

УДК 621.192

А.А. Подвязный (6 курс, каф. КЭ), В.В. Семенов, д.ф.м.н., проф.

ЗЕЕМАНОВСКИЙ СВЕТОВОЙ СДВИГ В ОПТИЧЕСКИ ОРИЕНТИРОВАННЫХ ИЗОТОПАХ ЩЕЛОЧНЫХ МЕТАЛЛОВ

ABSTRACT: The research how effective magnetic field depends on the shape and the strength of pumping laser and spectrum lamp radiation on basis of alkaline metals vapors is discussed. First time the comparison of Zeeman resonant frequency shift with tensor component is carried out.

В работе предлагается решение актуальной проблемы квантовой магнитометрии – минимизация погрешностей измерительных устройств, связанных с действием циркулярнополяризованного излучения оптической накачки. В задачу входит теоретическое и экспериментальное исследование зависимости эффективного магнитного поля, наводимого в атомной среде циркулярнополяризованным резонансным излучением, от формы и интенсивности линии излучения лазерного и лампового спектральных источников накачки атомов щелочных металлов, содержащихся в рабочей камере с антирелаксационным покрытием стенок и буферным газом различного состава и давления. Впервые сравнивается зеемановский сдвиг резонансной частоты радиооптического резонанса, связанный с обратным эффектом Фарадея, с величиной тензорной компоненты светового сдвига, вызванной эффектом выстраивания атомов щелочного металла под действием света накачки.

Математический аппарат, развитый в работах [6, 7] на основании полуклассического подхода описания взаимодействия поля со средой, использует алгебру сферических тензоров, позволяющую свести к минимуму трудоемкость расчетов. В соответствии с этими работами, воздействие электромагнитного поля на среду адекватно появлению в правой части уравнения Шредингера оператора светового сдвига δE , который применительно к щелочным атомам выражается в форме:

$$\delta E = \delta E_{\text{ц.т.}} + \delta A I J - \sum \mu \delta H_{\text{эфф.}}(F_g) + \sum \delta E_2(F_g) \quad (1)$$

Суммирование в (1) проводится по значению полного момента атома F_g в основном состоянии. В выражении (1) $\delta E_{\text{ц.т.}}$ описывает смещение частоты оптического перехода, экспериментально обнаруженное Е.Б.Александровым в парах калия при облучении светом рубинового лазера [10], $\delta A I J$ – оператор магнитодипольного взаимодействия, где A – его константа, I и J – соответственно операторы ядерного и атомного угловых моментов, $\mu \delta H_{\text{эфф.}}(F_g)$ – оператор взаимодействия магнитного дипольного момента атома μ с эффективным магнитным полем $\delta H_{\text{эфф.}}(F_g)$, наводимым в среде циркулярнополяризованным излучением накачки, $\delta E_2(F_g)$ – тензорная компонента светового сдвига, связанная с выстраиванием атомов основного состояния и зависящая от степени разрешения энегоструктуры возбужденного состояния.

Зеемановский сдвиг частоты помимо векторной составляющей, связанной с действием эффективного магнитного поля $\delta H_{\text{эфф.}}(F_g)$ содержит компоненту тензорного сдвига $\delta E_2(F_g)$, дающую вклад в магнитное расщепление энергетических подуровней основного состояния. В условиях оптической ориентации атомов при индуцировании зеемановского резонанса между соседними магнитными подуровнями в сверхтонкой структуре основного состояния щелочных атомов основной вклад в сигнал радиооптического резонанса дает магнитодипольный переход между магнитными подуровнями с проекциями полного момента $m_F = \pm 2$ и $m_F = \pm 1$ (знаки плюс и минус соответствуют правой и левой круговой поляризации света накачки). При этом обращает на себя внимание то обстоятельство, что тензорная поправка в

зеemanовский сдвиг частоты всегда положительна, в то время как знак векторной поправки, связанной с обратным эффектом Фарадея, определяется направлением эффективного поля $\delta H_{\text{эфф.}}(F_g)$, зависящим от знака поляризации света накачки. Таким образом можно предположить, что в случае противоположных знаков тензорной и векторной компонент зеemanовского сдвига частоты создаются условия для их взаимной компенсации. Ни в экспериментальном, ни в аналитическом плане исследование таких условий не проводилось, что и послужило поводом для детального изучения декларируемых задач.

Использование для решения этих задач метода матрицы плотности, по мнению авторов, представляется неоправданным вследствие громоздкости уравнений и неизбежности их секуляризации, затрудняющей адекватную оценку исследуемого эффекта. По этой причине за основу расчета зеemanовского сдвига частоты предполагается использовать квантовый формализм поляризационных моментов, развитый в [8] и позволяющий не только изучить, но и спрогнозировать тенденции векторного светового сдвига для самых различных режимов оптической накачки в щелочных парах.

В соответствии с формализмом поляризационных моментов, величина энергетического светового сдвига δE в сверхтонкой структуре атомов щелочных металлов связана с тензором поляризуемости атомной среды α следующим образом:

$$\delta E = -8^{-1} |E|^2 (e^* \alpha e + e \alpha^+ e^*), \quad (2)$$

где $|E|^2$ - интенсивность света накачки, e – комплексный вектор поляризации света накачки.

Квантово-механическое выражение энергетического сдвига частоты щелочного атома на СВЧ переходах между магнитными подуровнями сверхтонкой структуры в общем виде представляет разность диагональных матричных элементов оператора светового сдвига δE

$$h \delta \nu = \langle F_g m_F | \delta E | F_g m_F \rangle - \langle F'_g m'_F | \delta E | F'_g m'_F \rangle, \quad (3)$$

где h – постоянная Планка. Подстановка в (3) оператора светового сдвига δE при рангах тензора поляризуемости, равных 1 и 2 дают соответствующие значения спектральной плотности векторной и тензорной составляющих светового сдвига. Интегральные значения этих составляющих (реально наблюдаемых в эксперименте) можно получить путем интегрирования произведения спектральной плотности светового сдвига на форм-фактор контура спектрального источника накачки. Тензорная поправка интегрального светового сдвига к частоте низкочастотного зеemanовского резонанса вычисляется в виде разности соответствующих интегральных значений светового сдвига между магнитными подуровнями, принадлежащих разным значениям полного момента атома.

Экспериментальная апробация данной методики расчета световых сдвигов на СВЧ переходах в работе [7] продемонстрировала высокую степень совпадения расчетных значений с экспериментальными данными, что позволяет считать квантовый подход поляризационных моментов наиболее пригодным для решения поставленных задач.

Прямые эксперименты с оптически ориентированными парами цезия в условиях жесткого магнитного экранирования рабочей ячейки позволили измерить значение эффективного магнитного поля, которое по порядку величины оказалось близким к теоретическим оценкам. Имеющиеся таким образом практический опыт и методы расчета являются основой для всестороннего изучения обратного эффекта Фарадея на различных парах щелочных металлов - прежде всего на изотопах калия, являющихся основными рабочими веществами прецизионных квантовых магнитометров.

Проведенные исследования дадут возможность выработать практические рекомендации к выбору режимов оптической накачки, позволяющих свести к минимуму возмущающее действие света накачки при его достаточно высокой интенсивности, обеспечивающей регистрацию устойчивого сигнала поглощения.

ЛИТЕРАТУРА:

1. Kastler A. Journal de phys. et le Radium.- 1950.- v. 11, p. 255 - 265.
2. Блинов Е.В., Житников Р.А., Кулешов П.П. ЖТФ.- 1979.- т.49, с.588.
3. Александров Е.Б., Балабас М.В., Бонч-Бруевич В.А. и др. Тезисы докладов I Всесоюзного семинара "Квантовые магнитометры".- Л.- 1988.- с.7 - 8.
4. Александров Е.Б., Балабас М.В., Вершовский А.К. и др. ОПС.1995, т. 78, №2, с.325 – 332.
5. Ермак С.В., Семенов В.В. Письма в ЖТФ, т.21, вып.20, стр.61, 1995.
6. Happer W., Mathur B.S. Phys. Rev.- 1967.- v.163, №1, p. 12 - 35.
7. Mathur B.S., Tang H., Happer W. Phys. Rev. - 1968.- v.171, №1, p.11 - 19.
8. Happer W. Optical Pumping // Review of Modern Phys.- 1972.- v.44, №2, p. 170 - 249.
9. Померанцев Н.М., Рыжков В.М., Скороцкий В.Г. Физические основы квантовой магнитометрии.- М.: Наука, 1972, 448 с
10. Александров Е.Б., Бонч-Бруевич А.М., Костин Н.Н., Ходовой В.А. Письма в ЖЭТФ.-1966.- т.3, №2, с.85 - 88.