

## ЛАЗЕРНАЯ НАКАЧКА В СТАНДАРТАХ ЧАСТОТЫ НА АТОМАХ ЦЕЗИЯ И РУБИДИЯ

А.И. Магунов<sup>1,2</sup>, В.Г. Пальчиков<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>ФГУП «ВНИИФТРИ», Менделеево, Московская обл.,

<sup>2</sup>Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва,

<sup>3</sup>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва.

e-mail: palchikov@vniiftri.ru

Получены аналитические выражения для стационарных населенностей магнитных подуровней сверхтонкой структуры основных состояний щелочных атомов  $n2S1/2$   $Fg = I-1/2$  и  $Ff = I+1/2$  (главное квантовое число  $n = 5$ , спин ядра  $I = 3/2$  для  $87Rb$  и  $n = 6$ ,  $I = 7/2$  для  $^{133}Cs$ ) при одновременной оптической накачке в резонансных лазерных полях с линейной поляризацией на переходах  $Fg \leftrightarrow Fe = Fg$  и  $Ff \leftrightarrow Fe = Ff$  линий  $D2$  ( $n2S1/2 \rightarrow n2P3/2$ ) в зависимости от начальных населенностей. Показано, что последовательное изменение поляризации поля на переходе  $Ff \leftrightarrow Fe = Ff$  полностью переводит атомы на нижний подуровень «часового»  $M1$ -перехода  $Fg M=0 \leftrightarrow Ff M=0$  в рубидиевом и цезиевом стандартах частоты СВЧ-диапазона, что максимально повышает величину отношения «сигнал/шум» регистрирующей системы.

Ключевые слова: рубидиевые и цезиевые стандарты частоты, оптическая накачка, резонансные лазерные поля.

### Введение

В настоящее время наивысшую точность имеют стандарты времени и частоты нового поколения – атомные фонтаны [1-5], основанные на лазерном охлаждении атомов цезия. В сравнении с классическими микроволновыми стандартами частоты, основанными на пучке тепловых атомов цезия [6], точность и стабильность независимого воспроизведения единиц времени и частоты в атомных фонтанах как минимум на порядок выше за счет минимизации доплеровского сдвига и составляет несколько единиц шестнадцатого знака [3, 4]. Достаточно высокая величина отношения сигнал/шум в регистрирующей системе стандарта частоты, определяющая длительность непрерывных измерений, пропорциональна плотности атомного пучка. Для цезиевых фонтанов необходим учет спин-обменного сдвига частоты «часового» перехода, который также пропорционален плотности атомов. Таким образом, требуется оптимизация начальной относительной населенности атомов в состояниях, формирующих «часовой» переход. Одним из подходов в решении этой задачи является применение оптической накачки для магнитных подуровней [7]. При этом для рубидиевого стандарта ограничения по спин-обменному сдвигу частоты являются менее жесткими.

Вместе с тем, актуальной задачей является разработка оптимальных схем построения квантовых дискриминаторов на ячейке с парами щелочных металлов с использованием лазерной накачки и создания на их основе кванто-

вых стандартов времени и частоты СВЧ диапазона. В настоящее время это направление интенсивно развивается на стыке фундаментальных и прикладных исследований, что связано с прогрессом технологий полупроводниковых лазеров (в частности VCSEL-лазеров). Принцип действия оптического стандарта частоты на основе эффекта когерентного пленения населенностей во многом схож с традиционным стандартом частоты с лазерной накачкой. Главным его достоинством является отсутствие необходимости использования СВЧ поля, что позволяет отказаться от СВЧ-резонатора и тем самым резко снизить размеры квантового дискриминатора (до  $1 \text{ см}^3$ ). Важно подчеркнуть, что существует настоятельная потребность в повышении метрологических характеристик стандартов частоты данного типа, прежде всего, для службы времени, системы глобального позиционирования объектов с космическим базированием и связи.

В настоящей работе проведен детальный анализ эффективности оптической накачки магнитного подуровня сверхтонкой компоненты основного состояния  $5s \ 2S_{1/2}$  ( $F_g=1, M=0$ ) в атоме рубидия-87 и  $6s \ 2S_{1/2}$  ( $F_g=3, M=0$ ) в атоме цезия-133 при воздействии линейно поляризованными лазерными полями на резонансных переходах линии D2 ( $ns \ 2S_{1/2} \leftrightarrow np \ 2P_{3/2}$ ):  $F_g=1 \leftrightarrow F_e=1$  и  $F_f=2 \leftrightarrow F_e=2$  в рубидии и  $F_g=3 \leftrightarrow F_e=3$  и  $F_f=4 \leftrightarrow F_e=4$  в цезии. Для этих переходов получены не зависящие от лазерных параметров аналитические асимптотические значения населенностей «темных» магнитных подуровней, не участвующих в лазерно-индуцированных переходах.

*Бихроматическая лазерная накачка*

На рис. 1 показана схема нижайших уровней оптических переходов в атомах  $^{87}\text{Rb}$  и  $^{133}\text{Cs}$  с их сверхтонкой структурой.

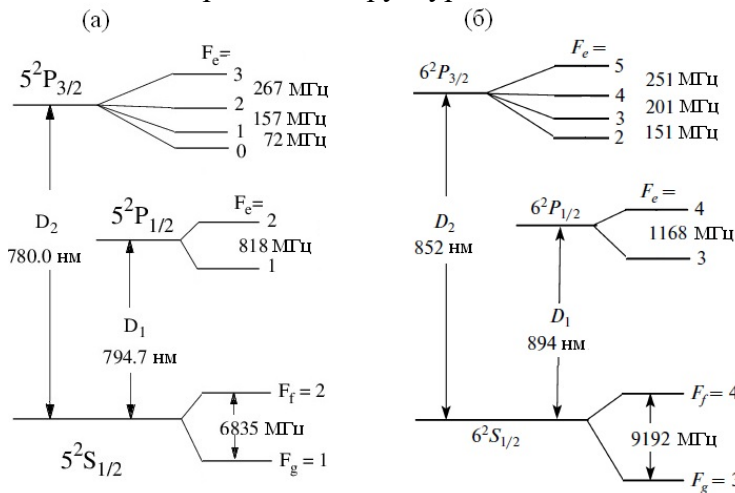


Рис. 1. Сверхтонкая структура уровней оптических переходов в щелочных атомах: (а) атом изотопа  $^{87}\text{Rb}$ , (б)  $^{133}\text{Cs}$

Для эффективности оптической накачки в многоуровневой системе важное значение имеет соотношение вероятностей спонтанных радиационных переходов в «темные» состояния. Как видно из данных для коэффициентов ветвления, приведенных в таблицах 1 и 2, переходы на линии  $D_2$  предпочтительнее, поскольку подуровень  $F_g M=0$  заселяется с большей вероятностью, чем на линии  $D_1$ . Таким образом, в качестве источника оптической накачки следует использовать лазерное излучение на переходах между подуровнями сверхтонкой структуры линий  $D_2$  в атомах рубидия и цезия.

Таблица 1

Коэффициенты ветвления  $b_{MM'}(F_{g(f)}, F_e)$  спонтанных переходов  $5^2P_{1/2,3/2} F_e M' \rightarrow 5^2S_{1/2} F_{g(f)} M$  линий  $D_1$  и  $D_2$  в атоме рубидия-87

Переходы $D_1$		$60b_{MM'}(F_{g(f)}, F_e)$			Переходы $D_2$		$60b_{MM'}(F_{g(f)}, F_e)$		
$F_e=1$ $M'$	$F_g$ $F_f$	$M$			$F_e=1$ $M'$	$F_g$ $F_f$	$M$		
		0	$\pm 1$	$\pm 2$			0	$\pm 1$	$\pm 2$
0	1	0	5		0	1	0	25	
	2	20	15			2	3	4	
$\pm 1$	1	5	5		$\pm 1$	1	25	25	
	2	5	15	30		2	1	3	6
$F_e=2$ $M'$					$F_e=2$ $M'$				
0	1	20	5		0	1	20	5	
	2	0	15			2	0	15	
$\pm 1$	1	15	15		$\pm 1$	1	15	15	
	2	15	5	10		2	15	5	10
$\pm 2$	1		30		$\pm 2$	1		30	
	2		10	20		2		10	20

Таблица 2

Коэффициенты ветвления  $b_{MM'}(F_{g(f)}, F_e)$  спонтанных переходов  $6^2P_{1/2,3/2} F_e M' \rightarrow 6^2S_{1/2} F_{g(f)} M$  линий  $D_1$  и  $D_2$  в атоме цезия.

Переходы $D_1$		$48b_{MM'}(F_{g(f)}, F_e)$					Переходы $D_2$		$144b_{MM'}(F_{g(f)}, F_e)$				
$F_e=3$ $M'$	$F_g$ $F_f$	$M$					$F_e=3$ $M'$	$F_g$ $F_f$	$M$				
		0	$\pm 1$	$\pm 2$	$\pm 3$	$\pm 4$			0	$\pm 1$	$\pm 2$	$\pm 3$	$\pm 4$
0	3	0	6				0	3	0	54			
	4	16	10					4	16	10			
$\pm 1$	3	6	1	5			$\pm 1$	3	54	9	45		
	4	6	15	15				4	6	15	15		
$\pm 2$	3		5	4	3		$\pm 2$	3		45	36	27	
	4		3	12	21			4		3	12	21	
$\pm 3$	3			3	9	-	$\pm 3$	3			27	81	-
	4			1	7	28		4			1	7	28
$F_e=4$ $M'$							$F_e=4$ $M'$		$1680b_{MM'}(F_{g(f)}, F_e)$				
0	3	16	6				0	3	400	150			
	4	0	10					4	0	490			

Продолжение таблицы 2

$\pm 1$	3 4	10 10	15 1	3 9			$\pm 1$	3 4	250 490	375 49	75 441		
$\pm 2$	3 4		15 9	12 4	1 7		$\pm 2$	3 4		375 441	300 196	25 343	
$\pm 3$	3 4			21 7	7 9	– 4	$\pm 3$	3 4			525 343	175 441	– 19 6
$\pm 4$	3 4				28 4	– 16	$\pm 4$	3 4				700 196	– 78 4

Существует два варианта бихроматической накачки, показанных на рис. 2. В первой из них (рис. 2а) накачка осуществляется через общий уровень возбужденного состояния, т.н.  $\Lambda$ -схема переходов. В этой схеме помимо обычных «темных» состояний (обозначенных  $\bar{g}$  и  $\bar{f}$ ) существуют невзаимодействующие с лазерным полем состояния, являющиеся суперпозицией магнитных подуровней  $g$  и  $f$ . Их появление связано с эффектом когерентного пленения населенности (КПН) [8], что может снизить конечную эффективность накачки.

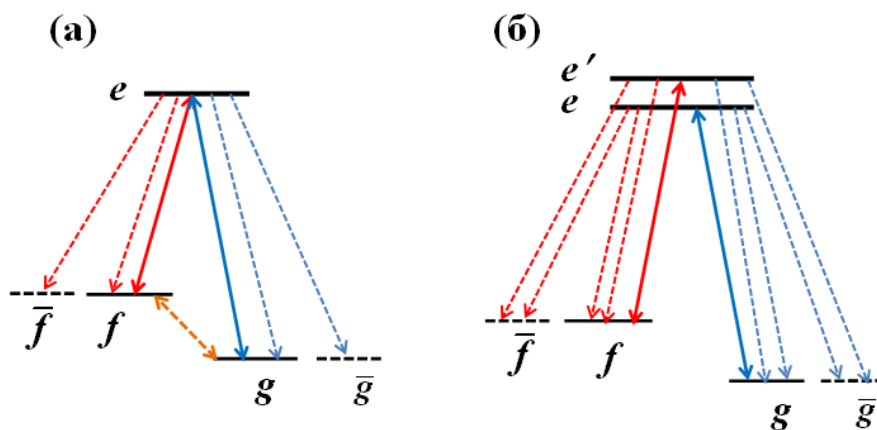


Рис. 2. Схема переходов в бихроматическом лазерном поле. Сплошные стрелки – индуцированные переходы, пунктирные стрелки – спонтанные переходы. (а) -  $\Lambda$ -схема,  $\bar{g}$ ,  $\bar{f}$  - «темные» состояния, (б) – независимые переходы

Во избежание возможного негативного влияния эффекта КПН целесообразно использовать схему переходов, показанную на рис. 2б, где для каждого перехода используются различные возбужденные состояния, таким образом, когерентности между подуровнями  $g$  и  $f$  не возникает.

Для асимптотических значений населенностей подуровней при одновременной накачке на двух переходах, не имеющих общих уровней, следуя [9],

получим

$$\begin{aligned}\bar{n}_{F_g M=0} &= n_{F_g M=0}^0 + \sum_{M'>0} P_{0M'}(F_g, F_g) n_{F_g M'}^0 + \sum_{M'>0} P_{0M'}(F_g, F_f) n_{F_f M'}^0 \\ \bar{n}_{F_f M=0} &= n_{F_f M=0}^0 + \sum_{M'>0} P_{0M'}(F_f, F_g) n_{F_g M'}^0 + \sum_{M'>0} P_{0M'}(F_f, F_f) n_{F_f M'}^0,\end{aligned}\quad (1)$$

где

$$P_{0M}(F_{f(g)}, F_{g(f)}) = 2b_{01}(F_{f(g)}, F_e)[A^{-1}(F_{g(f)}, F_e)]_{1M}, \quad (2)$$

$$n_{F_{g(f)}M}^0 \equiv n_{F_{g(f)}M}(t=0), \quad A_{MM'}(F_{g(f)}, F_e) \equiv \delta_{MM'} - b_{MM'}(F_{g(f)}, F_e),$$

$\delta_{MM'}$  – символ Кронекера,  $b_{MM'}(F_{g(f)}, F_e)$  – коэффициент ветвления вероятности радиационного перехода между магнитными подуровнями сверхтонкой структуры  $F_e M' \rightarrow F_{g(f)} M$ . Ось квантования проекции полного момента совпадает с направлением поляризации лазерных полей и атомного пучка.

Для  $F_g=1 \leftrightarrow F_e=1$  и  $F_f=2 \leftrightarrow F_e=2$  переходов линии  $D_2$  в атоме  $^{87}\text{Rb}$  из (1) и (2) следует:

$$\begin{aligned}\bar{n}_{10} &= n_{10}^0 + \frac{46}{25} n_{1\pm 1}^0 + \frac{34}{25} n_{2\pm 1}^0 + \frac{43}{25} n_{2\pm 2}^0, \\ \bar{n}_{20} &= n_{20}^0 + \frac{4}{25} n_{1\pm 1}^0 + \frac{16}{25} n_{2\pm 1}^0 + \frac{7}{25} n_{2\pm 2}^0.\end{aligned}\quad (3)$$

В случае равновесных начальных населенностей

$$\bar{n}_{10} = 0.74, \quad \bar{n}_{20} = 0.26. \quad (4)$$

При одновременном воздействии двух лазерных полей на переходах  $F_g=3 \leftrightarrow F_e=3$  и  $F_f=4 \leftrightarrow F_e=4$  линии  $D_2$  в атоме  $^{133}\text{Cs}$  «темными» подуровнями являются  $F_g=3M=0$  и  $F_f=4M=0$ . Асимптотические населенности для них из (1) и (2) имеют сравнительно громоздкий вид, приведенный в [9]. Для равных начальных заселенностей

$$\bar{n}_{30} = \frac{482907}{698782} \approx 0.6911, \quad \bar{n}_{40} = \frac{215875}{698782} \approx 0.3089. \quad (5)$$

Эффективность накачки подуровня  $F_g=3M=0$  достигает значения 11.05.

#### *Многоступенчатая схема накачки*

Из (4) и (5) следует, что в результате накачки образуется смешанное состояние, являющееся некогерентной суммой подуровней часового перехода. Для получения чистого состояния  $F_g M=0$  при использовании метода Рэмси требуется очистить верхний подуровень  $F_f M=0$ . Добиться этого без потери рабочих атомов в пучке можно, применяя повторную накачку на переходе  $F_f \leftrightarrow F_e=F_f$  в поле, поляризованном в направлении под углом  $\beta$  относительно

оси квантования (рисунок 3).

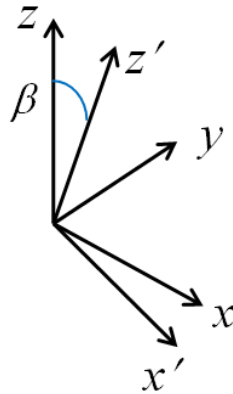


Рис. 3. Две системы координат с осью квантования z и с направлением вектора поляризации лазерного поля z' (повернута на угол  $\beta$  вокруг оси y)

В этом случае асимптотические населенности для атома рубидия имеют вид

$$\begin{aligned} \bar{n}'_{10}(\beta) &= n'_{10}{}^0(\beta) + \frac{4}{7} n'_{2\pm 1}{}^0(\beta) + \frac{1}{7} n'_{2\pm 2}{}^0(\beta), \\ \bar{n}'_{1\pm 1}(\beta) &= n'_{1\pm 1}{}^0(\beta) + \frac{3}{7} n'_{2\pm 1}{}^0(\beta) + \frac{6}{7} n'_{2\pm 2}{}^0(\beta), \\ \bar{n}'_{20}(\beta) &= n'_{20}{}^0(\beta) + \frac{4}{7} n'_{2\pm 1}{}^0(\beta) + \frac{1}{7} n'_{2\pm 2}{}^0(\beta), \end{aligned} \quad (6)$$

где начальные значения населенностей подуровней с осью квантования z' в повернутой системе координат:

$$n'_{FM}{}^0(\beta) = [d_{0M}^F(\beta)]^2 \bar{n}_{F0} \quad (7)$$

определяются значениями (4) и выражаются через D-функции Вигнера  $d_{MM}^F(\beta)$  (см., например, [10]).

Аналогичные выражения для соответствующего перехода в атоме цезия приведены в [9].

Из выражения (6) следует, что в результате накачки существенная доля атомов переходит из состояний  $F_f M$  в  $F_g M$ . Последующее применение накачки (3) для рубидия с начальными значениями населенностей при обратном повороте системы:

$$n_{FM}^0 = \sum_{M'} [d_{MM'}^F(-\beta)]^2 \bar{n}'_{FM'}(\beta), \quad (8)$$

ведет, очевидно, к дальнейшему накоплению атомов в  $F_g M=0$  состоянии.

Например, для последовательности переходов при чередовании  $\pi$  и  $\sigma$  поляризации поля ( $\beta=90^\circ$ ) на переходе  $F_f \leftrightarrow F_e=F_f$  повторное применение (3) с

$$\bar{n}_{10} = \bar{n}_{10} + \frac{9657}{11200} \bar{n}_{20} \approx \bar{n}_{10} + 0.86 \bar{n}_{20},$$

$$\bar{n}_{20} = \frac{1543}{11200} \bar{n}_{20} \approx 0.14 \bar{n}_{20}, \quad (9)$$

учетом (6-8) дает:

где значения  $\bar{n}_{10}$  и  $\bar{n}_{20}$  определены в (4), что дает в итоге

$$\bar{n}_{10} \approx 0.934, \quad \bar{n}_{20} \approx 0.066. \quad (10)$$

Аналогичная последовательность переходов в атоме цезия дает следующие значения асимптотических населенностей подуровней  $F_g=3 M=0$  и  $F_f=4 M=0$  после третьей ступени

$$\bar{n}_{30} \approx \bar{n}_{30} + 0.785 \bar{n}_{40}, \quad \bar{n}_{40} \approx 0.215 \bar{n}_{40}, \quad (11)$$

где  $\bar{n}_{30}$  и  $\bar{n}_{40}$  определены в (5).

Кратность повторения данной процедуры, при которой населенность  $F_f M=0$  уменьшается по геометрической прогрессии, определяется практической целесообразностью и может быть завершена очисткой этого подуровня на циклическом переходе  $F_f \leftrightarrow F_e=F_f+1$  линии  $D_2$ . В результате оставшиеся атомы пучка будут находиться в чистом состоянии  $F_g M=0$ .

Похожая схема применялась в экспериментальных исследованиях на цезиевом фонтане [11], где градиент поляризации на  $F_f=4 \leftrightarrow F_e=4$  переходе для параболической траектории атомов создавался за счет сложения поля бегущей волны с полем созданной ею же двумерной оптической решетки. Это обеспечило дополнительное охлаждение атомов по сизифому механизму, компенсируя их нагрев в процессе накачки.

### Заключение

В данной работе исследована эффективность лазерной накачки в атомах рубидия и цезия для различных схем и последовательностей переходов, представляющих интерес для повышения метрологических характеристик в современных стандартах времени и частоты.

В частности, результаты теоретических исследований схемы бихроматической накачки линейно поляризованными лазерными полями ансамбля атомов в стандартах частоты фонтанного типа позволяют сделать следующие основные выводы:

существует возможность эффективной перекачки населенности верхнего подуровня  $F_f M=0$  «часового» перехода на подуровень  $F_g M=0$  за счет модуляции поляризации поля накачки  $F_f \leftrightarrow F_e=F_f$ ,

применение многоступенчатой накачки с чередующейся поляризацией лазерного поля дает экспоненциальное уменьшение населенности верхнего подуровня на каждой ступени.

Результаты, представленные в настоящей работе, получены в предположении малости влияния зеэмановских когерентностей на значения асимптотических населенностей при интенсивностях полей порядка 1 мВт/см<sup>2</sup>. Для выяснения реальной степени влияния зеэмановских когерентностей требуется уточнение используемой кинетической модели.

### Литература

1. Wynands R. and Weyers S. // Metrologia, 42, S64 (2005).
2. Домнин Ю.С., Барышев В.Н., Бойко А.И. и др. // Измер. техника, 2012, № 10, с. 13.
3. Guena J. // IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control, 59, 391 (2012).
4. Levi F., Calosso C., Calonico D. et al. // IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control, 57, 600 (2010).
5. Li R., Gibble K. and Szymaniec K // Metrologia, 48, 283 (2011).
6. Bauch A // Metrologia, 42, S43 (2005).
7. Риле Ф. Стандарты частоты. Принципы и приложения. М.: Физматлит, 2009.
8. Arimondo E. in Progress in Optics / ed. by E. Wolf (Elsevier, Amsterdam), 257, 1996.
9. Магунов А.И., Пальчиков В.Г. // ЖЭТФ, 2014, 145, 787.
10. Варшалович Д.А., Москалев А.Н., Херсонский В.К., Квантовая теория углового момента. Л.: Наука, 1975.
11. Di Domenico G., Devenoges L., Dumas C. and Thomann P // Phys. Rev. A, 82, 053417 (2010).