

ные на эффекте электронно-циклотронного резонанса. Ионами с макс. кратностью ионизации является $[H]$ и $[He]$ ионы урана (U^{91+} и U^{90+}), полученные на ускорителе ионов в Радиационной лаборатории им. Э. Лоуренса

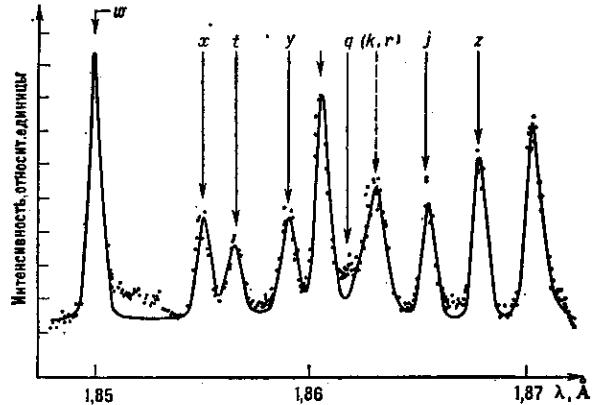


Рис. 3. Спектр плазмы токамака (линии Fe XXIV—XXV).

(1985, Беркли, США); для ионов U^{90+} измерен лэмбовский сдвиг уровня $n=2$, к-рый равен 69.1 ± 8.0 эВ, что хорошо согласуется с расчётыми данными (75 эВ).

Первые эксперим. исследования спектров М. и. и их сателлитов были выполнены в 1920—40-х гг., интенсивные исследования начаты в 60—70-х гг. внеатмосферным изучением короны Солнца методами рентгеновской спектроскопии. Точность измерения λ в спектрах лаб. и астрофиз. источников сравнима с точностью теоретич. расчётов, $\Delta\lambda/\lambda$ составляет 10^{-4} — 10^{-5} для диапазона $\lambda = 1$ — 10 Å . На рис. 1—3 приведены рентг. спектры для разл. источников М. и. Экспериментально, как правило, измеряются разности между длинами волн линий данной и резонансной, к-рая обычно согласуется с расчёты. Появились первые эксперим. измерения (1986) абс. длии волны переходов в $[H]$ и $[He]$ ионах. Эти результаты являются наиб. точными и подтверждают надёжность теоретич. расчётов. В табл. 2 приведены значения длин волн λ для резонансных переходов $2^1P_1 - 1^1S_0$ в $[He]$ ионах, полученные в вакуумной ис- кре и теоретически рассчитанные.

Табл. 2.

Ион	$\lambda(\text{Å})$	
	эксперимент	расчёт
Ca^{1+}	3,1771(15)	3,17713
V^{2+}	2,38175(25)	2,38193
Cr^{3+}	2,18182(2)	2,18201
Fe^{4+}	1,8503(1)	1,85038
Co^{5+}	1,7111(15)	1,71198
Ni^{6+}	1,58837(1)	1,58839
Cu^{7+}	1,47758(7)	1,47757
Zn^{8+}	1,37798(1)	1,37782
Ga^{9+}	1,28782(1)	1,28771
Sr^{10+}	0,84534(35)	0,84517
Y^{11+}	0,80116(15)	0,80812
Mo^{10+}	0,6867(2)	0,68658

диагностику высокотемпературной плазмы, изучать процессы, происходящие в ней элементарные процессы.

Мн. элементарные процессы с участием М. и. (возбуждение, ионизация, перезарядка, диэлектронная рекомбинация и т. д.) представляют интерес для лазерной физики, физики плазмы, пучково-плёночной спектроскопии, физики атомных столкновений, рентг. астрономии и астрофизики и т. д.

Лит.: Мандельштам С. Л., Коротковолновое излучение Солнца, в сб.: Успехи Советского Союза в исследовании космического пространства, М., 1978; Novel sources of highly stripped ions, «Proc. of Int. Conf. Phys. of Highly Ionised Atoms», Oxford, 2—5 July 1984 (North-Holland), Amst., 1985, p. 516; Пресняков Л. П., Шевелько В. П., Янин Р. К., Элемен-

тарные процессы с участием многозарядных ионов, М., 1986; Вайнштейн Л. А., Шевелько В. П., Структура и характеристики ионов в горячей плазме, М., 1986; Рентгеновская спектроскопия многозарядных ионов, М., 1988.

В. П. Шевелько.

МНОГОЗНАЧНАЯ ФУНКЦИЯ — ф-ция, сопоставляющая независимому переменному не одно, а неск. значений. М. ф. естеств. образом возникает в теории аналитических функций, когда аналитическое продолжение ф-ции, заданной в окрестности нек-рой точки z вдоль замкнутого контура, приводит к ф-ции с др. значениями в окрестности той же точки. Такая ситуация возникает, в частности, когда рассматриваемая аналитич. ф-ция имеет внутри данного контура точку ветвления. Считая точку z до обхода контура и ту же точку z после его обхода разными точками, рассматривают соответствующую неоднолистную область, в к-рой данная аналитич. ф-ция уже однозначна. Макс. неоднолистная область, в к-рой заданная ф-ция аналитична, наз. *римановой поверхностью* этой ф-ции.

Напр., ф-ция $f(z) = \sqrt[n]{z}$, $n = 2, 3, \dots$, имеет в точке $z = 0$ точку ветвления порядка n . При однократном обходе этой точки против часовой стрелки она умножается на $\exp(2\pi i/n)$. При n -кратном обходе её первонач. значение восстанавливается. Ф-ция $f(z) = \ln z$ имеет в точке $z = 0$ точку ветвления бесконечного порядка. При однократном обходе этой точки против часовой стрелки $f(z)$ изменяется на $2\pi i$.

Лит. см. при ст. Аналитическая функция. Б. И. Завьялов.

МНОГОКВАРКОВЫЕ СОСТОЯНИЯ — гипотетич. локализов. состояния в адронных системах, содержащих более трёх валентных кварков или более одной кварк-антинварковой пары. Как и обычные резонансы, они считаются «бесцветными», т. е. инвариантными относительно цветовых калибровочных преобразований. К М. с. относят: а) 4-кварковые состояния из 2 кварк-антинварковых пар, цветовые связи к-рых схематически изображены на рис. 1 [чёрные кружки — кварковые состояния, светлые — антикварковые, волнистые линии — цветовые связи, тройной вершине отвечает абсолютно антисимметричный тензор $\Sigma_{abc} (\alpha, \beta, \gamma = 1, 2, 3$ — цветовые индексы)]; б) 5-кварковые состояния из 4 кварков и антикварка Рис. 1. Рис. 2. Рис. 3. (рис. 2); в) многобарионные состояния типа изображённого на рис. 3 6-кваркового состояния, имеющего, согласно модели квarkового мешка (см. Квакровые модели), наим. массу.

М. с. могут иметь экзотич. квантовые числа, невозможные для 3-кварковых и кварк-антинварковых систем (барионов и мезонов), напр. изотопич. спин 2 или $5/2$ в случаях а) и б), барионное число 2 в случае в). Поскольку высокозенергетич. процессы с обменом экзотич. квантовыми числами подавлены (см. Редже полюсов метод), масса таких М. с. должна быть достаточно большой. Убедит. эксперим. доказательств существования М. с. нет, имеются лишь косвенные свидетельства в их пользу. В первую очередь это кумулятивные процессы на ядрах, свидетельствующие о наличии много-барионных состояний. Имеются также указания на наличие в $\pi^+\pi^-$ системе резонанса с изотопич. спином $5/2$ и ряд других.

А. В. Ефремов.

МНОГООБРАЗИЕ — множество, точки к-рого задаются набором чисел (координат), причём при переходе от точки к точке координаты меняются непрерывно. Локально, т. е. в нек-рой окрестности каждой точки, М. устроено так же, как евклидово пространство \mathbb{R}^n (элементы к-рого представляют собой наборы n вещественных чисел $\{x^1, \dots, x^n\}$). М. являются конфигурац. и фазовые пространства динамических систем. Напр., положение твёрдого тела, закреплённого в одной точке, задаётся углами Эйлера θ, φ, ψ , так что его конфигу-

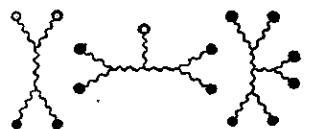


Рис. 1. Рис. 2. Рис. 3.