

ОПТИЧЕСКАЯ НАКАЧКА И НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ В СПЕКТРОСКОПИИ D_2 -ЛИНИИ ЦЕЗИЯ

Ю.А.Быковский, В.Л.Величанский, В.К.Егоров
А.С.Зибров, В.А.Маслов

В данной работе для нелинейной спектроскопии внутри доплеровски уширенных линий впервые применен полупроводниковый лазер. В зависимости интенсивности фотолюминесценции $\Phi(\nu)$ паров Cs^{133} от частоты генерации возбуждающего лазера (ν) обнаружены провалы.

Частота генерации ПКГ перестраивалась за счет модуляции тока инжекции [1, 2]. Излучение лазера (1, рис. 1) формировалось в пучок с угловой апертурой $\phi = 4^\circ$, проходило через кювету (2) длиной 1,8 см с парами цезия ($T = 293^\circ\text{K}$, концентрация атомов $N = 2,8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$) и отражалось зеркалом (3). Сигнал люминесценции с ФЭУ (4) поступал на осциллограф. На осциллограммах рис. 2 показаны зависимости $\Phi(\nu)$: а) при перестройке частоты лазера в области линии поглощения $6S_{1/2}(F=4) \rightarrow 6P_{3/2}$ без отраженной волны; б) в присутствии отраженной волны; в) то же при большей интенсивности лазерного излучения. Время перестройки в пределах ширины линии (500 МГц) составляет 5 мсек. На длинноволновом крыле $\Phi(\nu)$ видны два провала.

В отсутствие нелинейных эффектов контур $\Phi(\nu)$ совпадает с контуром линии поглощения $6S_{1/2}(F=4) \rightarrow 6P_{3/2}(F=3, 4, 5)$ и определяется параметрами, приведенными на рис. 3. Рассмотрим механизмы, которые могут приводить к нелинейности люминесценции и образованию провалов.

1. В двухуровневой системе нелинейность возникает из-за перераспределения населенностей уровней. В эксперименте выполнялось условие $l\sigma\tau < 10^{-2}$ (τ – время жизни атома в возбужденном состоянии, l – плотность потока фотонов, σ – сечение поглощения). Поэтому отсутствует провал на частоте ν_3 , для которого данный механизм – единственный возможный.

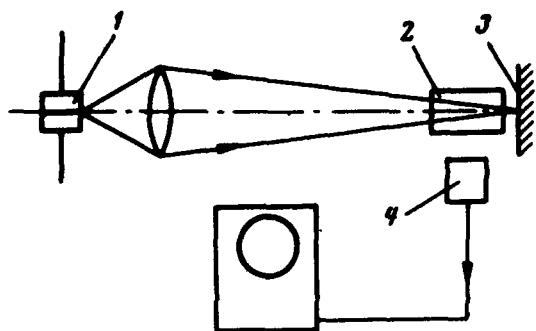


Рис. 1. Схема установки

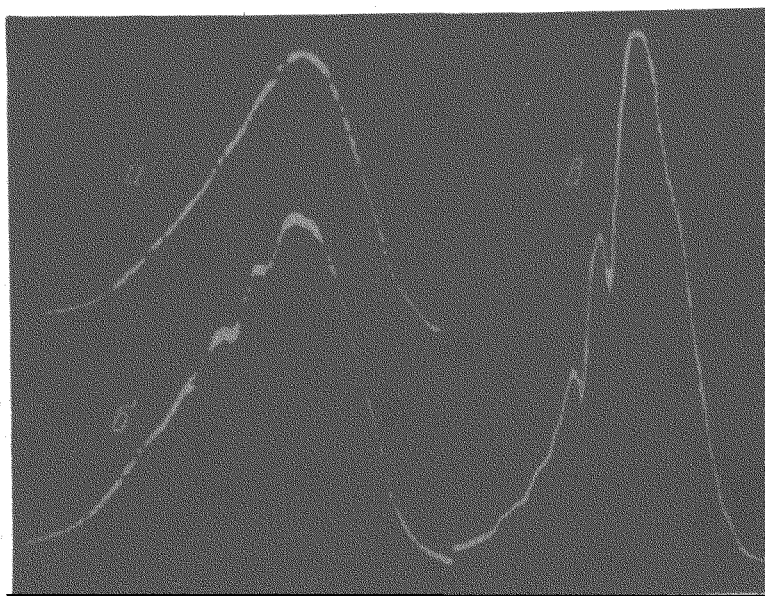


Рис. 2. Осциллограммы люминесценции паров Cs^{133} при перестройке частоты ПКГ в области линии $6S_{1/2}(F=4) \rightarrow 6P_{3/2}$

2. В парах щелочных металлов нелинейные эффекты могут возникать также из-за перераспределения населенностей подуровней основного состояния в результате оптической накачки (ОН). В системе атомов с энергетическим спектром рис. 3, *а* населенности подуровней основного состояния при данной частоте лазерного света изменяются из-за ОН лишь в группе атомов, имеющих определенную проекцию скорости V_x на направление распространения света. Распределение атомов по скоростям и подуровням основного состояния в присутствии двух встречных пучков лазерного излучения равной интенсивности показано на рис. 3, *б* (частота лазера не совпадает с центром линии). При прохождении частоты лазера через центр линии в контуре $\Phi(\nu)$ образуется провал с глубиной $\sim (1/r)[2p(l) - p(2l)]$, где p – населенность уровня $6P_{3/2}$. Нелинейность $p(l)$ приводит к образованию провала. Время релаксации населенностей n_3 и n_4 в нашем случае определялось временем пролета атомов через пучок лазерного света ($T \approx 10^{-5}$ сек). Таким образом,

плотность лазерного излучения, при которой наступает заметное просветление из-за ОН ($I = 1/\sigma T \approx 10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$) на три порядка меньше, чем плотность, необходимая для просветления двухуровневой системы.

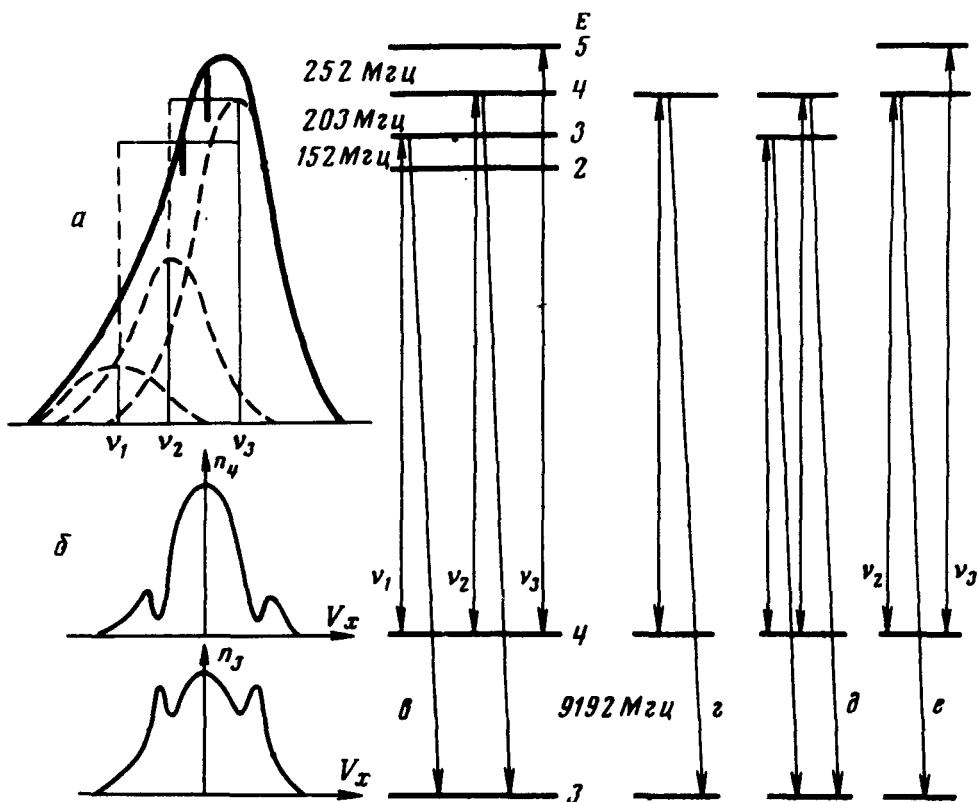


Рис. 3

3. Если возбужденное состояние имеет два уровня (рис. 3, б), расстояние между которыми меньше $\Delta\nu_D$, то возникает "перекрестный" провал [3] на частоте $(\nu_1 + \nu_2)/2$, в нашем случае обусловленный ОН.

При медленном изменении частоты генерации для атомов с определенной V_x устанавливается стационарный режим (это условие выполнялось в эксперименте) и предельное значение мощности люминесценции определяется притоком невозбужденных атомов в пучок света, т. е. величиной порядка n/T , где $n = (\Delta\nu_{\text{ест}}/\Delta\nu_D) 2\sqrt{\ln 2} \cdot N$ — концентрация атомов, эффективно взаимодействующих с монохроматическим излучением. Это означает, что при ОН интенсивность люминесценции, а следовательно, и глубины провалов в $\Phi(\nu)$ ограничены величиной, пропорциональной n/T .

4. Рассмотрим систему уровней рис. 2, е (один из оптических переходов запрещен). В этом случае в сильной линии люминесценции (ν_3) наблюдается перекрестный провал, и его относительная глубина может достигать значений, близких к единице. Действительно, если $|\nu - (\nu_2 - \nu_3)/2| > \Delta\nu_{\text{ест}}$, с излучением взаимодействуют четыре группы атомов. Две из

них, в которых отсутствует ОН ($V_x = \pm \frac{\nu - \nu_3}{\nu} c$), дают сильное спонтан-

ное излучение, пропорциональное $I_{\text{оп}}$. В двух других ($V_x = \pm (\nu - \nu_2) c / \nu$) верхние подуровни основного состояния опустошены, и их вклад в люминесценцию мал ($\sim n/T$). Со светом частоты $\nu = (\nu_2 + \nu_3)/2$ взаимодействуют только две группы атомов ($V_x = \pm (\nu_3 - \nu_2)c / (\nu_3 + \nu_2)$). В каждой из них из-за ОН атомы переведены в непоглощающее состояние, что и приводит к глубоким провалам в зависимости $\Phi(\nu)$.

Как видно из схемы уровней атомов цезия, в зависимости $\Phi(\nu)$ возможны два перекрестных провала на частотах $(\nu_1 + \nu_3)/2$ и $(\nu_2 + \nu_3)/2$, возникающих при совместном участии переходов с ОН и без нее. Именно эти провалы и наблюдались в эксперименте, что подтверждается их расположением на линии $\Phi(\nu)$. Отношение частотного интервала между провалами к ширине линии составляет 0,21 (рис. 2, б) и 0,25 (рис. 2, в). Расстояние между вершинами провалов равно $(\nu_2 + \nu_3)/2 - (\nu_1 + \nu_3)/2 = (\nu_2 - \nu_1)/2 \approx 100 \text{ МГц}$ и использовалось для определения частотного масштаба. Ширины линий $\Phi(\nu)$ рис. 2, б, в равны 480 и 400 МГц, соответственно. Уменьшение ширины линии, сопровождающее увеличение глубины провалов, объясняется просветлением паров цезия из-за ОН на частотах длинноволновых компонент.

Отличие наблюдаемой ширины провалов ($45 \pm 5 \text{ МГц}$) от естественной (5 МГц) обусловлено непараллельностью пучка ($\phi \Delta\nu_D = 25 \text{ МГц}$), большим поглощением в центре линии ($k_{\text{max}} \cdot l = 0,7$) и, возможно, шириной линии генерации лазера.

Сходная картина образования провалов должна наблюдаться в линии цезия $6S_{1/2} (F = 3) \rightarrow 6P_{3/2}$. Для D_1 -линии цезия возможны только провалы, описанные в пунктах 2 и 3. Нелинейные эффекты, связанные с ОН для D -линий рублидия, должны быть аналогичны эффектам, наблюдавшимся в цезии.

Описанные резонансы можно применять для изучения влияния малых давлений буферных газов на столкновительное уширение резонансных линий в области $\Delta\nu_{\text{ст}} < \Delta\nu_D$, перемешивание возбужденных состояний (переходы между подуровнями $6P_{3/2}$ повлияют на глубину провала), а также для стабилизации частоты лазеров.

В заключение выражаем благодарность В.И. Бородулину, Г.Т.Паку, А.И.Петрову, В.И.Швейкину за предоставление лазеров.

Московский
инженерно-физический институт

Поступила в редакцию
21 февраля 1974 г.
После переработки
17 апреля 1974 г.

Литература

- [1] Ю.А.Быковский, В.Л.Величанский, В.К.Егоров, А.Л.Иршинский, А.В.Маковкин, В.А.Маслов. Письма в ЖЭТФ, 17, 302, 1973.
- [2] Ю.А.Быковский, В.Л.Величанский, И.Г.Гончаров, В.А.Маслов. ЖЭТФ, 57, 1109, 1969.
- [3] T.W.Hänsch, I.S.Shahin, A.L.Shawlow. Phys. Rev. Lett., 27, 707, 1971.