

рещённые для нейтральных атомов, и при определ. условиях интенсивность запрещённых линий в спектрах М. и. становится значительной. Так, в плотной плазме интеркомбинац. линия $2^3P_1 - 1^1S_0$ (см. *Интеркомбинационные квантовые переходы*) в спектрах гелиеподобных ионов с $z > 10$ имеет сравнимую с резонансной линией $2^1P_1 = 1^1S_0$ интенсивность. В нейтральных атомах HeI магн. дипольный переход $2^3S_1 - 1^1S_0$ запрещён правилами отбора, в то же время в спектрах испускания плазмы низкой плотности соответствующая линия, принадлежащая гелиеподобным М. и., отчётливо регистрируется и используется для диагностики плазмы. Спектры М. и. изoeлектронного ряда сходны со спектрами нейтральных атомов, имеющих то же число электронов, они лишь смещаются в КВ-область (длина волны $\lambda \sim z^{-2}$). Так, длины волн резонансных линий атомов H и He составляют 1216 и 593 Å, а соответствующие линии в спектрах водородоподобных ([H]) и гелиеподобных ([He]) ионов железа — 1,78 и 1,85 Å. В спектрах М. и. появляются, кроме того, дополнит. линии, отсутствующие в спектрах нейтральных атомов; их наз. с а т е л л и т а м и. Одна из причин их появления — влияние процесса *двиелектронной рекомбинации* М. и. при их взаимодействии с электронами плазмы. Такой процесс происходит в два этапа: сначала М. и. захватывают электрон, образуя автоионизац. состояние, энергия к-рого лежит выше границы ионизации образующегося иона; при этом в ионе одновременно возбуждается ещё один или более электронов. Автоионизац. состояние затем может распасться по двум каналам: автоионизационному — с испусканием электрона или радиационному — с испусканием кванта и переходом в «стабильное» (лежащее ниже границы ионизации) состояние. Для М. и. характерен радиац. канал распада с испусканием фотона $h\nu$. В результате таких переходов в спектре М. и. появляется линия-спутник на частоте ω , соответствующей переходу в ионе, кратность к-рого на единицу меньше. Так, спутниками резонансной линии $1s2p \ ^1P_1 - 1s^2 \ ^1S_0$ гелиеподобных ионов являются линии, соответствующие переходам между конфигурациями $1s2p^2 - 1s^2 2p$ в [Li] ионах. Ионы в дважды (или многократно) возбуждённых состояниях могут образовываться также при др. элементарных процессах.

Наиб. полно исследованы спектры [He] ионов и их спутники, т. е. спектры [Li] ионов. Эти ионы достаточно просты для исчерпывающего теоретич. анализа и информативны для определения параметров лаб. и астрофиз. плазм. Обозначения, принятые для спектральных линий [He] и [Li] ионов, приведены в табл. 1. Присутствие одного или неск. дополнит. электронов незначительно изменяет длины волн спутников по сравнению с осн. линией. Напр., для резонансной линии (w) гелиеподобного иона FeXXV $\lambda = 1,8504 \text{ Å}$, а для её d - и q -спутников, т. е. ионов Fe XXIV, $\lambda = 1,8628$ и $1,8610 \text{ Å}$ соответственно.

С ростом z возрастает интенсивность спутников, она пропорциональна коэф. ветвления $A/(A+W)$, где A и W — вероятности радиац. и автоионизац. распадов автоионизац. состояний. Вероятность W слабо зависит от z , в то время как A резко возрастает с ростом z (для электр. дипольных переходов $A \sim z^4$), поэтому при больших z распад автоионизац. состояний происходит гл. обр. по радиац. каналу, т. е. с образованием линий-спутников. Спутники, как правило, имеют малую ширину (по отношению к расстоянию между ними) и при достаточном спектральном разрешении хорошо регистрируются. Т. о., в спектрах излучения М. и. сосредоточено большое число спектральных линий сравнимой интенсивности: линий, принадлежащих иону данной кратности (в т. ч. запрещённых, компонент тонкой структуры), а также спутников, испускаемых ионами меньших кратностей. Каждый ограниченный спектральный интервал содержит богатую информацию о строении иона, а также о параметрах плазмы, в к-рой он существует.

Табл. 1.

Электронная конфигурация	Мультиплет	$J - J'^*$	Обозначение
$1s2p^2 - 1s^2 2p$	$^2P - ^2P_0$	$3/2 - 1/2$	a
		$3/2 - 1/2$	b
		$1/2 - 1/2$	c
		$1/2 - 1/2$	d
	$^4P - ^2P_0$	$5/2 - 3/2$	e
		$3/2 - 1/2$	f
		$3/2 - 1/2$	g
		$1/2 - 1/2$	h
	$^2D - ^2P_0$	$5/2 - 3/2$	i
		$3/2 - 1/2$	j
		$3/2 - 1/2$	k
		$1/2 - 3/2$	l
$^2S - ^2P_0$	$1/2 - 3/2$	m	
	$1/2 - 1/2$	n	
$1s2s^2 - 1s^2 2p$	$^2S - ^2P_0$	$1/2 - 3/2$	o
		$1/2 - 1/2$	p
$1s2p2s - 1s^2 2s$	$(^1P)^2P_0 - ^1S$	$3/2 - 1/2$	q
		$1/2 - 1/2$	r
	$(^3P)^2P_0 - ^2S$	$3/2 - 1/2$	s
		$1/2 - 1/2$	t
$^4P_0 - ^2S$	$3/2 - 1/2$	u	
	$1/2 - 1/2$	v	
$1s2p - 1s^2$	$^1P_0 - ^1S$ $^3P_0 - ^1S$	1 - 0	w
		2 - 0	x
$1s2s - 1s^2$	$^3S - ^1S$	1 - 0	y
		1 - 0	z

* J и J' — квантовые числа полного момента начального и конечного состояний.

Спектры М. и. наблюдаются в спектрах короны Солнца и звёзд; к лаб. источникам М. и. относятся: лазерная плазма, вакуумная искра, *плазменный фокус*, плазма *токамака*, *стелларатора*, пинч-источники, магн. ловушки, ускорители и т. д. Широкое распространение получили компактные ECR-источники М. и., основан-

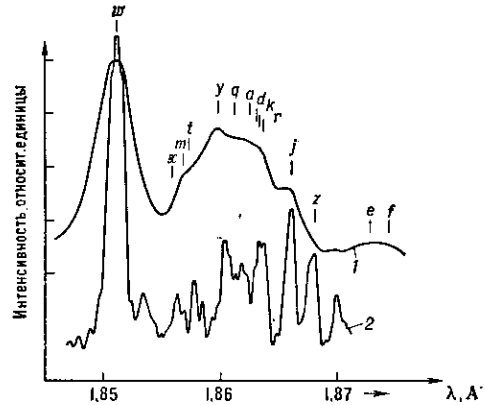


Рис. 1. Спектр вакуумной искры (1) и солнечной вспышки (2) (линии ионов Fe XXIV—XXV).

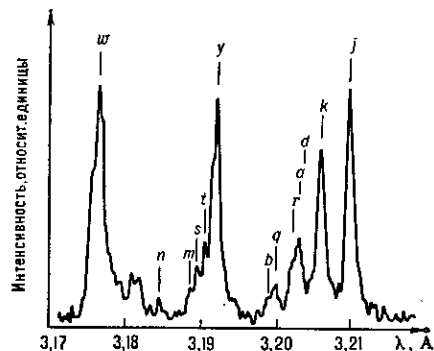


Рис. 2. Спектр лазерной плазмы (линии Ca XVIII—XIX),