от этой величины даже на склонах небольшой крутизны, как это следует из рисунков 3, *а, б*, построенных по работе [3].

Проведенный анализ показывает, что в прибрежной области руслового потока существуют условия, порождающие вращательное движение жидкости, а в центральной области такие условия отсутствуют. Однако из-за трения в тонком слое воды в центральной зоне возникает

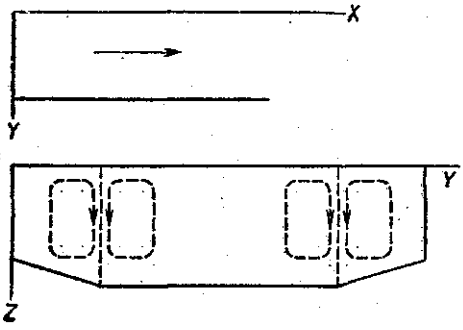

Рис. 2

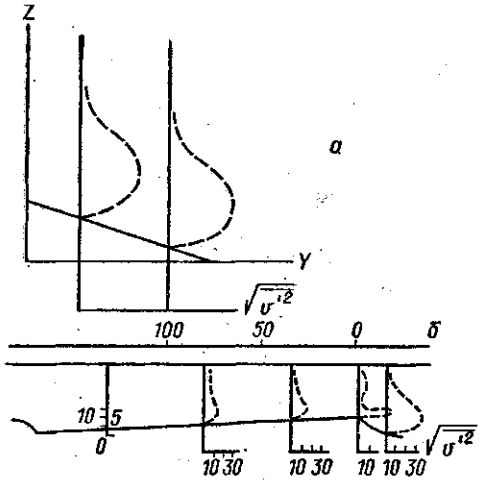

Рис. 3

вращение в противоположную сторону. Эти условия существования вращательного движения воды в прибрежной области выполняются в любом сечении потока, обеспечивая формирование турбулентных несмешивающихся струй в русловых потоках, динамически подобных изученному в описанном эксперименте.

Кроме того, из проведенного анализа следует, что предложенная модель объясняет наблюдаемое на многих реках, но впервые отмеченное и проанализированное явление существования автономных струй в русловом потоке.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М., 1969, с. 524. [2] Бай Ши-И. Турбулентное течение жидкости и газов. М., 1962, с. 302. [3] Михайлова Н. А. Лабораторные и натурные исследования турбулентных русловых потоков в низкочастотной области спектра. Деп. ВИНИТИ, № 1313—76.

Поступила в редакцию
26.05.80

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1981, т. 22, № 2

УДК 535.212+537.56

ОПИСАНИЕ АВТОИОНИЗАЦИОННЫХ СОСТОЯНИЙ МНОГОЗАРЯДНЫХ ГЕЛИЕПОДОБНЫХ ИОНОВ В ПРИБЛИЖЕНИИ ПРОМЕЖУТОЧНОЙ СВЯЗИ

А. Ваге (Сенегал), **П. Б. Иванов, В. С. Сенашенко, Е. Ю. Черкашин**
(НИИЯФ)

Рассмотрению эффектов наложения конфигураций посвящены многие теоретические исследования автоионизационных состояний (АС) двухэлектронных систем. Основой большинства из них стал диагонали-

зационный метод [1], который успешно используется в расчетах энергии и ширин АС ионов с атомным номером $Z<10$ [1, 2], учитывающих наложение конфигураций в приближении LS-связи. Однако с увеличением Z быстро растет роль магнитных взаимодействий, которые оказывают заметное влияние на структуру автоионизационного спектра. В этом случае описание АС необходимо строить с учетом электростатического и магнитного взаимодействий одновременно. Масштаб ожидаемых эффектов легко оценить, воспользовавшись приближением промежуточной связи.

В настоящей работе на основе диагонализационного метода в приближении промежуточной связи рассмотрены $^1P_1^{(-)}$ и $^3P_1^{(-)}$ АС гелиеподобных ионов железа, сходящиеся к порогу $n=2$ иона-остатка. В расчетах волновых функций и энергий возбуждения АС наряду с электростатическим взаимодействием учитывалась одноэлектронная часть спин-орбитального взаимодействия, которая с увеличением Z растет пропорционально $\alpha^2 Z^4$ (α — постоянная тонкой структуры). Включение спин-орбитального взаимодействия приводит к смешиванию синглетных и триплетных АС и появлению автоионизационных переходов с изменением полного спина иона S, которые в приближении LS-связи запрещены правилом отбора $\Delta S=0$. При этом каждый из автоионизационных уровней (АУ) распадается в синглетные и триплетные состояния непрерывного спектра.

Принятая нами схема расчета выглядит следующим образом. Волновая функция АУ μ, соответствующая определенному значению полного момента системы J и его проекции M, представляется в виде линейной комбинации должным образом симметризованных произведений кулоновских функций

$$\Phi_\mu(JM) = \sum_{\gamma_k L_k S_k} C_\mu(\gamma_k L_k S_k)\, \Phi(\gamma_k L_k S_k JM), \tag{1}$$

коэффициенты которой находятся путем решения системы линейных алгебраических уравнений

$$\sum_{\gamma_k L_k S_k} \{\langle \gamma_m L_m S_m JM | E_k^0 + \hat{V} - E | \gamma_k Z_k S_k JM\rangle\, \delta_{L_m L_k} \delta_{S_m S_k} + \\ + \langle \gamma_m L_m S_m JM | \hat{H}_{SO} | \gamma_k L_k S_k JM\rangle\} C(\gamma_k L_k S_k) = 0, \tag{2}$$

где γ — электронная конфигурация, L — полный орбитальный момент системы, $\hat{V}$ — оператор межэлектронного электростатического взаимодействия, $\hat{H}_{SO}$ — оператор спин-орбитального взаимодействия. В соответствии с диагонализационным методом [1] сумму в (2) ограничиваем конечным числом слагаемых. Матричные элементы спин-орбитального взаимодействия берутся из работы [3], радиальные интегралы вычисляются аналитически.

Парциальные автоионизационные ширины для переходов в состояния непрерывного спектра различной мультиплетности определяются выражением

$$\Gamma_{\mu S} = 2\pi\, |\langle \Phi_{E,S}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) | \hat{V} | \Phi_\mu(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)\rangle|^2, \tag{3}$$

где $\Gamma_{\mu,S=0} \equiv \Gamma_0$ соответствует распаду в синглетные, а $\Gamma_{\mu,S=1} \equiv \Gamma_1$ — в триплетные состояния непрерывного спектра, $\Phi_{E,S}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ — волновая функция непрерывного спектра. Сумма парциальных ширин Γ_0 и Γ_1 определяет полную ширину автоионизационного распада Γ_{tot}. Спин-

Энергии возбуждения E (кэВ) и ширины Γ (эВ) автоионизационных $^1P_1$ (—) и $^3P_1$ (—) состояний гелиеподобных ионов Fe^{24+}

Термы	Автоионизационные состояния	Настоящий расчет										Теория возмущений [5]
		LS-связь		Промежуточная связь								
		10×10		23×23					Включены только вырожд. состояния			
		E	Γ	E	Γ_0	Γ_1	Γ_{tot}	$\frac{\Gamma_s}{\Gamma_{tot}}$, %	E	Γ_{tot}	Γ_{tot}
$^1P_1^{(-)}$	2s2p	13,639	0,125	13,641	0,121	$0,417\cdot10^{-3}$	0,121	0,34	13,643	0,127	0,129
	23sp—	14,832	$0,228\cdot10^{-3}$	14,826	$0,497\cdot10^{-3}$	$0,776\cdot10^{-3}$	$0,127\cdot10^{-2}$	61,10	14,826	$0,123\cdot10^{-2}$	$0,112\cdot10^{-2}$
	23sp+	14,860	$0,600\cdot10^{-1}$	14,862	$0,565\cdot10^{-1}$	$0,154\cdot10^{-3}$	$0,567\cdot10^{-1}$	0,27	14,863	$0,571\cdot10^{-1}$	$0,581\cdot10^{-1}$
	23d	14,871	$0,313\cdot10^{-2}$	14,874	$0,149\cdot10^{-2}$	$0,764\cdot10^{-4}$	$0,157\cdot10^{-2}$	4,87	14,875	$0,281\cdot10^{-2}$	—
	24sp—	15,262	$0,160\cdot10^{-3}$	15,268	$0,254\cdot10^{-2}$	$0,193\cdot10^{-3}$	$0,273\cdot10^{-2}$	7,07	15,269	$0,274\cdot10^{-2}$	—
	24sp+	15,273	$0,263\cdot10^{-1}$	15,277	$0,212\cdot10^{-1}$	$0,953\cdot10^{-4}$	$0,213\cdot10^{-1}$	0,45	15,277	$0,192\cdot10^{-1}$	—
$^3P_1^{(-)}$	2s2p	13,599	$0,944\cdot10^{-2}$	13,590	$0,481\cdot10^{-2}$	$0,116\cdot10^{-1}$	$0,164\cdot10^{-1}$	29,33	13,591	$0,168\cdot10^{-1}$	$0,134\cdot10^{-1}$
	23sp+	14,840	$0,494\cdot10^{-2}$	14,836	$0,407\cdot10^{-2}$	$0,335\cdot10^{-2}$	$0,742\cdot10^{-2}$	54,85	14,837	$0,757\cdot10^{-2}$	—
	23sp—	14,841	$0,149\cdot10^{-3}$	14,839	$0,616\cdot10^{-3}$	$0,193\cdot10^{-2}$	$0,255\cdot10^{-2}$	24,16	14,839	$0,249\cdot10^{-2}$	—
	23d	14,862	$0,251\cdot10^{-7}$	14,866	$0,404\cdot10^{-3}$	$0,401\cdot10^{-5}$	$0,408\cdot10^{-3}$	99,02	14,867	$0,427\cdot10^{-3}$	—
	24sp+	15,265	$0,209\cdot10^{-2}$	15,252	$0,130\cdot10^{-2}$	$0,560\cdot10^{-3}$	$0,186\cdot10^{-2}$	69,89	15,252	$0,171\cdot10^{-2}$	—
	24sp—	15,267	$0,133\cdot10^{-3}$	15,264	$0,207\cdot10^{-2}$	$0,153\cdot10^{-2}$	$0,360\cdot10^{-2}$	57,50	15,264	$0,349\cdot10^{-2}$	—

орбитальная связь между состояниями непрерывного спектра различной мультиплетности в расчетах не учитывалась.

Алгоритм расчета матричных элементов оператора $\hat{V}$, определяющих автоионизационные ширины и выражающихся через радиальные интегралы $R(n_1l_1n_2l_2;\ n_3l_3kl_4)$, основан на схеме рекуррентного вычисления интегралов, предложенной в работе [4]. С небольшими модификациями этот алгоритм использовался и для расчета радиальных интегралов $R(n_1l_1n_2l_2;\ n_3l_3n_4l_4)$ с четырьмя функциями дискретного спектра.

Численные расчеты, представленные в таблице, были выполнены в трех вариантах. В первом из них волновые функции и энергии АУ получались путем решения системы уравнений (2) с учетом операторов электростатического и спин-орбитального взаимодействия на кулоновском базисе 23×23, включающем $^1P_1(-)$, $^3P_1(-)$ и $^3D_1(-)$ уровни десяти низших конфигураций $2lnl'$ ($l=0,1$; $l'=1,2$; $n\leqslant5$). Во втором — рассматривался лишь оператор электростатического взаимодействия, что соответствует приближению LS-связи, которое позволяет рассматривать независимо $^1P(-)$, $^3P(-)$ и $^3D(-)$ состояния. При решении системы уравнений (2) в этом приближении для $^1P(-)$ и $^3P(-)$ АС использовался базис 10×10. В третьем варианте, как и в первом, учитывалось

электростатическое и спин-орбитальное взаимодействие, но лишь между вырожденными в кулоновском приближении конфигурациями. Во всех вариантах расчетов ширины АС вычислялись с кулоновской функцией непрерывного спектра в поле заряда $(Z-1)$.

Из таблицы видно, что учет смешивания конфигураций по главному квантовому числу приводит к незначительным изменениям энергий возбуждения и ширин рассмотренных АУ, тогда как включение спин-орбитального взаимодействия существенно влияет на их характеристики. Отношение парциальных ширин, соответствующих автоионизационным переходам с изменением мультиплетности, к полной ширине АУ показывает, что более сильно изменяются при этом ширины триплетных АС. Сравнение полученных результатов с расчетами, выполненными на основе теории возмущений и включающими полностью оператор Брейта [5], показывает, что в расчетах ширин АУ ионов железа в приближении промежуточной связи можно ограничиться включением лишь одночастичного оператора спин-орбитального взаимодействия.

Авторы выражают благодарность Ю. К. Земцову за помощь, оказанную при использовании алгоритма расчета автоионизационных ширин.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Балашов В. В., Гришанова С. И., Круглова И. М., Сенашенко В. С. Резонансная фотоионизация гелия и гелиеподобных ионов. — Опт. и спектр., 1970, **28**, с. 859—868. [2] Балашов В. В., Липовецкий С. С., Павличенков А. В., Полюдов А. Н., Сенашенко В. С. Автоионизационные состояния в гелиеподобных ионах. — Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон., 1971, **12**, № 1, с. 65—74. [3] Юцис А. П., Савукинас А. Ю. Математические основы теории атома. Вильнюс, 1973, с. 59. [4] Земцов Ю. К. Расчет вероятностей автоионизации для гелия и гелиеподобных ионов. — Опт. и спектр., 1974, **37**, с. 626—632. [5] Вайнштейн Л. А., Сафронова У. И. Длины волн и вероятности переходов для ионов. — Препринт № 6 ИС АН СССР, М., 1975, с. 51.

Поступила в редакцию
09.06.80

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1981, т. 22, № 2

УДК 530.12:531.51

ДИАГРАММА ТИПА ПЕНРОУЗА ДЛЯ АЛГЕБРАИЧЕСКОЙ КЛАССИФИКАЦИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

В. В. Кислов

(кафедра теоретической физики)

В развитии теории гравитации важную роль сыграла (и продолжает играть) установленная А. З. Петровым [1] алгебраическая классификация пространств Эйнштейна. Эта классификация оказалась чрезвычайно плодотворной для нахождения новых точных решений уравнений Эйнштейна, а также для разработки критериев гравитационного излучения [2].

Аналогичная алгебраическая классификация может быть развита и для электромагнитного поля, что неоднократно отмечалось рядом авторов [3, 4, 5]. Однако в литературе в явном виде отсутствует такая классификация электромагнитного поля на основе исследования характеристических λ-матриц, хотя именно такая классификация Петрова для гравитационного поля в настоящее время является общепризнанной. Например, в работе Билялова [5] побочно рассматривается