

УДК 535.343.4

## ЛАЗЕРНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ РАЗРЕЖЕННЫХ ПАРОВ ЦЕЗИЯ В СЛАБОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

А. В. ПАПОЯН, Г. С. САРКИСЯН, Д. Г. САРКИСЯН

Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 8 апреля 1998 г.)

Экспериментально исследовано поглощение непрерывного, линейно поляризованного лазерного излучения в разреженных парах цезия (плотность атомов  $\sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$ ) на сверхтонкой структуре резонансной линии  $D_2$ . Выявлена существенная зависимость коэффициента поглощения от величины индукции внешнего магнитного поля ( $\sim 10^{-2}$  Гс и выше) при интенсивности лазерного излучения свыше  $1 \text{ мВт/см}^2$ . Обсуждается возможная связь наблюдаемого эффекта с явлением когерентного пленения населенностей.

### Введение

Появление перестраиваемых лазеров с малой спектральной шириной линии излучения ( $< 50 \text{ МГц}$ ) способствовало активному развитию лазерной спектроскопии разреженных атомарных газов (паров) и атомных пучков, позволяя исследовать процессы, связывающие уровни сверхтонкой структуры атомов. В числе других новых импульс получили магнито-оптические и поляризационные исследования, в которых существенную роль играет структура магнитных подуровней задействованных переходов.

Мощным инструментом исследований в этой области является лазерная спектроскопия газовой среды, помещенной между скрещенными поляризаторами (т.н. «рассеяние вперед»). Указанный метод обеспечивает высокую чувствительность к отклонениям от линейного отклика среды. Многочисленные работы в этом направлении выявили наличие таких взаимосвязанных процессов, как наведение мультипольных моментов высших порядков и ориентации возбужденных уровней, стимулированное пересечение уровней, магнитный циркулярный дихроизм и двулучепреломление (эффект Фарадея) и т.д. [1-5].

Другим направлением магнито-оптической спектроскопии является исследование резонансной флюоресценции и поглощения излучения в газовой среде или атомных пучках. В последние годы наблюдается заметный интерес к когерентным процессам в многоуровневых системах, где одновременное приложение двух полей излучения может вызвать образование когерентных суперпозиционных состояний, приводящих к нулевому поглощению на оптических переходах («темные

резонансы»). Это явление, прямо или косвенно связанное с эффектом Ханле, получило название «когерентное пленение населенностей» (см. обзорную работу [6] и ссылки в ней). В газовой среде (пары щелочных металлов) темные резонансы наблюдались лишь при двухчастотном лазерном возбуждении [7-10]. Когерентное пленение населенностей при одночастотном возбуждении получено в атомном пучке Na [11].

В настоящей работе нами исследовалось влияние слабого магнитного поля на резонансное поглощение излучения разреженными парами Cs на переходе  $D_2$  с целью выявления возможности реализации когерентного пленения населенностей при одночастотном возбуждении паров линейно поляризованным лазерным излучением.

### Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки представлена на рис.1. Непрерывное излучение лазерного диода Hitachi HLP 1400 направлялось параллельным пучком (без фокусировки) в стеклянную кювету длиной 1,65 см с боковым отростком, содержащим цезий. В типичных условиях эксперимента кювета находилась при температуре  $28^\circ\text{C}$ , что соответствует, согласно [12], давлению паров  $p = 2,82 \cdot 10^{-6}$  Торр или плотности атомов  $N = 8,93 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ . Прошедшее сквозь пары излучение регистрировалось фотодиодом ФД24К. Второй аналогичный фотодиод, установленный перпендикулярно направлению лазерного излучения, детектировал сигнал резонансной флуоресценции паров. Сигналы фотодиодов усиливались операционными усилителями и либо наблюдались одновременно на двухлучевом осциллографе С1-74, либо записывались графопостроителем Н306.

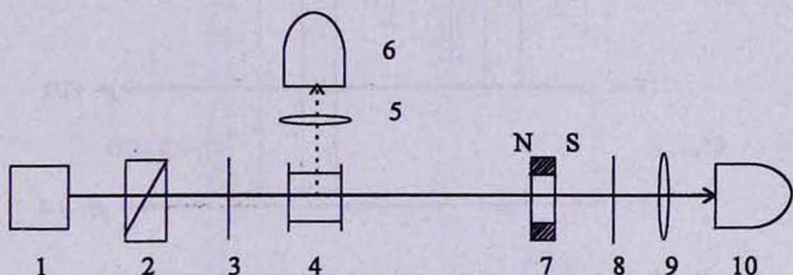


Рис.1. Схема оптической части экспериментальной установки. 1 – лазерный диод; 2 – призма Глана-Томсона; 3,8 – светофильтры-аттенюаторы; 4 – кювета с парами цезия; 5,9 – линзы; 6,10 – фотодиоды с операционными усилителями; 7 – кольцевой постоянный магнит.

Для получения спектров поглощения (пропускания) и флуоресценции частота лазерного излучения линейно сканировалась в спектральной области  $21,7 \text{ ГГц}$  ( $0,72 \text{ см}^{-1}$ ) вокруг  $D_2$ -линии атомов Cs ( $852,3 \text{ нм}$ ) посредством модуляции тока инжекции. При наблюдении спектра на осциллографе применялась пилообразная модуляция с частотой  $75 \text{ Гц}$ ; при записи спектра на графопостроителе осуществлялось еди-

ничное сканирование длительностью 10 с. В условиях нашего эксперимента мощность лазерного излучения составляла около 4 мВт при диаметре пучка 3,5 мм, так что максимальная интенсивность излучения на входе в кювету (без ослабления фильтрами) достигала 40 мВт/см<sup>2</sup>. Спектральная ширина лазерного излучения составляла 20 МГц ( $6,7 \cdot 10^{-4}$  см<sup>-1</sup>). Для увеличения степени линейной поляризации лазерного излучения использовалась призма Глана-Томсона.

Продольное магнитное поле в кювете обеспечивалось кольцевым постоянным магнитом, ось которого совмещалась с направлением излучения. Имелась возможность варьировать индукцию магнитного поля в парах от  $9 \cdot 10^{-3}$  до 30 Гс, перемещая магнит по направляющей на расстояние от 100 до 6 см от кюветы. Зависимость индукции магнитного поля от расстояния в диапазоне 1 – 30 Гс была проградуирована с использованием измерителя Ш1-8. Отметим, что фоновое лабораторное магнитное поле в настоящем эксперименте не компенсировалось.

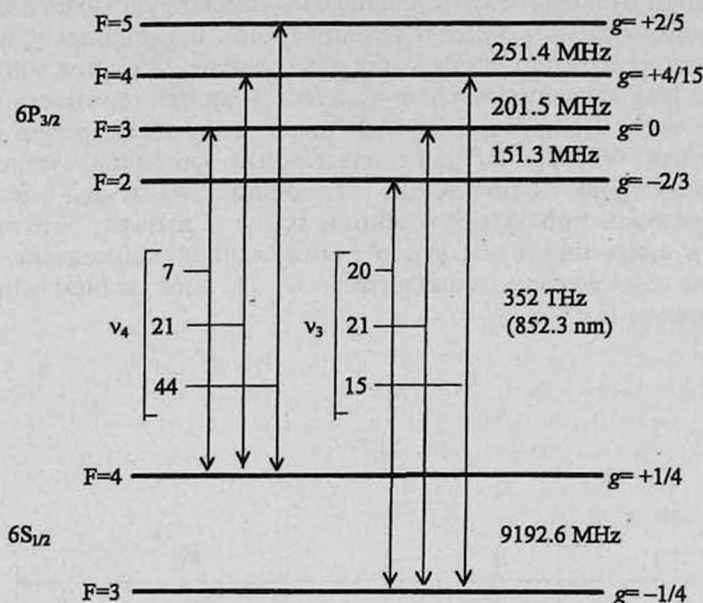


Рис.2. Схема сверхтонкой структуры D<sub>2</sub>-линии атома цезия. Справа указаны факторы Ланде ( $g$ ) для сверхтонких подуровней. Числа рядом с каждым переходом указывают его относительную вероятность.

На рис.2 приведена схема уровней атома цезия, задействованных в эксперименте. Так как сверхтонкое расщепление уровня  $6P_{3/2}$  меньше доплеровского уширения ( $\sim 380$  МГц), регистрировались только две спектрально разрешенные линии:  $6S_{1/2}(F=3) \rightarrow 6P_{3/2}(F=2,3,4)$  ( $\nu_3$ ) и  $6S_{1/2}(F=4) \rightarrow 6P_{3/2}(F=3,4,5)$  ( $\nu_4$ ). Частотное расстояние между этими линиями составляло 9,2 ГГц, что обусловлено сверхтонким расщеплением основного уровня  $6S_{1/2}$  ( $F = 3, 4$ ).

## Результаты и обсуждение

Когда лазерное излучение на входе в кювету с цезием ослабляется фильтром 3 (рис.1) до  $I_0 \leq 1$  мВт/см<sup>2</sup>, при  $N = 8,93 \cdot 10^{10}$  см<sup>-3</sup> наблюдается 29,9 % пропускания на переходе  $\nu_3$  и 20,0 % – на переходе  $\nu_4$ . Это соответствует коэффициенту поглощения  $\alpha = 0,732$  см<sup>-1</sup> и  $0,975$  см<sup>-1</sup> соответственно (последний определяется как

$$\alpha = -\frac{1}{l} \ln \frac{I}{I_0},$$

где  $I$  – интенсивность прошедшего излучения,  $l$  – длина взаимодействия). Заметим, что отношение этих коэффициентов с точностью 3,5 % совпадает с отношением вероятностей переходов  $\nu_3$  и  $\nu_4$  (7:9). При указанных значениях  $I_0$  приложение внешнего магнитного поля не влияет на величину поглощения. При увеличении интенсивности лазерного излучения до 40 мВт/см<sup>2</sup> в отсутствие внешнего магнитного поля пропускание возрастает до 84,9 % на переходе  $\nu_3$  и 52,4 % на  $\nu_4$  ( $\alpha = 0,099$  см<sup>-1</sup> и  $0,392$  см<sup>-1</sup>).

Спектры пропускания паров в случаях слабого и сильного лазерного поля приведены на рис.3. Следует отметить, что из-за зависимости мощности излучения лазерного диода от длины волны величина  $I_0$  в положении  $\nu_3$  была в 1,122 раза меньше, чем в положении  $\nu_4$ . Эта особенность, ясно заметная на рис.3, учтена в расчетах.

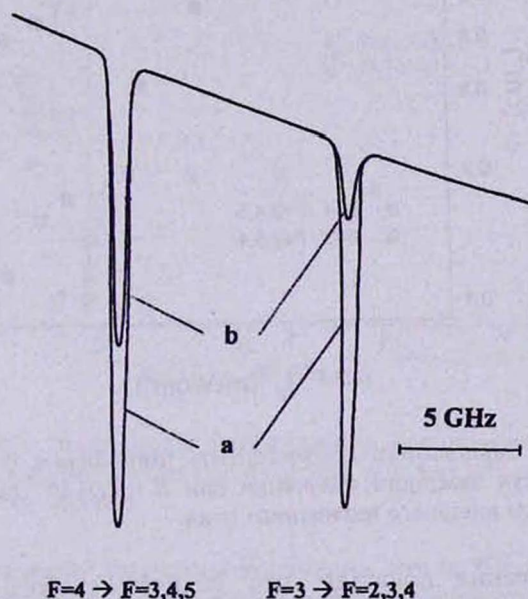


Рис.3. Спектры пропускания при  $I_0 = 0,04$  мВт/см<sup>2</sup> (а) и 40 мВт/см<sup>2</sup> (б) в отсутствие внешнего магнитного поля;  $N = 8,93 \cdot 10^{10}$  см<sup>-3</sup>. В случае (а) фильтр-ослабитель находился в положении 3 (см. рис.1); в случае (б) тот же фильтр – в положении 8. Горизонтальная линия указывает уровень нулевого пропускания.

Зависимости коэффициента поглощения  $\alpha$  на переходах  $\nu_3$  и  $\nu_4$  от интенсивности лазерного излучения в нулевом магнитном поле показаны на рис.4. Как видно из этого рисунка, при  $I_0 > 1$  мВт/см<sup>2</sup> наблюдается уменьшение поглощения на обоих переходах. Это уменьшение может быть качественно объяснено насыщением поглощения интенсивного излучения. Насыщающая интенсивность (интенсивность, при которой вероятности вынужденного и спонтанного переходов равны друг другу) определяется выражением

$$I_s = \frac{2\pi\hbar\nu_{3,4}^3\Gamma}{c^2},$$

где  $\Gamma$  – однородное уширение спектральной линии [13]. Для D<sub>2</sub>-линии атомов цезия  $I_s \approx 1,1$  мВт/см<sup>2</sup>, что согласуется с экспериментальными зависимостями на рис.4. Однако наблюдаемый спад поглощения на переходе  $\nu_3$  происходит резче, чем на  $\nu_4$ , что, как показывают количественные оценки, не может быть объяснено только механизмом насыщения.

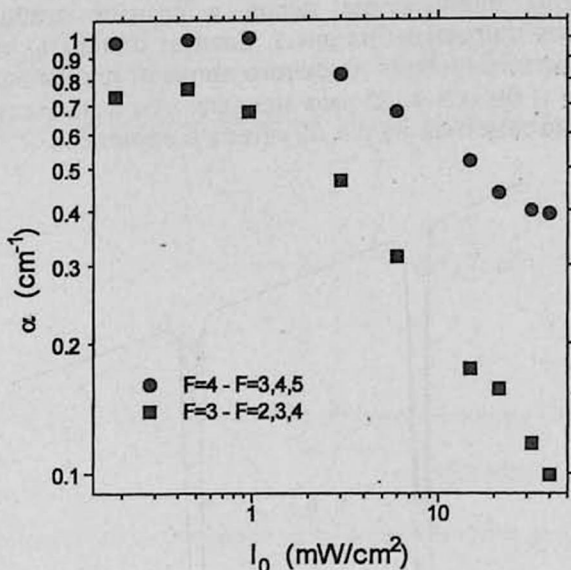


Рис.4. Зависимость коэффициента поглощения от интенсивности лазерного излучения при  $N = 8,93 \cdot 10^{10}$  см<sup>-3</sup> в отсутствие внешнего магнитного поля.

Исследования показали, что наличие слабого внешнего магнитного поля существенно влияет на величину поглощения при  $I_0 > 1$  мВт/см<sup>2</sup>. На рис.5 представлена зависимость коэффициента поглощения от индукции продольного магнитного поля  $B$  при  $I_0 = 40$  мВт/см<sup>2</sup>. Как видно из этого рисунка, величина  $\alpha$  на переходе  $\nu_3$  увеличивается в  $\approx 1,5$  раза при увеличении  $B$  от 0 до 1 Гс. Зависимость величины  $\alpha$  от  $B$  на переходе  $\nu_4$  выражена намного слабее.

Количественные измерения выявили полную корреляцию поглощения и флюоресценции: во всем диапазоне изменения параметров

эксперимента спектры флюоресценции были идентичны спектрам поглощения.

При повышении плотности паров выше  $10^{11} \text{ см}^{-3}$  в условиях настоящего эксперимента реализуется оптически толстый слой (полное поглощение резонансного излучения, по крайней мере, на переходе  $\nu_4$ ), что усложняет интерпретацию полученных результатов. Поэтому зависимость регистрируемых сигналов от плотности паров исследована лишь качественно. Эксперимент показал, что чувствительность спектров поглощения к магнитному полю сохраняется до  $N \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , т.е. до тех пор, когда собственное резонансное столкновительное уширение

$$\gamma_{\text{self}} = \frac{e^2 f N}{\sqrt{2} m \nu_0}$$

(где  $e$  и  $m$  – заряд и масса электрона,  $f$  и  $\nu_0$  – сила осциллятора и частота перехода  $D_2$ ), становится сравнимым с радиационной шириной  $\gamma \approx 6$  МГц. Напомним, что эксперимент проводился в «чистых» парах – без буферного газа.

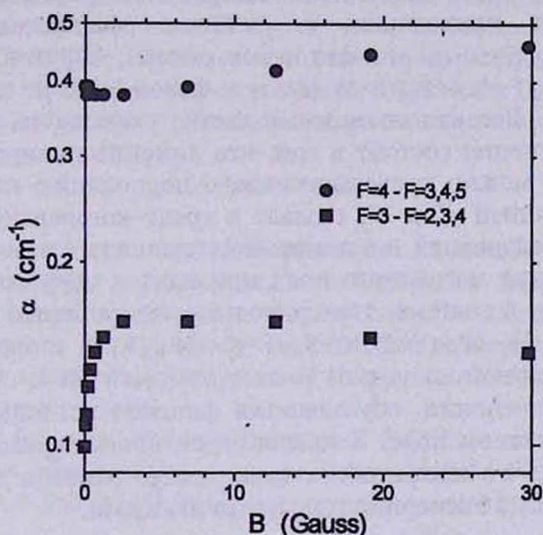


Рис.5. Зависимость коэффициента поглощения от индукции магнитного поля при  $N = 8,93 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ .  $I_0 = 40 \text{ мВт/см}^2$ .

Интенсивность лазерного излучения могла быть увеличена посредством фокусировки или сужения пучка телескопом. Однако в этом случае наряду с интенсивностью изменялось бы и время взаимодействия атомов с излучением. Пролетное время атомов сквозь пучок в эксперименте было неизменным и составляло  $1,5 \cdot 10^{-5} \text{ с}$ .

Заметим, что при линейном сканировании частоты лазерного излучения фотодиод регистрирует спектр возбуждения, который идентичен спектру пропускания (или флюоресценции) лишь в случае линейного отклика среды. Детальный спектральный анализ выходящего из

кюветы излучения нами не проводился. Однако измерения, проведенные с использованием калиброванных светофильтров, позволили выяснить, что частота выходящего излучения полностью локализована в области  $D_2$ -линии. К возможному перераспределению частоты в пределах  $D_2$ -линии могут привести комбинационное рассеяние или оптическая накачка с переводом населенности с одного сверхтонкого подуровня основного состояния  $6S_{1/2}$  на другой. Однако указанные процессы не могут иметь высокую эффективность при данных параметрах эксперимента.

Тот факт, что небольшие изменения напряженности магнитного поля, приводящие к энергетическому расщеплению уровней порядка 0,01 МГц, вызывают столь существенное изменение амплитуды сигналов, позволяет предположить, что решающую роль здесь играют интерференционные процессы, связывающие магнитные подуровни основного и возбужденного состояний. Зависимости, представленные на рис.4 и 5, можно качественно объяснить, допуская, что в эксперименте реализуется когерентное пленение населенностей при  $I_0 > 1$  мВт/см<sup>2</sup> и нулевом магнитном поле. Действительно, в конфигурации  $D_2$ -линии возможны 6 схем пленения, когерентно связывающих магнитные подуровни и приводящих к «темным резонансам» на переходах  $6S_{1/2}(F=3) \rightarrow 6P_{3/2}(F=2)$  (6- и 4-фотонные схемы);  $6S_{1/2}(F=3) \rightarrow 6P_{3/2}(F=3)$  (6-фотонная);  $6S_{1/2}(F=4) \rightarrow 6P_{3/2}(F=3)$  (8- и 6-фотонные) и  $6S_{1/2}(F=4) \rightarrow 6P_{3/2}(F=4)$  (8-фотонная). Все эти возможные схемы указаны на рис.6. Суть когерентного пленения состоит в том, что линейно поляризованное излучение, которое можно представить как суперпозицию излучений с круговой поляризацией  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$ , создает в среде когерентную суперпозицию магнитных подуровней, не взаимодействующую с лазерным излучением [6]. Приложение магнитного поля приводит к нарушению симметрии и когерентности в системе, что приводит к поглощению излучения. Переходы  $6S_{1/2}(F=3) \rightarrow 6P_{3/2}(F=4)$  и  $6S_{1/2}(F=4) \rightarrow 6P_{3/2}(F=5)$ , имеющие вероятности 26 % от суммарной на  $\nu_3$  и 61 % от суммарной на  $\nu_4$  соответственно, не участвуют в пленении, обуславливая фоновое поглощение на  $\nu_3$  и  $\nu_4$  в нулевом магнитном поле. Большая вероятность перехода  $F=4 \rightarrow F=5$  приводит к тому, что пленение на  $\nu_4$  выражено заметно слабее, чем на  $\nu_3$ , что согласуется с экспериментальными данными.

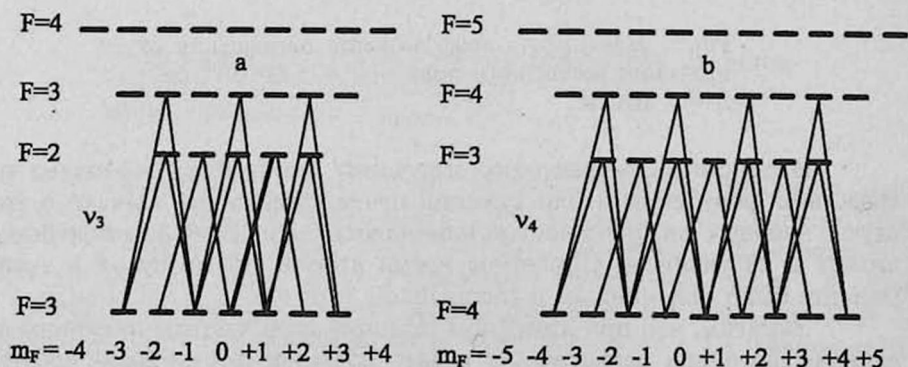


Рис.6. Возможные схемы реализации когерентного пленения населенностей на переходах  $6S_{1/2}(F=3) \rightarrow 6P_{3/2}(F=2,3,4)$  (а) и  $6S_{1/2}(F=4) \rightarrow 6P_{3/2}(F=3,4,5)$  (б).

В пользу механизма когерентного пленения населенностей говорит также то, что при возбуждении среды излучением с круговой поляризацией магнитная зависимость поглощения (флюоресценции) не наблюдалась. Отсутствие магнитной зависимости при высоких плотностях паров (см. выше) также объясняется в рамках этого механизма: атомные столкновения, вносящие вклад в однородное уширение спектральных линий при  $N > 10^{12} \text{ см}^{-3}$ , сбивают когерентную связь, нарушая условия пленения.

Наличие доплеровского уширения спектральных линий в парах приводит к тому, что условия пленения на каждом переходе (см. рис.6) при данной частоте лазерного излучения в пределах доплеровского контура имеют место для определенной группы атомов по скоростям. То, что когерентное пленение проявляется после усреднения по доплеровскому профилю, не является очевидным результатом. Насколько нам известно из литературы, до сих пор не было работ по когерентному пленению населенностей в парах при одночастотном возбуждении.

Результаты, представленные в настоящей работе, надо рассматривать как предварительные. Предполагается проведение более детальных исследований, в частности, с надлежащей компенсацией остаточного лабораторного магнитного поля. Теоретическая интерпретация результатов усложняется большим количеством задействованных уровней и переходов, а также наличием доплеровского уширения. Однако она может быть осуществлена с использованием численных методов расчета.

### Заключение

Впервые экспериментально выявлена зависимость резонансного поглощения линейно поляризованного лазерного излучения в разреженных парах цезия от внешнего магнитного поля. Полученные результаты качественно объясняются механизмом когерентного пленения населенностей магнитных подуровней сверхтонкой структуры  $D_2$ -линии в нулевом магнитном поле.

Авторы благодарят Ю.П.Малакьяна, Р.Г.Унаняна и М.Е.Мовсесяна за полезные обсуждения, а также Laboratoire de Physique des Lasers, Université Paris-Nord (Франция) за техническое содействие в реализации эксперимента.

### ЛИТЕРАТУРА

1. W.Gawlik, J.Kowalski, R.Neumann, F.Trager. Opt. Commun., 12, 400 (1974).
2. S.Giraud-Cotton, V.P.Kaftandjian, L.Klein. Phys. Rev. A, 32, 2223 (1985).
3. B.Stahlberg, P.Jungner, T.Fellman, A.Lindberg. Appl. Phys. B, 50, 547 (1990).
4. A.Weis, J.Wurster, S.I.Kanorsky. J. Opt. Soc. Am. B, 10, 716 (1993).
5. Н.Г.Лукомский, В.А.Полищук, М.П.Чайка, Е.А.Алиппева. Опт. и спектр., 83, 420 (1997).
6. E.Arimondo. Progr. Opt., 35, 257 (1996).
7. A.M.Akulshin, A.A.Celikov, V.L.Velichansky. Opt. Commun., 84, 139 (1991).
8. O.Schmidt, R.Wynands, Z.Hussein, D.Meschede. Phys. Rev. A, 53, R27 (1996).
9. R.Holler, F.Renzoni, L.Windholz. J. Opt. Soc. Am. B, 14, 2221 (1997).
10. S.Brandt, A.Nagel, R.Wynands, D.Meschede. Phys. Rev. A, 56, R1063 (1997).
11. F.Renzoni, W.Maichen, L.Windholz, E.Arimondo. Phys. Rev. A, 55, 3710 (1997).

# ՑԵԶԻՈՒՄԻ ՆՈՍՐ ԳՈԼՈՐՇԻՆԵՐԻ ԼԱԶԵՐԱՅԻՆ ՍՊԵԿՏՐԱՍԿՈՊԻԱՆ ԹՈՒՅԼ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏՈՒՄ

Ա. Վ. ՊԱՊՅԱՆ, Գ. Ս. ՍԱՐԳՍՅԱՆ, Դ. Հ. ՍԱՐԳՍՅԱՆ

Էքսպերիմենտալ հետազոտվել է ցեզիումի նոսր գոլորշիներում (ատոմների խտությունը  $\sim 10^{11}$  սմ<sup>-3</sup>) գծային բևեռացած ամրնդիատ լազերային ճառագայթման կլանումը  $D_2$  ռեզոնանսային գծի գերնորթ կառուցվածքի վրա: Ի հայտ է բերվել կլանման գործակցի էական կախումը արտաքին մագնիսական դաշտի մեծությունից ( $\sim 10^2$  Գաուս և բարձր) լազերային ճառագայթման 1 մՎտ/սմ<sup>2</sup>-ից բարձր ինտենսիվության դեպքում: Զննարկվում է դիտվող էֆեկտի հնարավոր կապը բնակվածությունների կոհերենտ գերման երևույթի հետ:

## LASER SPECTROSCOPY OF DILUTE CESIUM VAPOR IN A WEAK MAGNETIC FIELD

A. V. PAPOYAN, G. S. SARKISYAN, D. H. SARKISYAN

An absorption of a linearly-polarized cw laser radiation in dilute cesium vapor (density of atoms  $\sim 10^{11}$  cm<sup>-3</sup>) on the hyperfine structure of  $D_2$  resonance line has been studied experimentally. An essential dependence of the absorption coefficient on magnitude of external magnetic field (above  $\sim 10^2$  Gs) was revealed at the laser radiation intensity over 1 mW/cm<sup>2</sup>. A possible relation of observed effect to the coherent population trapping phenomenon is discussed.