

- [6] Высокоэффективный эмиттер электронов на основе гексаборида лантана. М.: Атомиздат, 1987.
- [7] Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. М.: Наука, 1964.

Физический институт
им. П.Н. Лебедева
АН СССР, Москва

Поступило в Редакцию
13 февраля 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 11

12 июня 1989 г.

02; 07

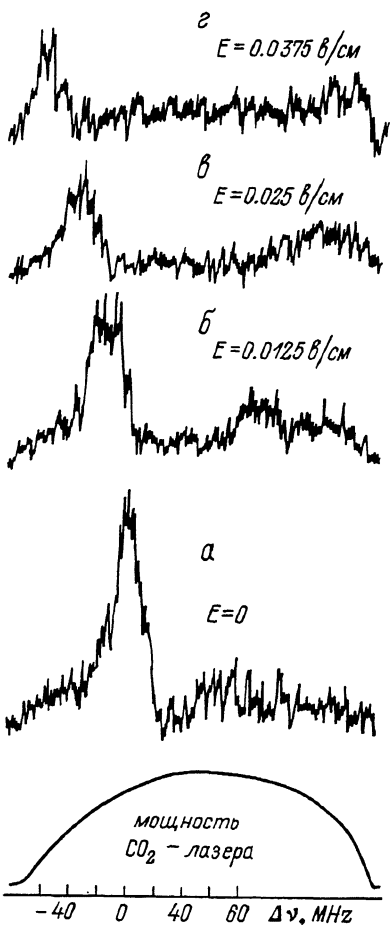
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ВОЛНОВОДНОГО CO_2 ЛАЗЕРА В СХЕМЕ РИДБЕРГОВСКОГО ИЗМЕРИТЕЛЯ УЛЬТРАСЛАБЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ

Б е т е р о в И.М., Р я б ц е в И.И.,
Ф а т е е в Н.В.

За последнее время появилось несколько работ, в которых предлагается использовать ридберговские атомы для контроля слабых электрических полей и их пространственного распределения [1, 2]. Контроль и подавление ультраслабых полей требуется при измерениях фундаментальных констант, например постоянной Ридберга [3], в экспериментах по наблюдению несохранения четности в атомных переходах [4], гравитационного ускорения антипротонов [5] и ряде других фундаментальных экспериментов. Кроме того, это может способствовать созданию новых методов изучения поверхности [6], формирования пространственного изображения макромолекул [7]. Развиваемая техника использовала в основном перестраиваемые лазеры оптического диапазона.

Использование ИК диапазона для этих целей, в частности CO_2 лазеров, обладает рядом преимуществ. Во-первых, ИК диапазон обеспечивает более высокую разрешающую способность за счет существенно меньшей доплеровской ширины линии поглощения и более эффективное взаимодействие. Во-вторых, CO_2 лазеры могут иметь меньшую ширину линии, высокую стабильность параметров, большую мощность излучения и т.д. Однако, т.к. CO_2 лазеры работают на наборе фиксированных длин волн от 9.2 до 11.2 мк с небольшой областью плавной перестройки частоты, то возникает вопрос о попадании в точный резонанс с переходами между ридберговскими состояниями. В более ранних работах такое совпадение обеспечивалось наложением небольшого постоянного электрического поля [8, 9]. Хотя при этом ширина наблюдаемого резонанса может быть связана с присутствием остаточного электрического поля, возникает неоднозначность, обусловленная неоднородностью накладываемого поля, его флуктуациями, наводками т.д. Поэтому обнару-

Рис. 1. Спектр перехода $11p-66d$ в атоме натрия при различных значениях внешнего электрического поля.



жение точного резонанса в отсутствие внешнего поля было крайне желательным. Обычные CO_2 лазеры вследствие малого диапазона перестройки частоты не имеют совпадений с частотами переходов между ридберговскими состояниями атома Na . Нами была предпринята попытка обнаружения такого совпадения с использованием волноводного CO_2 лазера высокого давления, обладающего существенно более широким диапазоном перестройки частоты [10].

Схема получения ридберговских атомов Na и методика эксперимента подробно описана в наших работах [9, 11]. В экспериментах использовался сканируемый по частоте волноводный CO_2 лазер с шириной линии ≤ 100 кГц, работавший на ТЕМ₀₀₀ моде с расходимостью $7 \cdot 10^{-3}$ и выходной мощностью до ~ 0.5 Вт. Перестройка по длинам волн, соответствующих отдельным колебательно-вращательным переходам, осуществлялась с помощью дифракционной решетки 100 штрихов/мм. Изучались однофотонные переходы из $11p$ состояния Na . Переходы из $12p$ состояния под действием излучения CO_2 лазера попадали в континуум и приводили к прямой фотоионизации [9]. В полосе перестройки волноводного CO_2 лазера (± 200 МГц) было обнаружено несколько совпадений. Минимальной отстройкой от максимума линии генерации волноводного CO_2 лазера обладал переход, идентифицированный нами как $11p-66d$. Он соответствовал линии P(26) полосы 9.4 мк. CO_2 лазера ($\nu_0 = 1041.279 \text{ см}^{-1}$, $\lambda = 9.62 \text{ мкм}$). На рис. 1,а приведена запись резонанса однофотонного поглощения в отсутствие внешнего электрического поля. Одновременно приведена зависимость мощности излучения волноводного CO_2 лазера от частоты резонатора. Частотная

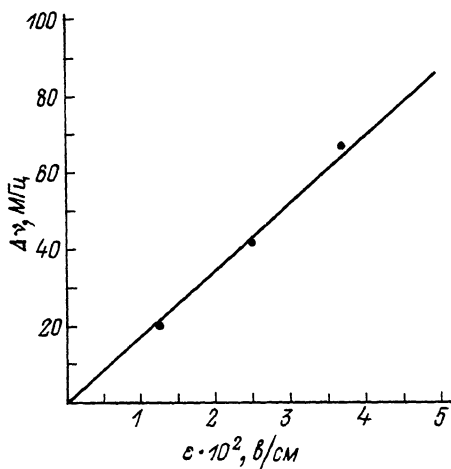


Рис. 2. Зависимость штарковского сдвига перехода $11p-66d$ в атоме натрия от напряженности внешнего электрического поля.

отстройка от максимума линии генерации составляет ~ 50 МГц. В принципе можно считать, что наблюдаемая ширина линии поглощения (~ 30 МГц) связана с присутствием остаточного неоднородного электрического поля, поскольку ширина линии CO_2 лазера (< 0.1 МГц), пролетная ширина (~ 3 МГц), естественная и доплеровская ширины перехода существенно меньше наблюдаемой.

Для того чтобы определить поляризуемость $66d$ состояния и абсолютную амплитуду напряженности остаточного поля, были проведены спектроскопические исследования эффекта Штарка в слабом постоянном электрическом поле. На кривых б, в, г рис. 1 приведены записи спектра поглощения перехода $11p-66d$, полученные с помощью волноводного CO_2 лазера для различных значений прикладываемого внешнего электрического поля. Рис. 2 показывает зависимость величины штарковского сдвига от напряженности. Видно, что наблюдается линейный эффект Штарка. Это связано, видимо, с тем, что из-за высокой поляризуемости и малости квантового дефекта d -состояний Na уже в слабых полях происходит смешивание d, f, g и т.д. электронных конфигураций, и эффект Штарка становится подобным водородному. Приведенный штарковский сдвиг при этом определяется по формулам эффекта Штарка в атоме водорода [12] и для ($66d$) состояния оказался равным 1.8 ГГц/В/см.

Анализ экспериментальных данных показывает, что ширина линии поглощения полностью определяется остаточным электрическим полем. Поэтому из ширины резонанса следует верхний предел на его напряженность (≤ 5 мВ/см). Сразу отметим, что пролетная ширина и тем более ширина линии используемого лазера позволяют регистрировать штарковское уширение полями, по крайней мере, на порядок меньшими. Уменьшение пролетной ширины за счет использования, например, „холодных“ ридберговских атомов и методов нелинейной спектроскопии [13] для получения узких бездоплеровских резонансов создает возможности дальнейшего повышения точности измерения слабых электрических полей в вакууме и их флуктуаций, развития принципиально новых методов лазерной диагностики поверхности.

В заключение авторы выражают свою благодарность Л.С. Василенко и Н.М. Дюбе за предоставленную возможность использовать волноводный CO_2 -лазер.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Neukammer J., Rinneberg H., Vietzke K., König A., Hieronymus H., Kohl M., Grabka H.J., Wunner G. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. P. 2947.
- [2] Herrman P.R., Hoffnagle J., Schlumpf N., Telegni V.L., Weis A. // J. Phys. B. 1986. V. 19. P. 1271.
- [3] Biraben F., Garreau J.C., Julien L. // Europhys. Lett. 1986. V. 2. P. 925.
- [4] Бушья М.А., Потье Л. // УФН. 1988. № 155. С. 299.
- [5] Gebriele G. et al. // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 57. P. 2504.
- [6] Kosher C.A., Taylor C.R. // Phys. Lett. A. 1987. V. 124. P. 68.
- [7] Namiot V.A. // Phys. Lett. A. 1988. V. 129. P. 106.
- [8] Ducas Th., Zimmerman M.L. // Phys. Rev. A. 1987. V. 15. P. 1523.
- [9] Бетеров И.М., Василенко Г.Л., Фатеев Н.В. // Квантовая электроника. 1988. № 15. С. 1488.
- [10] Бетеров И.М., Проворов А.С., Чеботарев В.П. // Квантовая электроника. 1975. № 2. С. 437.
- [11] Бетеров И.М., Рябцев И.И., Фатеев Н.В. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1988. № 52. С. 1113.
- [12] Ридберговские состояния атомов и молекул. / Под ред. Р. Стеббинга, Ф. Даннинга. М.: Мир. 1985. - Лисица В.С. // УФН. 1987. № 153. С. 379.
- [13] Летохов В.С., Чеботарев В.П. // Принципы нелинейной лазерной спектроскопии. М.: Наука. 1975.

Поступило в Редакцию
26 февраля 1989 г.