

УДК 529.786

ИССЛЕДОВАНИЕ СДВИГОВ ЧАСТОТЫ СВЕРХТОНКОГО ПЕРЕХОДА В ЦЕЗИЕВОЙ АЛТ ПРИ ДВОЙНОМ СВЧ—НЧ РЕЗОНАНСЕ

*Л. А. Будкин, М. Н. Пененков, Л. И. Полякова,
В. Ю. Рунов, Ю. В. Тимофеев*

Проведено исследование сдвигов частоты 0—0-перехода основного состояния атома ^{133}Cs при совместном воздействии СВЧ и НЧ полей. Сравнение экспериментальных и теоретических результатов, полученных в работе, показывает их качественное и удовлетворительное количественное согласие. На основе проведенного расчета дается оценка допустимой величины пространственных неоднородностей постоянного магнитного поля в области взаимодействия.

В атомных стандартах частоты, работающих с использованием постоянного поля подмагничивания H_c , в области взаимодействия атомов с СВЧ полем, всегда существуют неоднородности ΔH , связанные с полями рассеяния сортирующих магнитов, с несовершенством магнитной экранировки и самой системы создания H_c . Наличие их приводит к сдвигам частоты 0—0-перехода [1, 2].

Одной из возможных причин сдвига частоты может явиться присутствие НЧ возмущения в области взаимодействия с СВЧ полем. Появление такого НЧ поля, воздействующего на движущийся атом, может быть обусловлено неоднородностью H_c . Разложение скачка поля как функции времени пролета атомом неоднородности в ряд Фурье с последующим выявлением гармоник, резонансных НЧ переходам между зеемановскими подуровнями, позволяет рассмотреть вопрос о сдвигах частоты 0—0-перехода методом двойного НЧ—СВЧ резонанса.

Двойной резонанс в трехуровневой атомной системе приводит к смещению частоты одного из переходов в зависимости от частотной отстройки и амплитуды второго поля [3, 4]. В настоящей работе исследуется взаимодействие двух полей произвольных амплитуд с пучком атомов цезия (в теоретическом расчете — моноскоростным) в атомно-лучевой трубке (АЛТ) с резонатором рамзеевского типа.

На рис. 1 представлена схема структуры основного состояния атома ^{133}Cs в магнитном поле [2]. Решить задачу о взаимодействии двух полей с подобной многоуровневой системой в аналитическом виде не представляется возможным. Поэтому мы будем пользоваться идеализацией трехуровневой системы. Пронумеруем уровни $6^2S_{1/2}F=4$, $m=0$; $6^2S_{1/2}F=4$, $m=1$ ($m=-1$) и $6^2S_{1/2}F=3$, $m=0$ цифрами 1, 2 и 3 соответственно. Зеемановский уровень 2 рассматривается выше или ниже уровня 1, что связано с неодинаковой заселенностью магнитных подуровней по обе стороны от уровня $m=0$ после селекции атомов по состояниям [2].

Физическая ситуация представляется следующим образом. После пролета селектирующего магнита в АЛТ атом попадает в первое плечо резонатора Рамзея, где взаимодействует с резонансными полями A_{13}

(СВЧ) и A_{12} (НЧ) (область I), частоты которых соответствуют переходам 1—3 и 1—2. Во втором плече резонатора (область II) поле НЧ отсутствует. Подобное условие принимается исключительно из соображений простоты решения. Детектирование проводится по населенности уровня 1.

Взаимодействие трехуровневой системы с двумя резонансными полями произвольной амплитуды описывается следующей системой уравнений [5]:

$$\frac{\partial \sigma_{mn}}{\partial t} + \frac{i}{\hbar} \sum_{k=1}^3 (V_{mk} \sigma_{kn} - \sigma_{mk} V_{kn}) = \begin{cases} \sum_{k=1}^3 W_{km} \sigma_{kk} - W_{mk} \sigma_{mm}, & m=n \\ -\tau_{mn}^{-1} (\sigma_{mn} - \sigma_{mn}^0), & m \neq n \end{cases} \quad (1)$$

$$W_{mk} = \sigma_{kk}^0 / T_{mk},$$

где σ_{mn} и σ_{mn}^0 — элементы возмущенной и равновесной матрицы плотности в представлении взаимодействия, V_{mk} — матричный элемент гамильтониана взаимодействия, T_{mk} и τ_{mk} — соответственно продольное и поперечное времена релаксации. При решении этой системы уравнений будем удерживать только резонансные члены.

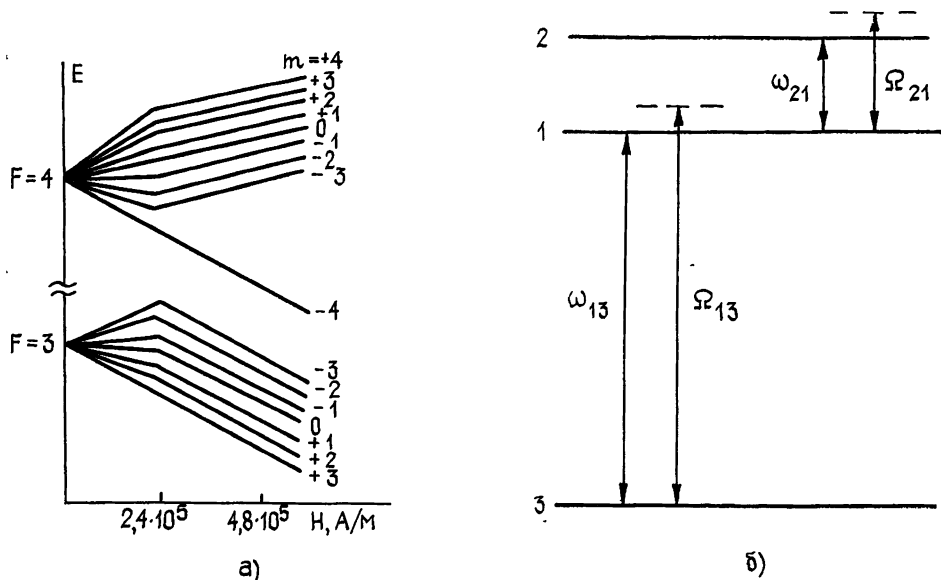


Рис. 1. Схема энергетических уровней атома ^{133}Cs в магнитном поле (а) и используемая для расчета трехуровневая модель (б).

В пучке атомов релаксационные механизмы, можно считать, отсутствуют. Однако мы будем рассматривать состояние атомов не в определенном сечении пучка, соответствующем некоторому моменту времени, а в группе атомов, находящейся в данное время в плече резонатора. Соответственно будет анализироваться поведение не одного атома, а целой группы атомов. В силу этого можно заметить, что в совокупности атомов появится единственное время релаксации τ , характерное для всех элементов матрицы плотности, а именно время пролета атомом плеча резонатора. Действительно, после выключения возмущающих полей в резонаторе через время τ состояние группы атомов в нем полностью изменится и станет равновесным (как до влета в область взаимодействия). Подобный отказ от динамического описания состояния отдельного атома в пучке объясняется невозможностью получения точного решения системы уравнений (1) для случая двух

резонансных полей произвольных амплитуд. Поэтому мы найдем стационарное решение как в первой, так и во второй областях и обычным образом сошьем их.

При условии, что матричные элементы λ_{mn} не зависят от времени, уравнения (1) запишутся следующим образом:

$$\begin{aligned}
 & -(\sigma_{11} - \sigma_{11}^0)/\tau - iA_{21}\lambda_{12} + iA_{12}\lambda_{21} - iA_{31}A_{13} + iA_{13}\lambda_{31} = 0, \\
 & \quad -(\sigma_{22} - \sigma_{22}^0)/\tau + iA_{21}\lambda_{12} - iA_{12}\lambda_{21} = 0, \\
 & \quad -(\sigma_{33} - \sigma_{33}^0)/\tau + iA_{31}\lambda_{13} - iA_{13}\lambda_{31} = 0, \\
 & -iA_{12}\sigma_{11} + iA_{12}\sigma_{22} + (i\delta_{12} - 1/\tau)\lambda_{12} + iA_{13}\lambda_{32} = 0, \\
 & \quad iA_{21}\sigma_{11} - iA_{21}\sigma_{22} + (-i\delta_{12} - 1/\tau)\lambda_{21} - iA_{31}\lambda_{23} = 0, \\
 & \quad -iA_{13}\sigma_{11} + iA_{13}\sigma_{33} + (i\delta_{13} - 1/\tau)\lambda_{13} + iA_{12}\lambda_{23} = 0, \\
 & \quad iA_{31}\sigma_{11} - iA_{31}\sigma_{33} + (-i\delta_{13} - 1/\tau)\lambda_{31} - iA_{21}\lambda_{32} = 0, \\
 & \quad -iA_{13}\lambda_{21} + iA_{21}\lambda_{13} + (i\delta_{23} - 1/\tau)\lambda_{23} = 0, \\
 & \quad iA_{31}\lambda_{12} - iA_{12}\lambda_{31} + (-i\delta_{23} - 1/\tau)\lambda_{32} = 0,
 \end{aligned} \tag{2}$$

при условии

$$\sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33} = 1,$$

где

$$\sigma_{nm} = \lambda_{nm} \exp(-i\delta_{nmt}), \quad \lambda_{nm} = \lambda_{mn}^*,$$

$$A_{nm} = -(1/2\hbar)V_{nm}^{(nm)} \exp(i\varphi_{nm}),$$

$$\delta_{nm} = \Omega_{nm} - \omega_{nm}, \quad \Omega_{nm} = -\Omega_{mn},$$

$$\omega_{nm} = -\omega_{mn} = (E_n - E_m)/\hbar,$$

$$\varphi_{nm} = -\varphi_{mn},$$

E_n — термы трехуровневой системы. Взаимодействие описывается следующим гамильтонианом [5]:

$$V = V^{(13)} \cos(\Omega_{13}t - \varphi_{13}) + V^{(21)} \cos(\Omega_{21}t - \varphi_{21}) + V^{(23)} \cos(\Omega_{23}t - \varphi_{23}),$$

где

$$\Omega_{23} = \Omega_{21} + \Omega_{13}, \quad V^{(13)} = -\mu H^{(13)}, \quad V^{(21)} = -\mu H^{(21)}.$$

При записи уравнений (2) предполагалось, что $V^{(23)}$ мало, μ — магнитный момент атома, $H^{(13)}$, $H^{(21)}$ — амплитуды СВЧ и НЧ магнитных полей. Здесь было использовано условие σ_{nm}^0 ($n \neq m$) = 0, т. е. при влете в область I нет когерентности состояний.

Во второй области система уравнений (1), при условии $V^{(21)} = 0$, преобразуется в следующую:

$$\begin{aligned}
 & -(\sigma_{11} - \sigma'_{11})/\tau - iA_{31}\lambda_{13} + iA_{13}\lambda_{31} = 0, \\
 & (\sigma_{22} - \sigma'_{22})/\tau = 0, \quad -(\sigma_{33} - \sigma'_{33})/\tau + iA_{31}\lambda_{13} - iA_{13}\lambda_{31} = 0, \\
 & -iA_{13}\sigma_{11} + iA_{13}\sigma_{33} + (i\delta_{13} - 1/\tau)[\lambda_{13} - \lambda'_{13} \exp(i\delta_{13}T)] = 0, \\
 & iA_{31}\sigma_{11} - iA_{31}\sigma_{33} + (-i\delta_{13} - 1/\tau)[\lambda_{31} - \lambda'_{31} \exp(-i\delta_{13}T)] = 0,
 \end{aligned} \tag{3}$$

где σ'_{mm} и λ'_{nm} — решения системы уравнений (2), т. е. они имеют смысл элементов равновесной матрицы плотности во второй области, T — время пролета атомом от центра первого плеча резонатора до центра второго. Решение для населенности первого подуровня трехуровневой системы в области II получается обычным образом:

$$\begin{aligned} \sigma_{11} = & \sigma'_{11} - \frac{2|A_{13}|^2 \tau^2}{\delta_{13}^2 \tau^2 + 1 + 4|A_{13}|^2 \tau^2} (\sigma'_{11} - \sigma'_{33}) + \\ & + \frac{\delta_{13}^2 \tau^2 + 1}{\delta_{13}^2 \tau^2 + 1 + 4|A_{13}|^2 \tau^2} [\operatorname{Re}(A_{31} \tau \lambda'_{13}) \sin \delta_{13} T + \operatorname{Im}(A_{31} \tau \lambda'_{13}) \cos \delta_{13} T]. \end{aligned} \quad (4)$$

Необходимые здесь решения системы уравнений (2) получим, воспользовавшись правилом Крамера для системы линейных алгебраических уравнений:

$$\begin{aligned} \sigma'_{11} = & 1/2 - (|A_{13}|^2 \tau^2 / D) \{ (\delta_{12}^2 \tau^2 + 1 + 4|A_{12}|^2 \tau^2) (\delta_{23}^2 \tau^2 + 1) + \\ & + 2|A_{13}|^2 \tau^2 (1 - \delta_{12}^2 \tau^2 + \delta_{12} \delta_{13} \tau^2) + |A_{13}|^4 \tau^4 + |A_{12}|^2 \tau^2 (\delta_{12} \delta_{13} \tau^2 - \delta_{13}^2 \tau^2 + \\ & + |A_{12}|^2 \tau^2 - 2 + 2|A_{13}|^2 \tau^2) \}; \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \sigma'_{33} = & (|A_{13}|^2 \tau^2 / D) \{ (\delta_{12}^2 \tau^2 + 1 + 4|A_{12}|^2 \tau^2) (1 + \delta_{23}^2 \tau^2 + |A_{12}|^2 \tau^2) + \\ & + 2|A_{13}|^2 \tau^2 (\delta_{12} \delta_{23} \tau^2 + 1) + 5|A_{12}|^2 |A_{13}|^2 \tau^4 + |A_{13}|^4 \tau^4 \}; \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \operatorname{Im}(A_{31} \lambda'_{13} \tau) = & - (|A_{13}|^2 \tau^2 / 2D) \{ (\delta_{12}^2 \tau^2 + 1 + 4|A_{12}|^2 \tau^2) \times \\ & \times (1 + \delta_{23}^2 \tau^2 + |A_{12}|^2 \tau^2) + 2|A_{13}|^2 \tau^2 (\delta_{12} \delta_{23} \tau^2 + 1) + \\ & + |A_{13}|^4 \tau^4 + 5|A_{12}|^2 |A_{13}|^2 \tau^4 \}; \end{aligned} \quad (7)$$

$$\operatorname{Re}(A_{31} \lambda'_{13} \tau) = (|A_{13}|^2 \tau^2 / 2D) \{ (\delta_{12}^2 \tau^2 + 1 + 4|A_{12}|^2 \tau^2) \times \quad (8)$$

$$\begin{aligned} & \times (1 + \delta_{23}^2 \tau^2) + 2|A_{13}|^2 \tau^2 (\delta_{12} \delta_{23} \tau^2 + 1) + 4|A_{12}|^2 \times \\ & \times |A_{13}|^2 \tau^4 \delta_{13} \tau - |A_{12}|^2 \tau^2 (\delta_{12}^2 \tau^2 + 1 + 4|A_{12}|^2 \tau^2) \times \\ & \times \delta_{23} \tau - |A_{12}|^2 |A_{13}|^2 \delta_{12} \tau^5 + 2|A_{12}|^2 |A_{13}|^2 \tau^4 (\delta_{23} - \delta_{12}) \tau \}; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} D = & (\delta_{12}^2 \tau^2 + 1 + 4|A_{12}|^2 \tau^2) (\delta_{13}^2 \tau^2 + 1 + 4|A_{13}|^2 \tau^2) \times \\ & \times (\delta_{23}^2 \tau^2 + 1) + (\delta_{13}^2 \tau^2 + 1 + 4|A_{13}|^2 \tau^2) \cdot [2|A_{13}|^2 \tau^2 (1 - \\ & - \delta_{12}^2 \tau^2 + \delta_{12} \delta_{13} \tau^2) + |A_{13}|^4 \tau^4 + 4|A_{12}|^2 |A_{13}|^2 \tau^4] + \\ & + (\delta_{12}^2 \tau^2 + 1 + 4|A_{12}|^2 \tau^2) [2|A_{12}|^2 \tau^2 (1 - \delta_{13}^2 \tau^2 + \delta_{12} \delta_{13} \tau^2) + \\ & + |A_{12}|^4 \tau^4 + 4|A_{12}|^2 |A_{13}|^2 \tau^4] - 2|A_{12}|^2 |A_{13}|^2 \tau^4 \times \\ & \times (3\delta_{12} \delta_{13} \tau^2 + 2|A_{13}|^2 \tau^2 + 2|A_{12}|^2 \tau^2 + 3). \end{aligned} \quad (9)$$

Таким образом, выражение (4) с учетом формул (5) — (9) является общим решением системы уравнений (2) и (3) и описывает населенность уровня 1, которая формирует сигнал от линии перехода на детекторе. По положению максимума этой населенности можно судить

о величине и знаке сдвига эталонной частоты рабочих атомов. Для их определения использовался численный анализ σ_{11} . Были выбраны следующие начальные условия: $\sigma_{11}^0 = \sigma_{22}^0 = 1/2$, $\sigma_{33}^0 = 0$. Заметим, что при рассмотрении уровня 2 ($m = -1$) ниже уровня 1 знак сдвига частоты эталонного перехода изменится на противоположный. Результаты расчета и его сравнение с экспериментом для конкретных значений параметров приведены ниже.

Эксперимент и обсуждение результатов. Экспериментальное исследование двойного СВЧ—НЧ резонанса проводилось на цезиевой АЛТ с П-образным СВЧ резонатором рамзеевского типа [2]. Схема установки приведена на рис. 2. Длина пространства между плечами резонатора $L = 200$ см, длина области взаимодействия $l = 1$ см, скорость атомов в пучке $2 \cdot 10^4$ см/с. Сигнал от линии атомного перехода в такой системе состоит из пьедестала, ширина которого определяется временем взаимодействия атомов с СВЧ полем в одном плече резонатора (Раби-пьедестал), и рамзеевской структуры, ширина пиков которой определяется временем T пролета атомов между плечами резонатора.

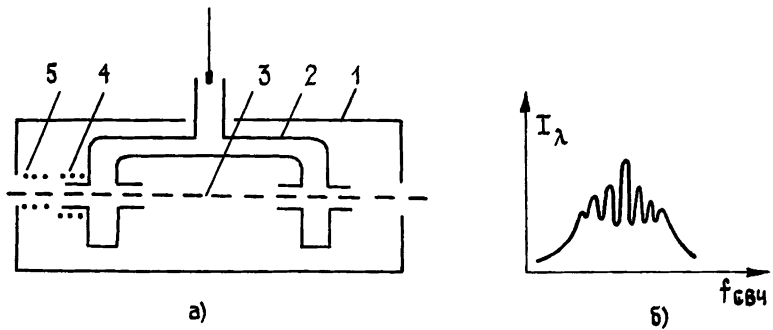


Рис. 2 Схема центральной части АЛТ (а) и сигнал СВЧ резонанса (б).

1 — магнитный экран; 2 — СВЧ резонатор; 3 — траектория атомного пучка, 4 — катушка, создающая НЧ поле в области взаимодействия; 5 — катушка для перемешивания атомов на зеemannовскиx подуровнях

Низкочастотное резонансное поле в области взаимодействия создавалось катушкой, установленной непосредственно на одном из плеч резонатора. Измерения проводились при различных значениях мощности СВЧ и НЧ полей. На рис. 3, 4 представлены экспериментально установленные зависимости относительного сдвига частоты 0—0-перехода (Δf) при оптимальной мощности поля СВЧ ($|A_{13}| \tau = 1$) от расстройки частоты $\delta_{21} = \Omega_{21} - \omega_{21}$ НЧ сигнала. На этих же рисунках приведены соответствующие теоретические зависимости. При уровнях НЧ сигнала, близких к оптимальному ($|A_{12}| \tau \approx 1$), на кривой $\Delta f(\delta_{21})$ проявляется более мелкая структура. Аналогичная структура наблюдается и при таких же соотношениях $|A_{13}| \tau$ и $|A_{12}| \tau$ в расчетной кривой $\Delta f(\delta_{21})$. Из графиков рис. 4 видно также, что при постоянном поле подмагничивания частоты резонансов Раби и Рамзеев расходятся при воздействии НЧ полей, причем изменение частоты Раби-пьедестала в 100 раз больше, что соответствует отношению $\tau/T \approx 10^{-2}$. Анализ выражения для элемента σ_{11} матрицы плотности показывает, что замена δ_{12} на $-\delta_{12}$ приводит к зеркальному отображению кривой $\Delta f(\delta_{21})$ относительно оси δ_{21} . Но замена $\delta_{12} \rightarrow -\delta_{12}$ эквивалентна смене положе-

ния уровней 1 и 2 относительно друг друга. Это означает, что знак угла наклона кривой $\Delta f(\delta_{21})$ зависит от того, какой из двух соседних с уровнем $F=4$, $m=0$ зеемановских подуровней мы выбираем для приближения трехуровневой модели.

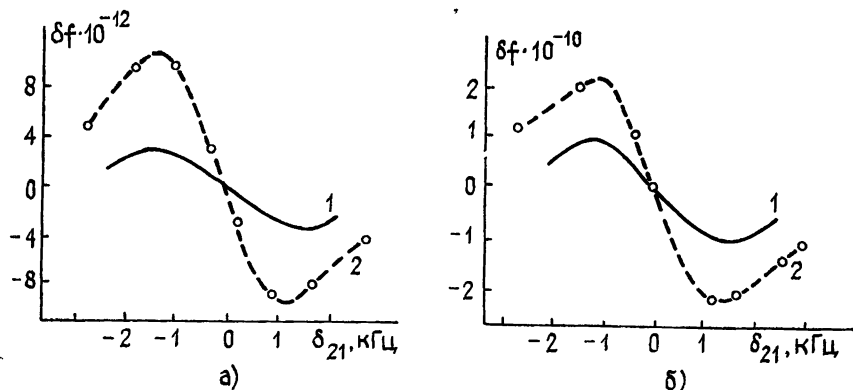


Рис. 3. Сдвиг частоты 0—0-перехода от частотной расстройки НЧ поля при а) $|A_{12}|\tau=0,05$; б) $|A_{12}|\tau=0,4$; 1 — расчетная кривая, 2 — экспериментальная кривая.

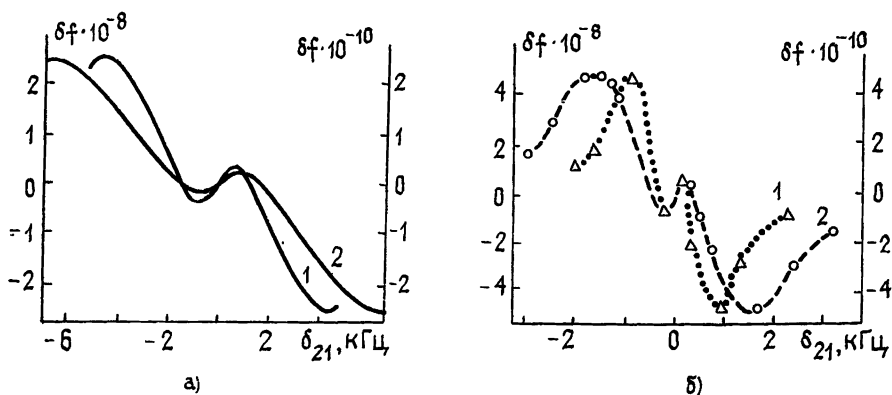


Рис. 4. Сдвиг частоты 0—0-перехода от частотной расстройки НЧ поля при $|A_{12}|\tau \approx 1$ (близком к оптимальному);

а) расчетный, б) экспериментально измеренный: кривая 1 — для рамзеевского 0—0-перехода (правая шкала); кривая 2 — для 0—0-перехода Раби (левая шкала).

В равновесном состоянии все зеемановские подуровни у цезия имеют одинаковую населенность, но после прохождения сортирующего магнита равновесность нарушается, так как атомы в разных состояниях сортируются неодинаково. Так, если используются атомы в состоянии с $F=4$, то после сортировки в пучке остаются только атомы в состояниях с $m=+4, \dots, 0, \dots, -3$, а атомы с $m=-4$ отсортировываются. Тогда суммарная населенность зеемановских подуровней сверху от уровня $m=0$ (положительные m) и снизу от него (отрицательные m) будет неодинаковой, и этим, видимо, можно объяснить появление у цезия зависимости $\Delta f(\delta_{21})$ указанного вида. Для проверки данного предположения был проведен дополнительный эксперимент. С помощью катушки 5 (рис. 2) возбуждались НЧ переходы перед СВЧ резонатором. Это приводило к выравниванию населенностей всех зеемановских подуровней, в том числе в пучке снова появлялись атомы в состоянии $F=4$, $m=-4$, что было заметно по увеличению сигнала

на детекторе. При этом крутизна кривой $\Delta f(\delta_{21})$ начинала уменьшаться, а при дальнейшем увеличении интенсивности НЧ переходов катушкой 5 угол наклона менял свой знак (рис. 5). В момент, когда зависимость пропадала, населенности всех зеemanовских подуровней были примерно равны, так как при этом пропадал сигнал НЧ резонанса от катушки 4. При смене знака угла наклона сдвига эталонной частоты суммарная населенность подуровней с отрицательными m становилась больше, чем населенность подуровней с положительными m , что эквивалентно в расчете перемещению зеemanовского поуровня по другую сторону верхнего уровня СВЧ перехода.

Тот же эффект наблюдался в случае, если для возбуждения зеemanовских переходов использовать не гармонический сигнал резонансной частоты, а достаточно резкий скачок магнитного поля при влете атомов в заэкранированную область.

Используем полученные результаты для оценки влияния пространственных неоднородностей постоянного магнитного поля H_c в резонаторе Рамзея на эталонную частоту. Действительно, представляя скачок магнитного поля рядом Фурье, выделим резонансную гармонику с амплитудой a , которая будет действовать на атомную систему аналогично полю НЧ. Для оценки возможного эффекта рассмотрим постоянный градиент магнитного поля ΔH на длине первого плеча резонатора Рамзея. Постоянное магнитное поле в резонаторе равно 60 мЭ . Первая гармоника в фурье-разложении имеет частоту $\omega = \pi/\tau$. Далее, сравнивая частоту зеemanовского расщепления с частотами фурье-разложения, находим, что резонансной гармоникой будет вторая с амплитудой $a = \Delta H/2\pi$. Оценим неоднородность магнитного поля ΔH , при которой эффект двойного СВЧ—НЧ резонанса дает относительный сдвиг частоты эталонного перехода 10^{-13} . Отождествим $a \approx H^{(2)}$. Тогда из рис. 3а при условии $|A_{12}| \tau = 0,05$, которому соответствует $a = 0,25 \text{ мЭ}$, видно, что максимальный сдвиг эталонной частоты будет $0,025 \text{ Гц}$. Учитывая далее, как следует из расчета, что зависимость (при малых НЧ полях) сдвига от амплитуды НЧ поля квадратичная, получим следующую оценку относительной неоднородности постоянного магнитного поля:

$$\Delta H/H_c \approx 5 \cdot 10^{-3}.$$

Эта оценка показывает, что при определенных условиях (совпадение фурье-частоты с частотой, вызывающей максимальный сдвиг; поляризация фурье-поля, перпендикулярная полю подмагничивания) сдвиги частоты из-за двойного резонанса могут дать наибольший вклад среди сдвигов, вызванных неоднородностью магнитного поля, причем вклад тем больший, чем меньше время пролета T .

Итак, в работе проведено экспериментальное и теоретическое исследования сдвигов частоты в цезиевой АЛТ при двойном СВЧ—НЧ резонансе. Без ограничения на величины амплитуд и частотных расстройек обоих полей было получено решение, описывающее поведение трехуровневой системы. Экспериментально и теоретически были полу-

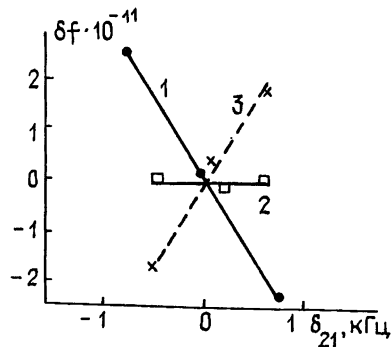


Рис. 5 Сдвиг частоты рамзеевского 0—0-перехода от частотной расстройки НЧ поля для различных населенностей зеemanовских подуровней: 1 — подуровень $F=4, m=-4$ не заселен; 2 — населенности всех зеemanовских подуровней равны; 3 — населенность подуровня $F=4, m=-4$ наибольшая.

чены зависимости сдвигов частоты 0—0-перехода от амплитуды и частоты НЧ поля; установлена связь величины и знака с населенностью зеemanовских подуровней.

Сравнение теоретических и экспериментальных данных показывает, что использование трехуровневой модели позволяет выявить и оценить некоторые особенности взаимодействия атомов цезия с двойным СВЧ—НЧ резонансным полем. Представление неоднородностей магнитного поля в области взаимодействия рядом Фурье позволило применить полученные по двойному СВЧ—НЧ резонансу результаты для оценки их влияния на сдвиг эталонной частоты в области взаимодействия. Имеющееся количественное несоответствие экспериментальных и расчетных результатов обуславливается, по-видимому, выбором для описания атома цезия трехуровневой модели и приближением самого метода решения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Holloway J., Lacey R. F. — Proc. Int. Conf. Chronometric. Lausanne, 1964, p. 317.
2. Стандарты частоты и времени на основе квантовых генераторов и дискриминаторов. / Под ред Б. П. Фатеева. — М.: Сов. радио, 1978.
3. Шимода К. В кн.: Лазерная спектроскопия атомов и молекул / Под ред Г. Вальтера. — М.: Мир, 1979
4. Andressen H. G — Z. Physik, 1969, 223, p. 71.
5. Файн В. М., Ханин Я И Квантовая радиофизика. — М.: Сов. радио, 1965.

Поступила в редакцию
7 декабря 1983 г.

THE INVESTIGATION OF THE HYPERFINE TRANSITION FREQUENCY SHIFTS DUE TO DOUBLE MV—RF RESONANCE IN CAESIUM ATOMIC BEAM STANDARD

L. A. Budkin, M. N. Penenkov, L. I. Polyakova, V. Yu. Runov, Yu. V. Timofeev

The frequency shifts due to double MV—RF resonance of the 0—0-transition of ^{133}Cs ground state are investigated both experimentally and theoretically. A comparison between experimental and theoretical results shows their qualitative and satisfactory quantitative agreement. Based on the calculation made an estimation on the magnitude of spatial inhomogeneities of the constant magnetic field in the interaction region is given.
