

УДК 535.34+535.21

РАБИ-РЕЗОНАНСЫ И НЕЗАТУХАЮЩАЯ  
НУТАЦИЯ В ПАРАХ НАТРИЯ

Сушилов Н. В., Пулькин С. А., Зейликович И. С., Гайда Л. С.

Приводятся результаты экспериментального и теоретического исследований нелинейного физического явления — незатухающей нутации, возникающей в атомной среде (пары натрия) и находящейся в сильном резонансном и отстроенном от него на частоту Раби слабом поле. Линия поглощения при этом расщепляется на несколько компонент. Величина поглощения определяется, как и при обычной нутации, ненасыщенным коэффициентом поглощения. При определенных условиях на компонентах расщепления возможно усиление излучения.

В этой работе приводятся результаты экспериментального и теоретического исследований нелинейного физического явления — незатухающей нутации. В [1] предсказано явление незатухающей нутации, а [2] экспериментально наблюдалось расщепление линии поглощения на компоненты с частотой расщепления, кратной частоте Раби. Такое расщепление, как показано в данной работе, является проявлением незатухающей нутации. В [1] получено решение уравнений Блоха для двухуровневой системы, находящейся в бигармоническом поле — сильном резонансном поле и слабом нерезонансном. Величина напряженности сильного поля достаточна для того, чтобы вызвать нелинейные эффекты — насыщение и динамический эффект Штарка. Возбуждающее поле имеет вид

$$E(t) = \varepsilon_0 \exp[i\omega t] + \xi \exp[i(\omega + \Omega)t] + \text{к. с.}, \quad (1)$$

где  $\varepsilon_0$  и  $\xi$  — постоянные амплитуды компонент этого поля,  $\Omega$  — разность частот слабого и сильного полей.

Решение уравнений Блоха имеет вид

$$n(t) = n^T(t) + n_0 \left( \frac{\xi}{\varepsilon_0} \right) \sum_{i=1}^7 \sum_{j=1}^7 (B_{ij} \cos S_j t + C_{ji} \sin S_j t), \quad (2)$$

причем  $\xi/\varepsilon_0 \ll 1$  и  $S > T_{2,1}^{-1}$ ;  $T_{2,1}$  — времена релаксации;  $S$  — частота нутации (частота Раби);  $n^T(t)$  — решение Торри для разности заселенностей, описывающее затухающую нутацию в отсутствие второго поля. Наличие слабого поля приводит к незатухающей нутации на частотах  $S_j$ , удовлетворяющих условиям

$$S_1 = \Omega; \quad S_{2,3} = S \pm \Omega; \quad S_{4,5} = 2S \pm \Omega; \quad S_{6,7} = 3S - \Omega. \quad (3)$$

Расщепление на 7 компонент следует для первого порядка разложения по  $\xi/\varepsilon_0$ . Амплитуды гармоник незатухающей нутации (коэффициенты  $B_{ij}$  и  $C_{ji}$  в (2)) описываются лорентцевскими функциями от частоты. При совпадении разности частот с частотой Раби появляются резонансы в этих амплитудах, т. е. при сканировании слабым полем вблизи частоты перехода должны появляться резонансы в поглощении этого поля на частотах, удовлетворяющих соотношению (3).

Появление резонансов в поглощении может быть объяснено также на языке квазиэнергетических состояний [3]. В сильном резонансном и слабом полях двухуровневая система превращается в многоуровневую, описываемую супер-



позиционной волновой функцией, которая осциллирует во времени и имеет ненулевой осциллирующий дипольный момент в течение всего времени действия бигармонического поля.

Для квазиэнергий системы получим следующие выражения:

$$E_{1n}^{(+p)} = E_1^0 + \left[ \frac{S}{2} \pm n(\omega_0 + \Omega) \pm p(\omega_0 + S) \right] \hbar, \quad E_{1m}^{(-q)} = E_1^0 - \left[ \frac{S}{2} \pm m(\omega_0 + \Omega) \pm q(\omega_0 + S) \right] \hbar, \\ E_{2n}^{(+p)} = E_2^0 + \left[ \frac{S}{2} \pm n(\omega_0 + \Omega) \pm p(\omega_0 + S) \right] \hbar, \quad E_{2m}^{(-q)} = E_2^0 - \left[ \frac{S}{2} \pm m(\omega_0 + \Omega) \pm q(\omega_0 + S) \right] \hbar, \quad (4)$$

где  $E_1^0 - E_2^0 = \hbar\omega_0$ ,  $\omega_0$  — частота перехода,  $E_1^0$  — энергия верхнего уровня,  $E_2^0$  — нижнего,  $S = (d_{12}\varepsilon_0)/\hbar$  — частота Раби,  $d_{12}$  — дипольный момент перехода,  $m, n$ ,

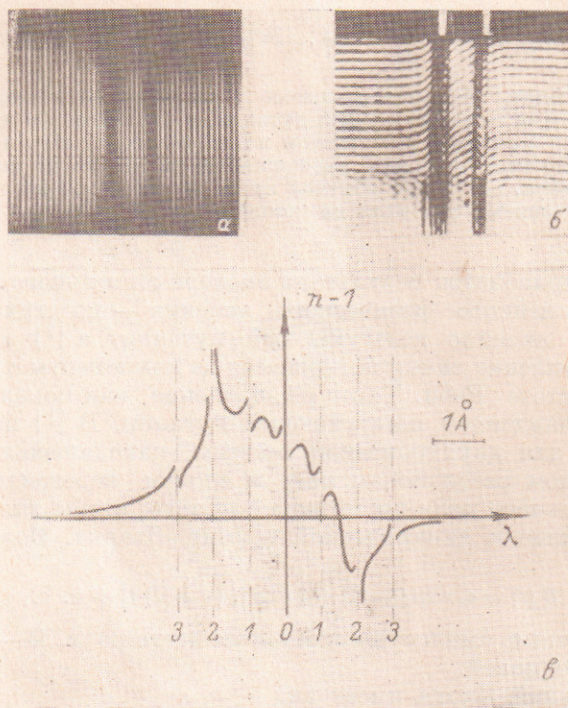


Рис. 1.

$p, q$  — ноль и целые числа. Резонансы в поглощении слабого излучения частоты  $(\omega \pm \Omega)$  будут происходить при пересечении квазиуровней [4], т. е. при условии

$$E_{1n}^{(+p)} - E_{2m}^{(-q)} = 0, \quad E_{1m}^{(-q)} - E_{2n}^{(+p)} = 0. \quad (5)$$

Из (4) и (5) получим такое условие, накладываемое на разности чисел  $(m - n)$  и  $(p - q)$ , чтобы  $\omega, \omega_0 \gg \Omega, S$ . Соотношение между  $(m - n)$  и  $(p - q)$  имеет вид

$$(p - q) = -1 \pm (n - m). \quad (6)$$

Частоты расстроек  $\Omega$ , соответствующие пересечению квазиуровней, имеют вид

$$\Omega = \pm S; \pm \frac{2 \pm (n - m)}{(n - m)} S, \quad (7)$$

при  $(n - m) = \pm 1, \pm 2$  частоты расстроек  $\Omega$  принимают следующие значения:

$$\Omega = 0; \pm S; \pm 2S; \pm 3S, \quad (8)$$

т. е. в спектре при таких отстройках от центра линии поглощения будет наблюдаться расщепление на 7 компонент.



Рассмотренный случай отличается от поведения двухуровневой системы в бигармоническом поле, когда оба поля — сильные [4]. В последнем случае, как показано в [4, 5], происходит расщепление на субгармоники частоты Раби ( $\Omega = \pm \langle S \rangle / n - m$ , где  $\langle S \rangle$  — среднее значение частоты осцилляций, так называемая усредненная частота Раби). Требуется более детальное рассмотрение поведения двухуровневой системы в сильном полихроматическом поле. Существующие теоретические работы [5, 6] предсказывают появление резонансов Раби на субгармониках и на гармониках Раби. Экспериментально субгармоники обнаружены в [7]. После краткого обсуждения теоретической интерпретации Раби-резонансов обратимся к экспериментальным результатам. Исследования проводились методом голографической интерференционной спектроскопии, предложенным в [8]. Метод позволяет изучить спектр поглощения и дисперсию показателя преломления около линии поглощения атомов натрия во внутрирезонаторной кювете. Кювета находится в резонаторе Майкельсона лазера на красителе. Величина интенсивности светового поля в одной моде резонатора

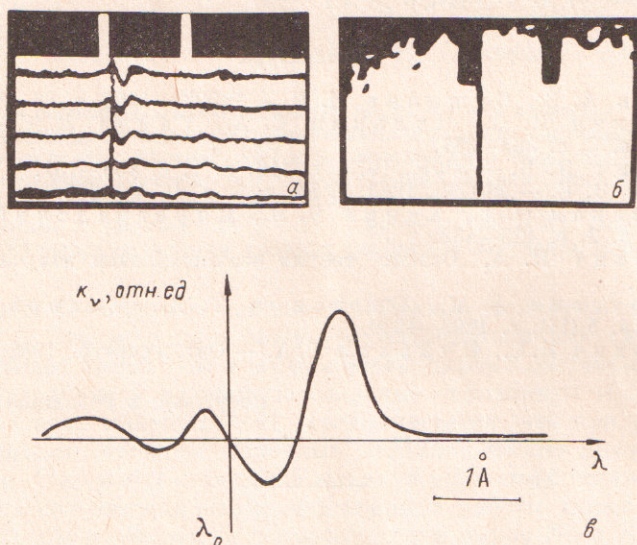


Рис. 2.

Майкельсона составляла  $I \sim 10^6$  Вт/см<sup>2</sup>. Полуширина такой моды была равна 0.02—0.05 нм. На рис. 1, а приведена спектрограмма, на рис. 1, б — интерферограмма и спектр поглощения вблизи резонансного дублета натрия (589.0, 589.6 нм), на рис. 1, в — график зависимости  $(n-1)$  от  $\lambda$  вблизи резонансной линии натрия (589.0 нм). Как видно из рис. 1, линия, соответствующая переходу  $3^2S_{1/2} - 3^2P_{3/2}$ , расщепляется на 7 компонент, частоты расщепления равны  $\Omega=0; \pm S; \pm 2S; \pm 3S$ . Поведение амплитуд этих линий показывают, что они являются лорентцевскими функциями частоты. При определенных условиях (при концентрации атомов натрия  $N \sim 10^{14}$  атомов/см<sup>3</sup>) наблюдалась концентрация излучения вблизи частот расщепления. Как показано в [6], при определенных условиях на частотах биений между двумя сильными полями возможно периодическое изменение знака заселенности, т. е. получение инверсной заселенности. По всей видимости, усиление на частотах расщепления можно объяснить появлением осциллирующей отрицательной разности заселенностей под действием полихроматического поля. Этот факт можно использовать для создания усилителя-генератора на частотах Раби-резонансов. Следующая часть экспериментов проводилась при очень малой концентрации атомов натрия. Как хорошо известно, при обычной затухающей нутации максимум амплитуды первого нутационного пика определяется ненасыщенным коэффициентом поглощения. В случае незатухающей нутации поглощение, по-видимому, также определяется ненасыщенным коэффициентом поглощения. Этот факт, так же как и в случае затухающей нутации, может быть использован для определения малых поглощений или малых концентраций атомов. В проведенных экспериментах,



например, наблюдались измеримые сигналы поглощения на компонентах расщепления  $\pm S$  при комнатной температуре, что соответствует концентрации атомов натрия  $N=5 \cdot 10^5$  атомов/см<sup>3</sup>. Для иллюстрации приводим рис. 2. На рис. 2, *a* представлена интерферограмма, на рис. 2, *б* — спектр поглощения в парах натрия при комнатной температуре, на рис. 2, *в* — денситограмма спектра поглощения вблизи резонансной линии (589.0 нм) при комнатной температуре. Величина расщепления соответствует напряженности поля  $\varepsilon_0 \sim 10^6$  В/см<sup>2</sup>.

В заключение отметим еще одну характерную особенность незатухающей нутации. Известно, что для экспериментального наблюдения затухающей нутации необходимо, чтобы период нутации был меньше необратимых времен релаксации. В противном случае наличие экспоненциального затухания приводит к исчезновению сигнала раньше, чем произойдет хотя бы один период нутации. Для наблюдения же незатухающей нутации этого ограничения не существует. Необходима только достаточно большая амплитуда поля, чтобы вызвать расщепление уровней, т. е.  $d_{12}\varepsilon_0/\hbar > T_2^{-1}$ .

#### Литература

- [1] Алексеев А. В., Сушилов Н. В. — ЖЭТФ, 1985, т. 89, № 6, с. 1951—1956.
- [2] Зейликович И. С., Пулькин С. А., Гайда Л. С. — Опт. и спектр., 1984, т. 56, в. 3, с. 383—387.
- [3] Зельдович Я. Б. — УФН, 1973, т. 110, в. 1, с. 139—151.
- [4] Фрадкин Э. Е. — ЖЭТФ, 1983, т. 84, в. 5, с. 1654—1663.
- [5] Кочаровская О. А., Ханин Я. И., Цареградский В. Б. — ЖЭТФ, 1984, т. 86, в. 2, с. 423—433.
- [6] Апанасевич П. А. Основы теории взаимодействия излучения с веществом. Минск, 1977.
- [7] Бонч-Бруевич А. М., Варганян Т. А., Чигирь Н. А. — ЖЭТФ, 1979, т. 77, в. 5 (11), с. 1899—1909.
- [8] Зейликович И. С., Пулькин С. А. — Опт. и спектр., 1982, т. 56, в. 3, с. 588—589.

Поступило в Редакцию 13 января 1986 г.