_{\text{ion}} + P_{\text{rec}}$ , откуда следует, что  $P_{\text{ion}} = P_1 \cdot P_{\text{char}} / (P_1 + P_2)$ , а  $P_{\text{rec}} = P_2 \cdot P_{\text{char}} / (P_1 + P_2)$ . Тогда вероятность сохранить заряд будет  $P_{\text{const}} = 1 - P_{\text{char}}$ . Теперь можно разбить отрезок  $[0, 1]$  на три части, пропорциональные значениям  $P_{\text{const}}$ ,  $P_{\text{ion}}$  и  $P_{\text{rec}}$ , и провести розыгрыш случайной величины. В зависимости от того, в какую область попадёт эта величина, заряд частицы либо сохраняется, либо увеличивается (уменьшается) на 1.

Теперь обсудим инжекцию частиц. Можно представить себе две отличные друг от друга популяции частиц, участвующих в процессе ускорения. Первая – популяция предускоренных частиц, попадающая на ударный фронт вблизи поверхности Солнца из области, где турбулентность плазмы высока и где возможно эффективное ускорение, например, механизмом Ферми II рода. Будем считать, что такие частицы

обладают степенным спектром  $dN_0/dE \sim E^{-2}$  в интервале энергий 1÷100 МэВ/нуклон, а их инжекция происходит при  $r=1.25R_s$ . Что касается зарядовых состояний этих частиц, то предположим, что их средний заряд определяется согласно формуле

$$q = q_0 + b \cdot \log[E/(0.1 \text{ МэВ/нуклон})], \quad (4.25)$$

где  $q_0$  – равновесный заряд при температуре короны  $T=10^6$  К, а  $b$  – модельный параметр (сравнить с (2.16)).

Есть, однако, и другая популяция частиц – та, которая вовлекается в процесс ускорения на всём пути распространения ударного фронта сквозь турбулентный слой. Инжекция этих частиц равномерна в пространстве, а инжекционная энергия из-за отсутствия предускорения в представленных расчётах выбиралась равной  $E_0=0.1$  МэВ/нуклон.

Описанные способы инжекции не исключают друг друга и могут действовать совместно в одном и том же событии. Поэтому мы введём ещё один модельный параметр  $a$ , который характеризует отношение количества частиц предускоренной популяции, инжектированных первым способом, к общему количеству инжектированных разными способами частиц.

Что касается подсчёта уже ускоренных частиц, то и здесь возможны варианты (см., например, следующий раздел). Остановимся пока на обсуждении «естественного» выхода частиц, когда выбывание из ускорительного процесса происходит после первого же пересечения ими границы турбулентного слоя  $R_e$ . Поскольку в этом случае частица попадает в область с существенно бóльшим коэффициентом пространственной диффузии, то вероятность вернуться на фронт волны для неё крайне мала. Соответственно, в реализованной численной процедуре частица считается попавшей в межпланетное пространство (с последующей регистрацией там) сразу же после пересечения ею движущейся границы  $R_e$ . Скорость движения этой границы можно оценить согласно формуле (4.12):  $V_e \approx \approx w(R_e)$ , а для областей  $R_f > R_e > R_{e0}$  – см. рис. 4.11. В этом случае частицы

покидают область ускорения преимущественно за счёт диффузии – назовём этот вариант *Модель 1*. Возможно, однако, что скорость увлекаемой границы турбулентного слоя несколько ниже, а именно,  $V_e = w(R_e) - \delta w$ , тогда частицы могут обгонять движущуюся границу  $R_e$  за счёт конвекции – *Модель 2*.

Наконец, для улучшения статистических свойств распределений и сокращения времени счёта в численную схему иногда удобно включать, так называемое, расщепление траекторий. Суть этого приёма состоит в следующем. При достижении частицей некоторой заданной энергии ветвления  $E_{\text{split}}$  её координата и заряд запоминаются, а по окончании слежения за ней новый розыгрыш частицы производится не от  $E_0$ , а от  $E_{\text{split}}$ . Каждая новая частица учитывается уже с весом  $1/(N_1 N_2 \dots N_l)$ , где  $l$  – число точек ветвления,  $N_l$  – число дочерних траекторий (включая исходную). Ясно, что результаты вычислений не должны зависеть от конкретного выбора значений  $l$ ,  $E_{\text{split}}$  и  $N_l$ , что подтверждалось при тестировании численного кода.

#### ***4.2.2. Примеры моделирования энергетических и зарядовых спектров СКЛ***

Итак, метод Монте-Карло позволяет решить сформулированную выше задачу для достаточно широкого диапазона параметров и при различных способах инжекции частиц в процесс ускорения. Примеры приложения разработанной схемы к солнечным вспышечным событиям будут представлены в данном разделе.

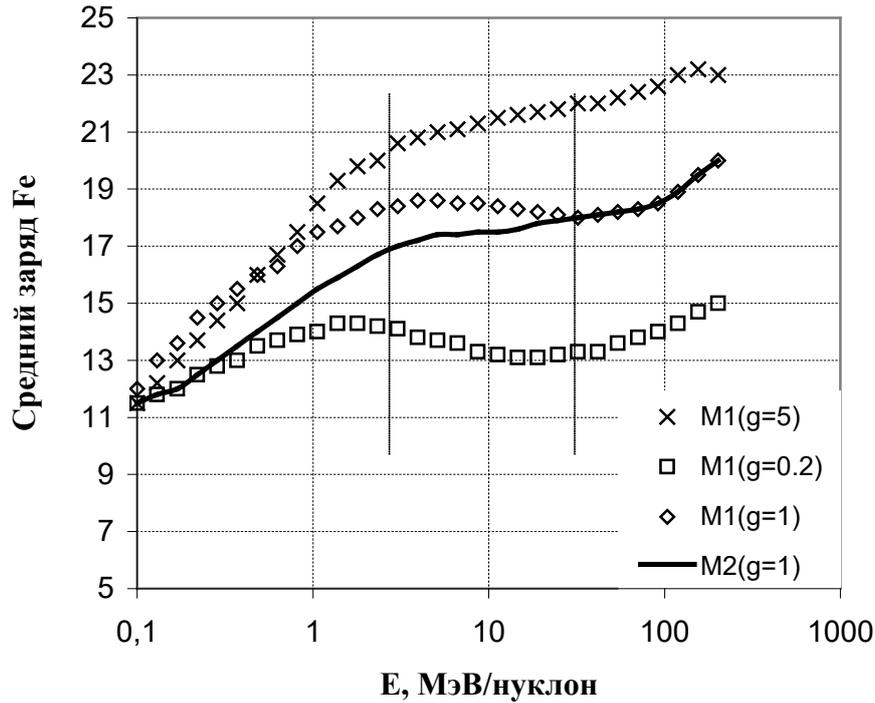


Рис. 4.14. Средний заряд ионов Fe для различных моделей выхода частиц (M1 – Модель 1, M2 – Модель 2, см. раздел 4.2.1) и параметров  $g$ . Остальные параметры следующие: коэффициент диффузии  $\chi_1=2.5 \cdot 10^5$  км<sup>2</sup>/с,  $\chi_2=0.1\chi_1$ ; скорость ударного фронта  $V_f=600$  км/с, скорость невозмущённого солнечного ветра в области «1»  $V_{sw}=200$  км/с, спектральный индекс рассеивающей турбулентности  $S=1.5$ , степень сжатия УВ  $\rho=3$

В формуле (4.10) для зависимости концентрации фоновой плазмы от гелиоцентрического расстояния  $r$  присутствует параметр  $g$ . Измерения показывают, что для спокойного солнечного ветра следует положить  $g=1$ , хотя для СВ, возмущённого УВ, возможны отклонения от 1. На рис. 4.14 представлены зависимости среднего заряда Fe при различных параметрах  $g$  и для различных моделей выхода частиц (см. предыдущий раздел),

полученные с помощью разработанной схемы. Как видно, для принятых параметров расчёта средний заряд остаётся практически постоянным в интервале энергий от  $\sim 3$  до  $\sim 30$  МэВ/нуклон.

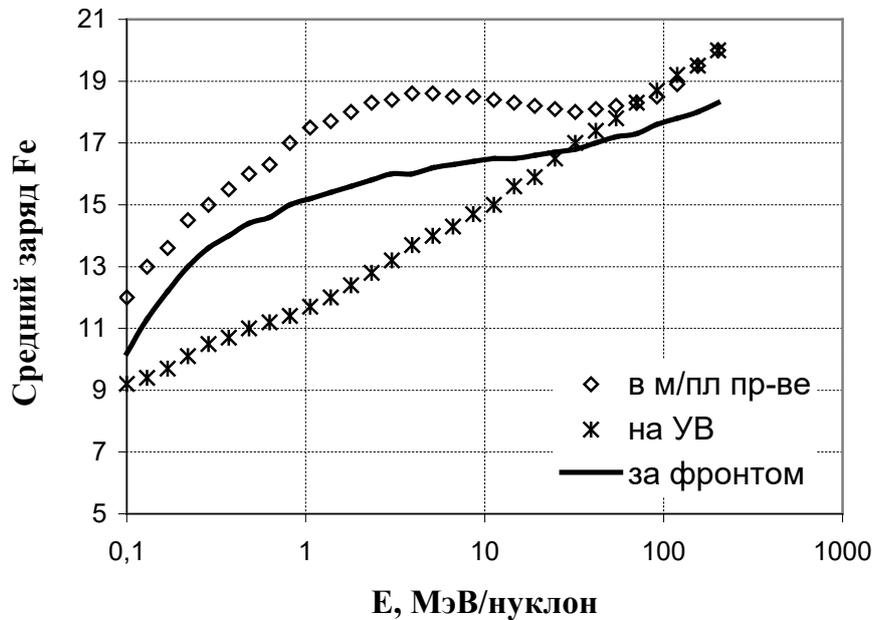


Рис. 4.15. Средний заряд ионов Fe, вышедших в межпланетное пространство, в непосредственной близости у фронта УВ и за фронтом УВ (на расстоянии  $10^4$  км от него). В расчётах использована *Модель 2* выхода частиц. Остальные параметры (см. также подпись к рис. 4.14) следующие:  $\chi_1=2.5 \cdot 10^5$  км<sup>2</sup>/с,  $\chi_2=0.1\chi_1$ ,  $V_f=600$  км/с,  $V_{sw}=200$  км/с,  $S=1.5$ ,  $\rho=3$

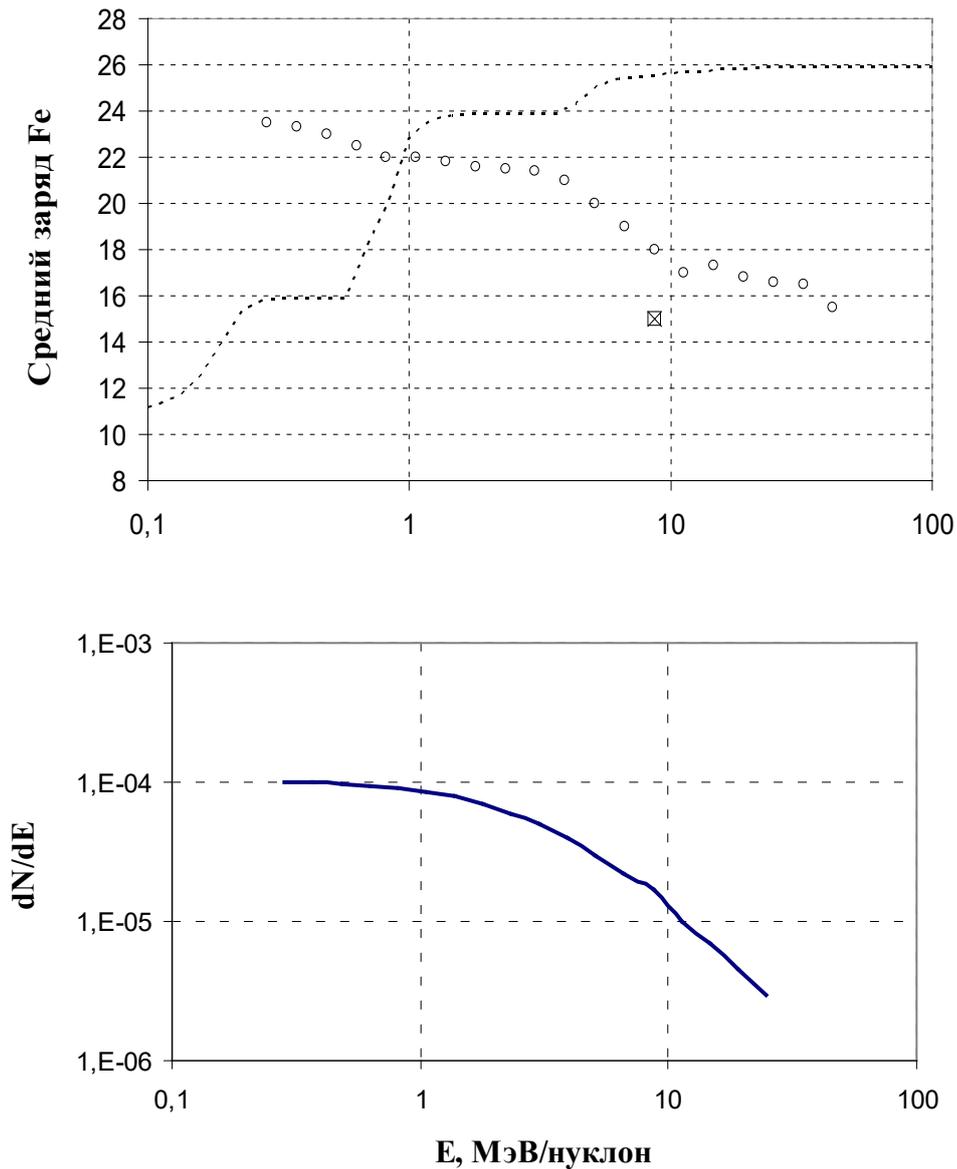
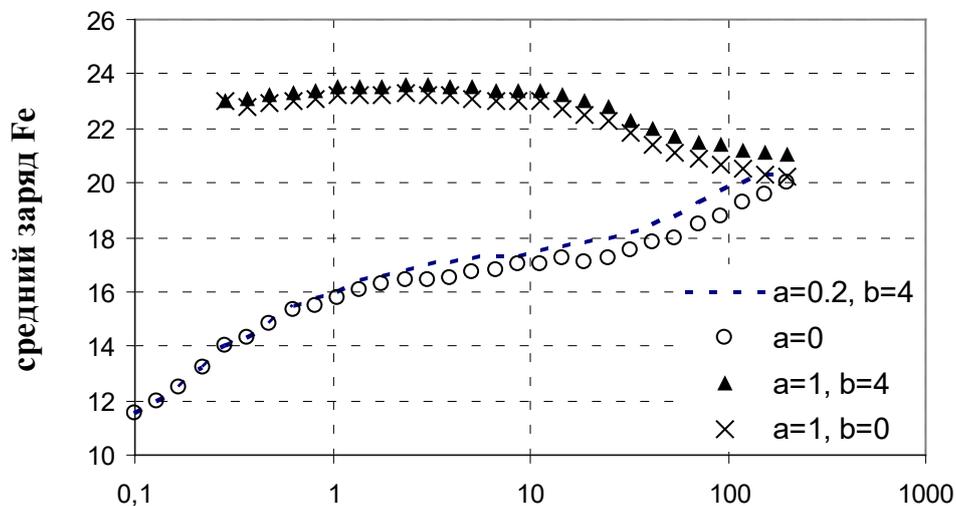


Рис. 4.16. Средний заряд (а) и энергетический спектр (б) ионов Fe в межпланетном пространстве. Учитывались только те частицы, чей средний заряд и средняя энергия вблизи фронта УВ были равны, соответственно,  $\langle q_{ds} \rangle = 15 \pm 0.5$  и  $\langle E_{ds} \rangle = 8 \pm 0.8$  МэВ/нуклон (на верхнем рисунке эта точка отмечена перечёркнутым квадратом). Пунктиром показан равновесный заряд, соответствующий  $T = 10^6$  К. В расчётах использована *Модель 2*, остальные параметры аналогичны параметрам рис. 4.14:  $\chi_1 = 2.5 \cdot 10^5$  км<sup>2</sup>/с,  $\chi_2 = 0.1\chi_1$ ,  $V_f = 600$  км/с,  $V_{sw} = 200$  км/с,  $S = 1.5$ ,  $\rho = 3$

а)



б)

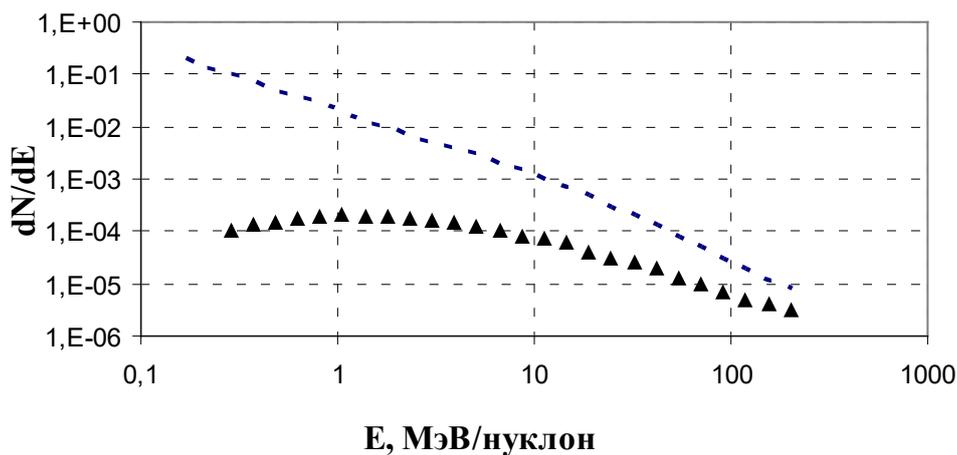


Рис. 4.17. Средние заряды (а) и энергетические спектры (б) ионов Fe в межпланетном пространстве при различных сценариях инъекции (обозначения показаны на верхнем рисунке). В расчётах использована *Модель 1*, а остальные параметры (см. подпись к рис. 4.14) следующие:  $\chi_1=2.5 \cdot 10^5$  км<sup>2</sup>/с,  $\chi_2=0.1\chi_1$ ,  $V_f=600$  км/с,  $V_{sw}=200$  км/с,  $S = 1.5$  и  $\rho = 3$

Следующий рисунок (рис. 4.15) показывает, как эволюционирует средний заряд быстрых частиц в процессе их случайных блужданий вблизи фронта УВ (где нет ускорения). В частности, представлены три способа подсчёта частиц: 1) частицы регистрируются непосредственно за фронтом при пересечении ими наперёд заданной неподвижной границы (в данном случае –  $10^3$  км – а на рис  $10^4$ ); 2) частицы также регистрируются в области за фронтом, но при гораздо большем удалении от него ( $10^4$  км); 3) этот способ соответствует «естественному» уходу частиц (см. предыдущий раздел) после пересечения ими движущейся границы турбулентного слоя  $R_e$ . Рассчитанные энергетические зависимости среднего заряда  $\bar{Z}$  во всех трёх случаях получаются различными, что, безусловно, надо иметь в виду при интерпретации экспериментальных данных.

Различия кривых на рис. 4.15 связаны с тем, что в процессе блужданий в турбулентном слое за фронтом УВ (область «2» на рис. 4.10) быстрые частицы продолжают подвергаться зарядовым и энергетическим изменениям (последние связаны как со стохастическим ускорением, так и с адиабатическим замедлением). Чтобы проиллюстрировать эти эффекты, проведём в рамках нашего моделирования дополнительное тестирование. Для каждой частицы будем записывать средний заряд и среднюю энергию, с которыми она проходит расстояние  $(1 \div 1.1) \cdot 10^3$  км за ударным фронтом. Однако на стадии покидания области ускорения (пересечение границы  $R_e$  в направлении от Солнца) мы будем регистрировать только те частицы, чьи средние заряд и энергия около фронта были заключены в интервалах  $\langle q_{ds} \rangle = 15 \pm 0.5$  и  $\langle E_{ds} \rangle = 8 \pm 0.8$  МэВ/нуклон. Это типичные (средние) величины, полученные в наблюдениях по ионам Fe от СКЛ. Рассчитанные таким образом средние заряды и энергетические спектры вышедших в межпланетную среду ионов Fe представлены на рис. 4.16. Видно, что в процессе распространения в короне ионы  $\text{Fe}^{+15}$  с энергией  $E \approx 8$  МэВ/нуклон будут заметно ионизованы и распределяться по энергиям в довольно широком интервале.

Наконец, на рис. 4.17 представлены зависимости среднего заряда ионов Fe от энергии и суммарные энергетические спектры этого элемента для различных способов инъекции частиц. Как было описано выше, доля предускоренных частиц определяется параметром  $a$ . Сравнение различных вариантов расчётов показывает, что наличие среди инжектируемых частиц 20 % предускоренных ионов не сказывается существенно на зарядовых зависимостях. На том же рисунке показаны кривые для случая  $a=1$  (все инжектированные ионы являются предускоренными), при этом для одного случая инъекционное зарядовое распределение соответствует равновесной температуре короны (параметр  $b=0$ , см. (4.25)), а во втором случае учитывается увеличение среднего заряда предускоренных ионов с энергией ( $b=4$ ). Как следует из расчётов (рис. 4.17), полученные энергетические зависимости в области высоких энергий практически не отличаются друг от друга.

## 5. ИЗОТОПНЫЕ АНОМАЛИИ СКЛ

Химический и изотопный состав солнечных космических лучей (СКЛ) может значительно отличаться от состава тепловой плазмы солнечной атмосферы, в которой эти частицы ускоряются, достигая затем орбиты Земли. Наибольшую известность в этом смысле имеют так называемые  $^3\text{He}$ -богатые события, в которых наблюдается повышенное содержание изотопа  $^3\text{He}$  по сравнению с его естественной распространённостью. Так, если в поверхностных слоях солнечной атмосферы отношение  $^3\text{He}/^4\text{He}$  составляет примерно  $5 \times 10^{-4}$ , то в СКЛ эта величина может достигать до 10-20 [Reames, 1999] при энергиях ионов 0.1-10 МэВ/нуклон. Солнечные космические лучи, обогащенные  $^3\text{He}$ , обычно связаны с так называемыми импульсными событиями, которые характеризуются также повышенным содержанием и более тяжёлых элементов, их более высоким средним зарядом, избытком электронов и т.д. [Kocharov and Kocharov, 1984; Reames, 1999]. В последние годы в этих событиях были экспериментально обнаружены и другие изотопные

аномалии. Наблюдалось увеличение содержания более тяжелых изотопов по сравнению с их содержанием в солнечном ветре (в атмосфере Солнца) [Wiedenbeck et al., 2010]. Например, в событии 20.08.2002 г. в диапазоне энергий 12-60 МэВ/нуклон измерено обогащение  $^{22}\text{Ne}/^{20}\text{Ne}$  в 4.4 раза, а  $^{38}\text{Ar}/^{36}\text{Ar}$  – в 1.3 раза. Была также обнаружена тенденция роста обогащения с ростом отношения масс изотопов [Wiedenbeck et al., 2010]. В данной работе будет показано, что такие изотопные аномалии могут быть объяснены даже в рамках простейшей модели стохастического ускорения Ферми II рода. Наш подход основан на решениях уравнения Фоккера-Планка, в котором коэффициенты пространственной и импульсной диффузии зависят от зарядового (Q) и атомного (A) числа соответствующего изотопа и определяются механизмом резонансного взаимодействия данной частицы с турбулентностью (в нашем случае с Альвеновскими волнами).

### 5.1. Модель ускорения и аналитические решения

Запишем уравнение Фоккера-Планка для функции распределения частиц в импульсном пространстве,  $f$ , описывающее ускорение ионов (с массовым числом A и зарядом Q) и их утечку из некоторой области ускорения на Солнце с характерным временем T (приближение времени выхода) [Топтыгин, 1983]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} p^2 D_p \frac{\partial f}{\partial p} - \frac{f}{T} \quad (1)$$

Здесь  $p$  – импульс иона в расчёте на нуклон;  $D_p$  – коэффициент диффузии в импульсном пространстве и  $T=L^2/D_x$  – характерное время ухода частиц из области за счёт пространственной диффузии, где L – пространственный масштаб области ускорения. Коэффициенты диффузии в координатном и импульсном пространствах (соответственно,  $D_x$  и  $D_p$ ) могут быть найдены в рамках квазилинейного подхода в теории плазмы и определяются взаимодействием волна – частица, если турбулентность представляет собой набор волн со случайными фазами. В случае Альвеновских волн, движущихся вдоль однородного магнитного поля с

равными интенсивностями в обоих направлениях, эти величины были приведены в работах [Schlickeiser and Steinacker, 1989; Kartavykh et al., 2020]:

$$D_p = \left(\frac{Q}{A}\right)^{2-s} D_{p0} p^n, \quad D_x = \left(\frac{Q}{A}\right)^{s-2} D_{x0} p^k, \quad (2)$$

где  $s$  – показатель степени в распределении плотности энергии турбулентности по волновому числу;  $n = s-1$  при  $s < 2$  и  $n = 1$  при  $s \geq 2$ ;  $k = 3-s$  при  $s < 2$  и  $k = 1$  при  $s \geq 2$ . В стационарном случае ( $\partial f / \partial t = 0$ ) уравнение можно записать как:

$$\frac{1}{p^{2+k}} \frac{\partial}{\partial p} p^{2+n} \frac{\partial f}{\partial p} - \left(\frac{Q}{A}\right)^{2(s-2)} \left(\frac{T_A}{T_E}\right) p_1^{n-k+2} f = 0, \quad (3)$$

где  $T_A$  и  $T_E$  – характерные времена ускорения и утечки иона с  $Q=1$  и  $A=1$ , нормированные на импульс  $p_1$  (в расчёте на нуклон), соответствующем энергии 1 МэВ/нуклон. Эти величины могут быть записаны следующим образом:

$$T_A = \frac{p_1^{2-n}}{D_{p0}}, \quad T_E = \frac{L^2}{D_{x0} p_1^k}. \quad (4)$$

После серии преобразований уравнение (3) приводится к модифицированному уравнению Бесселя, решением которого будет функция Макдональда порядка  $m$  от сложного аргумента  $X$ ,  $K_m(X)$  [Топтыгин, 1983]. Данное решение получено при условии, что  $f \rightarrow 0$  при  $p \rightarrow \infty$ :

$$f = C \cdot \left(\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon}\right)^r \cdot K_m(X(\varepsilon, A)), \quad (5)$$

где  $\varepsilon = (p/p_1)^2$  и  $\varepsilon_0 = (p_0/p_1)^2$  численно равны нормированным энергии иона и энергии инжекции в режим ускорения (в единицах МэВ/нуклон),  $p_0$  – импульс инжекции. Аргумент функции Макдональда, зависящий от энергии и массового числа  $A$ , будет:

$$X(\varepsilon, A) = \frac{1}{2q} \sqrt{\frac{T_A}{T_E}} \cdot \left(\frac{Q}{A}\right)^{s-2} \varepsilon^q, \quad (6)$$

где  $q = (2+k-n)/4$ ;  $r = (n+1)/4$ ;  $m = r/q$ . Константа  $C$  в (5) зависит от граничного условия при импульсе  $p=p_0$ . Это условие может выражать постоянство функции  $f = f_0$  при  $p=p_0$  ( $\varepsilon=\varepsilon_0$ ). Физически это означает стационарную подпитку ускоряемых частиц при  $p_0$ , что может осуществляться за счёт втекания всё новых объёмов плазмы в область ускорения, например, при перезамыкании магнитного поля. В этом случае

$$C = \frac{f_0}{K_m(X(\varepsilon_0, A))}$$

Другим возможным вариантом граничного условия (помимо условия  $f \rightarrow 0$  при  $p \rightarrow \infty$ ) может быть задание потока инжектируемых частиц  $J_0$  при  $p=p_0$ , т.е. наложение условий на производную от функции распределения:  $-4\pi D_p (\partial f / \partial p) = J_0$ . В этом случае константа  $C$  будет выглядеть:

$$C = \frac{J_0 T_A (Q/A)^{s-2}}{8\pi p_1^3 \varepsilon_0^{2r} q [2m K_m(X(\varepsilon_0, A)) + X(\varepsilon_0, A) K_{m-1}(X(\varepsilon_0, A))]}$$

Поток ионов, выходящих из области ускорения, для любого из этих условий будет:

$$I = \frac{f}{T} = \frac{1}{T_E} \left(\frac{Q}{A}\right)^{s-2} \varepsilon^{k/2} f$$

Нас интересовала энергетическая зависимость величины обогащения/обеднения ионов этого потока более редким изотопом по отношению к составу, инжектируемому в режим ускорения:

$$\alpha = \frac{I_2/I_1}{(SW)} = \frac{1}{(SW)} \cdot \frac{C_2}{C_1} \left(\frac{A_2}{A_1}\right)^{2-s} \frac{K_m(X(\varepsilon, A_2))}{K_m(X(\varepsilon, A_1))}, \quad (7)$$

где индексы 1 и 2 относятся к основному и редкому изотопу, соответственно. Под обозначением (SW) понимается изотопный состав

инжектируемых частиц ( $f_{02}/f_{01}$  или  $J_{02}/J_{01}$ ), который принимался идентичным изотопному составу солнечного ветра (SW), или (что то же самое) солнечной атмосферы. Мы полагали в качестве  $Q$  одинаковый для разных изотопов заряд, равный его тепловому (инжекционному) значению и зависящий только от температуры плазмы [Arnaud and Rothenflug, 1985]. При  $A_2 > A_1$  и  $s > 2$  аргументы функции Макдональда  $X(\varepsilon, A_2) < X(\varepsilon, A_1)$ , что приводит к обогащению более тяжелого изотопа 2 по отношению к основному изотопу 1, тогда как для  $s < 2$  возникает обратная ситуация. Поскольку наблюдения показывают обогащение более тяжелыми изотопами, то мы рассматриваем только случай  $s > 2$ . При этом в формулах (5) и (6)  $r = 1/2$ ,  $q = 1/2$  и  $m = 1$ . Для выяснения зависимостей решения от параметров модели рассмотрим поведение коэффициента обогащения  $\alpha$  при больших значениях аргументов  $X(\varepsilon, A)$ . Так как при больших значениях аргумента  $K_1(X) \approx \sqrt{\pi/2} \cdot \exp(-x)/\sqrt{x}$ ,  $X$  то выражение для  $\alpha$  принимает вид:

$$\alpha \approx \frac{1}{(SW)} \cdot \left( \frac{A_1}{A_2} \right)^{3(s-2)/2} \cdot \exp \left[ \sqrt{\frac{T_A}{T_E}} \sqrt{\varepsilon} \cdot \left( (Q/A_1)^{s-2} - (Q/A_2)^{s-2} \right) \right]$$

Анализ этого выражения показывает, что обогащение более тяжелым изотопом возрастает с ростом энергии ионов. Это обогащение больше при большем параметре  $T_A/T_E$  и при большем отношении  $A_2/A_1$ . При больших температурах в области ускорения (инъекции в ускорение) значения зарядов ионов  $Q$  оказываются больше, что также приводит к увеличению обогащения более тяжелым изотопом. Зависимость коэффициента обогащения  $\alpha$  от показателя спектра турбулентности  $s$  имеет широкий максимум при  $s = 2.5-3$ :

$$s_{\max} \approx 2 + \ln \left( \frac{\ln Q / A_2}{\ln Q / A_1} \right) / \ln(A_2 / A_1)$$

Эти выводы подтверждаются прямыми расчетами по точной формуле (7), результаты которых приведены на рисунках 1-4. Заметим, что полученные обогащения изотопов показаны лишь для первого варианта граничных условий, т.к. другой вариант (через задание потоков частиц в режим ускорения) приводит к уменьшению обогащений не более чем на 10% для различных параметров и не дает каких-либо качественных отличий.

## 5.2. Сравнение с экспериментом

После получения основного соотношения (7) можно попытаться сравнить наблюдаемые аномалии изотопного состава СКЛ с нашей теоретической моделью при различных фигурирующих здесь параметрах. Полученные выше решения мы применили для объяснения изотопного состава события СКЛ 20.08.2002 г. При рассмотрении массива экспериментальных данных по всем элементам и их изотопам [Wiedenbeck et al., 2010] мы записали функционал, представляющий собой сумму квадратов отклонений теоретических и экспериментальных значений для обогащений всех элементов с учетом ошибок их измерений (критерий  $\chi^2$ ). Минимум этого функционала дает наиболее вероятные значения параметров модели, при которых этот минимум достигается. Расчеты проводились для температуры в области ускорения 106 К. На рис. 5, 6 показаны результаты нашего анализа при двух вариантах их представления: в зависимости от абсолютной и относительной величины массы соответствующего изотопа. На рис. 6 отчетливо выделяются две группы элементов с (преимущественно) высоким (полые кружки) и низким (крестики) первым ионизационным потенциалом. Заметим, что изотопный состав инжектируемых в режим ускорения ионов может не обязательно соответствовать изотопному составу солнечного ветра (SW), как принималось в наших расчетах. Можно предположить, что легко ионизируемые элементы при заданной температуре легче вовлекаются в режим ускорения. В результате это может привести к их дополнительному

большому обогащению, что и наблюдается в эксперименте. При этом наиболее вероятные параметры в рамках нашего рассмотрения получились следующими:  $s=2.8$  и  $TA/TE=76$ . Значение показателя спектра турбулентности  $s$ , скорее всего, свидетельствует о неустановившемся процессе генерации турбулентности в области солнечной вспышки. Зарождаясь в самых больших масштабах, каскадирование не успевает распространиться на весь инерционный интервал, в котором этот показатель должен быть меньше 2 (например,  $5/3$  для колмогоровского спектра и  $3/2$  для спектра Крейкнана).

### 5.3. Результаты и обсуждение

Таким образом, проведённый анализ позволяет сделать вывод о возможности объяснения наблюдаемых аномалий изотопного состава СКЛ даже в рамках простейшей модели стохастического ускорения Ферми II рода. Обратим внимание, что наше рассмотрение не учитывает такие эффекты как кулоновские потери и изменения заряда ионов в процессе ускорения. Оценки показывают, что это возможно при  $NTA < 10^{10} \text{ см}^{-3} \text{ с}$  ( $N$  – концентрация плазмы в области ускорения). Кулоновские потери энергии пропорциональны  $Q^2/A$ , что при больших  $N$  приводит к более медленному ускорению основного (более легкого) изотопа [Kartavykh et al., 2020; 2021]. Ионизация во время ускорения приводит к увеличению среднего заряда иона с ростом энергии [Ostryakov et al., 2000]. Оба этих эффекта позволяют получить наблюдаемые обогащения при меньших значениях параметра  $TA/TE$ . Точные численные расчеты ускорения ионов с использованием метода Монте-Карло подтверждают это [Kartavykh et al., 2021]. Наше рассмотрение отличается своим аналитическим подходом, что позволяет с большей наглядностью анализировать зависимость рассматриваемых здесь обогащений от различных параметров модели. Кроме того, подтверждение полученного нами ограничения на показатель  $s \sim 2.5-3$  говорит, по-видимому, о преобладающей важности процессов, включённых в уравнение (1).

Заметим, что в данной статье проводилось сравнение с изотопным

составом солнечных космических лучей, наблюдаемых на орбите Земли. На этот состав, кроме самого механизма ускорения, могут влиять особенности распространения частиц в солнечной короне и межпланетном пространстве [Kartavykh et al., 2005]. Однако существует способ определения элементного и изотопного состава энергичных ионов непосредственно в области ускорения. При взаимодействии ускоренных ионов с протонами и ядрами водорода и гелия солнечной атмосферы происходит генерация специфического излучения в гамма-линиях. Дальнейшее развитие гамма астрономии солнечных вспышек может позволить определять изотопный состав ускоренных ионов непосредственно в источнике гамма-излучения [см., например, Kuzhevskij et al., 2005].

### Рисунки к разделу 5.

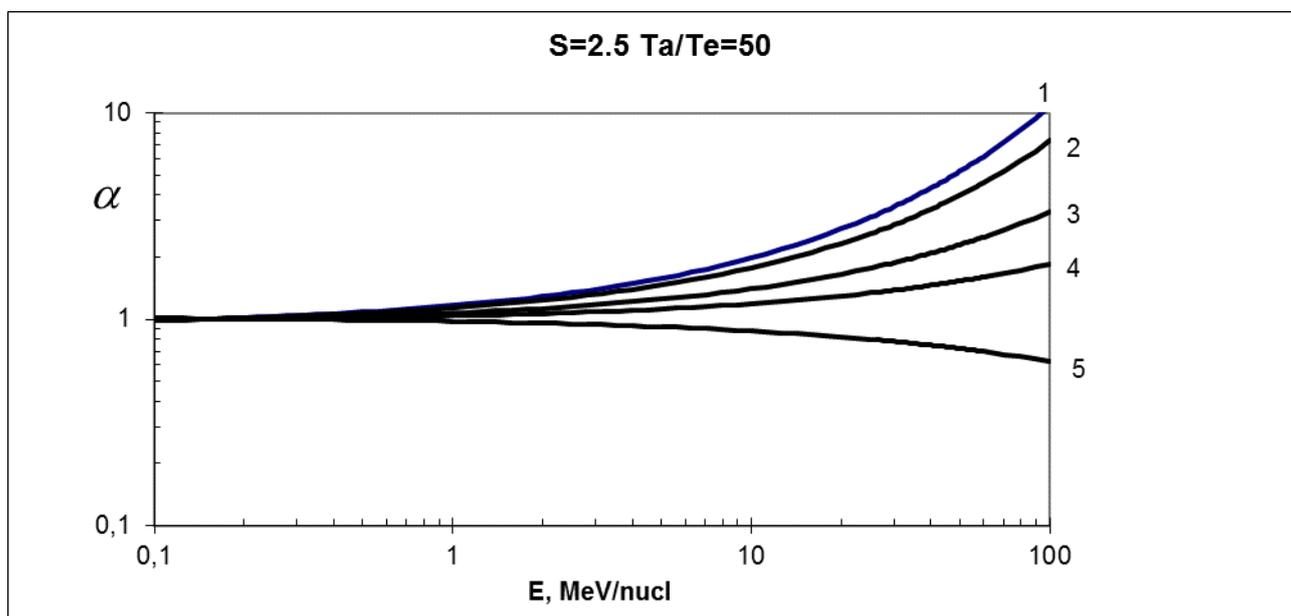


Рис. 1: Энергетическая зависимость коэффициентов обогащения,  $\alpha$ , при  $S=2.5$  и  $\text{TA/TE}=50$  для: 1-  $^{18}\text{O}/^{16}\text{O}$  ( $A_2/A_1=1.125$ ); 2-  $^{22}\text{Ne}/^{20}\text{Ne}$  ( $A_2/A_1=1.1$ ); 3 –  $^{30}\text{Si}/^{28}\text{Si}$  ( $A_2/A_1=1.071$ ); 4 –  $^{29}\text{Si}/^{28}\text{Si}$  ( $A_2/A_1=1.036$ ); 5-  $^{54}\text{Fe}/^{56}\text{Fe}$  ( $A_2/A_1=0.96$ ). Заряды ионов,  $Q$ , соответствуют равновесному заряду при температуре  $1\text{E}6$  К.

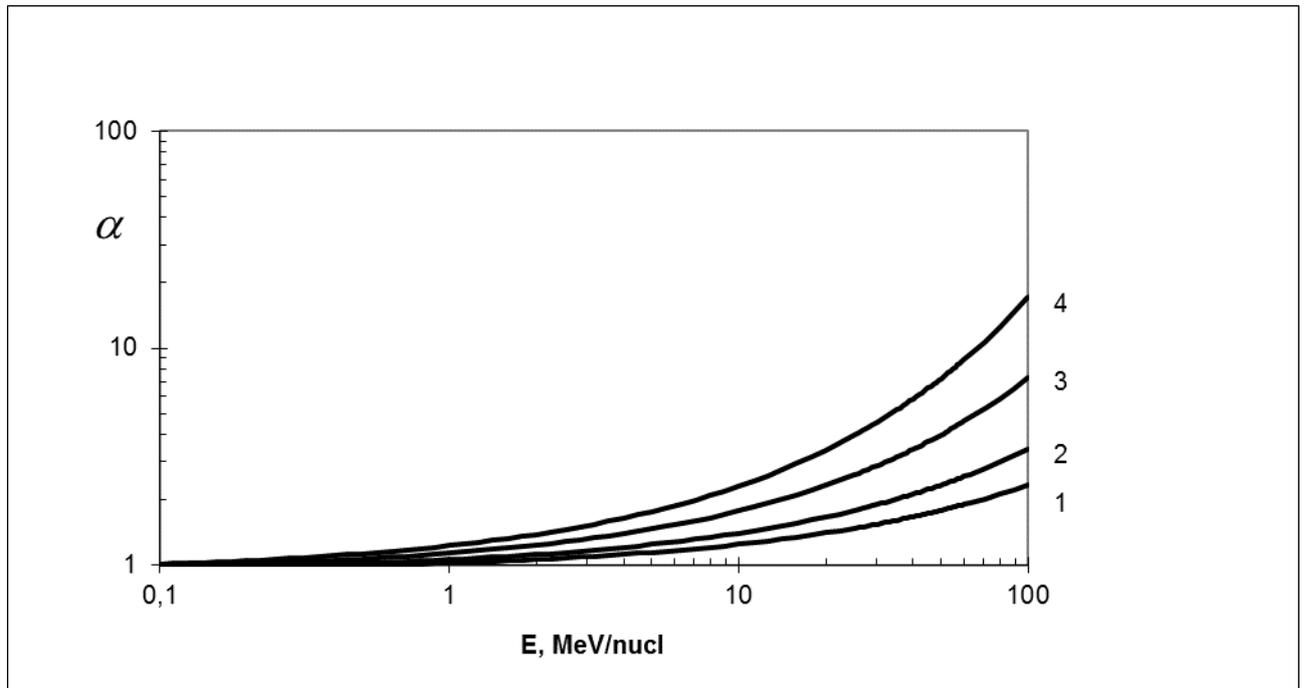


Рис. 2: То же, что на рис. 1 для  $^{22}\text{Ne}/^{20}\text{Ne}$  при разных отношениях  $T_A/T_E$ : 1- 10; 2 – 20; 3 – 50; 4 – 100.

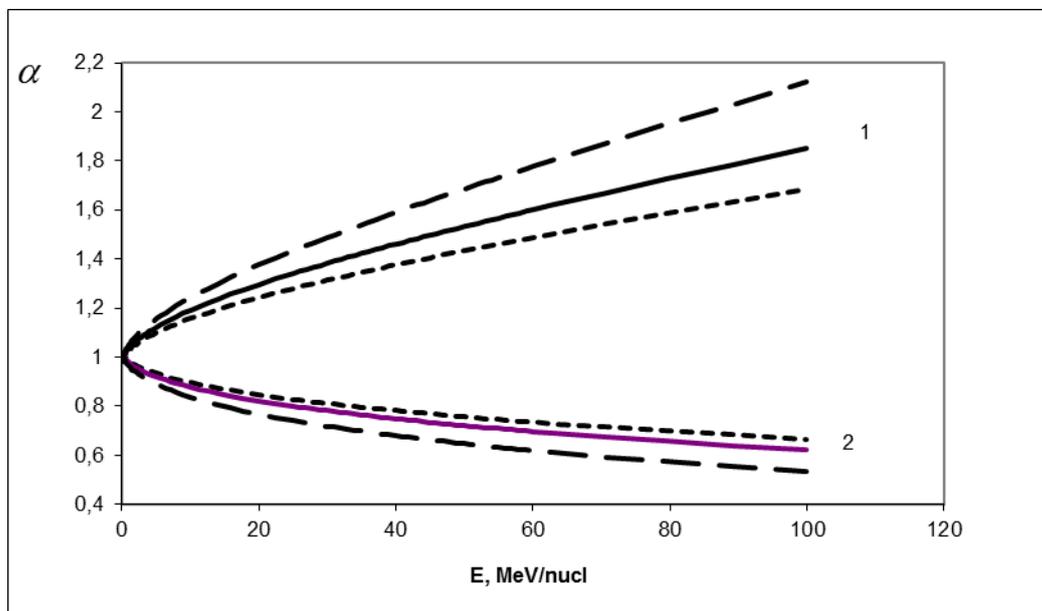


Рис.3. Энергетическая зависимость коэффициентов обогащения,  $\alpha$ , для  $S=2.5$  и  $T_A/T_E=50$  при зарядах ионов,  $Q$ , соответствующих равновесному заряду при

температурах: сплошная линия - 1Е6 К; пунктир – 2Е6 К; точки – 5Е5 К; кривые 1- 29Si/28Si и 2- 54Fe/56Fe.

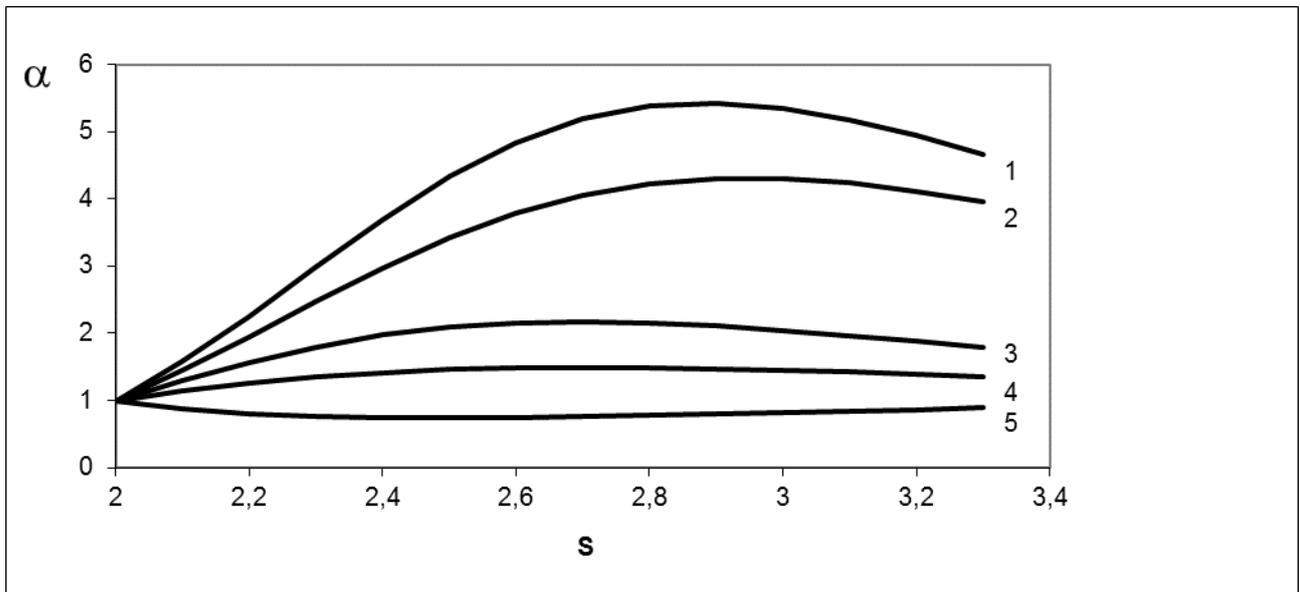


Рис.4. Зависимость от  $S$  коэффициента обогащения,  $\alpha$ , для энергии ионов 40 МэВ/нуклон и  $T_A/T_E=50$ . Нумерация кривых как и на рис.1. Заряды ионов,  $Q$ , соответствуют равновесному заряду при температуре 1Е6 К.

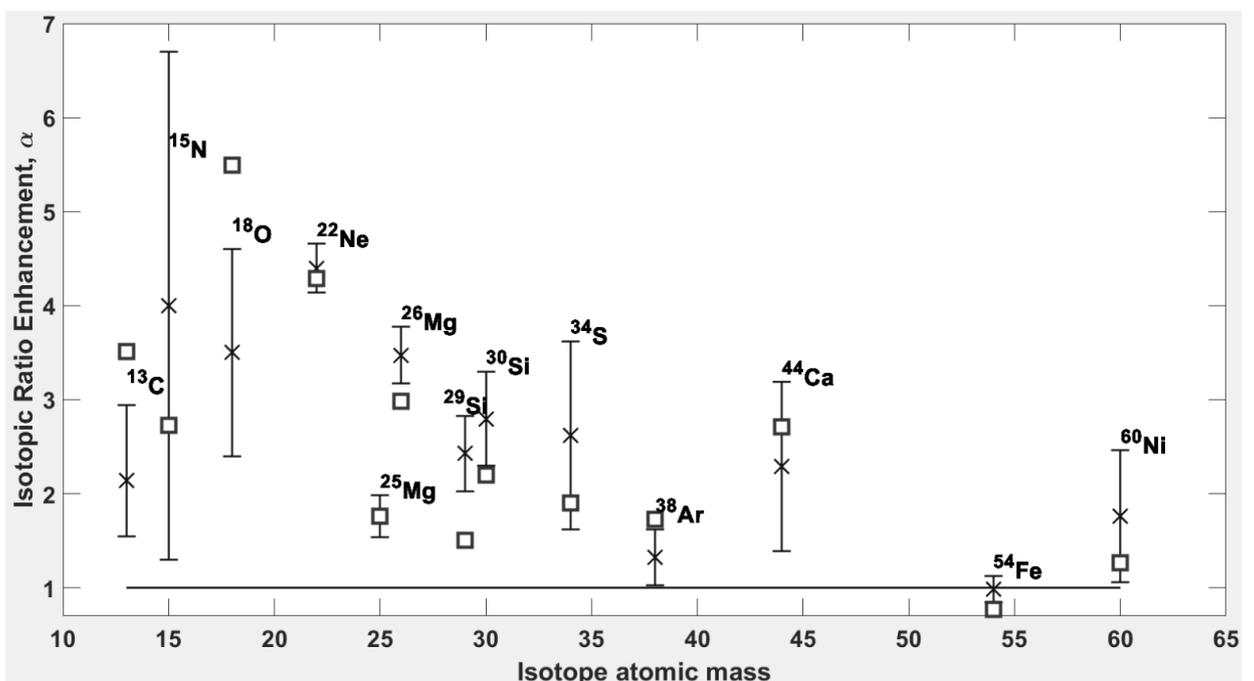


Рис. 5. Экспериментально измеренные обогащения в солнечном событии 20.08.2002 г.

(крестики с ошибками - измерения) [Wiedenbeck et al., 2010] в сравнении с расчетными величинами (полые квадраты) при параметрах  $s \sim 2.8$  и  $T_A/T_E = 76$ . По оси абсцисс отложена абсолютная масса более редкого изотопа.

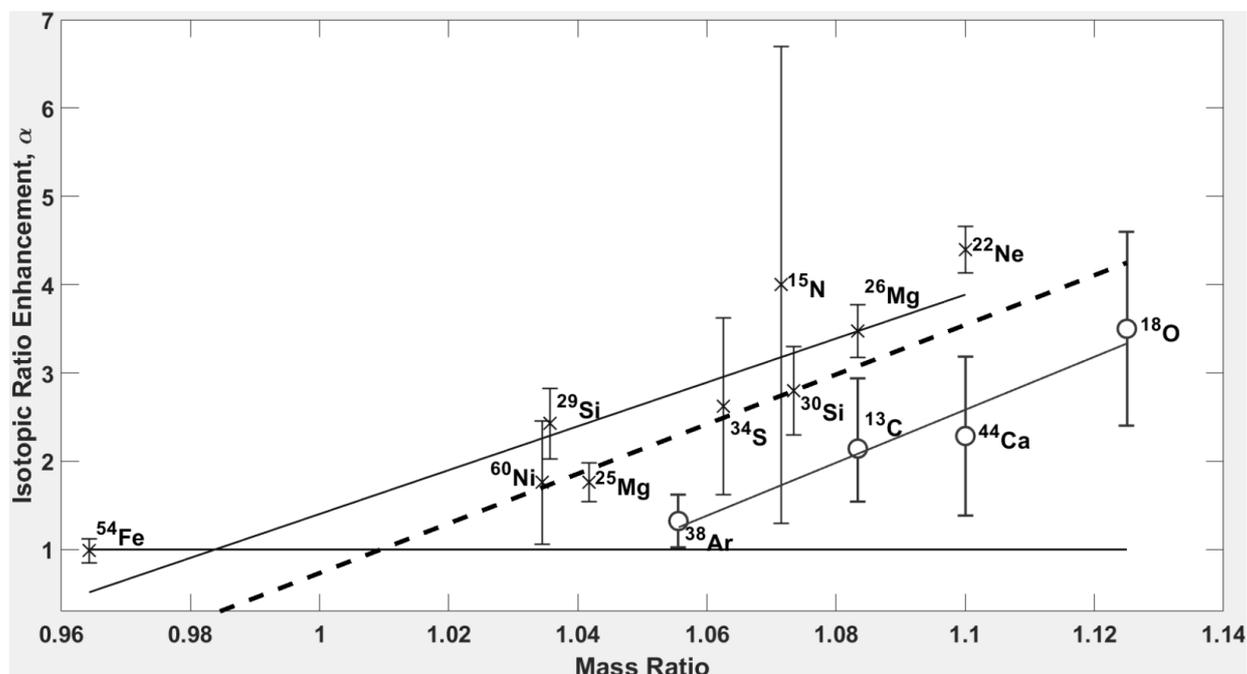


Рис. 6. То же, что и на рис. 5 для тех же параметров расчета, где по оси абсцисс отложено отношение массы более редкого изотопа к массе основного изотопа ( $A_2/A_1$ ). Крестики и полые кружки – эксперимент по двум группам изотопов. Сплошные линии – линейная аппроксимация экспериментальных результатов для двух групп изотопов, штриховая линия – линейная аппроксимация всех теоретических результатов.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В представленном учебном пособии рассмотрено регулярное и стохастическое ускорение тяжёлых ионов, модифицированное учётом атомных процессов их ионизации и рекомбинации при движении в плотной плазме. Ясно, что изменение заряда частицы приведёт к изменению темпа её ускорения, что, в свою очередь, приведёт к изменению самих условий ионизации или рекомбинации. Такие модели ускорения, в которых совместно учтены оба этих эффекта, мы называем *зарядово-согласованными*. Как показывают элементарные оценки,

подобное рассмотрение с необходимостью должно использоваться при моделировании генерации солнечных частиц во вспышечных событиях, в моделях генерации, так называемой, аномальной компоненты космических лучей в гелиосфере и, по-видимому, в ряде других случаев. Хотя процессам ускорения частиц в космических условиях посвящена обширная учебная и научная литература, но в обсуждаемом здесь контексте эта проблема разрабатывается авторами впервые. Мы, однако, надеемся, что чтение представленного материала привлечёт студентов к научной деятельности и поможет им войти в курс некоторых проблем, с которыми имеет дело современная астрофизика и, в частности, физика космических лучей.

## **БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК**

### *Основная литература*

- Бережко Е.Г., Ёлшин В.К., Крымский Г.Ф., Петухов С.Н.** Генерация космических лучей ударными волнами. Новосибирск: Наука. Сиб. отд., 1988.
- Гинзбург В.Л. (ред.), Березинский В.С., Буланов С.В., Догель В.А., Птускин В.С.** Астрофизика космических лучей. М.: Наука, 1984.
- Дорман Л.И.** Экспериментальные и теоретические основы астрофизики космических лучей. М.: Наука, 1975.
- Топтыгин И.Н.** Космические лучи в межпланетных магнитных полях. М.: Наука, 1983.

### *Дополнительная литература*

#### К разделу 1

- Вайнштейн С.И., Быков А.М., Топтыгин И.Н.** Турбулентность, токовые слои и ударные волны. М.: Наука, 1989.
- Кейн и др. (Cane H.V., McGuire R.E., von Roseninge T.T.).** Two

classes of solar energetic particle events associated with impulsive and long-duration soft X-ray flares // *Astrophys. J.* 1986. V. 301. P. 448–459.

**Кочаров Г.Е.** Ядерные процессы в атмосфере Солнца и проблема генерации ускоренных частиц // *Итоги науки и техники. Сер. Астрономия.* 1987. Т. 32. С. 43–141.

**Мёбиус и др. (Möbius E., Popecki M., Klecker B., Kistler L.M., Bogdanov A., Galvin A.B., Heirtzler D., Hovestadt D., Luhn A.M., Morris D., and Schmidt W.K.H.)**. Energy dependence of the ionic charge state distribution during the November 1997 solar energetic particle event *Geophys. Res. Lett.* 1999. V. 26. № 2. P. 145–148.

**Физика космоса.** Маленькая энциклопедия. М.: Сов. энцикл., 1986.

### К разделу 2

**Курганов И.Г., Остряков В.М.** Ускорение тяжёлых частиц на фронте ударной волны с учётом изменения заряда // *Письма в Астрон. журнал.* 1991. Т. 17. С. 177–184.

**Остряков В.М., Стовпюк М.Ф.** Стохастическое ускорение тяжёлых ионов с учётом изменения их зарядов // *Астрон. журнал.* 1997. Т. 74. С. 440–447.

### К разделу 3

**Арно и Реймонд (Arnaud M., Raymond J.)**. Iron ionisation and recombination rates and ionisation equilibrium // *Astrophys. J.* 1992. V. 398. P. 394–406.

**Арно и Розенфлюг (Arnaud M., Rothenflug R.)** An updated evaluation of recombination and ionization rates // *Astron. Astrophys. Suppl.* 1985. V. 60. P. 425–457.

**Корчак А.А.** О гипотезе преимущественного ускорения тяжёлых элементов в космической плазме // *Динамика токовых слоёв и физика солнечной активности.* Рига: Зинатне, 1982. С. 149–159.

**Лун и Ховештадт (Luhn A., Hovestadt D.)**. Calculation of the mean

equilibrium charges of energetic ions after passing through a hot plasma // *Astrophys. J.* 1987. V. 317. P. 852–857.

К разделам 4, 5

**Кочаров и др. (Kocharov L., Kovaltsov G.A., Torsti J., Ostryakov V.M.).** Evaluation of solar energetic Fe charge states: effect of proton-impact ionization // *Astron. Astrophys.* 2000. V. 357. P. 716–724.

**Лытова и Кочаров (Lytova M. and Kocharov L.).** Charge states of energetic solar ions from coronal shock acceleration // *Astrophys. J. Lett.* 2005. V. 620. L55–L58.

**Остряков В.М., Картавых Ю.Ю., Ковальцов Г.А.** Формирование энергетических спектров СКЛ при стохастическом ускорении с учётом кулоновских потерь // *Письма в Астрон. журнал.* 2000. Т. 26. С. 153–160.

**Остряков В.М., Стовпюк М.Ф.** Регулярное ускорение железа при учёте его ионизации в постепенных солнечных событиях // *Письма в Астрон. журнал.* 1999. Т. 25. С. 935–941.

**Kartavykh Y.Y., Droge W., Klecker B., Kovaltsov G.A., Ostryakov V.M.** A possible enrichment of heavy and ultra heavy ions in solar energetic particle events due to a combined effect of stochastic acceleration and Coulomb losses // *The Astrophys. Journal*, 888:48, 2020, doi.org/10.3847/1538-4357/ab584e

**Kartavykh Y.Y., Droge W., Klecker B., Kovaltsov G.A., Ostryakov V.M.** A mechanism for the fractionation of isotopes in <sup>3</sup>He-rich solar energetic particle events // *The Astrophys. Journal*, 906:6, 2021, doi.org/10.3847/1538-4357/abc62a

**Kovaltsov G.A., Ostryakov V.M., Sharag S.P.** Isotopic anomalies of solar cosmic rays // *Geomagnetism and Aeronomy.* 2023. Т. 63. № 7.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

<b>Введение</b> .....	3
<b>1. Механизмы и области ускорения космических лучей</b> .....	8
1.1. Механизмы ускорения космических лучей.....	8
1.2. Постепенные и импульсные события солнечных частиц.....	15
1.3. Ускорение частиц на ударных волнах в гелиосфере.....	22
1.4. Экспериментальные данные по зарядовым спектрам ионов, ускоренных в постепенных солнечных событиях и в гелиосфере...25	
1.5. Моделирование ускорения космических лучей с учётом зарядовых переходов и кулоновских потерь.....	28
<b>2. Аналитические модели зарядово-согласованного ускорения</b> .....	30
2.1. Двухуровневая модель стохастического ускорения тяжёлых ионов .....	30
2.2. Многоуровневая модель стохастического ускорения тяжёлых ионов .....	36
<b>3. Атомные процессы и энергетические потери в областях ускорения космических лучей</b> .....	40
3.1. Неупругие атомные столкновения в областях ускорения СКЛ.....	41
3.1.1. Ионизация электронным ударом.....	42
3.1.2. Автоионизация.....	43

3.1.3. Ионизация протонным ударом.....	44
3.1.4. Диэлектронная рекомбинация.....	45
3.1.5. Радиативная рекомбинация.....	45
3.2. Неупругие атомные столкновения в области ускорения АК КЛ.....	49
3.2.1. Ионизация при столкновениях с атомарным водородом.....	54
3.2.2. Электронный захват из атомов водорода и гелия.....	56
3.3. Кулоновские потери.....	58
<b>4. Численные модели регулярного зарядово-согласованного ускорения КЛ на ударных волнах.....</b>	<b>60</b>
4.1. Ускорение частиц на плоской стационарной УВ.....	60
4.1.1. Решение методом сеток.....	64
4.1.2. Ускорение ионов АК КЛ на гелиосферной ударной волне.....	67
4.1.3. Моделирование энергетических и зарядовых спектров СКЛ....	70
4.2. Ускорение частиц на движущейся сферической УВ.....	85
4.2.1. Решение методом Монте-Карло.....	93
4.2.2. Примеры моделирования энергетических и зарядовых спектров СКЛ.....	97
<b>5. Изотопные аномалии СКЛ .....</b>	<b>102</b>
5.1. Модель ускорения и аналитические решения.....	103
5.2. Сравнение с экспериментом.....	107
5.3. Результаты и обсуждение.....	108
<b>Заключение.....</b>	<b>112</b>
<b>Библиографический список.....</b>	<b>113</b>