

РЕЛАКСАЦИЯ СВЕТОИНДУЦИРОВАННОГО НАМАГНИЧИВАНИЯ ПАРОВ РУБИДИЯ

Р.Е. МОВСЕСЯН, А.М. ХАНБЕКЯН

Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 20 августа 1994 г.)

Исследована релаксация намагниченности, индуцированной лазерным излучением в парах рубидия. Показано, что для давления паров 0,41 мм рт.ст. время релаксации намагниченности достигает ~3000 мксек.

1. Изменение макроскопического магнитного момента газообразной среды при взаимодействии лазерного излучения с парами щелочных металлов наблюдалось в работах [1,2]. Изменение магнитного момента среды регистрировалось по наведению ЭДС в приемной катушке, расположенной соосно с исследуемой средой.

В работе [3] было обнаружено, что при возбуждении паров калия двумя последовательными во времени квазирезонансными лазерными импульсами второй лазерный импульс, в зависимости от времени задержки, наводит в приемной катушке разные по форме и величине сигналы. Это явление авторы связали с тем, что второй лазерный импульс взаимодействует с различной степенью релаксированной средой.

Целью настоящей работы является исследование релаксации намагниченности, индуцированной лазерным излучением в парах рубидия.

2. Релаксация светоиндуцированного намагничивания паров рубидия исследовалась по наведению сигналов ЭДС в течение второго лазерного импульса при возбуждении двумя последовательными во времени нерезонансными лазерными импульсами.

Пары рубидия возбуждались двумя одинаковыми рубиновыми лазерами с модулированной добротностью, плотностью мощности ~10 МВт/см² и длительностью импульса ~ 25 нсек. Система временной

задержки позволяла менять интервал между лазерными импульсами от нескольких микросекунд до ~ 2 миллисекунд. Излучения лазеров совмещались по направлению с помощью 50%-го зеркала и параллельным пучком проходили через кювету с парами рубидия. Используемая стеклянная кювета с отростком позволяла менять давление паров независимо от их температуры в области взаимодействия. Приемная катушка имела 10 витков и была намотана на каркасе, обеспечивающем светонепроницаемость и расположенном непосредственно на кювете. Сигналы ЭДС регистрировались на осциллографе С1-75. Приемно-регистрирующая система имела полосу пропускания ~ 200 МГц. В работе исследовались сигналы ЭДС во время второго лазерного импульса.

Амплитуда сигнала ЭДС, возникающего во время второго лазерного импульса, при постоянной временной задержке между импульсами лазеров и постоянной интенсивности первого лазерного импульса, пропорциональна интенсивности возбуждающего импульса, что позволило характеризовать амплитуду сигнала относительной величиной A/I_2 , где I_2 — интенсивность второго лазерного импульса. Зависимость величины сигнала ЭДС от интенсивности первого лазерного излучения I_1 , при постоянной интенсивности второго лазерного импульса, приведена на рис. 1.

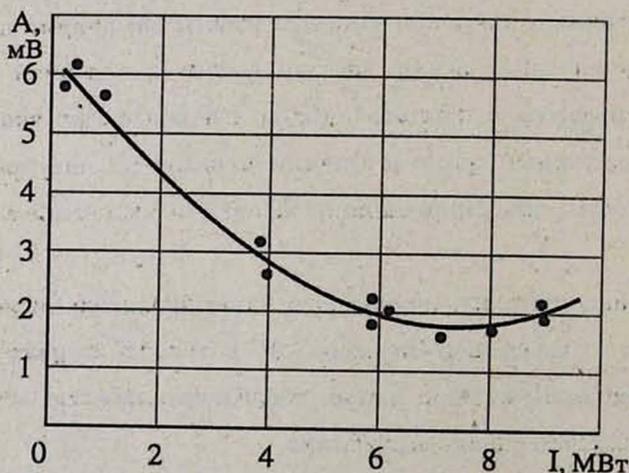


Рис. 1 Зависимость величины сигнала ЭДС (A) от интенсивности первого лазерного импульса при давлении паров $2 \cdot 10^{-2}$ мм рт.ст., времени задержки между импульсами $\tau = 450 \pm 30$ мкс, $I_2 = 5 \pm 1$ МВт.

Сигнал ЭДС A/I_2 при малых временных задержках имеет обратную полярность по сравнению с сигналом ЭДС первого лазерного импульса. При увеличении временной задержки полярность сигнала ЭДС становится такой же, как у сигнала ЭДС первого лазерного импульса. Для малых давлений паров восстановление полярности происходит при малых временных задержках. Увеличение давления паров приводит к восстановлению полярности сигнала ЭДС при больших временных задержках (рис. 2). Форма и величина сигнала не зависят от поляризаций (круговой, линейной) первого и второго лазерных излучений. Величина сигнала ЭДС зависит от температуры паров (рис. 3). Внешнее продольное магнитное поле (до ~ 120 Э) увеличивает время релаксации.

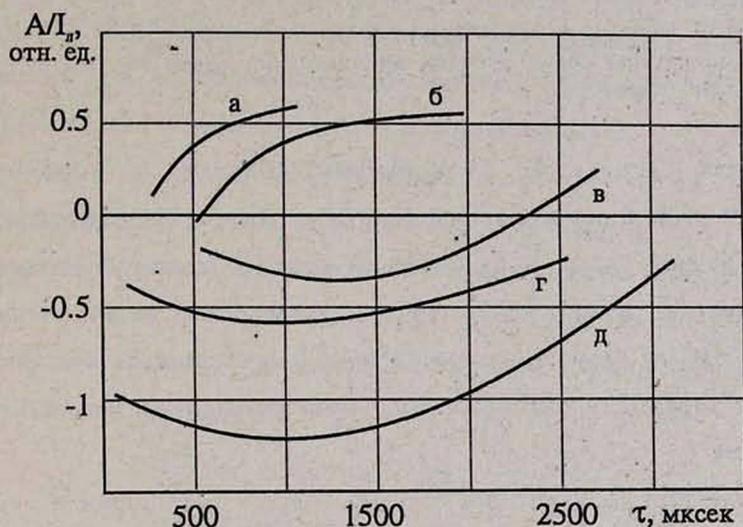


Рис. 2 Зависимость нормированной величины сигнала ЭДС A/I_2 от времени задержки между лазерными импульсами при давлении паров $0,14 \cdot 10^{-1}$ мм рт.ст. (а), $0,37 \cdot 10^{-1}$ мм рт.ст. (б), $0,56 \cdot 10^{-1}$ мм рт.ст. (в), 0,23 мм рт.ст. (г), 0,41 мм рт.ст. (д).

3. Индуцирование сигналов ЭДС связано с изменением магнитного потока через сечение приемной катушки, возникающего из-за нарушения симметрии заполнения магнитных подуровней под действием когерентной световой волны [4]. Сигналы обратной полярности связаны с тем, что второй лазерный импульс взаимодействует со средой с инвертированной населенностью подуровней основного состояния.

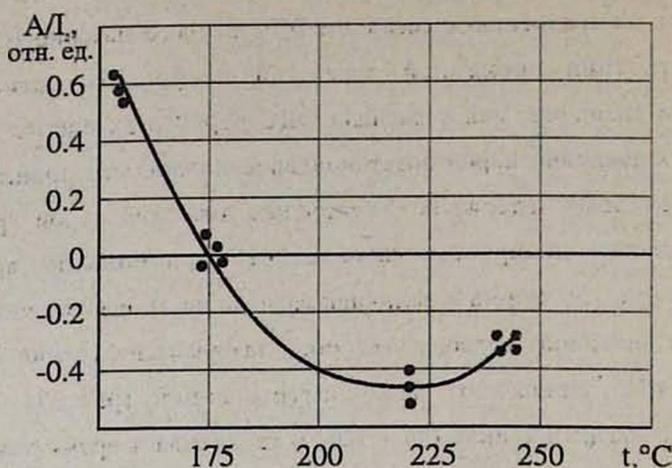


Рис. 3 Зависимость нормированной величины сигнала ЭДС A/I_2 от температуры паров рубидия при давлении паров 10^{-1} мм рт.ст., $\tau=250\pm 30$ мкс.

Процессы релаксации со временем приведут к выравниванию населенностей, и величина сигнала ЭДС от второго лазерного импульса станет равной нулю. В дальнейшем система придет к равновесному состоянию, и сигнал ЭДС от второго лазерного импульса повторит сигнал ЭДС от первого лазерного импульса. Временем восстановления сигнала можно характеризовать время релаксации намагниченного состояния.

Рассмотрим релаксацию неравновесной заселенности уровней, созданной излучением первого лазера. Предположим, что на двухуровневую систему действует лазерное излучение со спектральной шириной большей, чем частотное расстояние между этими уровнями. Тогда в лазерном излучении присутствует также рассеянная волна на стоксовой частоте. Уравнение матрицы плотности для двухуровневых систем можно написать в виде уравнений Блоха [5]:

$$\begin{aligned} \dot{u} + \Delta v + \frac{u}{T_2} &= 0, \\ \dot{v} - \Delta v - \chi w + \frac{v}{T_2} &= 0, \\ \dot{w} + \chi v + \frac{w - w_0}{T_1} &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где $u = \bar{\rho}_{12} + \bar{\rho}_{21}$; $v = i(\bar{\rho}_{21} - \bar{\rho}_{12})$; $w = \rho_{22} - \rho_{11}$; $\Delta = v_{21} - (v_{\text{л}} - v_{\text{с}})$;

$$\chi = \frac{1}{\hbar^2} \sum \left[\frac{(\mathbf{p}_{1m} \mathbf{e}_{\text{л}})(\mathbf{p}_{mn} \mathbf{e}_{\text{с}})}{(v_{\text{мл}} - v_{\text{с}})} + \frac{(\mathbf{p}_{2m} \mathbf{e}_{\text{л}})(\mathbf{p}_{мл} \mathbf{e}_{\text{с}})}{(v_{\text{мс}} - v_{\text{л}})} \right] \mathbf{E}_{\text{л}} \mathbf{E}_{\text{с}}.$$

Пусть в течение временного интервала $0 \leq t \leq t_1$ на систему действует прямоугольный лазерный импульс. Если время действия лазерного импульса меньше, чем времена релаксации T_1, T_2 , то релаксационные члены в (1) можно опустить и, полагая для простоты $\Delta = 0$ (что выполняется при комбинационном рассеянии), для перенаселенности после прохождения возбуждающего импульса получим

$$w(t_1) = w_0 \cos \theta,$$

где w_0 — равновесное значение перенаселенности, $\theta = \chi t_1$.

Предположим, что в промежутке $t_1 < t < t_2$ на систему не действует лазерное излучение ($\theta = 0$) и происходит релаксация среды. Учитывая релаксационные члены в уравнении (1) и значение для перенаселенности в момент времени t_2 , получим

$$w(t_2) = w_0 + w_0 (\cos \theta - 1) \exp\left(-\frac{t_2 - t_1}{T_1}\right).$$

Из полученного выражения видно, что при больших временах задержки между возбуждающими импульсами величина перенаселенности будет близка к равновесному значению. Сигнал ЭДС, связанный с перенаселенностью уровней, повторит сигнал от первого лазера. При конечном фиксированном времени задержки величина перенаселенности будет зависеть от интенсивности первого лазерного импульса (параметра θ). В соответствии с этим, увеличение интенсивности первого лазера приведет к уменьшению амплитуды сигнала ЭДС от второго лазерного импульса до минимального значения,

а при дальнейшем увеличении - амплитуда сигнала будет расти, что и наблюдается на эксперименте (рис. 1).

При фиксированном значении интенсивности первого лазера величина перенаселенности $w(t_2)$ и, соответственно, полярность и величина сигнала ЭДС будут зависеть от времени задержки $(t_2 - t_1)$, что также наблюдается на эксперименте (рис. 2).

Полярность и величина сигнала ЭДС при интенсивностях лазерных импульсов и постоянной времени задержки $(t_2 - t_1)$ будет зависеть от времени релаксации T_1 .

В реальных условиях эксперимента, кроме объемной релаксации, необходимо учесть также релаксацию на стенках кюветы. При малых давлениях паров, когда столкновения атомов друг с другом несущественны, релаксация происходит при столкновении атомов со стенками. Если каждое столкновение атома со стенкой приводит к дезориентации, то время релаксации будет равно времени пробега атома между стенками, т.е. $T_1 = \frac{2a}{3\langle v \rangle}$, где a — диаметр кюветы, $\langle v \rangle$ — средняя

тепловая скорость атома. В нашем случае $a=2$ см, и при $T^0=500^\circ\text{K}$ для времени релаксации получим $T_1=3 \cdot 10^{-5}$ сек, что соответствует экспериментально полученным временам релаксации (рис. 2). При более высоких давлениях, когда столкновения атомов друг с другом играют существенную роль, движение возбужденных атомов можно рассмотреть как диффузию через собственный газ. Столкновения приведут, во-первых, к релаксации атомов и, во-вторых, будут препятствовать достижению атомов до стенок кюветы. Релаксацию намагниченности можно определить выражением [6]

$$T_1 = [(2,4/R)^2 D + W\sigma n]^{-1}$$

где D — коэффициент диффузии, R — радиус кюветы, W — вероятность дезориентации, σ — сечение столкновения, n — плотность атомов. Такая зависимость времени релаксации от плотности атомов хорошо согласуется с экспериментальными результатами.

Оценим время релаксации, обусловленное диффузией, для наших экспериментальных условий. Диффузия возбужденных атомов через собственный газ определяется столкновениями и обменом возбужденных состояний. Сечение столкновений Rb-Rb $\sigma = 1,5 \cdot 10^{-14}$ см² [7]. При $T^{\circ} = 500^{\circ}\text{K}$, $T_1 = 2 \cdot 10^{-4}$ сек, что соответствует экспериментальному значению времени релаксации.

Увеличение температуры стенок кюветы приводит к уменьшению вероятности релаксации атомов при столкновении со стенками [8]. Экспериментально полученная зависимость величины сигнала ЭДС от температуры кюветы указывает на увеличение времени релаксации (рис. 3).

Таким образом, релаксация светоиндуцированного намагничивания паров рубидия исследовалась по наведению сигналов ЭДС при возбуждении паров двумя последовательными во времени лазерными импульсами.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.А.Дабагян, М.Е.Мовсисян, Р.Е.Мовсисян. Письма в ЖЭТФ, 29, 586 (1979).
2. М.Е.Мовсисян, Р.Е.Мовсисян, А.М.Ханбекян. Кв.электроника, 12, 2486 (1985).
3. А.М. Бадалян и др. Известия АН СССР, сер. физ., 29, 304 (1979).
4. А.В.Андреев, В.И.Емельянов, Ю.А.Ильинский. Кооперативные явления в оптике. М., Наука, 1988.
5. Нелинейная спектроскопия. Под ред. Н.Бломбергера. М., Мир, 1979.
6. Н.М.Померанцев. Физические основы квантовой магнитометрии. М., Наука, 1972.
7. Б.М.Смирнов. Атомные столкновения и элементарные процессы. М., 1968.
8. В.Сagnac. Ann. Phys., 6, 467(1960).

LIGHT-INDUCED MAGNETIC RELAXATION OF RUBIDIUM VAPORS

R.E. MOVSESSIAN, A.M. KHANBEKIAN

Relaxation of rubidium vapors magnetization via laser radiation is investigated by means of induced e.m.f. signals. It is shown that in the case of rubidium vapors density $\sim 8 \cdot 10^{15}$ cm⁻³ the relaxation time achieves ~ 3000 mcsec.