

## ОБ УСИЛЕНИИ $(P+T)$ -НЕЧЕТНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТИ

Л.М. Барков, М.С. Золотарев, Д.А. Мелик-Пашаев

Обсуждаются эффекты нелинейной спектроскопии, которые приводят к усилению наведенной оптической активности атомов и молекул, обусловленной взаимодействиями, нарушающими пространственную и временную инвариантность.

Электрический дипольный момент (ЭДМ) невырожденных квантовых систем, в частности, элементарных частиц, атомов и молекул может существовать лишь в случае нарушения как пространственной, так и временной инвариантности (см., например, обзор <sup>1</sup>). Многочисленные эксперименты по поиску ЭДМ привели пока лишь к верхним ограничениям на их величины <sup>1,2</sup>. Поскольку большинство этих экспериментов приближается к пределу своих возможностей, дальнейший прогресс в этой области, по всей видимости, будет связан с развитием новых методик. Как было отмечено в работе <sup>3</sup>, одним из возможных способов поиска ЭДМ молекул или атомов является измерение наведенной оптической активности в продольном электрическом поле. Такая активность является аналогом эффекта Фарадея – наведенной оптической активности в продольном магнитном поле.

ЭДМ молекул (атомов) может быть индуцирован  $T$ -нечетным электрон-нуклонным взаимодействием, ЭДМ электрона, ЭДМ нуклонов, а также,  $T$ -нечетными ядерными силами (см. например, <sup>2</sup>).

Обсудим связь ЭДМ молекулы с ЭДМ электрона. При помещении молекулы во внешнее электрическое поле  $T$ -нечетный сдвиг энергетических уровней пропорционален  $dE_i$ . Здесь  $d$  – ЭДМ электрона,  $E_i$  – эффективное внутримолекулярное поле. Если молекула полностью поляризована внешним электрическим полем, то  $E_i$  имеет порядок величины

$$(Ze/a^2) \cdot (Z^2\alpha^2)^{-1}.$$

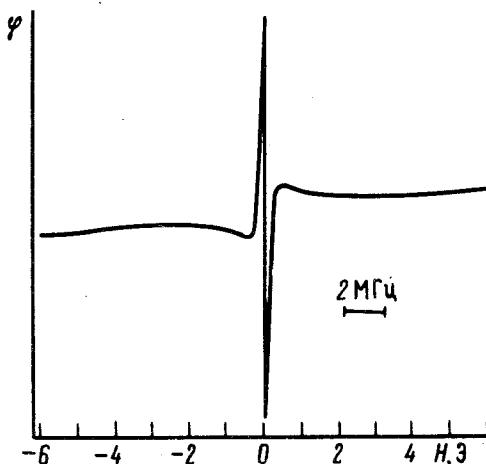
Здесь  $Z$  – заряд ядра,  $a$  – боровский радиус,  $\alpha$  – постоянная тонкой структуры. Множитель  $Z^2\alpha^2$  характеризует квадрат скорости электрона. Его появление связано с тем, что, согласно теореме Шиффа <sup>5</sup>, в нерелятивистском пределе среднее поле, действующее на электрон было бы полностью экранировано. Состоящие из разных атомов двухатомные молекулы в электронных состояниях с проекцией полного электронного момента на ось  $\Omega \neq 0$  из-за близости уровней противоположной четности ( $\Omega$ -удвоение) обладают большой поляризаемостью. В большинстве случаев внешние электрические поля в несколько десятков кВ/см достаточны для полной поляризации молекул. При этом  $E_i$  для некоторых тяжелых молекул достигают  $10^{12}$  В/см. Значительное усиление эффективного электрического поля <sup>6</sup>, другими словами, означает, что ЭДМ молекулы на много порядков превышает ЭДМ электрона. Следует отметить, что в отличие от экспериментов по изучению  $P$ -нечетных взаимодействий <sup>2</sup>, измерения  $(P+T)$ -нечетной оптической активности можно вести на обычных  $E1$ -переходах, достаточно, чтобы  $\Omega \neq 0$  хотя бы в одном из состояний – верхнем или нижнем <sup>4</sup>. Отметим, также, что хотя в атомах нет регулярного механизма усиления ЭДМ, связанного с близостью вращательных состояний противоположной четности, имеется ряд атомов, у которых есть случайнм образом почти вырожденные уровни противоположной четности. К этим атомам относятся лантаниды <sup>7</sup>, а также, актиниды (U, Pu). Такие атомы также являются возможными объектами обсуждаемых экспериментов.

Оценим теперь величину оптической активности. Воспользовавшись аналогией с фарадеевским вращением (см., например, <sup>2</sup>), на резонансном переходе имеем:

$$\varphi \sim (dE_i/h\Gamma) L/L_O . \quad (1)$$

Здесь  $\Gamma$  – ширина перехода,  $L$  – толщина молекулярного слоя, через который проходит свет,  $L_O$  – длина поглощения.

Величина наведенной оптической активности обратно пропорциональна ширине линии (см. (1)). При использовании методов нелинейной спектроскопии можно довести эффективные ширины до величин  $\sim 10$  кГц, в то время как характерная ширина в линейном случае  $\Gamma \sim 1$  ГГц (доплеровская ширина). При сегодняшнем ограничении на ЭДМ электрона  $d \leq 10^{-24} |e|$  см.<sup>8</sup>, в оптимальных условиях это соответствует углу поворота плоскости поляризации  $\varphi \sim 10^2$  рад. При существующей сегодня поляриметрической чувствительности, это может позволить отодвинуть границу на ЭДМ электрона и  $T$ -нечетные взаимодействия, связанные со спином электрона на 7-8 порядков, а также, на несколько порядков улучшить ограничения на ЭДМ нуклонов, другие  $T$ -нечетные электрон-нуклонные, нуклон-нуклонные и кварк-кварковые взаимодействия (см., например, <sup>2,9,10</sup>).



Проиллюстрируем усиление наведенной оптической активности на примере нелинейного эффекта Фарадея. (Исследование нелинейной магнитооптической активности посвящен ряд экспериментальных и теоретических работ <sup>11-18</sup>). При достаточной мощности лазерного излучения магнитооптическая активность вблизи резонансного перехода существенно отличается от линейного случая как по форме частотной зависимости, так и по величине. Наиболее наглядно нелинейные эффекты проявляются в зависимости угла поворота плоскости поляризации от магнитного поля. На рисунке приведен пример такой зависимости, полученной нами для перехода 570,7 нм атома самария ( $Sm^{152}$ )  $4f^6 6s^2 \ ^7F_1 \rightarrow 4f^6 6s \ 6p \ ^7F_0$ . Пары самария получались при нагревании металлического образца в кювете из оксида бериллия. Кювета была вакуумирована и не содержала буферного газа. Оптическая толщина столба паров самария не превышала одной длины ненасыщенного поглощения. Внешние магнитные поля были ослаблены экраном. В качестве источника света использовался одночастотный перестраиваемый по частоте лазер на красителе непрерывного действия. В условиях эксперимента мощность лазера составляла 5 мкВт, диаметр пучка – масштаба миллиметра. Кювета с парами помещалась между поляризатором и анализатором, оси которых располагались под  $45^\circ$  по отношению друг к другу. На анализаторе происходило разделение пучка на две компоненты с ортогональными поляризациями, разность интенсивности которых служила мерой угла поворота плоскости поляризации.

Из рисунка видно, что в зависимости угла поворота плоскости поляризации от магнитного поля имеются пики противоположного знака. Им соответствуют величины  $g\mu H \approx 60$  кГц и 1 МГц ( $g = 1,5$ ). Появление узких пиков можно объяснить эффектами когерентности <sup>13</sup>. Здесь эффективная ширина определяется временем релаксации когерентности зеемановских компонент

нижнего состояния и в нашем случае определяется временем пролета атомов через лазерный пучок. Появление более широких пиков связано с образованием беннетовских структур на распределении частиц по скоростям. В данном случае эффективная ширина определяется шириной беннетовской структуры, т.е. суммой однородной ширины перехода и ширины линии излучения лазера. Подъем фарадеевского вращения в области больших магнитных полей связан с обычным линейным эффектом.

В области малых полей нелинейное фарадеевское вращение на 4 порядка превосходит линейное по абсолютной величине. Можно ожидать, что увеличение размера лазерного пучка приведет к уменьшению эффективной ширины, и это позволит получить большее усиление наведенной оптической активности.

Полученное усиление фарадеевского вращения можно рассматривать как демонстрацию возможности усиления  $(P+T)$ -нечетной оптической активности методами нелинейной спектроскопии.

Авторы признательны О.П. Сушкову и В.В. Фламбауму за стимулирующие обсуждения.

#### Литература

1. Ramsey N.F. Ann.Rev. Nucl. Part. Sci., 1982, 32, 211.
2. Хриплович И.Б. Несохранение четности в атомных явлениях. М.: Наука, 1988.
3. Сушков О.П., Фламбаум В.В. ЖЭТФ, 1978, 25, 1208.
4. Фламбаум В.В. Диссертация на соискание ученой степени докт. физ.мат. наук. Новосибирск: Институт ядерной физики, 1987.
5. Schiff L.I. Phys. Rev., 1963, 132, 2194.
6. Sandars P.G.H. Phys. Rev. Lett., 1967, 19, 1396.
7. Bzuba V.A., Flambaum V.V. Khraplovich I.B. Z. Phys. D, 1986, 1, 243.
8. Fortson N.J. Opt. Soc. Am., 1987, 4, 38.
9. Сушков О.П., Фламбаум В.В., Хриплович И.Б. ЖЭТФ, 1984, 37, 1521.
10. Khatsimovsky V.M., Khraplovich I.B., Yelkhovsky A.S. Modern Developments in Nuclear Physics. Ed. O.P. Sushkov. Singapore: World Scientific, 1988.
11. Gawlik W. et. al. Opt. Comm., 1974, 12, 400.
12. Бадалян А.М. и др. Квантовая электроника, 1984, 11, 1802.
13. Giraud-Cotton S., Kaftandjian V.P., Klein L. Phys. Rev. A, 1985, 32, 2211; 2223.
14. Lange W., Drake K.H., Mlynek J. XIV International Quantum Electronics Conference, June 9-13, 1986, San Francisco, California. Technical digest, p. 34.
15. Буевич О.Э. и др. Письма в ЖЭТФ, 1987, 45, 322.
16. Фомичев С.В. Препринт ИАЭ-4431/12, 1987.
17. Dayies I.O.J., Baird P.E.G., Nicol J.L. J. Phys. B: At. Mol. Phys., 1987, 20, 5371.
18. Schuller F., McPherson M.J.D., Stacey D.N. Physica, 1987, 147C, 321.