1979 г. Апрель *Том 127, вып. 4*

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

СОВЕЩАНИЯ И КОНФЕРЕНЦИИ

53(048)

НАУЧНАЯ СЕССИЯ ОТДЕЛЕНИЯ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ И АСТРОНОМИИ АКАДЕМИИ НАУК СССР

(25—26 октября 1978 г.)

25 и 26 октября 1978 г. состоялась научная сессия Отделения общей физики и астрономии и Отделения ядерной физики АН СССР. На сессии были заслушаны доклады:

1. Г. С. Кринчик. Магнитооптическое исследование поверхности.
2. А. Ф. Андреев. Термодинамика жидкостей ниже дебаевской температуры.
3. Э. Е. Берлович. Исследование ядер, удаленных от полосы β-стабильности.
4. В. С. Летохов. Детектирование одиночных атомов и ядер методами лазерной спектроскопии.
5. Г. Н. Флеров, Ю. Г. Оганесян. Синтез и поиск сверхтяжелых элементов.

Ниже публикуется краткое содержание четырех прочитанных докладов.

535.44 (048)

Г. С. Кринчик. Магнитооптическое исследование поверхности. Магнитооптический метод исследования поверхностных магнитных свойств кристаллов [1] основывается на двух следующих положениях: 1) при значениях коэффициента поглощения порядка единицы свет видимого диапазона при отражении проникает в кристалл на глубину менее 500 Å, 2) магнитооптические эффекты изменения интенсивности отраженного света или поворота плоскости поляризации пропорциональны намагниченности ферромагнетика. Таким образом, определив для данного кристалла этот коэффициент пропорциональности в области магнитного насыщения, можно определить все основные магнитные характеристики приповерхностного слоя, измеряя зависимость магнитооптического эффекта от напряженности магнитного поля. В случае, если мы имеем дело с магнитными кристаллами, прозрачными в видимой области спектра, можно специально перевести измерения в ультрафиолетовую область, чтобы за счет увеличения коэффициента поглощения уменьшить глубину проникновения света до требуемой величины. Наконец, если в дополнение к указанному ограничению по глубине проникновения ввести пространственное ограничение пучка света, т. е. предельно ограничить размер площадки, от которой отражается свет, то мы придем к магнитооптическому методу измерения магнитных характеристик микронных участков поверхности [2]. Площадь засветки можно довести на оптическом микроскопе хорошего разрешения примерно до 1 *мкм*^{2}, и следовательно, объем «образца», магнитные характеристики которого мы при этом измеряем, составляет менее 10^{-13} *см*^{3}. Приведем некоторые примеры применения указанных методик для решения различных физических и прикладных проблем.

а) Поверхностный магнетизм гематита [3]. Магнитооптическое исследование намагниченности на «низкосимметричных» гранях монокристаллов гематита показало, что характер магнитного состояния кристалла в объеме и в приповерхностном слое качественно различается. Это явление вызвано спонтанным образованием приповерхностного переходного магнитного слоя типа доменной границы, что в свою очередь обусловлено изменением симметрии окружения поверхностных магнитных ионов. Толщину этого переходного слоя можно изменить внешним магнитным полем в пределах от нескольких микрон до нуля. Расчет показал, что причиной возникновения поверхностного магнетизма гематита может служить магнитодипольное взаимо-

© Главная редакция физико-математической литературы издательства «Наука», «Успехи физических наук», 1979.

действие поверхностных магнитных ионов, с той оговоркой, что «распространение» переходного слоя в глубь кристалла происходит за счет обменного взаимодействия.

б) Образование тонкого ферромагнитного слоя на поверхности аустенитных сталей[4]. Нагревание неферромагнитной аустенитной хромомарганцевой стали ЭП-838 (конструкционного материала для первой стенки термоядерных реакторов) при температурах 400—1100 °С в высоком вакууме приводит к образованию на поверхности тонкого ферромагнитного слоя толщиной в несколько микрон. Его появление объясняется испарением основной аустенизирующей добавки в этой стали — марганца. На хромоникелевой стали марки SS-316 аналогичного образования ферромагнитной фазы обнаружено не было. Появление ферромагнитного слоя свидетельствует о фазовом γ — α-превращении в приповерхностном слое, и в данном случае магнитооптический метод может быть использован для диагностических целей.

в) Поверхностная сегрегация никеля в неферромагнитных никель-циркониевых катализаторах[5]. Было известно, что каталитическая активность никель-циркониевых катализаторов нарастает от нуля до некоторого максимального значения в течение нескольких часов. Магнитооптические исследования поверхности этих катализаторов показали, что указанное повышение активности связано с образованием тонкого ферромагнитного никелевого слоя, располагающегося под поверхностной окисной пленкой. Формирование такой сэндвичной структуры в приповерхностной области было установлено с помощью магнитооптического зондирования поверхности светом различных длин волн.

г) Структура доменных границ в ферромагнетиках[2]. Исследования магнитооптических свойств малых участков поверхности при разрешениях, близких к предельному, позволило получить надежно регистрируемые сигналы непосредственно от участков выхода доменной границы на поверхность в ферромагнитном металле — железе и в слабом ферромагнетике — гематите. Показано, что структура доменной границы существенно изменяется при подходе ее к поверхности; наблюдено образование субдоменов внутри доменной границы и их изменение под действием внешнего магнитного поля и т. д.

д) Исследование распределения намагниченности в микронных элементах[6]. Понятно, что магнитооптическая методика микронного разрешения пригодна не только для изучения магнитных свойств на отдельных участках больших по размеру образцов, но и для изучения малых ферромагнитных элементов. Появление таких элементов вызвано запросами современной микроэлектроники; они являются составными частями устройств памяти на цилиндрических магнитных доменах, тонкопленочных магнитных головок, причем область применений магнитных микроэлементов в будущем будет непрерывно увеличиваться. Распределение намагниченности в таких элементах и их магнитные характеристики полностью определяют функциональные параметры тех устройств, для которых они разрабатываются. Уже проведенные к настоящему времени исследования управляющих элементов и элементов шевронных детекторов схем с цилиндрическими магнитными доменами, а также магнитопроводов интегральных магнитных головок выявили ряд новых факторов, изменивших существовавшие представления и дали материал для обоснованных теоретических расчетов устройств с такими элементами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кринчик Г. С.— ФТТ, 1960, т. 2, с. 1941.
2. Кринчик Г. С. Бенидзе О. М.— ЖЭТФ, 1974, т. 67, с. 2180.
3. Кринчик Г. С., Зубов В. Е.— ЖЭТФ, 1975, т. 69, с. 707.
4. Кринчик Г. С., Никитин Л. В., Иванов Л. И., Бондаренко Г. Г., Федичкин Г. М.— ДАН СССР, 1979, т. 245, № 4.
5. Кринчик Г. С., Никитин Л. В., Лунин В. В., Чернавский П. А.— ФТТ, 1979, т. 21, с. 599.
6. Krinchik G. S., Chepurova E. E., Shamatov U. N., Raev V. K., Andreev A. K.— AIP Cont. Proc., 1975, v. 24, p. 649.
Кринчик Г. С., Лаззари Ж. П., Чепурова Е. Е., Шаматов У. Н.—Письма ЖЭТФ, 1977, т. 3, с. 1209.
Krinchik G. S., Chepurova E. E., Shamatov U. N.— IEEE Trans. Magnet., 1978, v. Mag-14, p. 1169.

56.74 (048)

А. Ф. Андреев. Термодинамика жидкостей ниже дебаевской температуры. Согласно представлениям, развитым Френкелем[1], характерным свойством жидкостей является большая величина частоты колебаний атомов ω вблизи некоторых положений равновесия по сравнению с обратным време-

нем жизни τ вблизи данного положения равновесия. В низкотемпературной квантовой области, в которой колебания атомов есть в основном нулевые колебания, а время τ обусловлено квантовым туннелированием, неравенство $\omega\tau \gg 1$ означает, что в жидкости существуют две различные по порядку величины характерные энергии квантовой природы — дебаевская температура $\Theta \sim \hbar\omega$ и неопределенность энергии $T_d \backsim \hbar/\tau$, связанная с делокализацией частиц,— и две физически различные температурные области, соответствующие квантовой жидкости [2]: 1) $T \ll T_d$; 2) $T_d \ll T \ll \Theta$. Поскольку T_d совпадает по порядку величины с температурой квантового вырождения (фермиевского или бозевского), то ясно, что первое неравенство фактически осуществляется лишь для изотопов гелия — обычных квантовых жидкостей. Число квантовых жидкостей второго типа больше (кроме гелия сюда относятся также изотопы водорода).

Для того чтобы жидкость не затвердевала при $T \ll \Theta$, необходимо, чтобы амплитуда нулевых колебаний не была слишком мала по сравнению с расстоянием между частицами или, что то же самое, дебаевская температура Θ не была слишком мала по сравнению с характерной энергией взаимодействия соседних частиц в жидкости U. Фактически в гелии и водороде Θ всего в несколько раз меньше U. Поскольку $\omega\tau \backsim \exp(U/\Theta)$, этого, однако, вполне достаточно, чтобы обеспечить выполнение условия $\omega\tau \gg 1$ (или $T_d \ll \Theta$) применимости френкелевской картины жидкости.

Оказывается, что термодинамические свойства квантовых жидкостей в области $T_d \ll T \ll \Theta$ могут быть в общем виде выяснены теоретически. Действительно, условие $T \gg T_d \backsim \hbar/\tau$ позволяет при вычислении термодинамических функций рассматривать атомы жидкости как локализованные вблизи положений равновесия. Поскольку в жидкости отсутствует дальний порядок и положения равновесия распределены в пространстве довольно нерегулярно, жидкость при этом подобна стеклу. Так как при $T \ll \Theta$ колебания практически не возбуждены, основной вклад в термодинамику вносит механизм, аналогичный предложенному Андерсоном, Гальпериным и Вармой [3] и Филлипсом [4] для объяснения низкотемпературных свойств стекол. Именно, речь идет о возбуждениях, соответствующих переходу атомов в соседние положения равновесия с увеличением энергии на величину $\varepsilon \backsim T$. Разница со случаем стекла заключается в том, что в рассматриваемых жидкостях ввиду большой вероятности туннелирования все энергетические барьеры проницаемы, поэтому малость концентрации возбуждений обусловлена лишь малостью температуры по сравнению с энергией взаимодействия U. Пусть $\nu\, d\varepsilon$ есть вероятность того, что некоторый данный атом имеет соседнее вакантное положение равновесия с энергией возбуждения между ε и $\varepsilon + d\varepsilon$. При $\varepsilon \ll U$ плотность уровней не зависит от энергии и по порядку величины равна z/U, где z — некоторое эффективное число соседних вакантных положений равновесия. Свободная энергия жидкости в расчете на атом равна

$$f(T) = -T \int_0^\infty \nu\, d\varepsilon \ln\left(1 + e^{-\varepsilon/T}\right) = -\frac{\pi^2}{12}\nu T^2,$$

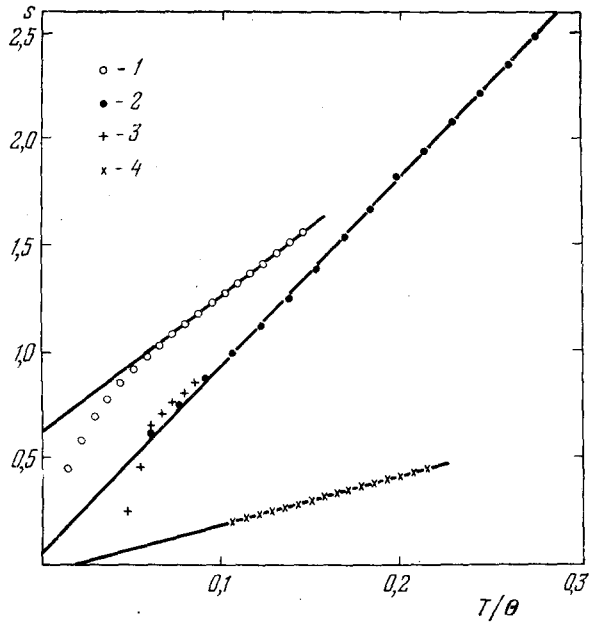
откуда находим энтропию и теплоемкость

$$s(T) = c(T) = \frac{\pi^2}{6}\nu T. \qquad (1)$$

На рисунке представлены экспериментальные зависимости [5-7] энтропии жидких He^3, He^4 и параводорода в расчете на атом от отношения T/Θ. Дебаевская температура вычислялась по обычной формуле для твердых тел, в которую подставлялись измеренные значения скорости звука и плотности жидкостей при рассматриваемых давлениях, т. е. $P = 0$, $P = 25$ *атм*, $P = 64{,}6$ *атм* соответственно для He^3, He^4 и H_2. Вычисления приводят к значениям $\Theta = 13{,}7$ °K, 32,7 °K, 155 °K. Во всех случаях предсказываемый формулой (1) линейный закон хорошо выполняется, за исключением области низких температур для He^3 и He^4, в которой начинает проявляться квантовое вырождение. Важно также отметить, что для He^3 проведенная по экспериментальным точкам прямая экстраполируется при $T \to 0$ не в нуль, а, как и должно быть, к значению $s \approx 0{,}62$, близкому к $\ln 2$, поскольку в данном случае к энтропии, определяемой формулой (1), должна быть прибавлена энтропия неупорядоченных ядерных спинов. Из сравнения углов наклона прямых на рисунке с формулой (1) находим значения обратной плотности уровней ν^{-1} соответственно для He^3, He^4 и H_2: 3,5 °K, 6 °K, 110 °K, которые представляются вполне разумными.

Неравенство $T \ll \Theta$ существенным образом проявляется также и в полностью квантовой области $T \ll T_d$. Кастен и Нозьер [8], анализируя магнитные свойства жидкого He^3 в области ферми-жидкости, отметили, что неравенство $T_d \ll \Theta$ позволяет рассматривать He^3 как систему, близкую к твердому телу, что объясняет относительную слабость обменного взаимодействия ядерных спинов и связанную с этим аномально большую величину наблюдаемой магнитной восприимчивости. Для жидкого He^4 в области сверхтекучести проявлением близости к твердому телу является аномальная

малость плотности частиц бозе-эйнштейновского конденсата. Кроме того, здесь находит свое естественное объяснение наблюдаемая на опыте положительная дисперсия



Температурная зависимость энтропии на атом.

1 — He^3 при давлении насыщенных паров [5], 2 — He^4 при давлении 25 *атм* [6], 3 — He^4 при давлении 25 *атм* [5], 4 — пароводород при давлении 64,6 *атм* [7].

скорости фононов в He II [9]. Действительно, согласно общим соображениям Мандельштама и Леонтовича [10] наличие в жидкости любого большого времени релаксации (в данном случае τ) обусловливает дисперсию звука, причем скорость звука всегда растет с увеличением частоты. Краткое содержание работы опубликовано в [11].

ЛИТЕРАТУРА

1. Френкель Я. И. Кинетическая теория жидкостей.— М.; Л.: Изд-во АН СССР, 1945.
2. Андреев А. Ф.— ЖЭТФ, 1970, т. 59, с. 1819.
3. Anderson P. W., Halperin B. I., Varma C. M.— Phil. Mag., 1972, v. 25, p. 1.
4. Phillips W. A.— J. Low Temp. Phys. 1972, v. 7, p. 351.
5. Wilks J. Liquid and Solid Helium.— Oxford: Clarendon Press, 1967.
6. Thermophysical Properties of Helium-4 from 2 to 1500 K with Pressures to 1000 Atmospheres: NBS Technical Note 631.— 1972.
7. Thermophysical Properties of Parahydrogen from the Freezing Liquid Line to 5000 R for Pressures to 1000 Psia: NBS Technical Note 617.— 1972.
8. Castaing B., Nozieres P.— J. de Phys. (in press).
9. Maris H. J., Massey W. E.— Phys. Rev. Lett., 1970, v. 25, p. 220.
10. Мандельштам Л. И., Леонтович М. А.— ЖЭТФ, 1937, т. 7, с. 438.
11. Андреев А. Ф.— Письма ЖЭТФ, 1978, т. 28, с. 603.

539.165 (048)

Э. Е. Берлович. Исследование ядер, удаленных от полосы β-стабильности. В последние годы заметно усилился интерес физиков к нуклидам, удаленным от полосы β-стабильности; обсуждению их свойств и результатов экспериментальных исследований посвящены несколько международных конференций. Несмотря на большие трудности получения этих нуклидов в лабораторных условиях, обусловленные малыми сечениями их образования в ядерных реакциях и короткими временами жизни, информация об их свойствах представляется весьма важной как с точки зрения астрофизики, поскольку они постоянно образуются в различных

астрофизических процессах (например, процесс «быстрого» нейтронного захвата при взрывах Сверхновых, или реакции глубокого расщепления, деления и фрагментации под действием протонов и α-частиц высоких энергий в звездных атмосферах, в оболочках остатков Сверхновых и в межзвездной среде), так и для создания адекватной теории ядра.

Основные характерные особенности этих нуклидов таковы: 1) «необычное» соотношение между числами нейтронов и протонов, 2) «необычное» соотношение между кулоновскими и ядерными силами, 3) существенное различие между энергиями связи протонов и нейтронов, 4) различие радиусов распределения протонов и нейтронов,

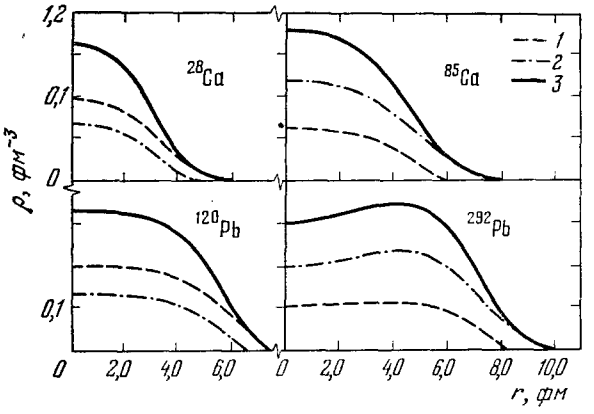


Рис. 1. Профили распределения протонов и нейтронов для ^{28}Ca, ^{85}Ca, ^{120}Pb и ^{292}Pb по расчетам работы [2].

1 — протоны, *2* — нейтроны, *3* — все нуклоны.

приводящее к образованию на периферии ядра «рыхлого» гало, содержащего преимущественно нуклоны одного типа [1,2] (рис. 1). 5) большие значения энергий β-распада.

Наличие гало слабосвязанных избыточных нуклонов вокруг остова жесткосвязанных нуклонов обоих типов, вместе с другими упомянутыми особенностями, должно привести к отличиям структуры подобных нуклидов и сказаться на таких важных характеристиках, как вид потенциала, момент инерции, форма и т. д. Для создания адекватной теории ядра экспериментальная информация о ядрах, удаленных от полосы β-стабильности, не менее важна, чем информация о нуклидах в районе этой полосы.

В работах [3-6] рассмотрены некоторые эффекты, ожидаемые вблизи границ нуклонной устойчивости (двухнейтронный распад [3], «запаздывающее» испускание частиц ^{3}H и ^{3}He[4]); показано [5], что наблюденное в лаборатории Г. Н. Флерова (ОИЯИ) явление «запаздывающего» деления [7] особенно широко распространено в области нейтроноизбыточных ядер, что должно оказывать влияние на развитие процесса «быстрого» нейтронного захвата (r-процесс) и на распространенность элементов. Расчет r-процесса с учетом влияния нуклонных оболочек показал [6], что он развивается значительно дальше, чем это следовало из классических расчетов [8], и при некоторых значениях параметров может приводить к образованию сверхтяжелых элементов.

В работах [9,10] рассмотрены особенности эффектов, сильно зависящих от энергии (двойной β-распад [9], вклады высших порядков в одиночные β-переходы [10] при больших энергиях распада). В настоящее время в разных странах функционирует целый ряд систем, предназначенных для изучения «удаленных» нуклидов, получаемых на ускорителях протонов и тяжелых ионов, а такие на реакторах. В СССР изучения «удаленных» ядер проводятся на ускорителе тяжелых ионов в лаборатории Г. Н. Флерова в Объединенном институте ядерных исследований.

В Ленинградском институте ядерной физики им. Б. П. Константинова АН СССР в течение нескольких последних лет нуклиды с периодами полураспада до десяти секунд получались в реакциях, инициированных протонами, ускоренными синхроциклотроном до энергии 1 *Гэв*; после быстрого выделения из кипящей жидкой мишени, путем продувания кислорода и перевода в летучие окислы, эти нуклиды доставлялись в бесфоновое помещение с помощью пневмопочты. Этим методом впервые получены новые короткоживущие изотопы осмия и рения [11,12], причем в случае рения удалось продвинуться от наиболее легкого стабильного изотопа ^{185}Re на 15 массовых единиц (^{170}Re. $T_{1/2} = 9 \pm 2$ *сек*).

В конце 1975 г. в ЛИЯФ запущен комплекс ИРИС, в котором масс-сепаратор работает «в линию» с синхроциклотроном, так что исследование излучения нуклидов проводится непрерывно, по мере их образования и транспортировки в виде ускоренных

ионов к сборнику, перед которым располагается детектор излучения. Блок-схема комплекса ИРИС показана на рис. 2. С помощью этой системы были исследованы γ-спектры изотопов ксенона (^{118}Xe, ^{119}Xe) [13].

Весьма эффективным оказалось объединение усилий групп ЛИЯФ и отдела ядерной спектроскопии и радиохимии ЛЯП ОИЯИ. С помощью разработанного в ОИЯИ ионного источника с поверхностной ионизацией, объединенного в единый элемент с облучаемой протонами мишенью и приспособленный для работы с масс-сепаратором системы ИРИС, удалось провести исследование α-распада 27 изотопов редкоземельных элементов [14]. Обычно α-распад изотопов, получаемых в ядерных реакциях, изучался без масс-сепаратора и идентификация α-излучателя проводилась по функциям

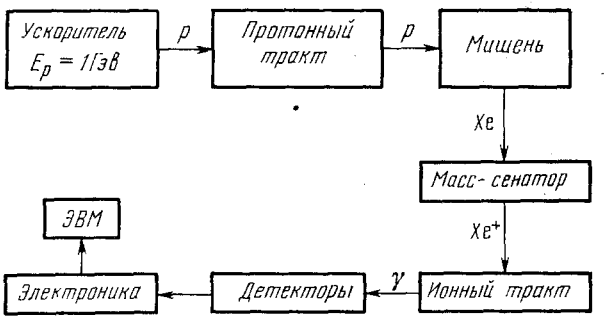


Рис. 2. Блок-схема комплекса ИРИС.

возбуждения, т. е. кривым зависимости выхода того или иного изотопа от энергии. При таком методе неоднократно возникали неопределенности и ошибки. Некоторые из подобных ошибок выявлены и в упомянутых исследованиях [14]: например, правильно идентифицирована энергия α-линии изотопа ^{156}Yb, обнаружен новый изотоп ^{157}Lu и исследованы его основные характеристики — энергия α-линии, относительная интенсивность ветви α-распада и период полураспада ($T_{1/2}$ = 5,2 ± 0,3 *сек*). Этот изотоп отстоит от наиболее легкого стабильного изотопа лютеция (^{175}Lu) на 18 массовых единиц. Сейчас на системе ИРИС действуют два ионных пучка и планируется подключение третьего, что даст возможность одновременно проводить эксперименты с тремя выбранными изотопами элемента. К работам на системе ИРИС, кроме группы ОИЯИ, привлечены сотрудники ЛГУ, ТашГУ, Радиевого института и намечается дальнейшее расширение круга участников из других научных учреждений Союза и зарубежных стран.

Готовятся методики для прецизионных измерений масс «удаленных» нуклидов (совместно с группой Радиевого института) на масс-спектрометре высокого разрешения, разработанном В. М. Кельманом; для изучения зарядовых радиусов ядер по изотопическому сдвигу оптических линий с помощью техники лазеров с перестраиваемой длиной волны, а также для определения спинов магнитных и квадрупольных моментов (совместно с группой В. С. Летохова в ИСАНе); создающиеся группой О. И. Сумбаева и ЛИЯФ, светосильные кристалл-дифракционные спектрометры дадут возможность изучать сдвиги рентгеновских линий и эффекты сверхтонкого взаимодействия.

ЛИТЕРАТУРА

1. Берлович Э. Е.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1971, т. 35, с. 774; In: Proc. of the Intern. Conference on the Properties of Nuclei Far from Beta-stability.— CERN 70-30, 1970.— V. 1, p. 497.
2. Bruecher K. A., Chirico J. H., Meldner H. W.— Phys. Rev. Ser. C, 1971, v. 4, p. 732.
3. Берлович Э. Е., Голубев О. М., Новиков Ю. Н.— Письма ЖЭТФ, 1970, т. 12, с. 289.
4. Берлович Э. Е., Новиков Ю. Н.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1969, т. 33, с. 679.
5. Берлович Э. Е., Новиков Ю. Н.— ДАН СССР, 1969, т. 185, с. 1025; Phys. Lett., 1969, v. 29, p. 155.
6. Берлович Э. Е., Новиков Ю. Н.— Письма ЖЭТФ, 1969, т. 9, с. 708.
7. Кузнецов Н. И., Скобелев Н. К., Флеров Г. Н.— ЯФ, 1966, т. 4, с. 99, 279; 1967, т. 5, с. 271.
8. Seeger A., Fowler W. A., Clayton D. D.— Astrophys. J. Suppl., 1965, v. 11, p. 121.

9. Берлович Э. Е., Новиков Ю. Н.— ДАН СССР, 1969, т. 188, р. 1023.
10. Берлович Э. Е., Голубев О. М., Новиков Ю. Н.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1970, т. 34, с. 1695.
11. Берлович Э. Е., Блинников Ю. С. и др.— Ibid., 1972, т. 36, с. 2490.
12. Берлович Э. Е., Вайшнис П. П. и др.— Ibid., 1974, т. 38, с. 1577.
13. Берлович Э. Е., Батист Л. Х. и др.— Ibid., 1976, т. 40, с. 2036.
14. Афанасьев В. П., Батист Л. Х., Берлович Э. Е., Громов К. Я. и др.— В кн. Тезисы докладов 28-го совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Алма-Ата. 28—31 марта 1978 г.— Л.: Наука, Ленингр. отд-е, 1978.— С. 70, 500.

[539.144+621.378.325](048)

В. С. Летохов. Детектирование одиночных атомов и ядер методами лазерной спектроскопии. В последнее время значительное внимание уделяется развитию методов лазерного детектирования сверхмалых или, как говорят, следовых количеств веществ (см. обзор [1]). Принципиально обнаружимым пределом является один атом, так как он все еще несет полную спектральную информацию о своем строении. Именно поэтому одной из основных целей лазерной спектроскопии является разработка методов детектирования одиночных атомов. Наиболее перспективными являются метод лазерного возбуждения резонансной флуоресценции, позволяющий получить максимальное число рассеянных одним атомом фотонов [2], и метод селективной ступенчатой ионизации лазерным излучением, позволяющий переводить практически каждый атом в ион [3]. Оба метода недавно успешно продемонстрированы в Институте спектроскопии АН СССР.

Особенность метода резонансной флуоресценции заключается в том, что один и тот же атом может многократно взаимодействовать с лазерным излучением, переизлучая во все стороны фотоны той же частоты, что и возбуждающие. При интенсивности лазерного излучения, большей интенсивности насыщения резонансного перехода, населенности основного и возбужденного уровней становятся одинаковыми. В этом случае за время пересечения светового луча T атом переизлучает $N_{\max} = T/2\tau_{\text{спонт}}$ фотонов, где $\tau_{\text{спонт}}$ — время спонтанного распада возбужденного состояния в основное.

Например, в эксперименте [2] атомы Na пересекали световой луч непрерывного лазера на красителе, частота которого настраивалась на резонансную D_2-линию. На пути 4 *мм* каждый атом переизлучал в 4π *стер* около 200 фотонов. Такой сигнал флуоресценции регистрировался двумя ФЭУ, а для выделения сигнала флуоресценции от каждого пролетающего световой луч атома использовалась двухканальная схема регистрации, работающая в режиме совпадений. Минимальный детектируемый поток атомов Na составлял 10 *атомов/сек*, что соответствует средней плотности атомов 10^{-4} в области регистрации. К сожалению, флуоресцентный метод детектирования единичных атомов неприменим для большинства сложных атомов, имеющих метастабильные состояния вблизи основного, так как цикличность процесса легко прерывается после перехода атома из возбужденного в метастабильное состояние. В этом случае более эффективен и универсален фотоионизационный метод.

Такой подход в детектировании одиночных атомов основан на методе их селективной ступенчатой фотоионизации, предложенном автором доклада как для разделения изотопов, так и для детектирования атомов еще в 1969 г. (см. обзор [4]). Если детектирование осуществляется в вакууме или газе низкого давления (наиболее интересный случай с точки зрения максимального спектрального разрешения), то для ионизации каждого влетевшего в лазерные лучи атома необходимо посылать лазерные импульсы с частотой следования около 50 *кгц* (при тепловой скорости движения $5\cdot10^4$ *см/сек* и пути взаимодействия 1 *см*). При средней мощности перестраиваемого лазерного излучения, доступной в лабораторных условиях порядка 1 *вт*, эффективная ионизация большинства атомов может быть осуществлена, только если ионизовать атом через высоколежащие (ридберговские) состояния. В таком методе селективной ионизации атомов, который был также предложен и исследован в Институте спектроскопии АН СССР [5], процесс нерезонансной фотоионизации атома на переходе из промежуточного состояния в континуум заменяется процессом резонансного возбуждения атома из того же состояния в высоколежащее состояние вблизи границы ионизации с последующей ионизацией импульсом электрического поля. Эффективность ионизации в таком процессе близка к единице. Так как возбуждение на всех последовательных ступенях является резонансным, то для насыщения всех переходов требуется сравнительно небольшая плотность энергии лазерных импульсов (10^{-4}—10^{-6} *дж/см*^{2}), вполне достижимая с помощью существующих импульсных лазеров на красителях. Это было успешно продемонстрировано в экспериментах по детектированию одиночных атомов Na [3] (двухступенчатое лазерное возбуждение + ионизация электрическим полем) и Yb [6] (трехступенчатое лазерное возбуждение + ионизация электрическим полем).

Обратим внимание на то, что многоступенчатое лазерное возбуждение при использовании изотопического (или изомерного и т. д.) сдвига на всех последовательных пере-

ходах может быть использовано также для получения исключительно высокой селективности детектирования атомов (рисунок). Обычно селективность возбуждения на одной ступени ограничивается неизбежным вкладом возбуждения на лоренцовском крыле соседней линии. В лучшем случае, при естественной ширине линии Г и расстоянии между ними $\Delta\omega_1$ предельная селективность $S_1 = (2\ \Delta\omega_1/\Gamma)^2 \approx 10^5$—$10^6$. Однако при трехступенчатом селективном возбуждении она может быть увеличена до значения

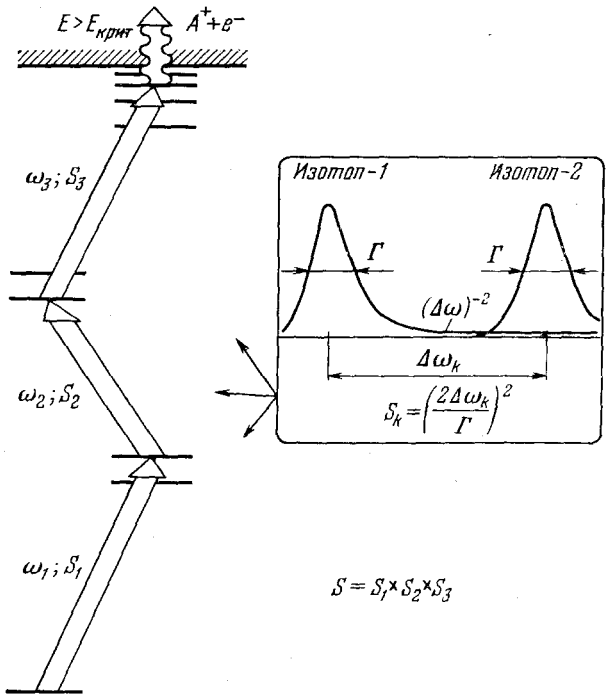


Схема высокоселективного трехступенчатого возбуждения ридберговского состояния атома вблизи границы ионизации с последующей ионизацией импульсом электрического поля, позволяющая преодолеть ограничение селективности ионизации из-за перекрывания крыльев близких линий поглощения.

$S = S_1 \times S_2 \times S_3 \approx 10^{15}$—$10^{18}$. Это принципиально важно для детектирования редких изотопов, изомеров формы ядер, сверхплотных ядер и т. д.

Высокая чувствительность и разрешающая способность разработанных методов лазерной спектроскопии позволяют исследовать характеристики ядер, доступных в очень малых количествах. Эта возможность основана на том, что в тонких деталях оптического спектра атома вполне однозначно проявляются многие характеристики ядер: числа протонов и нейтронов, спин и квадрупольный момент ядра и связанные с ними форма, средний радиус и возбуждение ядра, и даже скорость движения и ориентация ядра. Именно здесь лежит ключ к применению методов лазерной спектроскопии в ядерно-физических экспериментах, когда операции с ядрами, имеющими необходимые характеристики, осуществляются путем воздействия когерентного света на окружающее ядро электронное облако.

ЛИТЕРАТУРА

1. Летохов В. С. — УФН, 1978, т. 118, с. 199.
2. Балыкин В. И., Летохов В. С. и др.— Письма ЖЭТФ, 1977, т. 26, с. 492.
3. Беков Г. И., Летохов В. С., Мишин В. И.— Ibid., 1978, т. 27, с. 52.
4. Летохов В. С., Мишин В. И., Пурецкий А. А.— В кн. Химия плазмы/Под ред. Б. М. Смирнова.— М.: Атомиздат, 1977.— Т. 4, с. 3.
5. Иванов Л. Н., Летохов В. С.— Квант. электрон., 1975, т. 2, с. 585. Амбарцумян Р. В., Беков Г. И., Летохов В. С., Мишин В. И.— Письма ЖЭТФ, 1975, Т. 21, с. 595.
6. Bekov G. I., Letokhov V. S. et al. Optics Lett., 1978, v. 3, p. 159.