

УДК 539.184 : 546.32

ИЗУЧЕНИЕ ПЕРЕХОДОВ, ПЕРСПЕКТИВНЫХ ДЛЯ СОЗДАНИЯ ВУФ ЛАЗЕРОВ НА ПАРАХ КАЛИЯ

Купляускене А. В., Купляускис З. Й.

Рассчитаны значения длин волн, сил осцилляторов и вероятности переходов между квартетными и дублетными состояниями ${}^2P_{1/2, 3/2}$ и ${}^2D_{3/2, 5/2}$ конфигураций $3p^5 4s 4p$ и $3p^5 3d 4s$ атома калия. Определены характеристики электронных переходов в возбужденные конфигурации $3p^5 4p$ и $3p^5 3d$, а также в основную конфигурацию атома калия. Проведен расчет вероятностей автоионизации всех рассмотренных состояний. Полученные результаты позволяют указать наиболее перспективные схемы ВУФ лазеров на парах калия.

Создание коротковолновых лазеров является одной из актуальных задач современной физики. Для решения этой проблемы предлагаются различные схемы плазменных и газовых лазеров. В области вакуумного ультрафиолетового (ВУФ) излучения внимание исследователей привлекла в [1] предлагаемая схема лазера на парах щелочных металлов. В [1] предлагается энергию накапливать на долгоживущих квартетных двукратно-возбужденных состояниях атомов щелочных металлов. Для атома калия наиболее низкими автоионизационными конфигурациями, содержащими долгоживущие квартетные термы, являются $3p^5 4s 4p$ и $3p^5 3d 4s$. Уровни квартетных термов $3p^5 4s 4p$ 4S , 4P , 4D и $3p^5 3d 4s$ 4P , 4D , 4F могут использоваться в роли акцепторных уровней, так как имеют большие времена жизни. Например, время жизни уровней терма $3p^5 3d 4s$ 4F , измеренное в [2], составляет 90 ± 20 мкс. Квартетные автоионизационные состояния предлагается возбуждать электронным ударом [1] или при помощи столкновительной передачи энергии от долгоживущих метастабильных состояний атомов инертных газов [3].

Для возбуждения квартетных состояний атома калия удобно использовать метастабильные состояния атома гелия $1s 2s^1 S$ и $1s 2s^3 S$. Во-первых, энергии этих донорных уровней 166 272 и 159 850 см^{-1} [4] близки к энергиям уровней термов $3p^5 3d 4s$ 4P , 4F и $3p^5 4s 4p$ 4S , 4P , 4D [5]. Во-вторых, в [6] наблюдали эффективную передачу возбуждения от атома гелия к атому калия и, в-третьих, атмосфера инертных газов наиболее удобна при работе с парами щелочных металлов, которые быстро вступают в реакции окисления.

Верхними рабочими уровнями лазера могут служить устойчивые в LS -связи относительно кулоновской автоионизации дублетные уровни термов $3p^5 3d ({}^4D) 4s^2 D$, $3p^5 3d ({}^3D) 4s^2 D$, $3p^5 (4s 4p^1 P)^2 P$, $3p^5 (4s 4p^3 P)^2 P$, имеющие разрешенные переходы в возбужденные состояния атома калия. Нижними рабочими уровнями выбираются возбужденные состояния $3p^5 4p^2 P_{1/2, 3/2}$ и $3p^5 3d^2 D_{3/2, 5/2}$, так как только в этом случае возможно их очистить посредством фотоионизации [3] и создать инверсную заселенность. При переходах между нижними и верхними рабочими уровнями длина волны излучения находится в пределах 59.7–66.2 нм.

Переход из акцепторного на верхний рабочий уровень (накачка) возможен под действием пикосекундного лазерного импульса, который также очищает нижний рабочий уровень посредством фотоионизации [3]. Для оценки плотности мощности излучения накачки, необходимой для осуществления с достаточной вероятностью вынужденных интеркомбинационных переходов с акцепторного на верхний рабочий уровень, нужны силы осцилляторов соответ-

Таблица 1
Значения энергии возбуждения атома калия (E , см⁻¹) и вероятностей
автоионизации (A , 10⁸ с⁻¹)

Состояние	Обозначение	$E_{\text{теор}}$	$E_{\text{экс}}$ [5]	$E_{\text{теор}}$ [5]	A		
$3p^5 3d ({}^3D) 4s$	${}^4P_{1/2}$	A_1	159673	159367	159327	7.62+0	
	${}^4P_{3/2}$	A_2	159981	159678	159641	2.55+1	
	${}^4P_{5/2}$	A_3	160520	160245	160193	1.84-4	
	${}^4F_{3/2}$	C_1	165609	166221	165304	3.00-1	
	${}^4F_{5/2}$	C_2	165207	165729	164885	1.88+3	
	${}^2D_{3/2}$	G_1	180296	179886	178747	2.59+3	
	${}^2D_{5/2}$	G_2	179882	179549	178338	1.34+4	
	$3p^5 3d ({}^1D) 4s$	${}^2D_{3/2}$	F_1	174339	173198	173990	2.33+3
${}^2D_{5/2}$		F_2	174539	173371	174182	4.88+2	
$3p^5 (4s4p^3P)$	${}^4S_{3/2}$	L	158400	161473	157923	7.58-3	
	${}^4P_{1/2}$	M_1	162870	—	162396	2.58+4	
	${}^4P_{3/2}$	M_2	162434	—	161947	9.85+2	
	${}^4P_{5/2}$	M_3	162022	—	161584	4.49+2	
	${}^4D_{1/2}$	N_1	161614	164996	161153	3.21+2	
	${}^4D_{3/2}$	N_2	161133	164506	160657	3.16+2	
	${}^4D_{5/2}$	N_3	160690	—	160206	1.73+2	
	${}^4D_{7/2}$	N_4	160299	160500	159811	—	
	$3p^5 (4s4p^1P)$	${}^2P_{1/2}$	E_1	180410	—	176098	3.92+3
		${}^2P_{3/2}$	E_2	179771	180315	176758	6.58+3
$3p^6 3d$	${}^2D_{3/2}$	H_1	21236	21537 *	—	—	
	${}^2D_{5/2}$	H_2	21237	21534 *	—	—	
$3p^6 4p$	${}^2P_{1/2}$	K_1	12985 ^a	12985 *	—	—	
	${}^2P_{3/2}$	K_2	13019	13043 *	—	—	

Примечание. * Значения энергии заимствованы из [4]. 6.58+3 означает $6.58 \cdot 10^8$. ^a Теоретический спектр энергий привязан к экспериментальному совмещением энергий уровня $3p^6 4p^2 P_{1/2}$.

ствующего спонтанного перехода и вероятности автоионизации акцепторных уровней. Силы осцилляторов переходов между рабочими уровнями, вероятности их автоионизации и переходов в основное состояние из верхних рабочих уровней также необходимы для оценки энергии выходящего ВУФ излучения. Ввиду того что радиационные переходы между автоионизационными состояниями атома калия, а также их распад недостаточно изучены, выбор наиболее удачной для экспериментальной реализации схемы ВУФ лазера затруднен.

В работе длины волн и характеристики радиационных переходов определены в одноконфигурационном приближении в промежуточной связи с использованием численных решений уравнений Хартри—Фока [7, 8]. Вероятности автоионизации рассчитаны при помощи аналитических радиальных орбиталей и ортогонализованной кулоновской функции с эффективным зарядом ядра для электрона в непрерывном спектре [9]. Рассмотрены переходы между квартетными и устойчивыми относительно кулоновской автоионизации в LS -связи дублетными уровнями конфигураций $3p^5 3d 4s$ и $3p^5 4s 4p$. Также исследованы переходы между верхними и нижними рабочими уровнями рассматриваемых лазеров на парах калия.

Значения энергии и вероятностей базрадиационного распада автоионизационных состояний атома калия, используемых в качестве акцепторных и верхних рабочих уровней, а также значения энергии возбужденных состояний, служащих нижними рабочими уровнями, полученные в нашей работе, приведены в табл. 1. В эту таблицу также включены теоретические результаты расчетов методом Хартри—Фока [5] и экспериментальные значения энергии [5], определенные из спектров испущенных электронов в парах калия, возбужденных электронным ударом. В таблице не приведены значения энергий для уровней термов $3p^5 3d ({}^3D) 4s^4 D$ и $3p^5 (4s4p^3P) {}^2P$, так как переходы из этих термов имеют

Таблица 2

Значения длин волн (λ , нм), сил осцилляторов (f) и вероятностей переходов (A , 10^8 с^{-1}) между акцепторными и верхними рабочими уровнями, а также между рабочими уровнями ВУФ лазеров на парах калия

Переход	λ	A	f	Переход	λ	A	f
E_1-A_1	482	2.34-5	8.15-6	G_1-N_1	535	1.75-4	7.52-5
E_2-A_1	498	6.56-6	2.44-6	F_1-N_2	757	1.30-3	1.11-3
E_1-A_2	489	1.68-4	6.04-5	F_2-N_2	746	1.68-3	1.40-3
E_2-A_2	505	1.45-4	5.54-5	G_1-N_2	522	9.43-5	3.85-5
E_2-A_3	519	7.03-7	2.85-7	G_2-N_2	533	4.07-4	1.74-4
E_1-C_1	676	1.86-6	1.27-6	F_1-N_3	733	3.07-4	2.47-4
E_2-C_1	706	0.91-9	0.68-9	F_2-N_3	722	2.57-5	2.01-5
E_2-C_2	687	1.60-4	1.13-4	G_1-N_3	510	1.44-6	5.60-7
F_1-L	627	4.55-4	2.68-4	G_2-N_3	521	1.22-4	4.98-5
F_2-L	620	1.53-3	8.79-4	F_2-N_4	702	4.74-4	3.51-4
G_1-L	457	4.58-8	1.43-8	G_2-N_4	511	3.63-8	1.42-8
G_2-L	465	2.76-5	8.97-6	F_1-H_1	65.3	7.69+0	4.92-2
F_1-M_1	872	1.47-3	1.68-3	F_1-H_2	65.3	0.62+0	3.98-3
G_1-M_1	574	1.41-5	6.94-6	F_2-H_1	65.2	0.88+0	5.60-3
F_1-M_2	840	1.46-2	1.55-2	F_2-H_2	65.2	7.25+0	4.63-2
F_2-M_2	826	6.88-3	7.03-3	G_1-H_1	62.9	4.72+0	2.80-2
G_1-M_2	560	4.96-4	2.33-4	G_1-H_2	62.9	0.92+0	5.58-3
G_2-M_2	573	1.16-4	5.69-5	G_2-H_1	63.0	0.24+0	1.44-3
F_1-M_3	812	1.42-3	1.41-3	G_2-H_2	63.0	5.52+0	3.29-2
F_2-M_3	799	1.31-2	1.25-2	E_1-K_1	59.7	2.90+0	1.55-2
G_1-M_3	547	2.40-6	1.08-6	E_1-K_2	59.7	3.64+0	1.95-2
G_2-M_3	560	4.42-4	2.08-4	E_2-K_1	60.0	0.65+0	3.50-3
F_1-N_1	786	8.76-3	8.11-3	E_2-K_2	60.0	6.15+0	3.32-2

Примечание. Обозначения уровней энергии см. в табл. 1.

большие значения длин волн (>1000 нм), что затрудняет осуществление эффективной накачки. Нами определены вероятности радиационных переходов из состояний конфигурации $3p^5 3d 4s$ в основное состояние. Вероятности этих переходов не приведены, так как на 2-4 порядка меньше, чем вероятности автоионизации соответствующих уровней, поэтому практически не влияют на значения выхода излучения.

Для уровней энергии использованы сокращенные обозначения. Конфигурация и терм обозначены буквой латинского алфавита, а индекс x связан с результирующим квантовым числом J соотношением $J = |L - S| + x - 1$, т. е. $x = 1$ соответствует случаю $J = J_{\min}$.

Сравнивая приведенные в табл. 1 значения энергии, можем отметить хорошее согласование результатов как теоретических между собой, так и теоретических с экспериментальными. Из приведенных вероятностей автоионизации видно, что в качестве акцепторных уровней для накопления энергии наиболее подходящими являются $3p^5 (4s 4p^3 P) ^4 D_{7/2}$, $^4 S_{3/2}$ и $3p^5 3d ({}^3 D) 4s {}^4 P_{3/2}$, $^4 F_{3/2}$, $^4 P_{1/2}$, $^4 P_{3/2}$. Времена жизни других кватертных уровней значительно короче. Ввиду того что не все кватертные автоионизационные состояния одинаково эффективно возбуждаются в столкновениях атома калия с атомами гелия, находящимися в метастабильных состояниях, посредством электронного удара или другими способами, нами рассмотрены переходы из всех кватертных уровней.

Значения длин волн, сил осцилляторов и вероятностей 34-х переходов между акцепторными и верхними рабочими уровнями и 12 рабочих переходов ВУФ лазера на парах калия приведены в табл. 2. Из этих результатов видно, что не все переходы перспективны для накачки, так как силы осцилляторов некоторых переходов очень малы ($10^{-6} - 10^{-9}$) и для осуществления с достаточной вероятностью вынужденного интеркомбинационного перехода в этих случаях требуется большая плотность излучения накачки. Согласно нашим расчетам, наибольшие значения сил осцилляторов получены для спонтанных переходов $3p^5 3d ({}^1 D) 4s {}^2 D_{3/2} - 3p^5 (4s 4p^3 P) ^4 P_{3/2}$, $^4 D_{1/2}$ и $3p^5 3d ({}^1 D) 4s {}^2 D_{3/2} - 3p^5 (4s 4p^3 P) ^4 P_{3/2}$, $^4 P_{3/2}$. Однако из-за меньших значений вероятностей автоионизации (см. табл. 1)

может оказаться более выгодно накапливать энергию на акцепторных уровнях $3p^5(4s4p^3P)^4D_{7/2}$ и $^4S_{3/2}$, а в качестве накачки использовать переходы в верхние рабочие уровни $3p^53d(^1D)4s^2D_{3/2}$ и $^2D_{3/2}$. Силы осцилляторов соответствующих спонтанных переходов не являются малыми ($\sim 10^{-4}$). Наибольшие силы осцилляторов получены для рабочих переходов $3p^53d(^1D)4s^2D_{3/2} - 3p^63d^2D_{3/2}$ и $3p^53d(^1D)4s^2D_{3/2} - 3p^63d^2D_{3/2}$.

В заключение выражаем благодарность В. О. Папаняну и Е. М. Мартиросяну, обратившим наше внимание на важность исследования переходов, которые нужны для разработки коротковолновых лазеров на парах калия.

Литература

- [1] Rothenberg J. E., Harris S. E. — IEEE J. Quant. Electron., 1981, v. QE-17, N 3, p. 418.
- [2] Feldman P., Novick R. — Phys. Rev., 1967, v. 160, N 1, p. 143.
- [3] Мартиросян А. Е., Папанян В. О. — Квант. электрон., 1983, т. 10, № 1, с. 166.
- [4] Moore C. E. Atomic energy levels. Washington, 1949, v. 1.
- [5] Mansfield M. W. D., Ottley T. W. — Proc. Roy. Soc., 1979, v. A365, N 1722, p. 413.
- [6] Кабанов С. П., Куприянов С. Е., Перов А. А., Славик В. Н., Степанов А. Н. — ДАН СССР, 1977, т. 237, № 3, с. 630.
- [7] Богданович П. О. — В кн.: Сборник программ по математическому обеспечению атомных расчетов. Вильнюс, 1978, в. 2, с. 3.
- [8] Богданович П. О. — В кн.: Сборник программ по математическому обеспечению атомных расчетов. Вильнюс, 1980, в. 6, с. 108.
- [9] Бриюнас В. Э., Купляускаене А. В., Купляускаис З. Й. — Деп. в ВИНТИ, № 5615-83 деп.

Поступило в Редакцию 10 апреля 1984 г.