

ОПТИЧЕСКАЯ НАКАЧКА ПАРОВ Cs^{133} ИЗЛУЧЕНИЕМ ИНЖЕКЦИОННОГО ЛАЗЕРА

Ю. А. Быковский, В. Л. Величанский, В. К. Егоров,
А. Л. Иршинский, А. В. Маковкин, В. А. Маслов

С помощью стабилизированного по частоте полупроводникового лазера получена инверсия между подуровнями основного состояния Cs^{133} .

В настоящей работе впервые получена инверсия населенностей состояния $6S_{1/2}(F=4)$ атомов Cs^{133} относительно состояния $6S_{1/2}(F=3)$ при воздействии на пары Cs излучением стабилизированного по частоте полупроводникового лазера. Установка, схема которой приведена на рис. 1, состоит из лазера накачки 1 с системой стабилизации 2, 3, 4 и зондирующего импульсного лазера 5 с системой регистрации его излучения 7. Оптические элементы 6 позволяют совмещать излучение накачки и зондирующее излучение на кювете 8 с Cs . В работе применялись инжекционные лазеры с односторонней гетероструктурой на основе арсенида галлия.

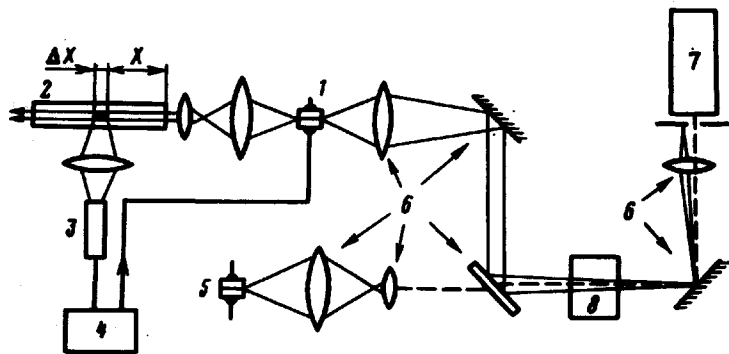


Рис. 1. Схема установки

Стабилизация частоты лазера накачки производилась по сигналу люминесценции (Л) атомов цезия, величина которого зависит от расстройки частоты падающего света относительно центра линии поглощения. Использование для стабилизации сигнала Л позволяет значительно уменьшить влияние спонтанного света и излучения в других модах лазера. Если мощность рабочей моды зависит от частоты, то для контура линии Л $\Phi(\nu)$ справедливо:

$$\Phi(\nu) \sim \Delta x k(\nu) \exp[-k(\nu)x],$$

где $k(\nu)$ – коэффициент поглощения, x – расстояние от входного окошка кюветы 2 (рис. 1) до области с продольным размером Δx , ($\Delta x \ll 1/k_{max}$) излучение из которой попадает на приемник. При $x = 0$ ширина линии $\Phi(\nu)$ равна ширине линии поглощения. С увеличением ширина линии Л возрастает, а при $x > 1/k_{max}$ на вершине

образуется провал. Частоты максимумов самообращенной линии определяются из условия $k(\nu) = 1/x$. Эти простые соотношения дают удобный метод определения $k(\nu)$ в абсолютных единицах. Нарис. 2 показаны осциллограммы Л паров Cs при линейном изменении частоты лазера [1], для $x = 0,5$ см (а) и $x = 8$ см (б). Для увеличения сигнала Л величина Δx была выбрана равной 2 см. Два пика на осциллограммах отвечают поглощению излучения лазера с подуровней основного состояния, а провалы на вершинах в случае (б) — описанному самообращению линии.

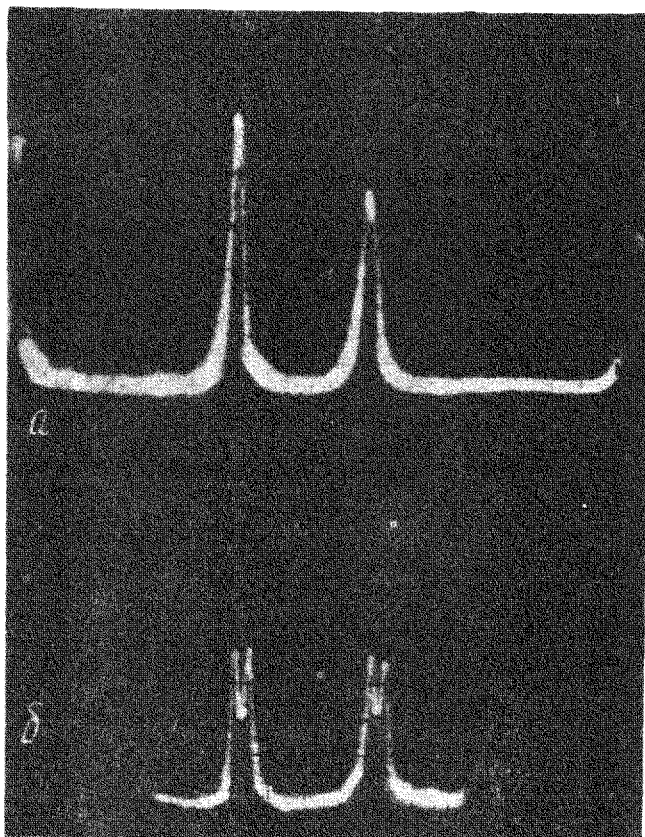


Рис. 2. Зависимость сигнала люминесценции от частоты излучения лазера при $\Delta x = 2$ см, $x = 0,5$ см (а), $x = 8$ см (б)

Методом, изложенным в работах [1], частота излучения лазера стабилизировалась по линии Л, возникающей при поглощении с подуровня $F = 3$ основного состояния (левый пик на рис. 2, а). Поскольку расстояние между вершинами сверхтонких компонент линии поглощения составляет $8,8$ Гц (с учетом структуры уровня $6P_{3/2}$ и доплеровского уширения), ширина линии по рис. 2, а равна 1 Гц. Эта величина почти в два раза превышает ширину линии поглощения [2], что связано с невыполнением условия $\Delta x \ll 1/k_{\max}$.

Ширина реперной линии и характеристики системы стабилизации позволяют оценить [1] стабильность частоты лазера: $\nu/\Delta\nu \geq 10^7$.

Излучение, выходящее с другой стороны стабилизированного лазера накачки, направлялось на кювету 8, содержащую пары цезия, и приводило к опустошению уровня с $F = 3$ в результате переходов $6S_{1/2}(F = 3) \rightarrow 6S_{1/2}(F = 4)$ через состояния $6P_{3/2}$. Для увеличения времени релаксации населенностей подуровней $6S_{1/2}$ в кювету вводился буферный газ неон (80 *морр*) [3]. Через накачиваемый объем пропусклось излучение импульсного лазера, частота которого уменьшается в течение импульса [4], перекрывая область D_2 линии поглощения. Частота следования импульсов 50 *тс*, длительность 10 *мксек*. Влияние зондирующего излучения на населенности атомов пренебрежимо мало. Излучение импульсного лазера, прошедшее через кювету 8, регистрировалось приемником ЗЛУ-Ф7 и осциллографом С1-31. На рис. 6 показаны сверхтонкие компоненты D_2 линии поглощения в присутствии

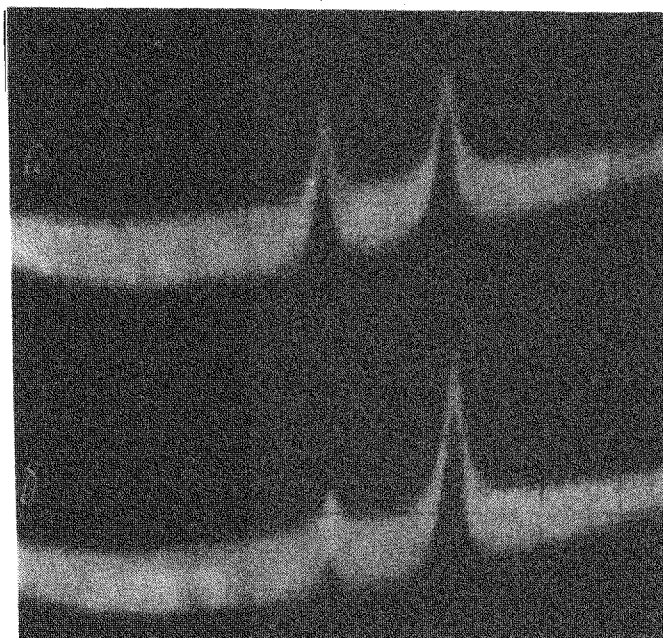


Рис. 3. Поглощение излучения импульсного лазера в парах цезия на D_2 линии в присутствии оптической накачки (б) и без нее (а)

накачки и без нее. Отношения величин соответствующих пиков с накачкой и без нее составляют

$$[1 - \exp(-7n_-\sigma\ell)] / [1 - \exp(-7n_0\sigma\ell)];$$

$$[1 - \exp(-9n_+\sigma\ell)] / [1 - \exp(-9n_0\sigma\ell)],$$

где $16n_0$ — концентрация атомов цезия равная при $t = 26^\circ\text{C}$ $5,3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ [5], $7n_-$, $9n_+$ — концентрация атомов соответственно в состояниях $F = 3$, $F = 4$ при включенной накачке, σ — сечение поглощения в присутствии буферного газа, ℓ — длина кюветы. Из экспе-

риментально полученных отношений по рис. 3 с учетом $7n_- + 9n_+ = 16n_0$ было найдено $n_- = 8,6 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$, $n_+ = 5,2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$, $\sigma = 1,4 \cdot 10^{-11} \text{ см}^2$

Большая величина разности относительных населенностей $(n_+ - n_-) / (n_+ + n_-) > 70\%$ показывает, что накачка излучением стабилизированного по частоте лазера значительно эффективнее обычных методов [6].

Мощность излучения в одной моде у существующих инжекционных лазеров достигает 10 мвт и заведомо достаточна для работы мазера на 0-0 переходе основного состояния атомов Cs^{133} с оптической накачкой.

Приведем ряд важных применений изложенных методов.

Использование полупроводниковых лазеров на основе тройных соединений позволит получить эффективную накачку для атомов всех щелочных металлов и некоторых других элементов.

Импульсное зондирование населенностей подуровней основного состояния может быть с успехом применено для исследования однородности и релаксации инверсии в резонаторе мазера.

Оптическая накачка может осуществляться при работе лазера на качки в импульсном режиме, для чего импульс тока через лазер должен заканчиваться после прохождения первой из сверхтонких компонент линии поглощения. Поскольку частота следования импульсов может быть сделана много больше $(\tau)^{-1}$, где τ — характерное время релаксации, такая накачка подобна непрерывной накачке с широким спектром.

Структура линии Л с боковыми максимумами, частоту которых можно изменять передвижением приемника вдоль кюветы или концентрацией, дает удобный способ перестройки частоты стабилизируемого лазера, что позволит детально исследовать эффект оптических сдвигов [7].

В заключение авторы выражают глубокую благодарность Г.Т.Паку и В.И.Бородулину за предоставление лазеров.

Московский
инженерно-физический институт

Поступила в редакцию
6 февраля 1973 г.

Литература

- [1] Ю.А.Быковский, В.Л. Величанский, И.Г.Гончаров, В.А.Маслов, ЖЭТФ, 57, 1109, 1969; ФТП, 4, 685, 1970.
- [2] S. Siahatgar, U. E. Hochuli. IEEE J. Quant. Electr., 5, 295, 1969.
- [3] F. Franz. Phys. Rev., 139 A, 603, 1965.
- [4] Ю.А.Быковский, В.Л. Величанский, И.Г.Гончаров, В.А.Маслов, В.В.Никитин. Оптика и спектроскопия, 30, 508, 1971.
- [5] Y. B. Taylor, L. Langmuir. Phys. Rev. 51, 753, 1937.
- [6] F. A. Franz. Appl. Phys. Lett., 16, 391, 1970.
- [7] M. Ardity, T. R. Carver. Phys. Rev., 124, 800, 1961.