

Как видно из (9), варьируя  $\tau$  при других известных параметрах из зависимости  $I(\tau)$ , можно определить параметр  $C$ , а следовательно, и константы сверхтонкого взаимодействия. Оценки показывают, что описанная выше модуляционная зависимость  $I(\tau)$  должна иметь место при наблюдении светового эха в рубине на переходе  ${}^4A_2 \leftrightarrow {}^2E(E)$  и в других средах, например, в газе  $SF_6$ .

Авторы признательны В. Р. Нагибарову и Е. П. Хаймовичу, а также участникам семинара, руководимого У. Х. Копвиллемом, за интерес к работе и ценные замечания.

#### Литература

- [1] У. Х. Копвиллем, В. Р. Нагибаров. ФММ, 15, 313, 1963.
- [2] I. D. Abella, N. A. Kurnit, S. R. Hartmann. Phys. Rev. Lett., 13, 567, 1967; Phys. Rev., 141, 391, 1966.
- [3] В. В. Самарцев, В. Р. Нагибаров. ФТТ, 3669, 1969; Укр. физ. ж., 15, 1198, 1970.
- [4] A. Compaan, L. Q. Lambert, I. D. Abella. Phys. Lett., 30A, 153, 1969.
- [5] V. R. Nagibarov, N. K. Solovarov. Phys. Stat. Sol., 37, 889, 1970.
- [6] С. М. Захаров, Э. А. Манькин. ЖЭТФ, 60, 1867, 1971.
- [7] D. Grischkowsky, S. R. Hartmann. Phys. Rev., 2B, 60, 1970.
- [8] L. G. Gowan, E. L. Hahn, W. B. Mims. Phys. Rev., 137, 61, 1965.
- [9] C. K. N. Patel, R. E. Slusher. Phys. Rev. Lett., 20, 1087, 1968.
- [10] R. G. Brewer, R. L. Shoemaker. Phys. Rev. Lett., 327, 631, 1974.
- [11] B. Bölger, J. C. Diels. Phys. Lett., 28A, 401, 1968.

Поступило в Редакцию 6 мая 1972 г.

УДК 539.184.2

### ДВОЙНОЙ РЕЗОНАНС В СОСТОЯНИИ $5d[7/2]_4$ ИЗОТОПА $Xe^{136}$

Е. Б. Александров и В. Н. Кулясов

Как известно [1], исследования атомных состояний методом двойного радиооптического резонанса требуют неодинакового заселения магнитных подуровней. Наиболее эффективно эта задача решается при оптическом возбуждении атомов из основного состояния. Мы применили оптическое возбуждение для выстраивания возбужденного состояния  $5d[7/2]_4$  изотопа  $Xe^{136}$ , заселяемого в разряде и не связанного прямо с основным. Это оказалось возможным благодаря наличию достаточно мощного источника

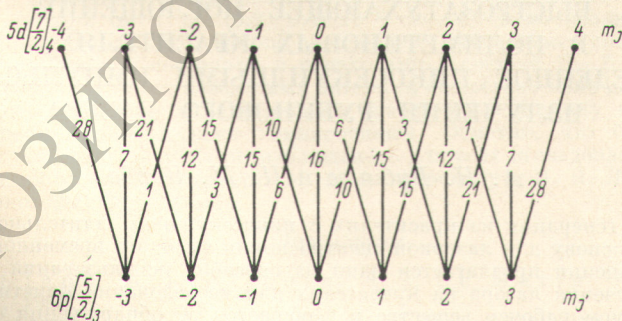


Рис. 1. Структура магнитных подуровней и относительные вероятности компонент перехода  $5d[7/2]_4 \rightarrow 6p[5/2]_3$ .

излучения на длине волны 5.57 мкм (переход  $5d[7/2]_4 \rightarrow 6p[5/2]_3$ ), каковым является газовый разряд в ксеноне при низких давлениях [2]. При подходящих условиях разряд в тонких трубках обнаруживает значительную инверсию населенностей на указанном переходе. Соответствующий коэффициент усиления обнаруживает резкую зависимость от интенсивности резонансного излучения уже при мощности порядка нескольких микроватт, что и указывает на возможность установления различия в населенностях магнитных подуровней исходного состояния при правильном выборе поляризации света.

Схема магнитных подуровней состояния  $5d [^7/2]_4$  с указанием относительных вероятностей переходов приведена на рис. 1. При индуцировании  $\pi$ -переходов уменьшается заселенность подуровней с магнитными числами  $m_3$  от  $-3$  до  $+3$ , а населенности крайних уровней остаются прежними. Дополнительное замешивание магнитных подуровней с помощью резонансного переменного магнитного поля приводит к уменьшению населенностей крайних подуровней состояния  $5d [^7/2]_4$ , что может быть обнаружено, например, по уменьшению коэффициента усиления излучения с  $\pm \sigma$  поляризацией, поскольку вероятности  $\pm \sigma$ -переходов с этих крайних подуровней максимальны.

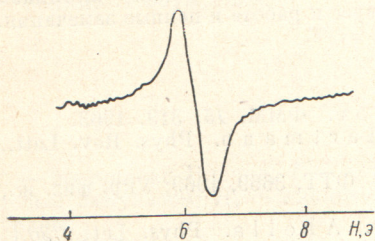


Рис. 2. Сигнал двойного резонанса, частота (РЧ) поля 10.5 Мгц.

В эксперименте исследуемым объемом служила трубка (длина 60 см, внутренний диаметр — 5 мм), в которой возбуждался разряд постоянного тока в парах  $\text{Xe}^{136}$  при  $T=77^\circ \text{K}$ . Ближайшая к приемнику часть трубки длиной 20 см помещалась в поперечное магнитное поле, расщеплявшее магнитные подуровни, кроме того, к этому участку трубки прикладывалось аксиальное высокочастотное магнитное поле варьруемой амплитуды. Трубка просвечивалась резонансным излучением 5.57 мкм от внешнего источника (аналогичной более длинной трубки) с электрическим вектором, параллельным магнитному полю. ИК приемник ( $\text{InSb}$ ) регистрировал лишь усиленные  $\pm \sigma$ -компоненты спонтанного излучения дальнего от приемника участка исследуемой трубки, так как анализатор, стоящий на выходе исследуемой трубки, был скрещен с входным поляризатором. Магнитный резонанс в возбужденном состоянии записывался обычным образом: при варьировании и малом сканировании магнитного поля с применением техники синхронного детектирования. Пример подобной записи представлен на рис. 2. Оцененные по результатам эксперимента гиромангнитное отношение и ширина состояния  $5d [^7/2]_4$  согласуются с данными, полученными ранее путем анализа спектра флуктуации интенсивности проходящего излучения [3].

#### Литература

- [1] G. W. Seris. Reports on Progress in Physics., 22, 280, 1959.
- [2] Е. Б. Александров, В. Н. Кулясов, А. Б. Мамырин. Опт. и спектр., 31, 315, 1971.
- [3] Е. Б. Александров, О. В. Константинов, В. Н. Кулясов, А. Б. Мамырин, В. И. Перель. ЖЭТФ, 61, 2259, 1971.

Поступило в Редакцию 16 мая 1972 г.

УДК 535.34+621.373 : 535

## БЫСТРОЗАТУХАЮЩЕЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В ПОЛИМЕТИНОВЫХ КРАСИТЕЛЯХ, НАВЕДЕННОЕ ПИКОСЕКУНДНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ ИЗЛУЧЕНИЯ РУБИНОВОГО ЛАЗЕРА

А. Н. Рубинов и И. М. Корда

Получение генерации на красителях с пикосекундной длительностью импульсов [1] создает основу для лазерной спектроскопии высокого временного разрешения. В данном сообщении предлагается один из способов использования сверхкоротких импульсов излучения лазера на красителях для исследования кинетики скоростных процессов в самом рабочем веществе и сообщается об обнаружении с его помощью быстрозатухающего наведенного поглощения в полиметиновых красителях.

Идея опыта состоит в следующем. Пусть на кювету с красителем, помещенную в резонатор с базой  $L_R$ , падает цуг пикосекундных импульсов накачки с периодом следования  $T_p = 4L_R/c$  (где  $c$  — скорость света). В этом случае краситель, очевидно, должен генерировать последовательность импульсов с периодом  $T_R = 2L_R/c$ , определяемым временем двойного прохода базы резонатора  $L_R$ , т. е. вдвое меньшим по сравнению с  $T_p$  [1, 2]. Каждый нечетный импульс в такой последовательности проходит через раствор вместе с импульсом накачки, т. е. по усиливающей среде. Четный же импульс выходит из резонатора в промежутке между импульсами накачки, причем за этот промежуток времени он дважды проходит через кювету с раствором. Следовательно, четные импульсы как бы зондируют среду в период времени между импульсами накачки. Отношение интенсивности четного импульса к интенсивности предшествующего не-