

02

© 1991

АБСОЛЮТНАЯ КАЛИБРОВКА ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ОСНОВЕ ШТАРКОВСКОЙ ПОДСТРОЙКИ ДВОЙНОГО МИКРОВОЛНОВОГО РЕЗОНАНСА В РИДБЕРГОВСКИХ АТОМАХ

И.М. Б е т е р о в, Г.Л. В а с и л е н к о,
В.П. К р а й н о в, И.И. Р я б ц е в,
Н.В. Ф а т е е в

В последнее время появился ряд предложений по использованию ридберговских атомов для измерения напряженности и пространственного распределения электрических полей в вакууме [1-4]. При повышении точности измерений чрезвычайно актуальной становится задача абсолютной калибровки электрического поля, поскольку возможно проявление таких искажающих физических факторов, как контактная разность потенциалов, статический заряд в диэлектрической пленке и др. Особенно это важно при прецизионных измерениях фундаментальных констант, скалярных и тензорных поляризуемостей высоковозбужденных состояний атомов, измерениях постоянных дипольных и квадрупольных моментов молекул и т.д.

В данной статье рассматривается новый способ абсолютной калибровки напряженности слабых электрических полей в вакууме, в основе которого лежит штарковский двойной микроволновый резонанс на $nP \rightarrow (n+1)P$ переходах ридберговских атомов. Он использует тот факт, что в атомах щелочных металлов, в частности Na , величина квантового дефекта P и S состояний оказывается такой, что при $n \gtrsim 20$, где n - главное квантовое число, nS состояния расположены практически посередине между двумя nP и $(n+1)P$ состояниями с небольшой частотной расстройкой (рис. 1, а). При наложении слабого электрического поля в результате различия знаков и специфического поведения поляризуемостей S и P состояний при определенном значении электрического поля может возникать двойной резонанс $nP \rightarrow (n+1)P$. Отметим, что пересечение виртуального и реального промежуточного уровней двухфотонного $nP \rightarrow (n+1)P$ перехода фиксирует и значение частоты микроволнового поля, при которой только и может наблюдаться двойной резонанс. Следует также указать, что в схеме, например, $S \rightarrow S$ переходов наблюдение двойного резонанса такого типа невозможно. Невозможен он и при использовании состояний с орбитальным моментом $l \geq 2$, т.к. в этом случае уже в слабых электрических полях квадратичный эффект Штарка переходит в линейный.

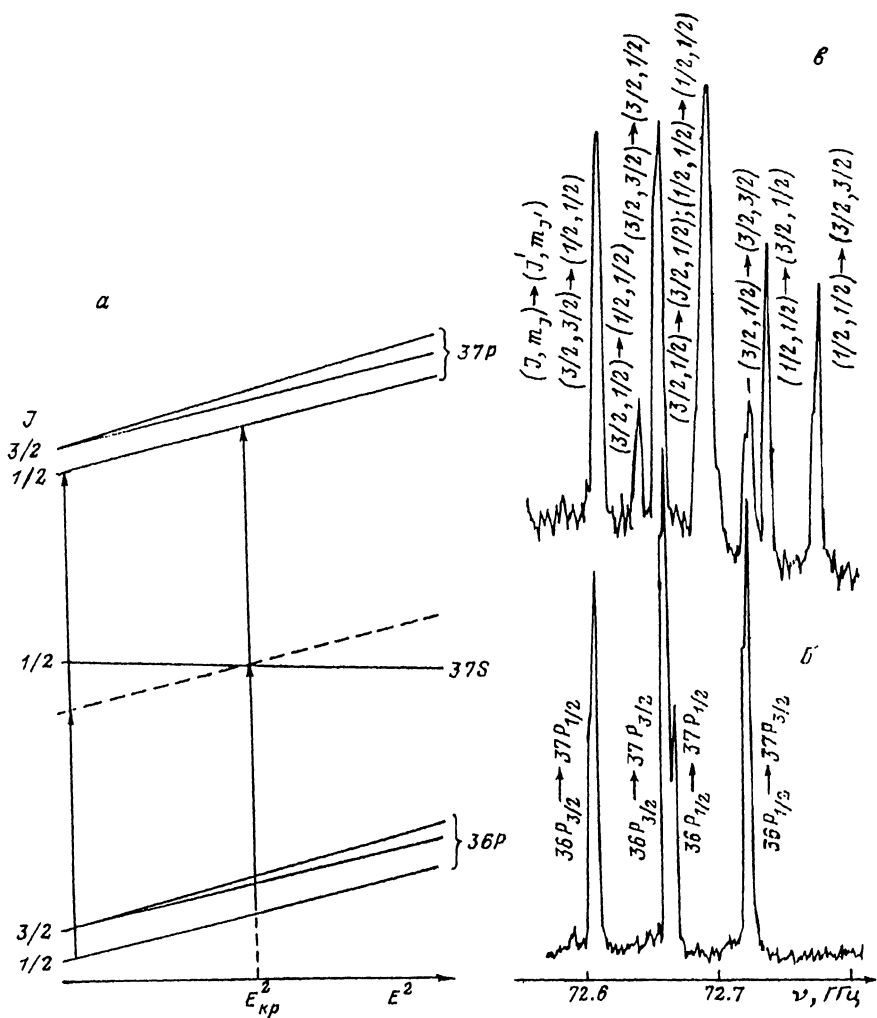


Рис. 1. а) Схема наблюдения двойного резонанса на микроволновых переходах между ридберговскими состояниями Na в присутствии электрического поля. б) Экспериментальный спектр двухфотонного микроволнового перехода $36P-37P$ в атоме Na при $E=0$, в) То же при $E=2.21 \text{ В/см}$.

Для экспериментальной реализации вышеописанного метода абсолютной калибровки напряженности электрического поля в вакууме были выбраны ридберговские атомы Na с $n=36,37$. Схема двухфотонных микроволновых переходов с учетом тонкой структуры соответствует приведенной на рис. 1, а. В отсутствие внешнего электрического поля при возбуждении атомов Na в состояние

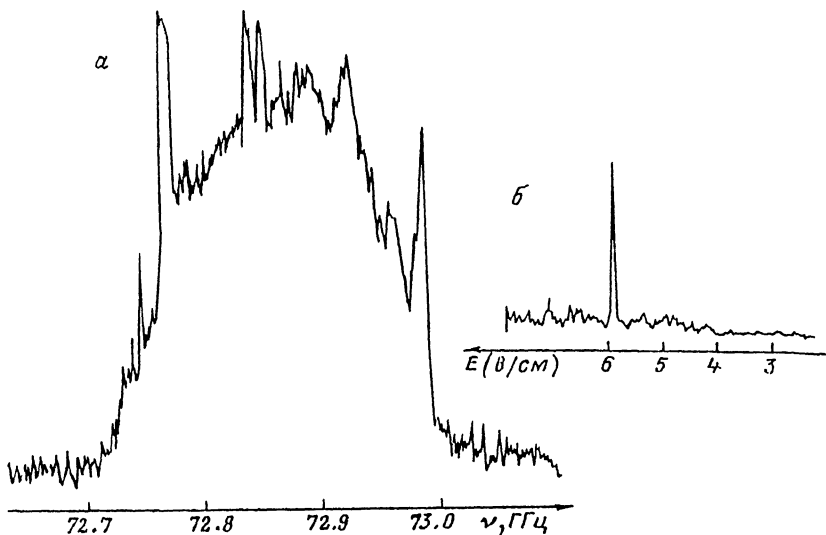


Рис. 2. а) Экспериментальный спектр двухфотонного микроволнового перехода $36P-37p$ в атоме N_2 в области двойного резонанса ($E=6.6$ В/см). б) Спектр двойного резонанса по частоте 72.9 ГГц при развертке электрического поля.

с $n=36$ спектр двухфотонного поглощения в микроволновом поле должен содержать 4 компоненты. Этот спектр при регистрации населенности уровня $37P$ N_2 методом полевой ионизации приведен на рис. 1, б. Промежуточный уровень $37S$ отстроен от виртуального уровня двухфотонного $36P \rightarrow 37P$ перехода на 2.6 ГГц. Схема приготовления и регистрации ридберговских атомов соответствовала описанной нами в работах [5, 6]. В экспериментах использовался перестраиваемый микроволновый генератор на лампе обратной волны с шириной линии 3–5 МГц. На рис. 1, в приведен штарковский спектр двухфотонного перехода $36P-37P$ при $E=2.2$ В/см. Расщепления и сдвиги компонент штарковского спектра, представленные на этом рисунке, позволяют с хорошей точностью определить значения поляризуемостей уровней $36P$ и $37P$ (см. таблицу). Штарковский спектр перехода $36P-37P$ при $E=6.6$ В/см приведен на рис. 2, а. Наблюдается резкое полевое уширение отдельных линий двухфотонного перехода вследствие попадания в точный двойной резонанс $36P-37S-37P$, при этом некоторые компоненты спектра исчезают вследствие изменения правил отбора в электрическом поле. Для целей абсолютной калибровки напряженности поля E необходимо прямое наблюдение резонанса.

Регистрация двойного резонанса в шкале электрического поля осуществлялась следующим образом. Исходя из значений квантовых дефектов P и S состояний [7] и измеренных поляризуемостей, а также рассчитанной по формулам работы [8] поляризуемости

Переход	α (36P) МГц/(В/см) ²	α (37P) МГц/(В/см) ²	$E_{кр}$ (В/см)	$\nu_{кр}$ (ГГц)
$36P_{3/2,3/2} \rightarrow 37P_{1/2,1/2}$	-122.5	-128.25	6.23	72.662
$36P_{3/2,3/2} \rightarrow 37P_{3/2,1/2}$	"	-118.5	6.28	72.631
$36P_{3/2,3/2} \rightarrow 37P_{3/2,3/2}$	"	-151.4	5.91	72.918
$36P_{3/2,1/2} \rightarrow 37P_{1/2,1/2}$	-97.7	-128.25	6.53	72.919
$36P_{3/2,1/2} \rightarrow 37P_{3/2,1/2}$	"	-118.5	6.61	72.897
$36P_{3/2,1/2} \rightarrow 37P_{3/2,3/2}$	"	-151.4	6.18	73.176
$36P_{1/2,1/2} \rightarrow 37P_{1/2,1/2}$	-105.4	-128.25	6.52	72.910
$36P_{1/2,1/2} \rightarrow 37P_{3/2,1/2}$	"	-118.5	6.58	72.872
$36P_{1/2,1/2} \rightarrow 37P_{3/2,3/2}$	"	-151.4	6.17	73.166

37S состояния, были вычислены значения критических частот и напряженностей электрического поля переходов в точном двойном резонансе. Эти значения приведены в таблице.

Выбирая фиксированное значение частоты микроволнового генератора при варьировании напряженности прикладываемого постоянного электрического поля, регистрировался двойной резонанс в населенности 37P состояния. Экспериментальная запись такого резонанса, соответствующего частоте $\nu = 72.9$ ГГц и компоненте тонкой структуры перехода $36P_{3/2, 3/2} \rightarrow 37P_{3/2, 3/2}$, приведена на рис. 2, б. Величина критического поля $E_{кр} = 5.9$ В/см в данном эксперименте совпадала с приведенной в таблице.

При варьировании частоты микроволнового поля наблюдались резонансы аналогичной природы и для других значений электрического поля. Нетрудно установить, что штарковская настройка двойного микроволнового резонанса обеспечивает абсолютную калибровку электрического поля с точностью выше 0.1 В/см и ограничивается шириной двойного резонанса, в данном случае обусловленной полевым уширением. Простые оценки показывают, что при пролетной ширине ~ 3 МГц, реализованной в данных экспериментах, точность абсолютной калибровки может составить величину $< 10^{-2}$ В/см при $E \approx 6$ В/см. Уменьшение пролетной ширины за счет использования „холодных“ ридберговских атомов может обеспечить дальнейшее повышение точности. Кроме того, изменяя главное квантовое число возбуждаемого уровня и частоту микроволнового генератора, можно получить целую шкалу абсолютных значений в широком диапазоне напряженностей.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Neukammer J. et al. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. P. 2947.
- [2] Herrman P.R. et al. // J. Phys. B. 1986. V. 19. P. 1271.
- [3] Бетеров И.М., Рябцев И.И., Фатеев Н.В. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 11. С. 40.
- [4] Yang D. et al. // Phys. Rev. A. 1990. V. 41. P. 2153.
- [5] Бетеров И.М., Василенко Г.Л., Фатеев Н.В. // Квантовая электроника. 1988. Т. 15. № 6. С. 1302.
- [6] Бетеров И.М., Рябцев И.И., Фатеев Н.В. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 48. В. 4. С. 181.
- [7] Fabre S., Haroche S., Goy P. // Phys. Rev. A. 1980. V. 22. P. 778.

[8] Д а в ы д к и н В.А., З о н Б.А. // Оптика и спектроскопия. 1982. Т. 52. В. 4. С. 600.

Институт
теплофизики
СО АН СССР

Поступило в Редакцию
18 июля 1990 г.
В окончательной редакции
16 февраля 1991 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 9

12 мая 1991 г.

05.4

© 1991

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБНАРУЖЕНИЕ ВЛИЯНИЯ
ПОЛЕЙ РАССЕЯНИЯ МАГНИТНЫХ ДОМЕНОВ
ПЛЕНКИ ФЕРРИМАГНЕТИКА НА СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ
ПРИЛЕГАЮЩЕЙ К НЕЙ ПЛЕНКИ СВИНЦА

С.О. Ф р е г а т о в

Интерес к изучению пленочной системы сверхпроводник-ферромагнетик связан с предположением, что поля рассеяния магнитных доменов могут быть использованы для локального изменения свойств сверхпроводника. Насколько известно автору статьи, экспериментальных исследований этого вопроса не проводилось, хотя имеется публикация теоретической оценки полей рассеяния доменов с точки зрения их влияния на сверхпроводимость [1].

Целью настоящей работы является экспериментальное обнаружение и исследование ожидаемого эффекта на пленке свинца, нанесенной на поверхность пленки магнетика. Использовались феррит-гранатовые эпитаксиальные пленки, выращенные на подложке из гадолиний-галиевого граната. Они имели толщину 5.4–5.6 мкм. Намагниченность насыщения при комнатной температуре составляла $4\pi M_s = 170$ Гс. Ось легкого намагничивания была перпендикулярна поверхности. Домены шириной 5.4–5.7 мкм образовывали лабиринтную структуру, которая с помощью внешнего магнитного поля преобразовывалась в полосовую.

Понижение температуры магнитной пленки приводит к росту коэрцитивной силы. Благодаря этому доменная структура при охлаждении не изменялась, а монодоменное состояние магнитной пленки при низких температурах сохранялось в отсутствие внешнего поля.

Предварительные оценки показали, что поля рассеяния магнитных доменов выбранной пленки должны оказывать заметное влияние на сверхпроводимость свинца.