

РЕНТГЕНОВСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ**Л. П. Пресняков****СОДЕРЖАНИЕ**

1. Введение	49
2. Спектры многозарядных ионов	51
3. Механизмы возбуждения спектров	56
а) Возбуждение ионов электронным ударом (57). б) Резонансные линии (61). в) Сателлиты резонансных линий (62).	
4. Спектроскопическая диагностика высокотемпературной плазмы	66
5. Сопоставление расчетов с экспериментальными данными	68
а) Рентгеновские вспышки на Солнце (69). б) Лазерная плазма (70). в) Другие лабораторные источники (70).	
6. Заключение	71
Цитированная литература	71

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние несколько лет интенсивно развиваются спектроскопические исследования горячей астрофизической и лабораторной плазмы в далеком ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах спектра. Объектом изучения при этом являются спектры многозарядных ионов. В солнечной короне и других астрофизических объектах концентрации тяжелых элементов составляют малые доли процента, и плотность плазмы не превосходит 10^{11} см^{-3} .

Лабораторная плазма может быть химически однородна, а ее плотность сравнима с плотностью твердого тела. В столь широком диапазоне параметров изучаемых объектов спектроскопические методы исследования являются наиболее универсальными, а зачастую (в случае астрофизической плазмы) и единственно возможными.

По общей структуре спектра уже можно сделать качественные выводы о присутствии того или иного элемента, а степень ионизации элемента характеризует по порядку величины температуру исследуемой плазмы. Однако современный этап спектроскопических исследований рентгеновских солнечных вспышек был начат в экспериментах ¹⁻⁴, в ходе которых с борта спутников «Интеркосмос-4» и «Интеркосмос-7» были зарегистрированы спектры гелие- и литиеподобных ионов железа Fe XXV — Fe XXIV в интервале длин волн 1,85—1,95 Å с разрешением $5 \cdot 10^{-4} \text{ Å}$. Одновременно были начаты систематические исследования спектров высокотемпературной плазмы, образующейся при фокусировке мощного лазерного излучения на твердую мишень ⁵⁻¹². Эти исследования получили в настоя-

щее время широкое распространение¹³⁻²⁰, причем наряду с лазерной плазмой используются и другие лабораторные источники²¹⁻²⁴. Целью исследований является не только идентификация спектральных линий (хотя до начала 70-х годов данные о спектрах ионов с зарядом $Z > 10$ были чрезвычайно скудны), но и установление механизмов возбуждения рентгеновского спектра, т. е. выяснение физических параметров процессов в источнике излучения. Тем самым в лабораторных исследованиях ставится актуальная задача о воспроизведении ряда свойств, характерных для активных областей и вспышек на Солнце, и в итоге — задача о моделировании астрофизической плазмы в лабораторных условиях.

При этом, естественно, возникает вопрос, насколько информативны линейчатые спектры, зарегистрированные в ограниченном интервале длин волн, т. е. насколько однозначна может быть их интерпретация. Рентгеновские спектры многозарядных ионов характеризуются чрезвычайным обилием линий, большая часть которых связана с радиационным распадом автоионизационных состояний, отсутствующих в спектрах нейтральных атомов. Таким образом, развитие рентгеновской спектроскопии горячей плазмы (астрофизической и лабораторной) требует решения следующих задач:

- 1) расчет длин волн и других спектроскопических характеристик многозарядных ионов с точностью, гарантирующей надежную идентификацию экспериментальных данных;
- 2) установление механизмов возбуждения спектров;
- 3) развитие методов диагностики.

В настоящее время представляется возможным дать однозначный ответ на поставленные вопросы, используя современные достижения теоретической спектроскопии и физики электронно-ионных столкновений.

Тем самым физика высокотемпературной плазмы приобретает весьма эффективный метод исследования, применимый к широкому кругу актуальных задач. К ним относятся, например, изучение структуры и динамики развития активных областей и рентгеновских вспышек на Солнце, что способствует пониманию физической природы этих явлений. По-видимому, в ближайшие годы будут получены с высоким разрешением спектры таких астрофизических объектов, как остатки сверхновых, что даст ценную информацию об их эволюции. В лабораторных экспериментах методами рентгеновской спектроскопии исследуются важнейшие характеристики неоднородной и нестационарной плазмы, создаваемой как в установках для термоядерного синтеза, так и в других источниках.

В стационарных условиях электронной температурой плазмы определяется и ряд других ее параметров, в частности, распределение атомов по степеням ионизации. В нестационарной плазме, реализующейся в большинстве случаев на практике, степень ионизации вещества может быть выше или ниже уровня, соответствующего данной электронной температуре, в зависимости от начальных условий. Поэтому имеет смысл наряду с электронной температурой и плотностью определять и степень ионизации вещества, что позволяет установить отклонение от стационарности и в итоге исследовать динамику развития плазмы.

Общие методы и результаты, излагаемые в настоящем обзоре, равно применимы к ионам любой изоэлектронной последовательности. В иллюстрациях мы преимущественно ограничимся, следуя работам²⁵⁻²⁷, исследованием спектров многозарядных ионов с двумя и тремя электронами. Во-первых, эти ионы достаточно просты для исчерпывающего теоретического анализа. Во-вторых, что более существенно, они достаточно информативны, именно их спектры наиболее исследованы в астрофизических и лабораторных условиях.

2. СПЕКТРЫ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ

По своей общей структуре спектры многозарядных ионов повторяют спектры нейтральных атомов той же изoeлектронной последовательности, смещаясь в коротковолновый диапазон с увеличением заряда ядра. Однако в спектре любого источника, содержащего многозарядные ионы, каждый ограниченный спектральный интервал содержит большое число так называемых сателлитов. Сателлитами называются линии, возникающие из состояния, в котором возбуждены два или более электронов. Пусть γ_0 — набор квантовых чисел, характеризующих основное состояние иона, и γ_1

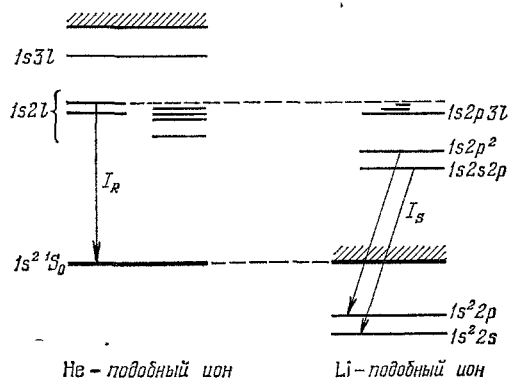


Рис. 1. Схема уровней гелие- и литиеподобных ионов.

соответствует возбужденному состоянию. Тогда сателлитом перехода $\gamma_1 \rightarrow \gamma_0$ называют переход $\gamma_1 nl \rightarrow \gamma_0 nl$, принадлежащий иону на единицу меньшей кратности. В случае большого заряда ядра присутствие дополнительного электрона nl приводит лишь к незначительному изменению длины волны по сравнению с переходом $\gamma_1 \rightarrow \gamma_0$. Сказанное иллюстрирует рис. 1, где приведена схема энергетических уровней в гелиеподобных и литиеподобных ионах с одинаковым зарядом ядра. Поскольку состояния $\gamma_1 nl$ являются автоионизационными, то линии-сателлиты соответствуют радиационному распаду автоионизационных состояний. Отсюда следует, что их интенсивность растет с ростом заряда ядра. Действительно, дважды возбужденное состояние иона A_Z (Z — спектроскопический символ иона) может распадаться по двум каналам:

$$\begin{aligned} &\text{радиационному} \quad - A_Z(\gamma_1 nl) \rightarrow A_Z(\gamma_0 nl) + \hbar\omega, \\ &\text{либо автоионизационному} \quad - A_Z(\gamma_1 nl) \rightarrow A_{Z+1}(\gamma_0) + e. \end{aligned}$$

Известно, что вероятность автоионизации слабо зависит от заряда иона, в то время как вероятность радиационного перехода растет пропорционально Z^4 для дипольно-разрешенных переходов.

Впервые слабые оптические переходы типа

$$1s2pnl \rightarrow 1s^2 nl \quad (1)$$

(т. е. сателлиты линий $1s2p \rightarrow 1s^2$ гелиеподобных ионов) были экспериментально обнаружены и идентифицированы в 1939 г. Эдленом и Тиреном²⁸ в спектрах легких элементов, полученных с помощью вакуумной искры. В дальнейшем работы по изучению этих «необычных переходов» были распространены на элементы с зарядом ядра $Z_n \lesssim 10$ ²⁹⁻³¹ с использованием установок типа «тэта-пинч» и «плазменный фокус». Исследования спектров более горячих источников, таких как активные области и вспышки

на Солнце³²⁻³⁵, а также плазмы, образующейся при фокусировке мощного лазерного излучения на поверхность твердого тела показали, что сателлиты в спектрах высокозарядных ионов ($Z_n > 10$) имеют интенсивность, сравнимую с интенсивностью резонансных линий.

Среди сателлитов типа (1) наиболее интенсивными и далеко отстоящими от резонансной линии являются переходы с $n = 2$ (см. рис. 1), которые в основном и изучаются в спектроскопических исследованиях. Переходы с $n = 3$ непосредственно примыкают к резонансной линии, а при $n \geq 4$ практически от нее неотличимы. Их суммарная интенсивность мала по сравнению с интенсивностью резонансной линии. С учетом тонкой структуры термов общее число сателлитов, соответствующих переходом с дважды возбужденных состояний с главным квантовым числом $n = 2$ весьма велико: уже резонансные линии H- и He-подобных ионов имеют более 20 длинноволновых сателлитов. Это требует высокой степени точности при анализе энергетических термов многозарядных ионов.

При классификации и расчете энергетических термов многозарядных ионов весьма существенным является корректный учет типа связи угловых и спиновых моментов электронов. Напомним, что LS -связь соответствует малости релятивистских эффектов по сравнению с электростатическими, а jj -связь реализуется в противоположном предельном случае. Ситуация, когда электростатические и релятивистские эффекты одного порядка величины и ни один из простых типов связи не может быть постулирован, носит название промежуточной связи. Другим важным фактором, характерным для многоэлектронных систем, является эффект корреляционного взаимодействия между электронами, что приводит к отличию многоэлектронных волновых функций от антисимметризованных комбинаций одноэлектронных функций. Этот эффект можно учесть, введя взаимодействие (или наложение) конфигураций с одинаковым главным квантовым числом.

В настоящее время существуют результаты систематических расчетов спектров многозарядных ионов, выполненных на основе двух подходов: хартри-фоковского^{26,27} и кулоновского разложения по параметру Z^{-1} ³⁶⁻⁴¹, учитывающих указанные физические эффекты.

Расчет термов (и, следовательно, спектральных линий) осуществляется следующим образом. Запишем гамильтониан системы N электронов в поле ядра заряда Z_n в виде

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}', \quad (2)$$

где

$$\mathcal{H}_0 = \sum_{i=1}^N \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta_i - \frac{e^2 Z_n}{r_i} \right) + \sum_{i>j} \frac{e^2}{r_{ij}} \quad (3)$$

и \mathcal{H}' содержит релятивистские (спин-орбитальные и др.) члены. Обозначим набор квантовых чисел SLJ буквой a и запишем в нулевом приближении

$$\mathcal{H}_0 \varphi_n(a) = \varepsilon_n(a) \varphi_n(a), \quad a = \{SLJ\}, \quad (4)$$

$$\varphi_n(a) = \sum_p \prod_{i=1}^N C_{pi}^n \varphi_p(r_i); \quad (5)$$

здесь $\varphi_p(r_i)$ — одноэлектронные волновые функции, а коэффициенты C_{pi}^n должны быть написаны с учетом антисимметризации и правил сложения угловых моментов в схеме LS -связи, являющейся нулевым приближением. Переход от нулевого гамильтониана \mathcal{H}_0 (3) к гамильтониану (2) дает

состояния полного гамильтониана \mathcal{H} , определяемые

$$\psi_n(\gamma) = \sum_{a'} V(a' | \gamma) \varphi_n(a'). \quad (6)$$

Коэффициенты $V(a | \gamma)$ являются собственными векторами преобразования к промежуточной связи и находятся из решения секулярных уравнений:

$$\mathcal{H}_{\gamma\gamma'} - \delta_{\gamma\gamma'} E_\gamma = 0, \quad (7)$$

причем

$$\mathcal{H}_{\gamma\gamma'} = \langle \gamma | \mathcal{H} | \gamma' \rangle = \sum_{a, a'} V(a | \gamma) V(a' | \gamma') \mathcal{H}_{aa'}, \quad (8)$$

$$\mathcal{H}_{aa'} = \langle a | \mathcal{H} | a' \rangle. \quad (9)$$

Собственные значения E_γ дают энергетические термы с учетом промежуточной связи и корреляционного взаимодействия (наложения конфигураций). В соответствии с установившейся традицией^{42, 43} термы E_γ классифицируют с использованием квантовых чисел SLJ , имея при этом в виду, что они относятся не к «чистым» LS -состояниям, а к смешанным надлежащим образом.

В рамках хартри-фоковского подхода^{26, 27} матричные элементы (9) вычисляются с волновыми функциями (5), полученными путем численного интегрирования уравнения (4) с учетом обменных потенциалов.

В кулоновском подходе³⁶⁻³⁹ для вычисления матричных элементов (9) используется теория возмущений по малому параметру Z^{-1} на базисе водородоподобных функций. Матричные элементы можно представить в виде

$$\langle a | \mathcal{H} | a' \rangle = Z^2 \mathcal{H}_{aa'}^{(0)} + Z \mathcal{H}_{aa'}^{(1)} + \mathcal{H}_{aa'}^{(2)} + \dots, \quad (10)$$

где поправки $\mathcal{H}_{aa'}^{(1)}$, $\mathcal{H}_{aa'}^{(2)}$, ..., содержащие бесконечные суммы по дискретному и непрерывному спектрам, вычисляются в замкнутом аналитическом виде.

При переходе к промежуточной связи в обоих обсуждаемых методах учитываются одни и те же физические эффекты, описываемые на основе различных базисов волновых функций нулевого приближения. Кулоновский подход по своему построению является асимптотическим по параметру Z^{-1} . Его преимуществом является универсальность. Хартри-фоковский метод применим при всех Z , однако его использование требует численного интегрирования уравнения Шредингера (4) при каждом значении Z .

Результаты расчета в рамках обсуждаемых здесь методов сравниваются с имеющимися экспериментальными данными в табл. I, где приведены длина волн резонансной (w), интеркомбинационных (x , y) и «запрещенной» (z) линий иона Fe XXV, а также ряда их сателлитов, излучаемых ионом Fe XXIV. Чтобы избежать громоздких спектроскопических обозначений переходов, здесь и далее используются условные символы^{26, 27}, уже нашедшие широкое применение (табл. II, III). Приведенные данные позволяют оценить погрешность существующих измерений и расчетов посредством $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \approx 10^{-4}$ для $\lambda \approx 1-2$ Å. Эта оценка одновременно

характеризует степень точности каждого из обсуждаемых методов расчета, поскольку базис нулевого приближения в обоих случаях строится на основе нерелятивистских волновых функций.

Длины волн резонансных линий и сателлитов для ряда водородо-, гелие- и литиеподобных ионов даны в табл. IV, V. Значительно более

Таблица I

Длины волн (Å), измеренные в спектре вспышки на Солнце ¹⁻⁴ и в лабораторном источнике ²⁴ и вычисленные в рамках хартри-фоковского ^{26, 27} и кулоновского ³⁶⁻³⁹ методов для гелие- и литиеподобных ионов железа

Измерено		Вычислено		Условные обозначения линий
По 1-4	По 24	По 26-27	По 36-39	
1,8500	1,8500	1,8500	1,8499	<i>w</i>
1,8525	1,8520	1,8520	1,8520	<i>n</i>
1,8555	—	1,8551	1,8549	<i>x</i>
—	1,8560	1,8563	1,8563	<i>m</i>
1,8580	1,8579	1,8573	1,8574	<i>b</i>
1,8585	1,8589	1,8591	1,8589	<i>y</i>
1,8615	—	1,8616	1,8618	<i>a</i>
—	1,8620	1,8621	1,8624	<i>d</i>
1,863	1,8631	1,8633	1,8627	<i>k</i>
1,866	1,8655	1,8657	1,8655	<i>j</i>
1,868	—	1,8677	1,8678	<i>z</i>

Таблица II

Условные обозначения резонансных линий водородоподобных ионов и сопутствующих сателлитов

Конфигурации	Мультиплет	Линия	Обозначения	Конфигурации	Мультиплет	Линия	Обозначения
$2s^2 \rightarrow 1s2p$	$1S \rightarrow 1P$	$0 \rightarrow 1$	<i>A</i>	$2s2p \rightarrow 1s2s$	$1D \rightarrow 3P$	$2 \rightarrow 2$	<i>Q</i>
$2p^2 \rightarrow 1s2p$	$1S \rightarrow 3P$	$0 \rightarrow 1$	<i>B</i>		$1P \rightarrow 1S$	$2 \rightarrow 2$	<i>R</i>
	$3P \rightarrow 1P$	$0 \rightarrow 1$	<i>C</i>		$3P \rightarrow 1S$	$1 \rightarrow 0$	<i>S</i>
		$1 \rightarrow 1$	<i>D</i>		$1P \rightarrow 3S$	$1 \rightarrow 0$	<i>T</i>
		$2 \rightarrow 1$	<i>E</i>		$3P \rightarrow 3S$	$1 \rightarrow 1$	<i>U</i>
	$1S \rightarrow 1P$	$0 \rightarrow 1$	<i>F</i>			$0 \rightarrow 1$	<i>V</i>
	$1D \rightarrow 1P$	$2 \rightarrow 1$	<i>G</i>			$1 \rightarrow 1$	<i>X</i>
	$3P \rightarrow 3P$	$1 \rightarrow 0$	<i>H</i>			$2 \rightarrow 1$	<i>Y</i>
		$0 \rightarrow 1$	<i>I</i>			$\frac{3}{2} \rightarrow \frac{1}{2}$	L_{α_1}
		$1 \rightarrow 1$	<i>K</i>			$\frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2}$	L_{α_2}
		$2 \rightarrow 1$	<i>M</i>	$2p \rightarrow 1s$	$2P \rightarrow 2S$		
	$1S \rightarrow 3P$	$0 \rightarrow 1$	<i>N</i>				
	$1D \rightarrow 3P$	$2 \rightarrow 1$	<i>O</i>				
	$3P \rightarrow 3P$	$1 \rightarrow 2$	<i>P</i>				

Таблица III

Условные обозначения резонансных и интеркомбинационных линий гелиеподобных ионов и сопутствующих сателлитов ²⁶⁻²⁷

Конфигурации	Мультиплет	Линия	Обозначения	Конфигурации	Мультиплет	Линия	Обозначения
$1s2p^2 \rightarrow 1s^22p$	$2P \rightarrow 2P^0$	$\frac{3}{2} \rightarrow \frac{3}{2}$	<i>a</i>		$4P \rightarrow 2P^0$	$\frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2}$	<i>d</i>
		$\frac{3}{2} \rightarrow \frac{1}{2}$	<i>b</i>			$\frac{5}{2} \rightarrow \frac{3}{2}$	<i>e</i>
		$\frac{1}{2} \rightarrow \frac{3}{2}$	<i>c</i>			$\frac{3}{2} \rightarrow \frac{3}{2}$	<i>f</i>
		$\frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2}$					

Продолжение табл. III

Конфигурации	Мультиплет	Линия	Обозначение	Конфигурации	Мультиплет	Линия	Обозначение
$1s2s^2 \rightarrow 1s^2 2p$	$2D \rightarrow 2P^0$	$\frac{3}{2} \leftarrow \frac{1}{2}$	g	$1s2p2s \rightarrow 1s^2 2s$	$(1P)^2 P^0 \rightarrow 2S$	$\frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2}$	p
		$\frac{1}{2} \rightarrow \frac{3}{2}$	h			$\frac{3}{2} \rightarrow \frac{1}{2}$	q
		$\frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2}$	i			$\frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2}$	r
		$\frac{5}{2} \rightarrow \frac{3}{2}$	i			$\frac{3}{2} \rightarrow \frac{1}{2}$	s
		$\frac{3}{2} \rightarrow \frac{1}{2}$	k			$\frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2}$	t
		$\frac{3}{2} \rightarrow \frac{3}{2}$	l			$\frac{3}{2} \rightarrow \frac{1}{2}$	u
	$2S \rightarrow 2P^0$	$\frac{1}{2} \rightarrow \frac{3}{2}$	m	$1s2p \rightarrow 1s^2$	$4P^0 \rightarrow 2S$	$\frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2}$	v
		$\frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2}$	n			$1 \rightarrow 0$	w
		$\frac{1}{2} \rightarrow \frac{3}{2}$	o			$2 \rightarrow 0$	x
	$2S \rightarrow 2P^0$	$\frac{1}{2} \rightarrow \frac{3}{2}$		$1s2s \rightarrow 1s^2$	$3S \rightarrow 1S$	$1 \rightarrow 0$	y
		$\frac{1}{2} \rightarrow \frac{3}{2}$				$1 \rightarrow 0$	z
		$\frac{1}{2} \rightarrow \frac{3}{2}$				$1 \rightarrow 0$	

Таблица IV

Длины волн (\AA) резонансных линий H- и He-подобных ионов
и интеркомбинационных линий He-подобных ионов^{39,27}

	Mg	Si	Ca	Fe	Ni	Cu
L_{α_1}	8,4174	6,1788	3,0172	1,7770	1,5293	1,4243
L_{α_2}	8,4228	6,1842	3,0226	1,7824	1,5347	1,4297
w	9,1678	6,6470	3,1765	1,8500	1,5880	1,4771
x	9,2280	6,6846	3,1887	1,8551	1,5919	1,4807
y	9,2314	6,6880	3,1924	1,8591	1,5961	1,4849
z	9,3135	6,7394	3,2103	1,8677	1,6031	1,4913

Таблица V

Длины волн λ (\AA) спутников, вероятности автоионизационного A_a (10^{13} сек^{-1})
и радиационного A_r (10^{13} сек^{-1}) распада дважды возбужденных состояний

	Mg			Ca			Fe		
	λ	A_a	A_r	λ	A_a	A_r	λ	A_a	A_r
Спутники резонансных линий H-подобных ионов ³⁹									
A	8,6680	34,4	0,508	3,0790	33,4	3,73	1,8104	31,8	10,5
B	8,6137	34,4	0,0002	3,0646	33,4	0,026	1,8019	31,8	0,229
C	8,5868	0,0142	0,0071	3,0600	0,182	1,04	1,8009	0,356	10,3
D	8,5850	0	0,001	3,0579	0	0,132	1,7983	0	1,20
E	8,5820	0,220	0,023	3,0554	4,26	3,28	1,7966	12,12	25,0
F	8,4441	1,788	1,89	3,0259	2,66	14,6	1,7824	3,90	35,6
G	8,5497	37,2	2,42	3,0476	33,0	31,8	1,7913	25,2	28,3

Продолжение табл. V

	Mg			Ca			Fe		
	λ	A_a	A_r	λ	A_a	A_r	λ	A_a	A_r
H	8,5311	0	0,813	3,0430	0	6,52	1,7893	0	19,0
I	8,5335	0,0153	2,43	3,0458	0,182	18,0	1,7924	0,358	42,3
K	8,5317	0	0,609	3,0437	0	4,75	1,7899	0	13,1
M	8,5287	0,220	0,598	3,0412	4,26	3,26	1,7882	12,12	2,95
N	8,3925	1,788	0,011	3,0120	2,66	1,54	1,7741	3,90	14,7
O	8,4969	37,2	0,157	3,0335	33,0	2,06	1,7830	25,2	15,2
P	8,5343	0	1,02	3,0470	0	8,12	1,7936	0	23,6
Q	8,5313	0,220	1,82	3,0445	4,26	13,0	1,7919	12,12	28,8
R	8,4994	37,2	0,001	3,0368	33,0	1,69	1,7867	25,2	14,0
S	8,4943	20,2	1,25	3,0359	20,2	9,84	1,7866	19,58	27,8
T	8,5983	1,37	0,0007	3,0609	1,55	0,097	1,7998	2,06	1,04
U	8,4208	20,2	0,00001	3,0188	20,2	0,01	1,7785	19,58	0,011
V	8,5240	1,36	1,22	3,0446	1,360	9,73	1,7925	1,36	28,3
X	8,5230	1,37	1,22	3,0435	1,55	9,65	1,7916	2,06	27,3
Y	8,5193	1,36	1,23	3,0397	1,36	9,78	1,7875	1,36	28,6
Сателлиты резонансных линий Не-подобных ионов ^{26,27}									
a	9,2956	0,073	2,54	3,2029	1,02	23,7	1,8616	2,55	69,3
b	9,2922	0,073	0,397	3,1988	1,02	1,75	1,8573	2,55	2,12
c	9,2988	0,01	0,939	3,2070	0,016	7,06	1,8664	0,036	17,6
d	9,2955	0,001	2,01	3,2030	0,016	19,3	1,8621	0,036	58,6
e	9,3825	0,016	0,001	3,2230	0,523	0,309	1,8721	2,57	4,27
f	9,3851	0,003	0,001	3,2254	0,049	0,092	1,8741	0,173	0,876
g	9,3817	0,003	0,00001	3,2212	0,049	0,003	1,8697	0,173	0,028
h	9,3867	0	0,00002	3,2273	0	0,003	1,8763	0,010	0,004
i	9,3833	0	0,0005	3,2231	0	0,114	1,8719	0,010	1,71
j	9,3213	12,3	0,975	3,2104	14,4	8,56	1,8657	13,5	22,6
k	9,3182	12,2	0,909	3,2073	13,9	10,1	1,8633	13,3	33,9
l	9,3215	12,2	0,079	3,2114	13,9	0,006	1,8677	13,3	2,00
m	9,2214	1,38	0,641	3,1895	1,79	7,31	1,8563	1,98	26,1
n	9,2181	1,38	0,253	3,1854	1,79	1,06	1,8520	1,98	0,978
o	9,5693	11,1	0,068	3,2616	13,0	0,556	1,8895	13,9	1,45
p	9,5658	11,1	0,036	3,2574	13,0	0,402	1,8850	13,9	1,75
q	9,2835	0,525	1,802	3,1998	0,192	17,0	1,8603	0,037	52,6
r	9,2856	0,813	1,720	3,2024	2,10	13,0	1,8633	3,90	29,5
s	9,2348	7,97	0,181	3,1909	9,90	0,807	1,8565	10,8	0,058
t	9,2359	7,69	0,260	3,1917	7,99	4,88	1,8571	6,92	24,0
u	9,3904	0,001	0,007	3,2246	0,013	0,137	1,8730	0,044	1,62
v	9,3920	0	0,0003	3,2261	0,009	0,057	1,8744	0,054	0,732

подробные таблицы приведены в работах ^{26, 39}. Таким образом, результаты существующих расчетов длин волн гарантируют необходимую точность для идентификации экспериментальных спектров. Это обстоятельство весьма существенно для анализа физических процессов, приводящих к формированию спектров многозарядных ионов.

3. МЕХАНИЗМЫ ВОЗБУЖДЕНИЯ СПЕКТРОВ

В высокотемпературной плазме, содержащей многозарядные ионы, скорости возбуждения и ионизации электронным ударом намного превосходят скорости соответствующих процессов за счет ион-ионных взаимодействий, малость которых обусловлена кулоновским отталкиванием между ионами. Вместе с тем, процессы спонтанного распада возбужденных состояний — радиационные переходы и автоионизация — преобладают над столкновительными. Это в значительной степени облегчает анализ распре-

деления ионов по возбужденным состояниям и в итоге позволяет выразить интенсивности спектральных линий в виде простых функций от вероятностей радиационного распада возбужденных состояний и скоростей реакций электронно-ионных взаимодействий.

а) Возбуждение ионов электронным ударом

Физическая картина упругого и неупругого рассеяния электрона на ионе сложнее и богаче по содержанию по сравнению с рассеянием на нейтральном атоме. Кулоновское притяжение приводит к характерным особенностям — резонансам в эффективных сечениях вблизи порогов новых (энергетически закрытых) каналов, причиной которых является образование и распад квазистационарных состояний системы ион + электрон⁴⁴⁻⁴⁹ (так называемое резонансное рассеяние).

Качественно резонансное рассеяние можно представить следующим образом. Каждый уровень γ иона A_Z является пределом последовательности уровней $\gamma n l$ иона A_{Z-1} (на единицу меньшей кратности), сходящейся к γ при $n \rightarrow \infty$. Характерным примером таких уровней $\gamma n l$ ($n = 2$) являются дважды возбужденные состояния, рассмотренные в разделе 1. Если энергия системы ион + электрон совпадает с энергией уровня $\gamma n l$, то в процессе столкновения образуется квазистационарное состояние, которое распадается радиационным либо автоионизационным образом. Автоионизационный распад с образованием возбужденного иона дает дополнительный вклад в сечение возбуждения. Таким образом, наряду с прямым (или потенциальным) возбуждением $\gamma_0 \rightarrow \gamma_1$

$$A_Z(\gamma_0) + e \rightarrow A_Z^*(\gamma_1) + e \quad (11a)$$

необходимо принимать во внимание процесс резонансного возбуждения

$$A_Z(\gamma_0) + e \rightarrow A_{Z-1}^{*n l}(\gamma n l) \rightarrow A_Z^*(\gamma_1) + e, \quad (11b)$$

который приводит к добавлению и эффективному сечению прямого возбуждения последовательности узких резонансов, сходящихся к порогу открытия нового канала. Известно⁴⁵⁻⁴⁹, что резонансный вклад, усредненный по конечному интервалу энергии, дает не зависящую от энергии добавку, скачком обращающуюся в нуль при открытии нового канала. Однако учет радиационного канала распада резонансов, т. е. процесса

$$A_Z(\gamma_0) + e \rightarrow A_{Z-1}^{*n l}(\gamma n l) \rightarrow A_{Z-1} + \hbar\omega, \quad (12)$$

приводит к сглаживанию скачков в ближайшей окрестности порога^{49, 50}. Важно, что в области существования резонансного рассеяния, т. е. при значениях энергии налетающего электрона от порога возбуждения уровня γ_1 до потенциала ионизации иона A_Z , вклад резонансного рассеяния, вообще говоря, того же порядка величины, что и прямое возбуждение, а в ряде случаев является определяющим.

В общем случае многоканальная задача о возбуждении электронным ударом весьма сложна. Однако в случае возбуждения многозарядных ионов естественно возникает малый параметр Z^{-1} , где $(Z - 1)$ — заряд иона, что позволяет получить выражение для эффективного сечения в виде корректного асимптотического разложения по степеням Z^{-1} ^{49, 50}. Структура полученного результата отражает обе возможности возбуждения (11a) и (11b), а также наличие процесса (12), конкурирующего с (11b).

Обозначим полный набор квантовых чисел канала посредством $\Gamma = \langle \gamma l \Gamma_T \rangle$, где γ характеризует состояние иона, l — орбитальный момент

налетающего электрона и Γ_T содержит полные моменты и другие квантовые числа, характеризующие тип связи. Полное сечение перехода $\gamma_0 \rightarrow \gamma_1$, выраженное в единицах πa_0^2 (a_0 — боровский радиус), равно

$$\sigma(\gamma_0 \rightarrow \gamma_1) = \sum_{l_0 l_1 \Gamma_T} \sigma(\gamma_0 l_0 \rightarrow \gamma_1 l_1), \quad (13)$$

где парциальные сечения $\sigma(\gamma_0 l_0 \rightarrow \gamma_1 l_1)$, усредненные по резонансам, состоят из двух частей:

$$\sigma(\gamma_0 l_0 \rightarrow \gamma_1 l_1) = \frac{g(\Gamma_1)}{g_0(\gamma_0) Z^4 E} (|T_{\Gamma_0 \Gamma_1}^p|^2 + |T_{\Gamma_0 \Gamma_1}^r|^2) + O\left(\frac{1}{Z^6}\right); \quad (14)$$

здесь $g(\gamma_0)$ и $g(\Gamma_1)$ — статистические веса исходного состояния и канала Γ_1 , E — энергия налетающего электрона, выраженная в кулоновских единицах. $T_{\Gamma_0 \Gamma_1}$ — матричные элементы матрицы переходов, связанной с матрицей рассеяния S соотношением $S = 1 + 2i Z^{-1} T$. Элемент T -матрицы, определяющий потенциальное рассеяние, $T_{\Gamma_0 \Gamma_1}^p$, должен вычисляться в первом порядке теории возмущений (так называемой борн-кулоновском) с учетом обмена.

Резонансная часть равна

$$|T_{\Gamma_0 \Gamma_1}^r|^2 = \frac{1}{2} \sum_c w_{c\Gamma_0} \frac{A_a(c \rightarrow \Gamma_1)}{A_a(c) + A_r(c)} [1 - \theta(E - \Delta E_{c\Gamma_0})], \quad (15)$$

$$\theta(x) = 1, \quad x > 0, \quad \theta(x) = -1, \quad x < 0,$$

где суммирование проводится по всем энергетически закрытым каналам, $w_{c\Gamma_0}$ — вероятность захвата электрона в резонансные состояния $c = \{\gamma l\}$, $A_a(c \rightarrow \Gamma_1)$ — вероятность автоионизационного распада с образованием

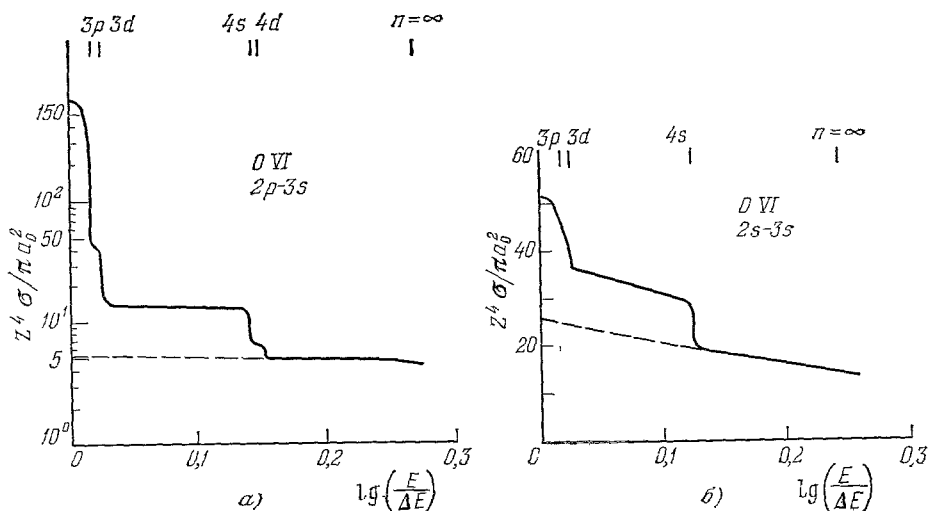


Рис. 2. Сечения возбуждения переходов $1s^2 2p \rightarrow 1s^2 3s$ (а) и $1s^2 2s \rightarrow 1s^2 3s$ (б) в ионе O VI_{48, 50}.

Штриховой линией указано потенциальное рассеяние.

конечного (возбужденного) состояния Γ_1 , $A_a(c)$ и $A_r(c)$ — полные вероятности автоионизационного и радиационного распада резонансного состояния. Ступенчатая функция θ указывает, что резонансный вклад дается энергетически закрытыми каналами и с их открытием обращается в нуль.

В формулах (14), (15) зависимость от заряда иона Z выделена в явном виде. Таким образом, для многозарядных ионов ($Z \gg 1$) точность расчета сечений может быть характеризована посредством

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} \sim \frac{1}{Z^2}. \quad (16)$$

Результаты расчета с помощью формул (13) — (15) приведены на рис. 2 для двух переходов в литиеподобном ионе кислорода $O\text{ VI}^{50}$. Для $1s^2 2p \rightarrow 1s^2 3s$ перехода эффект резонансного рассеяния определяет порядок величины сечения при значениях энергии падающего электрона от порога 67,4 эв до $E \approx 100$ эв. Такая ситуация реализуется в случаях, когда имеются эффективно возбуждаемые уровни, пороги возбуждения которых превышают порог исследуемого перехода. В качестве примера можно указать на оптически запрещенные переходы между компонентами тонкой структуры в основных конфигурациях типа $2s^2 2p^k$, представляющих интерес для астрофизических приложений. В других случаях вклад резонансного рассеяния не столько велик, и, например, в сечения возбуждения интеркомбинационных переходов $1s^2 (1S) \rightarrow 1s2p (3P)$ в гелиеподобных ионах оно вносит поправку $\lesssim 30\%$.

Другим фактором, непосредственно влияющим на величину сечения, точнее, его потенциальной части, является обменный эффект. В случае $Z \gg 1$ (что практически соответствует условию $Z > 5$) потенциальная часть рассеяния должна

вычисляться в борн-кулоновском приближении с учетом обмена. Такой расчет⁵¹, выполненный на основе метода ортогонализированных функций⁵², показывает, что в случае возбуждения резонансного и других синглетных уровней в He-подобных ионах сечение в припороговой области оказывается вдвое меньше, чем без учета обмена. Этот вывод оказывается справедливым для всех значений $Z > 5$. Результаты расчета показаны на рис. 3.

Резюмируя вышеизложенное, необходимо отметить следующее. Эффект обмена существен в случае, когда энергия возбуждения близка к потенциалу ионизации. Характерным примером является возбуждение H- и He-подобных ионов из основного состояния. Резонансное возбуждение в этом случае дает сравнительно малые поправки к потенциальному. В противоположном предельном случае, когда энергия возбуждения значительно меньше потенциала ионизации (например, где Li и Be-подобных ионов) обмен несуществен и потенциальное сечение определяется борн-кулоновским приближением. Однако в этом случае вклад резонансного возбуждения велик, и его необходимо принимать во внимание.

Для приложений необходимы скорости возбуждения, т. е. сечения (13), усредненные по максвелловскому распределению электронов. Для

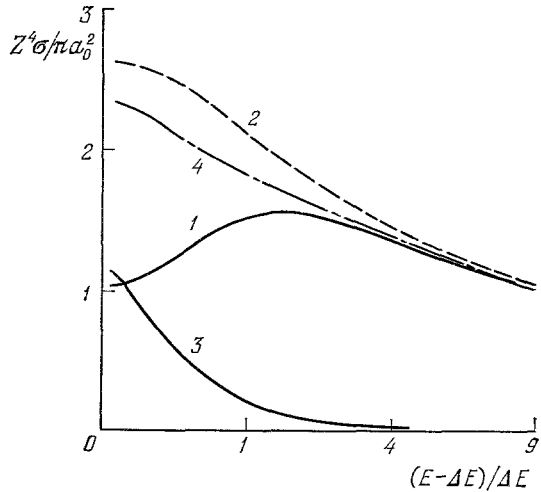


Рис. 3. Сечения возбуждения перехода $1s^2 \rightarrow 1s2p$ в ионе $O\text{ VII}^{51}$.

1 — для уровня 2^1P с учетом обмена, 2 — то же без учета обмена, 3 — для уровня 2^3P с учетом обмена, 4 — сумма сечений 1 и 3.

каждого парциального сечения (14) такое усреднение можно выполнить аналитически, после чего результат суммы (13) представить в виде двух-параметрической формулы⁵³. Скорость возбуждения перехода $0 \rightarrow 1$ равна

$$C_{01} = \langle \nu \sigma_{01} \rangle = 10^{-8} \left(\frac{E_1}{E_0} \frac{Ry}{\Delta E_{01}} \right)^{3/2} \frac{B}{g_0} e^{-\beta} \beta^{1/2} \frac{\beta + \delta_{S_0 S_1}}{\beta + X} \text{ (см}^3/\text{сек)}, \quad (17)$$

$$\beta = \frac{\Delta E_{01}}{kT}, \quad \Delta E_{01} = E_1 - E_0,$$

здесь E_0 и E_1 — энергии уровней 0 и 1, отсчитанные от границы непрерывного спектра, $Ry = 13,6$ эв, g_0 — статистический вес начального состояния. Параметры B и X зависят от типа перехода и не зависят, в соответствии с (14), от заряда Z . Их значения для важнейших в приложениях случаев даны в табл. VI (см. также⁵⁴).

Таблица VI

Параметры B и X для вычисления скоростей возбуждения и ионизации
Не-подобных ионов⁵⁴

Переход	B	X	Переход	B	X
$1^1S_0 - 2^3S_1$	3,4	0,38	$-i$	8,7	0,68
-2^3P_0	2,32	0,63	$2^3P_1 - 2^3P_2$	0,72	0,99
-2^3P_1	6,86	0,63	-2^1S_0	$9,3 \cdot 10^{-4}$	$1,2 \cdot 10^{-3}$
-2^3P_2	11,6	0,63	$2^3P_2 - 2^1P_1$	0,07	0,017
-2^1S_0	6,0	0,52	-3^3	67,2	0,50
-2^1P_1	20	0,03	-4^3	46,2	0,46
-3^3	29,6	0,70	$-i$	26,1	0,68
-3^1	43,8	0,26	$2^3P_2 - 2^1S_0$	$7,7 \cdot 10^{-4}$	$5,3 \cdot 10^{-4}$
-4^3	32,5	0,44	-2^1P_1	0,12	0,017
-4^1	32	0,44	-3^3	112	0,50
$-i$	16	0,62	-4^3	77	0,46
$2^2S_1 - 2^3P_0$	0,06	0,04	$-i$	43	0,68
-2^3P_1	0,18	0,04	$2^1S_0 - 2^1P_1$	0,027	0,082
-2^3P_2	0,30	0,04	-3^1	17,8	0,44
$2^3S_1 - 2^1S_0$	0,047	0,0092	-4^1	13,4	0,54
-2^1P_1	0,064	0,029	$-i$	10	0,99
-3^3	53,4	0,44	$2^1P_0 - 3^1$	67	0,50
-4^3	40	0,54	$2^1P_0 - 4^1$	46	0,46
$-i$	30	0,99	$-i$	26	0,63
$2^3P_0 - 2^3P_1$	0,14	0,87	$3^3 - 4^3$	525	0,47
-2^3P_2	0,495	0,99	$-i$	234	0,82
-2^1S_0	$3,9 \cdot 10^{-4}$	$1,5 \cdot 10^{-3}$	$3^1 - 4^1$	175	0,47
-2^1P_1	0,023	0,017	$-i$	78	0,82
-3^3	22,4	0,5	$4^3 - i$	315	0,70
-4^3	15,4	0,46	$4^1 - i$	105	0,70

Переход $1^1S_0 - 4^3$ обозначает переход из основного состояния на все триплетные уровни с главным квантовым числом $n=4$.

Выражение (17) имеет простую структуру и описывает оба предельных случаях малых ($\beta \gg 1$) и больших ($\beta \ll 1$) температур. Поскольку сечение возбуждения иона конечно в пороге, то при $\beta \gg 1$ усреднение по максвелловскому распределению дает $C_{01} = \text{const } \beta^{1/2} e^{-\beta}$. В противоположном предельном случае $\beta \ll 1$ основной вклад в интеграл дает асимптотическая по энергии часть сечения. При этом необходимо учесть, что сечения интеркомбинационных переходов ($|S_0 - S_1| = 1$) убывают $\propto E^{-3}$, в то время как сечение переходов между уровнями с одним и тем же спином

($S_0 = S_1$) имеют зависимость E^{-1} (или $E^{-1} \ln E$ для оптически разрешенных переходов), что и приводит к отличию в степенной зависимости от β для различных типов переходов. Аналогичным образом устанавливается зависимость от E_0 , E_1 и E . Параметры B и X , определяющие специфику иона и перехода, могут быть получены только численным методом. Их значения подбираются так, чтобы формула (17) являлась наилучшей аппроксимацией результатов численного интегрирования сечений с максвелловским распределением в области температур, представляющих физический интерес.

Аналогичным образом, скорость ионизации уровня 0 имеет вид

$$C_{0i} = \langle v \sigma_{0i} \rangle = 10^{-8} \left(\frac{Ry}{|E_0|} \right)^{3/2} \frac{B}{g_0} \frac{\beta^{1/2}}{\beta + X} e^{-\beta} \text{ (см}^3\text{/сек)}, \quad (18)$$

$$\beta = \frac{|E_0|}{kT},$$

где используются те же обозначения, а параметры B и X также содержатся в табл. VI.

Далее мы сравним приведенные здесь теоретические результаты с имеющимися экспериментальными данными по скоростям возбуждения электронным ударом.

б) Резонансные линии

Рассмотрим основные характеристики возбуждения резонансных линий, используя в качестве иллюстрации переход $1s2p\ ^1P_1 \rightarrow 1s^2\ ^1S_0$ в He-подобных ионах. Интенсивность резонансной линии, определяемая как произведение населенности $1\ ^1P_1$ уровня на вероятность его радиационного распада, равна

$$I_R = N_{He} N_e \frac{C_R}{A_R + Q_R} A_R \text{ (фотон/см}^3\text{сек)}, \quad (19)$$

где N_e и N_{He} — концентрации электронов и He-подобных ионов в основном состоянии, C_R — эффективная скорость возбуждения, A_R — вероятность радиационного перехода в основное состояние, Q_R — скорость столкновительного тушения резонансного уровня. Фактор $C_R / (A_R + Q_R)$ очевидным образом следует из решения стационарных кинетических уравнений для определения населенности возбужденных уровней. Поскольку как в разреженной астрофизической, так и в плотной лабораторной плазме $A_R \gg Q_R$, то (19) можно переписать в виде

$$I_R = N_{He} N_e C_R. \quad (20)$$

В условиях низкой плотности (солнечная корона) вторичные процессы отсутствуют, а рекомбинационное заселение и каскады с более высоких возбужденных состояний дают малые поправки к скорости прямого возбуждения из основного состояния. При этом

$$C_R = \langle v \sigma (1s^2\ ^1S_0 \rightarrow 1s2p\ ^1P_1) \rangle. \quad (21)$$

С увеличением электронной плотности двухфотонный радиационный распад метастабильного уровня $1s2s\ ^1S_0 \rightarrow 1s^2\ ^1S_0$ начинает подавляться столкновительным переходом $1s2s\ ^1S_0 \rightarrow 1s2p\ ^1P_1$. Соответствующая критическая плотность

$$N_e' = \frac{A_r (1s2s\ ^1S \rightarrow 1s^2\ ^1S)}{\langle v \sigma (1s2s\ ^1S \rightarrow 1s2p\ ^1P) \rangle} \quad (22)$$

для изоэлектронной последовательности гелия может быть аналитически аппроксимирована следующим образом²⁶:

$$N_e' \approx 7 \cdot 10^5 (Z_n - 1)^{9,3} \text{ см}^{-3}, \quad (23)$$

где Z_n — заряд ядра. В активных областях и вспышках на Солнце $N_e \ll N'_e$, и скорость возбуждения резонансной линии определяется формулой (21). В плазме лабораторных источников $N_e \gg N'_e$, вследствие чего в этом случае

$$C_R = \langle \nu \sigma (1s^2 \ ^1S \rightarrow 1s2p \ ^1P) \rangle + \langle \nu \sigma (1s^2 \ ^1S \rightarrow 1s2s \ ^1S) \rangle. \quad (24)$$

В астрофизической плазме наряду с резонансной линией с хорошим спектроскопическим разрешением наблюдаются переходы с триплетных уровней 2^3P и 2^3S . Вследствие малости электронной плотности электронным тушением этих уровней можно пренебречь, и соответствующие интенсивности определяются формулами, аналогичными (20) — (21). Суммарная интенсивность триплетных линий, отнесенная к интенсивности резонансной линии, в этих условиях определяется

$$G = \frac{I_T}{I_R} = \frac{\langle \nu \sigma (1s^2 \rightarrow 1s2s \ ^3S) \rangle + \sum_j \langle \nu \sigma (1s^2 \rightarrow 1s2p \ ^3P_j) \rangle}{\langle \nu \sigma (1s^2 \rightarrow 1s2p \ ^1P) \rangle}. \quad (25)$$

Измеренное значение G для O VII, Ne IX, Mg XI близко к единице (см., например, ^{33, 55}). Результаты теоретических методов расчета скоростей возбуждения, изложенные в предыдущем разделе (см. формулу (17) и табл. VI) дают хорошее согласие с наблюдаемыми значениями. В интервале $\beta = 5 - 6$, в котором имеет место свечение указанных линий, используя данные табл. VI, получаем $G = 0,9 \div 1$, что согласуется с наблюдаемыми значениями в пределах ошибок измерений.

В лабораторной плазме эффективная скорость возбуждения резонансных линий не-подобных ионов (24) измерялась спектроскопическими методами с одновременными независимыми измерениями электронной температуры и плотности с точностью $\pm 15\%$ (см. ²⁵). Детальное сравнение ²⁷ обсуждаемых здесь расчетов с измерениями дает в интервале $\beta = 2,5 \div 3$ суммарное по $2 \ ^1P$ и $2 \ ^1S$ уровням значение параметра $B = 25$, что прекрасно согласуется с данными табл. VI.

То обстоятельство, что существующая теория позволяет количественно описывать скорости возбуждения ионов электронным ударом, далее будет использоваться при установлении механизмов возбуждения спутников и анализе современных методов спектроскопической диагностики плазмы.

в) С а т е л л и т ы р е з о н а н с н ы х л и н и й

Основными процессами образования автоионизационных состояний, ведущих к появлению спутников резонансных линий, являются прямое возбуждение K -оболочек и диэлектронная рекомбинация. Последняя является процессом, обратным автоионизации

$$A_Z(\gamma_0) + e \rightleftharpoons A_Z^{*-1}(\gamma nl). \quad (26)$$

Очевидно, что диэлектронная рекомбинация не может вести к образованию водородоподобных ионов ввиду невозможности одновременного выполнения законов сохранения энергии и импульса в процессах (26) в системе из двух частиц. В условиях термодинамического равновесия скорость диэлектронной рекомбинации C_d связана с вероятностью автоионизации A_a посредством

$$\frac{C_d}{A_a} = \frac{g_s}{2g_0} \left(\frac{2\pi}{m} \right)^{3/2} \frac{\hbar^3}{(kT)^{3/2}} e^{-E_s/kT}. \quad (27)$$

Здесь g_s и g_0 — статистические веса уровней γnl и γ_0 соответственно, E_s — энергетическое расстояние между этими уровнями, T — электронная

температура, m — масса электрона, k , \hbar — постоянные Больцмана и Планка. В стационарных условиях населенность N_s автоионизационного уровня γnl связана с плотностью ионов N_Z в основном состоянии соотношением

$$N_s (A_a + \sum A_r) = N_e N_Z C_d. \quad (28)$$

Для интенсивности сателлита, образующегося при радиационном переходе $\gamma nl \rightarrow \gamma' nl$, получаем

$$I_s^d = N_s A_r = N_Z N_e C_d \frac{A_r}{A_a + \sum A_r} \text{ (фотон/см}^2\text{сек)}; \quad (29)$$

здесь A_r и $\sum A_r$ — вероятности радиационного распада по данному каналу и полная вероятность радиационного распада уровня γnl соответственно.

С учетом (27) запишем (29) в явном виде:

$$I_s^d = N_Z N_e 4\pi^{3/2} a_0^3 \frac{g_s}{g_0} \left(\frac{Ry}{E_s} \frac{E_s}{kT} \right)^{3/2} \frac{A_a A_r}{A_a + \sum_r A_r} e^{-E_s/kT}, \quad (30)$$

где a_0 — боровский радиус. Существенно, что отношение интенсивности сателлита, образовавшегося исключительно за счет диэлектронной рекомбинации, к интенсивности резонансной линии не зависит от плотности электронов и ионов и равно

$$\frac{I_s^d}{I_R} = \frac{C_d}{C_R} \frac{A_r}{A_a + \sum A_r}, \quad (31)$$

где C_R — скорость возбуждения резонансной линии, определяемая выражениями (21) и (24) в случае разреженной и плотной плазмы соответственно. Используя (17) и полагая $\beta \geq 2,5$ (что соответствует температурам, при которых имеет место свечение указанных линий), получаем

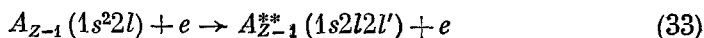
$$I_s^d = \frac{I_s^d}{I_R} = 1,5 \cdot 10^{-15} \frac{g_s}{g_0} \frac{A_a}{B} \frac{A_r}{A_a + \sum A_r} n^2 y e^y, \quad y = \frac{|E_0|}{(n^2 kT)}. \quad (32)$$

Таким образом, относительная интенсивность диэлектронных сателлитов может быть использована для определения температуры, если вероятности автоионизации и радиационного распада вычисляются с хорошей точностью.

В настоящее время выполнены систематические расчеты величин A_a и A_r на основе хартри-фоковского^{26, 27} и кулоновского^{36, 39} подходов, изложенных в разделе 1. Как и в случае расчета длин волн, оба метода расчета приводят к хорошему количественному согласию результатов. Значения A_a и A_r , позволяющие вычислять отношение (32), даны в табл. V для ряда многозарядных ионов, представляющих астрофизический интерес и исследуемых в лабораторных условиях.

Другим механизмом образования сателлитов является возбуждение электронов K -оболочки прямым электронным ударом. Этот процесс мало эффективен для He-подобных ионов, поскольку вероятность одновременного возбуждения двух электронов мала по сравнению с одноэлектронной. По этой причине сателлиты резонансных линий H-подобных ионов имеют преимущественно рекомбинационное происхождение. Для ионов с тремя (и более) электронами возбуждение K -оболочки электронным ударом может вносить существенный вклад в образование автоионизационных уровней, в ряде случаев преобладающий над диэлектронной рекомбинацией. Чтобы не вводить громоздких обозначений, рассмотрим этот

процесс на примере Li-подобных ионов A_{Z-1} . Возбуждение электрона из K -оболочки



приводит к интенсивности сателлита, равной

$$I_s^K = N_{Z-1} N_e \langle v \sigma_s \rangle \frac{A_r}{A_a + \sum A_r} \text{ (фотон/см}^3\text{сек)}. \quad (34)$$

Относительная интенсивность при этом также не зависит от электронной плотности

$$i_s^K = \frac{I_s^K}{I_R} = \frac{N_{Z-1}}{N_Z} \frac{\langle v \sigma_s \rangle}{\langle v \sigma_R \rangle} \frac{A_r}{A_a + \sum A_r}. \quad (35)$$

В рассматриваемом нами случае N_Z — концентрация He-подобных ионов и $\langle v \sigma_R \rangle$ — эффективная скорость возбуждения резонансной линии; N_{Z-1} — концентрация Li-подобных ионов в соответствующем нижнем состоянии ($1s^2 2s$ или $1s^2 2p$), в зависимости от того, какой из сателлитов рассматривается; $\langle v \sigma_s \rangle$ — скорость возбуждения.

При низкой электронной плотности конфигурация $1s^2 2p$ практически не заселена. С возрастанием плотности электронов устанавливается бoльшманоовское распределение между $1s^2 2s$ и $1s^2 2p$ конфигурациями.

Соответствующая критическая плотность

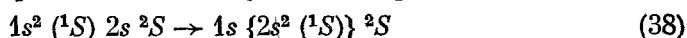
$$N_e'' = \frac{A_r(1s^2 2p \rightarrow 1s^2 2s)}{\langle v \sigma(1s^2 2s \rightarrow 1s^2 2p) \rangle} \quad (36)$$

может быть аппроксимирована посредством ²⁶

$$N_e'' \approx 6 \cdot 10^{12} (Z_n - 2)^{4,3} \text{ см}^{-3}. \quad (37)$$

Как и в ранее обсуждавшемся случае (23), в плазме астрофизических объектов $N_e \ll N_e''$, в то время как в лабораторных условиях в большинстве случаев $N_e \gg N_e''$.

При расчете эффективных сечений возбуждения (33), кроме ранее указанных эффектов обмена и резонансного возбуждения, необходимо принимать во внимание наличие эквивалентных электронов в начальном и конечном каналах реакции, что приводит к необходимости корректного использования техники сложения угловых моментов. Проиллюстрируем это простейшим примером. Сечение возбуждения перехода



в Li-подобном ионе равно половине сечения перехода $1s^2 \rightarrow 1s 2s^1 S$ в He-подобном ионе с тем же зарядом ядра. Это объясняется тем, что конфигурация $1s \{2s^2 (3S)\}^2 S$ не существует: два эквивалентных s -электрона не могут иметь параллельные спины. Общие формулы для сечений и численные расчеты скоростей возбуждения (33) даны в работе ²⁷. Как мы увидим далее, одним из критериев хорошей точности этих расчетов является количественное согласие вычисленных интенсивностей (35) с наблюдаемыми в лабораторном и астрофизическом эксперименте.

Отметим, что отношение $\langle v \sigma_s \rangle / \langle v \sigma_R \rangle$ практически не зависит от электронной температуры, поскольку энергии возбуждения резонансных уровней и сателлитов близки.

В равновесной плазме отношение концентраций N_{Z-1}/N_Z определяется электронной температурой T и находится из условия равенства процессов ионизации и рекомбинации:

$$N_{Z-1} N_e C_{Z-1}^i = N_Z N_e R_Z; \quad (39)$$

здесь C_{Z-1}^i — суммарная скорость всех процессов ионизации иона A_{Z-1} ,

а R_Z — суммарная скорость всех процессов рекомбинации с образованием иона A_{Z-1} . Система уравнений (39) содержит их общее число, равное числу электронов в нейтральном атоме. Ее решение может быть записано в элементарном виде. Обозначив

$$p_Z = \frac{C_Z^i}{R_Z}, \quad n_Z = \frac{N_Z}{\sum_j N_j}, \quad (40)$$

получаем

$$n_Z = \left(\prod_{j=0}^{Z-1} p_j \right) / \left(\sum_j \prod_{k=0}^{j-1} p_k \right), \quad p_0 = 1. \quad (41)$$

В высокотемпературной плазме, содержащей многозарядные ионы (как астрофизической, так и лабораторной), процесс термодинамически обратный ионизации электронным ударом — трехчастичная рекомбинация, — дает пренебрежимо малый вклад по сравнению с бинарными процессами рекомбинации. Поэтому при расчете R_Z можно ограничиться суммарной по всем уровням скоростью фоторекомбинации и диэлектронной рекомбинации. При расчете C_Z^i наряду со скоростью ионизации из основного состояния необходимо принимать во внимание скорость возбуждения автоионизационных уровней. Такие расчеты были выполнены для элементов от H до Ni в области температур 10^6 — 10^8 °K независимо в работах ^{56, 57} и ^{58, 59}. Их результаты находятся в хорошем согласии между собою.

Относительная интенсивность i_s^d непосредственно определяется по формуле (32) с использованием значений A_r и A_a из табл. V. Интенсивности i_s^K (35) даны в табл. VII. Отметим, что для ряда линий $i^d \gg i^K$,

Таблица VII

Относительные интенсивности спутников, эффективно образующихся при возбуждении K-оболочки электронным ударом, записанные в виде

$$i_s^K(T_Z) = i_s^K(T_m) \Phi \left(\frac{T_Z}{T_m} \right), \quad \Phi(1) = 1,$$

где T_m — температура, соответствующая максимальной интенсивности свечения резонансной линии He-подобного иона.

а) Значения $i_s^K(T_m)$ ²⁷ при плотности $N_e > N_e''$ (36)

	Mg	Ca	Fe		Mg	Ca	Fe
<i>a</i>	0,0022	0,0102	0,0104	<i>r</i>	0,0003	0,0009	0,0008
<i>d</i>	0,0008	0,0028	0,0042	<i>t</i>	—	0,0018	0,0074
<i>m</i>	0,0001	0,0019	0,0058	<i>u</i>	0,0002	0,0010	0,0011
<i>q</i>	0,0015	0,0097	0,0238	<i>v</i>	0,0001	0,0006	0,0010

б) Значения $\Phi \left(\frac{T_Z}{T_m} \right)$ ²⁷

T_Z/T_m	Mg	Ca	Fe	T_Z/T_m	Mg	Ca	Fe
0,123	92,0	77,5	75,5	1,30	0,945	0,811	0,551
0,159	35,5	34,5	35,2	1,69	0,875	0,609	0,365
0,207	8,75	12,95	12,68	2,20	0,782	0,441	0,251
0,269	3,15	6,18	6,62	2,86	0,664	0,381	0,165
0,350	1,58	3,82	4,01	3,71	0,541	0,228	0,115
0,455	1,16	2,77	2,81	4,83	0,450	0,161	0,081
0,592	1,07	2,21	2,09	T_m (10 ⁶ °K)	6,02	25,4	52,8
0,769	1,04	1,67	1,52	N_{Li}/N_{He}			
1,00	1,00	1,00	1,00	при $T_Z = T_m$	0,012	0,043	0,079

в то время как для других неравенство имеет обратный знак. Наконец, в большом числе случаев $i^d \approx iK$.

Таким образом, сравнение вычисленных относительных интенсивностей с экспериментально измеренными позволяет судить о точности расчета скоростей рассматриваемых здесь электронно-ионных процессов. С другой стороны, при достаточной надежности используемых теоретических методов правомерна и обратная постановка задачи — определение параметров высокотемпературной плазмы по относительным интенсивностям спектральных линий.

4. СПЕКТРОСКОПИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ

Начнем анализ с максвелловского распределения электронов по скоростям. Существуют прямые экспериментальные указания^{60–62} на отклонение в ряде случаев распределения электронов в лазерной плазме от максвелловского, приводящее к возникновению некоторого числа (менее одного процента) быстрых электронов, и теоретическое объяснение этого явления^{63, 64}. Однако интенсивности рассмотренных ранее спектральных линий изменяются при этом не более, чем на несколько процентов, что следует из элементарных оценок скоростей возбуждения и диэлектронной рекомбинации. Таким образом, хотя малая доля быстрых частиц и может привести к заметным эффектам в жесткой компоненте спектров непрерывного рентгеновского излучения⁶², ее вкладом в интенсивности линий можно пренебречь.

Более существенным является предположение о соответствии степени ионизации плазмы электронной температуре, до недавнего времени широко используемое в спектроскопии. Однако это предположение противоречит экспериментальным данным. Зачастую время существования (и наблюдения) лабораторной плазмы меньше характерного времени установления ионизационного равновесия, по порядку величины равного $\tau \propto (C_Z^i + R_Z)^{-1} N_e^{-1}$ сек. В действительности анализ спектров можно провести без использования указанного предположения и, более того, установить, является ли наблюдаемая плазма ионизирующейся, равновесной или рекомбинирующей^{26, 27}.

Будем определять параметры плазмы, сравнивая теоретические расчеты относительных интенсивностей с экспериментальными, полученными с хорошим спектроскопическим разрешением. Как уже отмечалось ранее, ряд спутников возбуждается только за счет диэлектронной рекомбинации (спутники резонансных линий H-подобных ионов, j и k спутники резонансных линий He-подобных ионов и др.). В этом случае формула (32) позволяет восстановить электронную температуру T по одному спутнику (или нескольким).

Для спутников, образующихся исключительно за счет возбуждения K -оболочек (например, q), формула (35) позволяет восстановить отношение концентраций ионов N_{Z-1}/N_Z . Будем считать это отношение

$$\frac{N_{Z-1}}{N_Z} = f(T_Z) \quad (42)$$

функцией параметра T_Z , определяемого как температура, при которой данное значение N_{Z-1}/N_Z существовало бы в равновесной плазме. Тогда $T_Z = T$ указывает на равновесную плазму, $T_Z < T$ соответствует ионизирующейся, а $T_Z > T$ — рекомбинирующей плазме. Проверкой правильности полученных значений T и T_Z является описание интенсивностей остальных спутников, образующихся за счет обоих механизмов, без каких-либо дополнительных предположений.

Относительные интенсивности сателлитов не зависят от электронной плотности, что позволяет использовать одни и те же методы для определения T и T_z в астрофизической и лабораторной плазме. Вместе с тем задача об измерении плотности электронов в лабораторной плазме весьма актуальна. Ее решение может быть получено при помощи исследования относительных интенсивностей интеркомбинационных линий He-подобных ионов^{19, 54, 65}. Рассмотрим отношение

$$\alpha = \frac{N(2^1P) A_r(2^1P \rightarrow 1^1S)}{N(2^3P_1) A_r(2^3P_1 \rightarrow 1^1S)}, \quad (43)$$

где N — населенности резонансного и интеркомбинационного уровня, как функцию электронной плотности. При $N_e \ll N'$ (23) вероятности всех столкновительных переходов много меньше радиационных вероятностей, и реализуются условия солнечной короны. При этом α не зависит от плотности плазмы и равно отношению скоростей возбуждения уровней 2^1P и 2^3P_1 из основного состояния электронным ударом (ср. с (25)). При $N_e \gg N'$ скорость возбуждения резонансной линии определяется формулой (24), а вероятности радиационного распада триплетных уровней 2^3S , 2^3P_2 последовательно становятся меньше вероятностей столкновительных переходов между триплетными уровнями. При этом все триплетные уровни начинают высвечиваться через переход $2^3P_1 \rightarrow 1^1S$ и отношение α должно убывать до величины

$$\alpha_0 = \frac{\langle v\sigma(1^1S \rightarrow 2^1P) \rangle + \langle v\sigma(1^1S \rightarrow 2^1S) \rangle}{\langle v\sigma(1^1S \rightarrow 2^3S) \rangle + \sum_{j=0}^2 \langle v\sigma(1^1S \rightarrow 2^3P_j) \rangle}, \quad (44)$$

которая примерно на 20% превосходит G^{-1} (25).

С дальнейшим увеличением N_e происходит обеднение триплетных уровней за счет ионизации электронным ударом и передачи возбуждения на синглеты, что приводит к резкому увеличению α . Зависимость α от N_e в первом приближении можно получить, если предположить, что между уровнями 2^3P_j и 2^3S имеется бальцовановое равновесие и учесть следующие процессы: радиационный распад уровней 2^1P_1 и 2^3P_1 , столкновительные переходы $2^1S \rightarrow 2^1P$, $2^3L_j \rightleftharpoons 2^1L$ и ионизацию триплетных уровней.

При этом выражение для α имеет вид^{54, 65}

$$\alpha = \alpha_0 + N_e [(\alpha_0 + 1) C_{t_s} + \alpha_0 C_{t_i}] [0,25 A_r(2^3P_1 - 1^1S)]^{-1}, \quad (45)$$

где α_0 определяется формулой (44). Здесь C_{t_s} и C_{t_i} — усредненные по триплетным состояниям скорости передачи возбуждения и ионизации с триплетов.

Линейный характер зависимости α от N_e в этой области оказывается весьма удобным для определения электронной плотности. Численные решения системы уравнений баланса для определения населенностей с учетом каскадов с уровней $n > 2$ ⁵⁴ приводят к малым отличиям от результатов, даваемых (45). Значения параметра α как функции от N_e приведены на рис. 4.

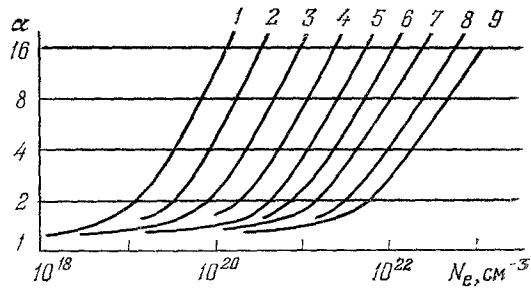


Рис. 4. Зависимость α от N_e в плотной плазме⁵⁴.

1 — Na X; 2 — Mg XI, 3 — Al XII, 4 — Si XIII, 5 — P XIV, 6 — S XV, 7 — Cl XVI, 8 — Ar XVII, 9 — K XVIII.

Характерной особенностью обсуждаемых здесь методов диагностики является одновременное измерение электронной температуры T , ионизационного состояния T_z и электронной плотности по близлежащим линиям одних и тех же ионов, что позволяет относить полученные значения параметров к одной пространственной области. При этом не требуется абсолютных измерений интенсивностей, а время измерения может быть меньше характерного времени установления ионизационного равновесия.

5. СОПОСТАВЛЕНИЕ РАСЧЕТОВ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ

В настоящее время существует целый ряд опубликованных экспериментальных спектров, полученных с хорошим спектроскопическим разрешением в лабораторных и астрофизических условиях. Сравнение теоретических и экспериментальных результатов дает дополнительные критерии точности существующих расчетов и демонстрирует объем информации, получаемой спектроскопическими методами. Результаты приведены

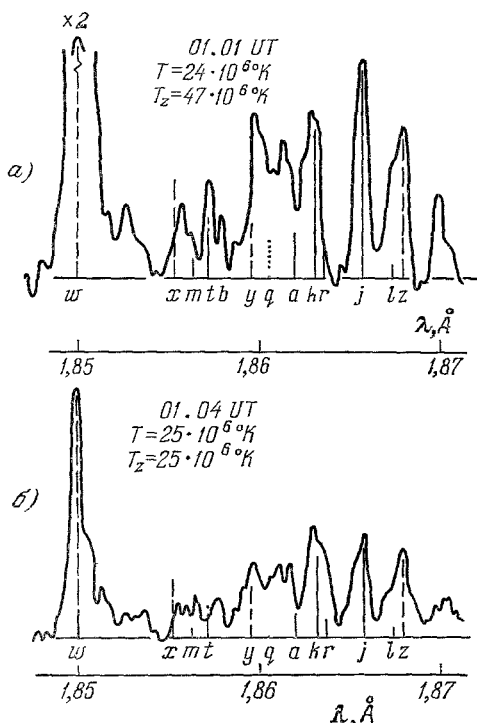


Рис. 5. Сравнение спектров ионов железа Fe XXV — Fe XXIV, зарегистрированных в солнечной вспышке 1-3, с вычисленными 27.

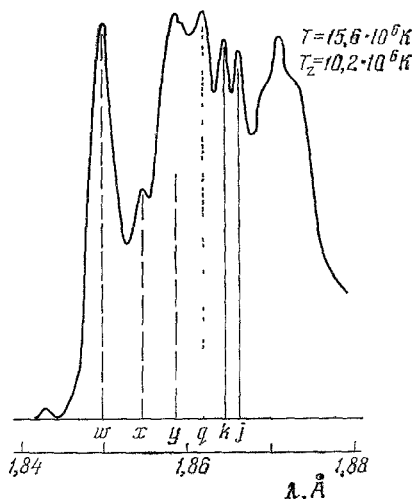


Рис. 6. Сравнение спектра ионов Fe XXV — Fe XXIV, зарегистрированного в солнечной вспышке 4, с вычисленным.

на рис. 5—9. Сплошными кривыми изображены экспериментальные спектры, в то время как вертикальные линии представляют собой интенсивности, вычисленные теоретически. Резонансные и интеркомбинационные линии Не-подобных ионов изображены пунктиром. Вклад в интенсивности сателлитов вследствие диэлектронной рекомбинации дан сплошными от-

резками, вклад от возбуждения K -оболочек — отрезками, состоящими из точек. Обозначения линий на рисунках соответствуют табл. III. Для вычи-

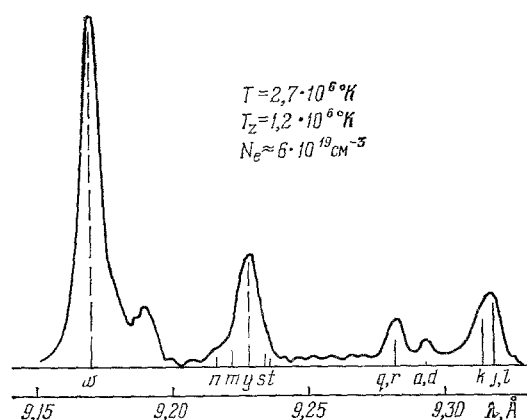


Рис. 7. Сравнение экспериментального спектра ионов Mg XI — Mg X , полученного с помощью лазерной плазмы¹⁰, с вычисленным.

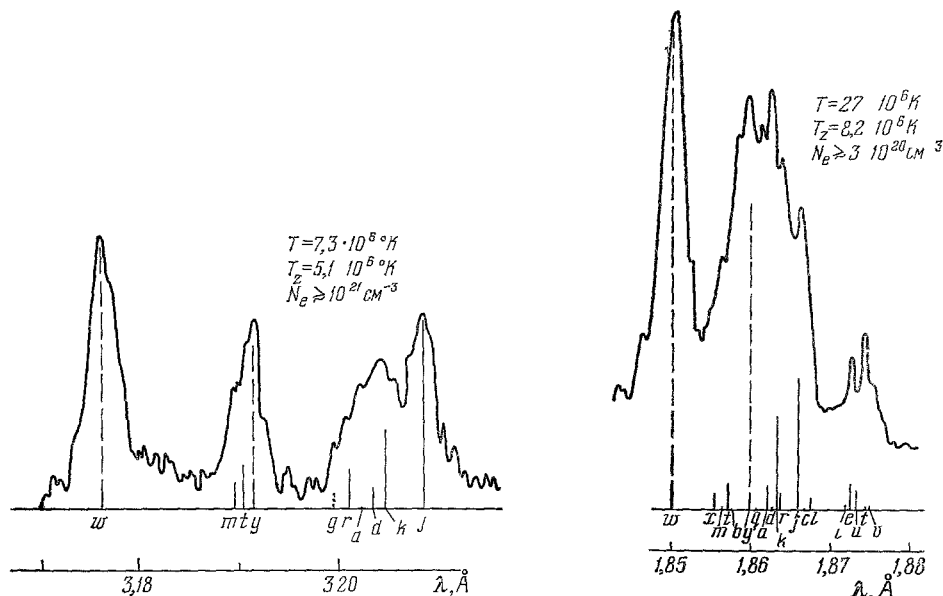


Рис. 8. Сравнение экспериментального спектра ионов Ca XIX — Ca XVII , полученного с помощью лазерной плазмы¹⁰, с вычисленным.

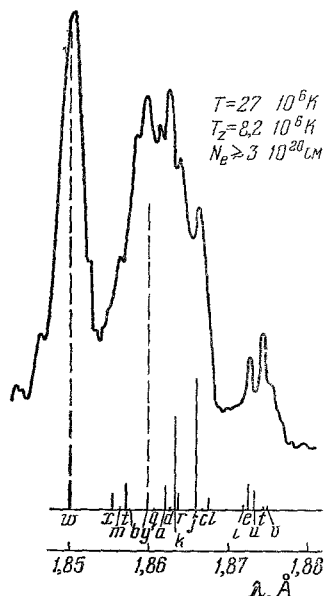


Рис. 9. Сравнение спектра ионов железа Fe XXV — Fe XXIV , полученного в лабораторных условиях²⁴, с вычисленным²⁷.

сления относительных интенсивностей i_s^d используется формула (32) вместе с табл. V. Значения i_s^K непосредственно даны в табл. VII в соответствии с²⁷.

а) Рентгеновские вспышки на Солнце

Спектры не-подобных ионов железа Fe XXV и сателлиты резонансных линий, излучаемые Li-подобными ионами Fe XXIV , наблюдаются в солнечной короне только во время рентгеновских вспышек. На рис. 5 приведены два спектра, зарегистрированные во время вспышки класса 2B (16 ноября

1970 г.) с борта спутника «Интеркосмос-4» с интервалом в 3 минуты ¹⁻³. Из сравнения наблюдаемых интенсивностей с вычисленными ²⁷ видно, что основным механизмом образования сателлитов является диэлектронная рекомбинация, причем в начальной стадии (рис. 5, а) плазма была сильно неравновесной: T_z вдвое больше T . В соответствии с выводами предыдущего раздела такое соотношение между T и T_z соответствует рекомбинирующей плазме, что и подтверждается спектром на рис. 5, б, где $T_z = T$. Измеренные длины волн в целом согласуются с вычисленными. Заметным исключением является интеркомбинационная линия x . Ее отклонение от вычисленного положения объясняется погрешностью в измерении, что подтверждает экспериментальный спектр (см. рис. 6), полученной теми же авторами ⁴ с борта «Интеркосмос-7» (4 августа 1972 г.). Здесь наблюдается хорошее согласие между экспериментом и теорией в значениях длин волн всех линий. Большая интенсивность всех сателлитов указывает на более холодную плазму, а большая интенсивность линии q , образующейся исключительно за счет возбуждения K -оболочки в Li-подобных ионах, — на высокую относительную концентрацию Li-подобных ионов, соответствующую «недоионизованной» плазме ($T_z < T$). При сохранении электронной температуры на прежнем уровне такая плазма должна со временем приближаться к ионизационному равновесию $T_z \rightarrow T$.

б) Лазерная плазма

Для лазерной плазмы характерны высокая плотность и малое время существования. Вместе с тем воспроизводимость рентгеновских спектров, получаемых с помощью лазерной плазмы, и достигнутые при этом спектральное разрешение и точность измерения длин волн, позволяют проводить достаточно подробную идентификацию линий и определять параметры такой плазмы. Сказанное иллюстрируется на рис. 7-8, где представлены экспериментальные спектры ионов Mg XI и Ca XIX ⁴⁰ в сопоставлении с расчетными. Хорошее согласие положений и интенсивностей линий позволяет сделать уверенный вывод о правильности восстановленных параметров T и T_z . Ситуация $T_z \ll T$ вообще характерна для плотной лазерной плазмы, точнее, для той ее области, которая излучает в данном спектральном диапазоне во время регистрации, чем и объясняется относительно высокая интенсивность сателлитов за счет возбуждения K -оболочек. Плотность электронов восстановлена по интенсивности интеркомбинационной линии y в соответствии с формулой (45) и более детальными расчетами ⁵⁴.

в) Другие лабораторные источники

Спектры ионов железа в области излучения резонансных линий He-и H-подобных ионов представляют интерес в связи с исследованием Солнца и других астрофизических объектов. Ионом наибольшей кратности, полученным в настоящее время с помощью лазерной плазмы, является гелие-подобный ион ванадия V XXII. Более высокие степени ионизации зарегистрированы в экспериментах на установках типа низкоиндукционной вакуумной искры ²¹⁻²⁴. Хотя в таких источниках размеры горячей области, как и в случае лазерной плазмы, весьма малы, ее перемещение в пространстве от вспышки к вспышке существенно затрудняет регистрацию спектров с высоким разрешением. Тем не менее эта трудная экспериментальная задача была решена, и лучший из имеющихся в литературе лабораторных спектров иона железа ²⁴ представлен на рис. 9. Большая интенсивность сателлитов, образующихся за счет возбуждения K -оболочек, указывает на

низкую степень ионизации ($T_z = 8,2 \cdot 10^6$ °K), в то время как электронная температура ($T = 27 \cdot 10^6$ °K) примерно равна температуре рентгеновской вспышки (см. рис. 5). Восстановленное значение электронной плотности соответствует характерной для такого типа источников плотности и позволяет несколько уточнить оценку, данную авторами эксперимента ²⁴.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный выше обзор показывает, что методы современной рентгеновской спектроскопии высокотемпературной плазмы весьма эффективны как при исследовании Солнца, так и в лабораторных условиях. Основной прогресс в этом направлении достигнут благодаря появлению уникальных возможностей исследования излучения астрофизической плазмы с помощью искусственных спутников Земли и созданию новых лабораторных источников горячей плазмы с одновременным развитием теоретической спектроскопии и физики атомных столкновений.

Характерной чертой рентгеновской спектроскопии является изучение радиационного распада автоионизационных состояний многозарядных ионов — спутников резонансных линий. Их присутствие концентрирует информацию об ионах различной кратности в узких спектральных интервалах, что упрощает решение ряда экспериментальных задач (например, сложную в техническом отношении задачу о калибровке приемников излучения) и одновременно позволяет относить полученные значения параметров плазмы к одной пространственной области. Существенно, что для восстановления электронной температуры и плотности, распределения ионов по степени ионизации в неравновесной плазме необходимы только измерения относительной интенсивности ряда близко расположенных линий.

Имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные и их теоретическая интерпретация свидетельствуют о том, что ряд характеристик плазмы активных областей и вспышек на Солнце (температура электронов, отклонения от ионизационного равновесия) успешно воспроизводятся в лабораторных условиях. Дальнейший прогресс в этом направлении связан в первую очередь с развитием техники пространственного и временного разрешения при регистрации спектров. Это позволило бы, в частности, изучать различные стадии развития рентгеновских солнечных вспышек и целенаправленно ставить эксперименты по их моделированию.

Значительный интерес могут представлять также спектроскопические исследования динамики развития лабораторной плазмы (как для лазерной, так и плазмы других источников). При этом можно ожидать, что на ранних стадиях ионизации основной вклад в формирование спектров будет вносить прямое возбуждение внутренних оболочек.

Автор признателен Л. А. Вайнштейну и Б. М. Смирнову за обсуждение и полезные замечания.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
АН СССР

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Yu. I. Grineva, V. I. Karev, V. V. Korneev, V. V. Krutov, S. L. Mandelstam, L. A. Vainshtein, B. N. Vasiljev, I. A. Zhitnik, in: Proc. of 16th COSPAR (Seattle, USA), 1971, p. 243.; in: Space Research-XII, Berlin, Akademie-Verlag, 1972, p. 1553.
2. Б. Н. Васильев, Ю. И. Гринева, И. А. Житник, В. И. Карев, В. В. Корнеев, В. В. Крутов, С. Л. Мандельштам, Кр. сообщ. физ. (ФИАН СССР), № 3, 29 (1972).

3. Yu. I. Grineva, V. I. Karev, V. V. Korneev, V. V. Krutov, S. L. Mandelstam, L. A. Vainshtein, B. N. Vasiljev, I. A. Zhitnik, *Solar Phys.* **29**, 441 (1973).
4. Yu. I. Grineva, V. I. Karev, V. V. Korneev, V. V. Krutov, S. L. Mandelstam, U. I. Safronova, A. M. Urnov, L. A. Vainshtein, B. N. Vasiljev, I. A. Zhitnik, in: *Space Research-XIV*, Berlin, Akademie-Verlag, 1974, p. 453.
5. Е. В. Аглицкий, В. А. Бойко, С. М. Захаров, Г. В. Склизков, А. Н. Федоров, Кр. сообщ. физ. (ФИАН СССР), № 12, 36 (1974).
6. Е. В. Аглицкий, В. А. Бойко, Л. А. Вайнштейн, С. М. Захаров, О. Н. Крохин, Г. В. Склизков, *Опт. и спектр.* **35**, 963 (1973).
7. Е. В. Аглицкий, В. А. Бойко, Л. А. Вайнштейн, С. М. Захаров, О. Н. Крохин, Г. В. Склизков, У. И. Сафронова, Препринт ФИАН СССР № 113, Москва, 1973.
8. Е. В. Аглицкий, В. А. Бойко, С. М. Захаров, С. А. Пикуз, А. Я. Фаенов, Кр. сообщ. физ. (ФИАН СССР), № 12, 12 (1973).
9. В. А. Бойко, О. Н. Крохин, С. А. Пикуз, А. Я. Фаенов, *Письма ЖЭТФ* **20**, 115 (1974).
10. В. А. Бойко, О. Н. Крохин, С. А. Пикуз, А. Я. Фаенов, *Квант. электрон.* **1**, 1012 (1974).
11. Е. В. Аглицкий, В. А. Бойко, О. Н. Крохин, С. А. Пикуз, А. Я. Фаенов *ibid.*, стр. 2067.
12. Е. В. Аглицкий, В. А. Бойко, С. М. Захаров, С. А. Пикуз, А. Я. Фаенов, *Письма ЖЭТФ*, **19**, 16 (1974).
13. B. J. Mallozzi, H. M. Epstein, R. G. Jung, D. C. Applebaum, B. P. Fairanal, W. J. Gallagher, in: *Fundamental and Applied Laser Physics*, Ed. M. B. Feld, A. Javan and N. Kurnit, N.Y., Wiley-Interscience, 1973, p. 165.
14. N. J. Peacock, M. G. Hobby, M. Galanti, *J. Phys.* **B6**, L298 (1973).
15. D. J. Nagel, P. G. Burkhalter, C. M. Dozier, J. F. Holfrichter, B. M. Klein, J. M. McMahon, J. A. Stamper, R. R. Whitlock, *Phys. Rev. Lett.* **33**, 743 (1974).
16. U. Feldman, G. A. Doschek, D. J. Nagel, W. E. Behring, D. R. Cowan, *Astrophys. J.* **187**, 417 (1974).
17. U. Feldman, G. A. Doschek, D. J. Nagel, D. R. Cowan, R. R. Whitlock, *ibid.* **192**, 213 (1974).
18. P. G. Burkhalter, D. J. Nagel, R. D. Cowan, *Phys. Rev. A* **111**, 782 (1975).
19. Е. В. Аглицкий, В. А. Бойко, А. В. Виноградов, Е. А. Юков, *Квант. электрон.* **1**, 579 (1974).
20. Г. В. Перегудов, Е. Н. Рагозин, В. А. Чирков, *ibid.* **2**, 1852 (1975).
21. J. L. Schwob, B. S. Fraenkel, *Phys. Letts A* **40**, 81 (1972).
22. J. L. Schwob, B. S. Fraenkel, *Space Sci. Rev.* **13**, 589 (1972).
23. I. I. Tureshek, H. J. Kunze, *Zs. Phys.* **A273**, 111 (1975).
24. Э. Я. Гольц, И. А. Житник, Э. Я. Кононов, С. Л. Мандельштам, Ю. И. Сидельников, *ДАН СССР* **220**, 560 (1975).
25. A. H. Gabriel, T. M. Paget, *J. Phys.* **B5**, 673 (1972).
26. A. H. Gabriel, *Mont. Not. RAS* **160**, 99 (1972).
27. C. P. Bhalla, A. H. Gabriel, L. P. Presnyakov, *ibid.* **172**, 359 (1975).
28. B. Edlen, F. Tyron, *Nature* **143**, 940 (1939).
29. H. Flenberg, *Ark. Mat., Astr., Fys.* **A28** (18), 1 (1942).
30. A. H. Gabriel, C. Jordan, *Nature* **221**, 947 (1969).
31. N. J. Peacock, R. J. Speer, M. G. Hobby, *J. Phys.* **B2**, 798 (1969).
32. J. H. Parkinson, *Nature* **233**, 44 (1971).
33. A. B. C. Walker, H. R. Ruge, *Astrophys. J.* **164**, 181 (1971).
34. J. F. Meekins, G. A. Doschek, H. Friedman, T. A. Chubb, R. W. Kreplin, *Solar Phys.* **13**, 198 (1970).
35. W. M. Neupert, *ibid.* **18**, 474 (1971).
36. Л. А. Вайнштейн, У. И. Сафронова, Кр. сообщ. физ. (ФИАН СССР), № 3, 40 (1972).
37. Л. А. Вайнштейн, У. И. Сафронова, *Астрон. ж.* **68**, 223 (1971).
38. Е. Р. Иванова, У. И. Сафронова, *J. Phys.* **B8**, 1591 (1975).
39. Л. А. Вайнштейн, У. И. Сафронова, Препринт ИС АН СССР, № 6, Москва, 1975.
40. C. W. F. Drake, A. Dalgarno, *Phys. Rev. A* **1**, 1325 (1970).
41. I. D. Garcia, I. F. Mask, *J. Opt. Soc. Amer.* **55**, 654 (1965).
42. Е. Кондон, Г. Шортли, *Теория атомных спектров*, М., ИЛ, 1949.
43. И. И. Соболевман, *Введение в теорию атомных спектров*, М., Физматгиз, 1963.

44. А. И. Базь, ЖЭТФ 36, 1762 (1959).
45. А. И. Базь, Я. Б. Зельдович, А. М. Переломов, Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике, М., «Наука», 1971.
46. М. К. Гайлитис, ЖЭТФ 44, 1974 (1963).
47. M. J. Seaton, J. Phys. B2, 5 (1969).
48. M. D. Hershkovitz, M. J. Seaton, J. Phys. B6, 1176 (1973).
49. Л. П. Пресняков, А. М. Урнов, ЖЭТФ 68, 61 (1975).
50. L. P. Presnyakov, A. M. Urnov, J. Phys. B8, 1280 (1975).
51. Л. А. Вайнштейн, ЖЭТФ 67, 63 (1974).
52. И. Л. Бейгман, Л. А. Вайнштейн, ЖЭТФ 52, 185 (1967).
53. Л. А. Вайнштейн, И. И. Собельман, Е. А. Юков, Сечение возбуждения атомов и ионов электронами, М., «Наука», 1973.
54. А. В. Виноградов, Ю. И. Скобелев, Е. А. Юков, Квант. электрон. 2, 1165 (1975).
55. A. H. Gabriel, C. Jordan, Mont. Not. RAS 145, 241 (1971).
56. И. Л. Бейгман, Л. А. Вайнштейн, Р. А. Сюняев, УФН 95, 267 (1968).
57. И. Л. Бейгман, Л. А. Вайнштейн, А. М. Урнов, Препринт ФИАН СССР № 28, Москва, 1971.
И. Л. Бейгман, в кн. *Астрономия*, т. 9 (Итоги науки и техники), М., Изд. ВИНТИ, 1974, стр. 87.
58. C. Jordan, Mont. Not. RAS 142, 501 (1969).
59. C. Jordan, J. Astrophys. Soc. RAS 148, 17 (1970).
60. Н. Г. Басов, В. А. Бойко, С. М. Захаров, О. Н. Крохин, Г. В. Склизов, Письма ЖЭТФ 13, 691 (1971).
61. T. W. Shearer, S. W. Mead, T. Petruzzii, F. Rainer, T. E. Swain, C. E. Violet, Phys. Rev. A6, 764 (1972).
62. В. А. Бойко, О. Н. Крохин, С. А. Пикуз, А. Я. Фаенов, А. Ю. Чугунов, Физ. плазмы 1, 309 (1975).
63. В. П. Силин, Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму, М., «Наука», 1973.
64. В. В. Пустовалов, В. П. Силин, В. Т. Тихончук, ЖЭТФ 64, 843 (1973).
65. A. H. Gabriel, C. Jordan, in: *Case Studies in Atomic Collision Physics*. 2, Ed. McDaniel and McDowell, Amsterdam, North-Holland, 1972, p. 209.