

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

им. М.В.ЛОМОНОСОВА

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

И.С.Дмитриев, Я.А.Теплова, В.С.Николаев

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ С БЫСТРЫМИ

МЕТАСТАБИЛЬНЫМИ АТОМАМИ И ИОНАМИ

Лекции

Игорь Сергеевич Дмитриев,
Яна Анатольевна Теплова,
Валентин Сергеевич Николаев

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ С БЫСТРЫМИ
МЕТАСТАБИЛЬНЫМИ АТОМАМИ И ИОНАМИ

Лекции

Редактор издательства	Р. Д. Солод
Редактор	Э. П. Чикова
Ответственный за выпуск	В. С. Николаев
Техническое оформление	Т. В. Юдина

Подписано к печати 21.03.77г. Л-86288.
Формат 60х90 1/16. Бумага офс. №1 (80гр.)
Уч.-изд. л. 4,2.
Заказ № 406. Тираж 200 экз. Цена 16 коп.

Издательство
Московского университета
Москва, К-8, ул. Герцена, 8/7.
Отпечатано в Центральной лаборатории офсетной печати
и множительной техники НИИЯФ МГУ

Издательство Московского университета

1977

Основой для настоящей публикации послужили лекции, прочитанные во Всесоюзной школе по электронным и атомным столкновениям (Рига, 1974 г.). Они посвящены обзору современного состояния исследований с пучками быстрых атомов и ионов, содержащих метастабильные частицы. Рассмотрены: различные способы обнаружения возбужденных долгоживущих частиц, времена их жизни, количество при разных способах образования, а также сечения потери и захвата электронов невозбужденными и возбужденными атомными системами. Экспериментальный материал получен как самими авторами, так и в крупнейших зарубежных лабораториях. В приложении дается систематизированный справочный материал относительно параметров ионов и атомов в долгоживущих состояниях.

Рецензенты:

доктор физ.-мат. наук, профессор А. Ф. Тулинов

доктор физ.-мат. наук В. А. Молчанов

СОДЕРЖАНИЕ

	стр.
ВВЕДЕНИЕ	5
I. МЕТОДЫ ОБНАРУЖЕНИЯ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ ЧАСТИЦ В ИОННЫХ ПУЧКАХ, ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИХ КОЛИЧЕСТВА И ВРЕМЕН ЖИЗНИ	6
I.1. Масс-спектрометрический метод (распределение ионов по зарядам	7
I.1.1. Математическое описание	7
I.1.2. Экспериментальная аппаратура, схема измерений	12
I.1.3. Экспериментальные зависимости	16
I.1.4. Условия применимости метода	22
I.2. Метод ослабления интенсивности пучка	24
I.2.1. Математическое описание	24
I.2.2. Условия применимости	24
I.2.3. Экспериментальная аппаратура и измерения	25
I.3. Остальные методы измерений	27
II. О СЕЧЕНИЯХ ПОТЕРИ И ЗАХВАТА ЭЛЕКТРОНОВ ДЛЯ ПУЧКОВ МНОГОВАРЯДНЫХ ИОНОВ, СОДЕРЖАЩИХ ВОЗБУЖДЕННУЮ КОМПОНЕНТУ	29
2.1. Процесс потери электронов	30
2.1.1. Основные закономерности	30
2.1.2. Определение сечений потери электрона для метастабильных и невозбужденных гелиеподобных ионов	34
2.1.3. Сравнение сечений потери электронов для ионов с небольшим числом электронов	42
2.1.4. О сечениях потери двух электронов невозбужденными и метастабильными гелиеподобными ионами	46

2.1.5. О сечениях потери электронов возбужденными ионами с тремя и большим числом электронов	48
2.2. Процесс захвата электронов.	49
2.2.1. Основные закономерности	50
2.2.2. О процессе захвата электронов метастабильными гелиеподобными ионами.	55
2.2.3. О захвате электрона возбужденными ионами с большим числом электронов	56
III. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ ИОНОВ.	60
3.1. Водородоподобные ионы ($N = 1$)	60
3.2. Гелиеподобные ионы ($N = 2$).	61
3.3. Литиеподобные ионы ($N = 3$).	71
3.4. Бериллиеподобные ионы ($N = 4$).	75
3.5. Сложные метастабильные системы ($N > 4$)	75
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	77
ПРИЛОЖЕНИЕ	79
ЛИТЕРАТУРА	87

ВВЕДЕНИЕ

Столкновение быстрых заряженных или нейтральных атомных частиц с атомами и молекулами среды сопровождается в большинстве случаев возбуждением их электронных оболочек. При этом возможно образование атомных систем в долгоживущих возбужденных состояниях. Поскольку параметры, характеризующие взаимодействие таких систем, в том числе сечения потери и захвата электронов, сечения торможения несколько иные, чем для невозбужденных частиц, присутствие их в пучке ионов влияет на средние величины характеристик, получаемых экспериментально. Степень этого влияния трудно оценить априори, не зная количества возбужденных частиц, механизма их образования, времени жизни системы, т.е. факторов, зависящих от многих свойств как быстрой частицы, так и соответствующей среды.

С другой стороны, исследование свойств самих возбужденных метастабильных частиц, а также методов получения пучков с большим содержанием возбужденной компоненты, важно для многих процессов, связанных с газодинамикой, образованием ионов и опентроокопией. В связи с этим понятно прикладное значение исследований метастабильных частиц для ряда развивающихся областей физики: низкотемпературной и высокотемпературной плазмы [1], ускорительной техники и, в частности, ионных источников, лазерной физики рентгеновского и ультрафиолетового диапазонов и, наконец, астрофизики [2,3,4].

Успехи физики атомных столкновений, а также возможности использования ускорителей заряженных частиц, послужили толчком для развития исследований с быстрыми метастабильными частицами.

Сравнительно недавно обнаружены разные способы возбуждения частиц в пучке [5, 6], развиты методы изучения параметров возбужденной компоненты, в том числе количества метастабильных ионов при определенных начальных условиях. Это дало возможность моделировать условия прохождения пучка быстрых частиц через вещество, изменяя процент метастабильной компоненты, и установить ее влияние на многие характеристики пучка, получаемого в реальных опытах.

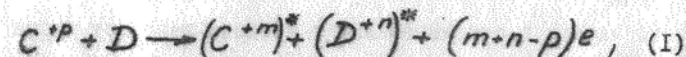
Наиболее тщательно в настоящее время изучены долгоживущие состояния атомов водорода [7], гелия [8], лития [9]. Проведены работы по исследованию изовалентных систем с числом электронов $N = Z - i$, равным двум и трем (где Z и i — ядерный и ионный заряды частиц), а также некоторых однозарядных метастабильных ионов [10] и более сложных атомных систем [6, 11].

1. МЕТОДЫ ОБНАРУЖЕНИЯ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ ЧАСТИЦ В ИОННЫХ ПУЧКАХ, ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИХ КОЛИЧЕСТВА И ВРЕМЕН ЖИЗНИ

Обязательным элементом каждой экспериментальной установки по изучению возбужденных ионов является область формирования возбужденных частиц — это либо сам источник многозарядных ионов [12], либо твердая пленка [6, 13], через которую проходит пучок быстрых частиц, либо тонкая и толстая газовые мишени [14, 15, 16]. Во всех этих случаях в пучке образуется разное количество возбужденных частиц. Наиболее чистыми являются условия формирования пучка в тонкой газовой мишени, где можно выделить процессы элементарного взаимодействия, приводящие к возбуждению быстрой частицы.

Процесс столкновения двух систем C, D , с образованием возбужденных частиц, в общем виде записывается следующим обра-

зом:



где $Z-m, Z-n, Z-p$ — участвующие в столкновении электроны e .

В связи с тем, что энергия связи электрона в возбужденном состоянии на несколько десятков электронвольт меньше, чем в основном состоянии, вероятность потери электрона из возбужденного состояния превышает вероятность потери электрона из основного состояния. Эта разница используется для обнаружения и количественной оценки возбужденной компоненты. Регистрация разницы в сечениях лежит в основе метода исследования метастабильных частиц, применяемого в Московском университете [14].

1.1. Масс-спектрометрический метод (распределение ионов по зарядам)

Для обнаружения возбужденных ионов в пучках быстрых частиц использовались явления изменения среднего сечения потери электрона при их возбуждении и спонтанной потери электрона метастабильными ионами, находящимися в автоионизационных состояниях.

1.1.1. Математическое описание

В опытах с пучками быстрых гелиеподобных и литиеподобных ионов, содержащих метастабильную компоненту, измерялось распределение ионов по зарядам, т.е. относительное количество ионов $\Phi_K / \sum_K \Phi_K = 1$ с различными зарядами K , после прохождения тонкой газовой мишени (камера столкновений) в условиях однократности столкновений [13].

Величины Φ_K в общем случае зависят от эффективных сече-

ний σ_{ik}^* и σ_{ik} изменения заряда возбужденных и невозбужденных частиц в столкновениях с атомами газа, от числа $n(l)$ атомов в 1 см^3 вдоль пути ионов l между сепаратором и анализатором, длины этого пути L , вероятности автоионизации α , вероятности радиационного снятия возбуждения γ , скорости ионов v и относительного количества возбужденных частиц α' среди ионов с зарядом i . При достаточно малом давлении газа в камере столкновений, т.е. при условии $\sum_k \sigma_{ik}^* t \ll 1$, где $t = \int_0^L n dl$ - толщина газовой мишени на пути ионов $L = 75 \text{ см}$, для относительного числа ионов $\Phi_{i,i+1}$, потерявших в камере столкновений один электрон, будем иметь:

$$\Phi_{i,i+1} = \sigma_{i,i+1} t + \alpha' \left\{ \left(\frac{\alpha L}{v} + \sigma_{i,i+1}^* t \right) \frac{1 - e^{-x^* L}}{x^* L} + \sigma_{i,i+1} \left(\frac{\gamma L}{v} \frac{1 - (1 - e^{-x^* L})/x^* L}{(x - x^*) L} \right) \right\}, \quad (2)$$

где

$$x = \sum_k \sigma_{ik} n, \quad x^* = \sum_k \sigma_{ik}^* n + (\alpha + \gamma)/v.$$

Из (1) при $\sum_k \sigma_{ik}^* t \ll 1$, $\sum_k \sigma_{ik} n \ll (\alpha + \gamma)/v$ следует

$$\Phi_{i,i+1} = \sigma_{i,i+1} t + \alpha' (A + Bt), \quad (3)$$

где

$$A = \frac{1}{1 + \gamma/\alpha} \left[1 - \exp \left(- \frac{L(\alpha + \gamma)}{v} \right) \right],$$

$$B = A \left[\left(\sigma_{i,i+1}^* - \frac{1}{1 + \alpha/\gamma} \sigma_{i,i+1} \right) \frac{v}{\alpha L} - \sum_k \sigma_{ik}^* \left(1 + \frac{v}{L(\alpha + \gamma)} \right) \right] + \frac{1}{1 + \gamma/\alpha} \left[\sum_k \sigma_{ik}^* - \sigma_{i,i+1} \right].$$

Количество α' возбужденных ионов, дошедших до камеры столкновений, зависит от расстояния R между мишенью и центром магнитного поля сепаратора:

$$\alpha' = \alpha \exp \left[- \left(\frac{\alpha + \gamma}{v} R + \sum_k \sigma_{ik}^* t' \right) \right], \quad (4)$$

где α - относительное количество возбужденных частиц в пучке ионов, вышедших из мишени, $t' = \int_0^R n' dl'$, n' - число атомов в 1 см^3 на пути частиц между мишенью и сепаратором.

Из выражения (2) следует, что в тех случаях, когда в ионном пучке не содержится автоионизирующихся частиц, величины $\Phi_{i,i+1}$ пропорциональны толщине слоя газа в камере столкновений t . При появлении таких частиц в ионном пучке в величине $\Phi_{i,i+1}$ возникает составляющая, не зависящая от t .

В том случае, когда можно пренебречь спонтанным распадом возбужденных частиц в камере столкновений, выражение для $(A + Bt)$ упрощается:

$$A + Bt = (\sigma_{i,i+1}^* - \sigma_{i,i+1}) t. \quad (5)$$

Уравнение (3) принимает следующий вид:

$$\Phi_{i,i+1} = \sigma_{i,i+1}^0 + \alpha [\sigma_{i,i+1}^* - \sigma_{i,i+1}^0] t \exp \left(- \frac{R}{\tau v} \right), \quad (6)$$

где $\tau = 1/(\alpha + \gamma)$ - среднее время жизни возбужденных частиц (при этом принимается также условие $\sum_k \sigma_{ik}^* t \ll 1$).

Среднее время жизни τ измерялось по зависимости величины $\Phi_{i,i+1}$ от расстояния R между мишенью и камерой столкновений, а из экспериментально полученных средних сечений потери электрона $\overline{\sigma_{i,i+1}}$ и известных сечений $\sigma_{i,i+1}^0$ и $\sigma_{i,i+1}^*/14$

определялась величина α :

$$\alpha = \exp\left(-\frac{R}{\epsilon U}\right) \frac{(\bar{\sigma}_{i,i+1}/\sigma_{i,i+1}^0) - 1}{(\sigma_{i,i+1}^*/\sigma_{i,i+1}^0) - 1}. \quad (7)$$

В связи с задачей оценки α были разработаны методы нахождения сечений потери электрона невозбужденными $\sigma_{i,i+1}^0$ и метастабильными $\sigma_{i,i+1}^*$ гелиеподобными ионами (см. раздел II).

Так как экспериментально наиболее просто можно измерить величины $\Phi_{i,i+1}^{10}$ и $\sigma_{i,i+1}^{10}$, связанные с прохождением частиц через твердые мишени, то для тех случаев, когда сечение $\bar{\sigma}_{i,i+1}$ при некоторых условиях опыта, определить трудно, для расчета

α использовались экспериментальные величины $\Phi_{i,i+1}^j$ и, в качестве эталона, $\Phi_{i,i+1}^{10}$ и $\sigma_{i,i+1}^{10}$ для твердой пленки, т.е.

$$\alpha = \exp\left(-\frac{R}{\epsilon U}\right) \frac{(\Phi_{i,i+1}^j \cdot \sigma_{i,i+1}^{10} / \Phi_{i,i+1}^{10} \cdot \sigma_{i,i+1}^j) - 1}{(\sigma_{i,i+1}^* / \sigma_{i,i+1}^0) - 1}, \quad (7a)$$

где индекс j указывает на способ образования гелиеподобных ионов (уравнение (7a) справедливо только при выполнении условия пропорциональности $\Phi_{i,i+1}^j \approx \sigma_{i,i+1}^j \cdot t$).

В частном случае гелиеподобных ионов, оказалось возможным определить сечение непосредственного возбуждения и последующего разрушения возбужденного метастабильного состояния. [17] (соответствующие эксперименты проводились в газовой мишени толщиной T ат/см², установленной вблизи камеры столкновений, поэтому уменьшением числа возбужденных ионов, из-за радиационного перехода в основное состояние можно было пренебречь).

Как правило, пучок быстрых гелиеподобных ионов, падающих на тонкую газовую мишень, уже содержит небольшое количество

метастабильных частиц $\sim 10-15\%/14^\circ$, поэтому величина $\alpha(T)$ имеет вид

$$\alpha(T) = \beta + \sigma_g [1 - \beta] \cdot T - \sigma_p \cdot \beta \cdot T, \quad (8)$$

где σ_g и σ_p - сечения возбуждения и разрушения метастабильного иона соответственно. Таким образом, из (6) и (8) имеем:

$$\begin{aligned} \sigma_{sp} &= [1 - \beta] \sigma_g - \beta \sigma_p = [\Phi_{i,i+1}(T) - \Phi_{i,i+1}(0)] \cdot \\ &\cdot \{T \cdot t [\sigma(1s2s) - \sigma(1s^0)]\}^{-1} = \Delta \Phi \{T \cdot t [\sigma(1s2s) - \sigma(1s^0)]\}^{-1}. \end{aligned} \quad (9)$$

Однако, если мы имеем возможность измерить зависимость $\Phi_{i,i+1}$ от T для пучков разного начального состава, т.е. при различных β , то можно определить обе искомые величины σ_g и σ_p :

$$\begin{aligned} \sigma_g &= \frac{\Delta \Phi_2 - \Delta \Phi_1}{(\beta_2 - \beta_1) T t [\sigma(1s2s) - \sigma(1s^0)]}, \\ \sigma_p &= \frac{\Delta \Phi_1 (1 - \beta_2) - \Delta \Phi_2 (1 - \beta_1)}{(\beta_2 - \beta_1) T t [\sigma(1s2s) - \sigma(1s^0)]}. \end{aligned} \quad (10)$$

В тех случаях, когда в ионном пучке присутствовали автоионизирующиеся частицы, в величине $\Phi_{i,i+1}$ появлялась слагаемая, обусловленная спонтанным увеличением заряда частиц и не зависящая от T . При этом $(A + Bt)$ может быть записано следующим образом:

$$(A + Bt) = 1 - \exp\left(-\frac{t}{\epsilon U}\right), \quad (11)$$

и уравнение (3) принимает вид

$$\Phi_{i,i+1} = \sigma_{i,i+1}^0 \cdot t + \alpha \exp\left(-\frac{R}{\epsilon U}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\epsilon U}\right)\right]. \quad (12)$$

Проводя измерение величины $\Phi_{i,i+1}(R)$ с твердой мишенью,

установленной на различных расстояниях R , можно определить время жизни τ автоионизационных состояний:

$$\Delta \Phi(R) = \Phi_{in}(R) - \Phi_{in}(0) = C \exp(-R/\tau), \quad (13)$$

где C не зависит от R и величина $\Phi_{in}(0)$ соответствует случаю, когда на пути пучка ионов не было установлено мишени. При этом предполагалось, что в пучке ионов отсутствует возбужденная компонента.

Относительное количество частиц, находящихся в метастабильных автоионизационных состояниях, в пучке ионов, выходящих из твердой мишени, оценивалось из экспериментальных величин τ и $\Delta \Phi(R)$ с использованием соотношения (13). Оказалось, что экспериментальное значение α практически не зависит от давления в камере столкновений, что означает выполнение условия $A \gg B\epsilon$. Принимая во внимание, что в этом случае $\epsilon \ll \alpha$, получаем:

$$\alpha = \Delta \Phi(0) / (1 - e^{-L/\tau}). \quad (14)$$

1.1.2. Экспериментальная аппаратура, схема измерений

Исследования метастабильных частиц в Институте ядерной физики МГУ проводились с использованием пучка быстрых ионов, полученных на 72-см циклотроне. Большой диапазон изменения частоты генератора (от 4,2 до 11 МГц), условия гармонического ускорения, а также возможности изменения в широком диапазоне магнитного поля циклотрона позволили в эксперименте получить около 40 ионов легких элементов с достаточной для регистрации

интенсивностью ($I \geq 10^5$ частиц/см²), в том числе ионы всех элементов с Z от 2 до 13, а также ионы P^{+2} , $+3$, Cl^{+3} , Ar^{+3} , Br^{+4} , K^{+5} , B^{+5} и K^{+5} , со скоростями от $2,6 \cdot 10^8$ до $12 \cdot 10^8$ см/с [18]. Ионы с зарядами, отличными от выведенных из ускорителя, получались при пропускании быстрых частиц через тонкую твердую или газообразную мишень или в результате перезарядки на остаточном газе в ионопроводе. Далее ионы с определенным зарядом направлялись фокусирующим магнитом в ионопровод длиной около 8 м (рис.1). В различных местах ионопровода на пути пучка могли устанавливаться целлулоидные пленки толщиной 2-3 мкг/см² или проточные газовые мишени. После прохождения одной из этих мишеней в пучке ионов появлялись частицы с различными зарядами, часть из которых находилась в возбужденных состояниях. С помощью магнитного сепаратора различные ионы, в том числе гелиеподобные с зарядами $i = Z - 2$ или литиеподобные ионы с зарядами $i = Z - 3$, направлялись в наполняемую азотом камеру столкновений, где часть их в результате столкновений с атомами газа или автоионизации превращалась в ионы с другими зарядами k . Магнитный анализатор с системой пропорциональных счетчиков позволял определять зарядовый состав пучка, прошедшего камеру столкновений, т.е. относительное количество ионов Φ_k с различными зарядами k .

Следует отметить, что при такой схеме эксперимента весьма существенно расстояние от сепаратора, т.е., точнее, от мишени, в которой образуются исследуемые частицы до анализатора, где выделяются гелиеподобные или литиеподобные ионы. В первом варианте установки это расстояние составляло около 3 м, что требовало введения поправки на развал возбужденных частиц на пути от мишени до камеры столкновений; в последнем варианте

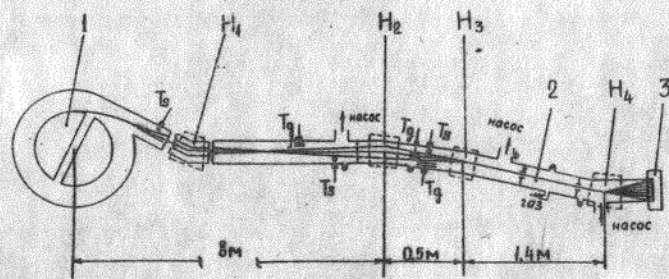


Рис.1. Схема экспериментальной установки: 1 - циклотрон; 2 - камера столкновений; 3 - детекторы; T_1 - проточная газовая мишень; T_2 - целлулоидные пленки; H_1 , H_2 , H_3 , H_4 - магнитные анализаторы.

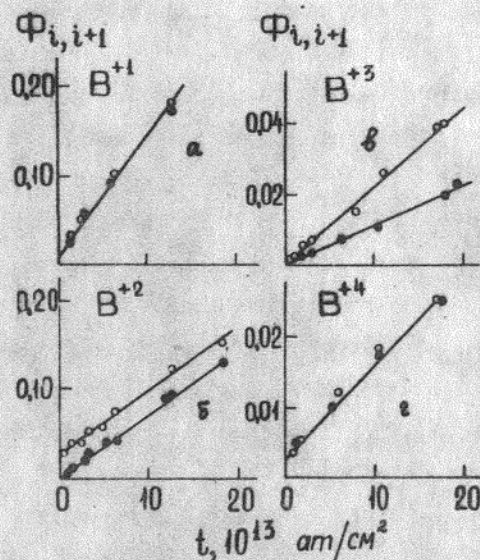


Рис.2. Зависимость величин $\Phi_{i,i+1}$ от t для ионов при скорости $v = 8 \cdot 10^8$ см/с. $\circ$ - значения $\Phi_{i,i+1}$, полученные с твердой мишенью; $\bullet$ - значения $\Phi_{i,i+1}$, полученные без мишени на пути пучка ионов. а - ионы B^{+1} , б - ионы B^{+2} , в - ионы B^{+3} , г - ионы B^{+4} .

аппаратуры это расстояние сведено к минимально возможному ($\sim 0,5$ м) с помощью введения второго магнита (см. рис.1). Первоначальные опыты по обнаружению долгоживущей возбужденной компоненты в пучках быстрых ионов легких элементов были проведены более чем для 30 ионов 8-ми легких элементов, а именно для ионов Li^{+1+2} , Be^{+1+3} , B^{+1+4} , C^{+1+4} , N^{+1+6} , F^{+1+7} . Для каждого из этих ионов была исследована зависимость величин $\Phi_{i,i+1}^{16}$ и $\Phi_{i,i+1}(0)$ от t для тех случаев, когда на пути пучка ионов перед сепаратором была установлена твердая мишень, или когда на пути ионного пучка не стояло мишени [13].

Для всех исследованных ионов, как видно на примере ионов бора (рис.2), значения $\Phi_{i,i+1}(0)$ пропорциональны t . Значения $\Phi_{i,i+1}^{16}$ близки к $\Phi_{i,i+1}(0)$ для всех ионов, кроме гелие- и литиеподобных ионов, т.е. для частиц с двумя и тремя электронами. Для этих ионов значения $\Phi_{i,i+1}^{16}$ значительно больше величин $\Phi_{i,i+1}(0)$. При этом для гелиеподобных ионов отношение $\Phi_{i,i+1}^{16} / \Phi_{i,i+1}(0)$ остается приблизительно постоянным с ростом t , что указывает на увеличение среднего сечения потери электрона, а для литиеподобных ионов обнаружено, что значения $\Phi_{i,i+1}^{16}$ заметно отличны от нуля при $t \rightarrow 0$, что говорит о присутствии в пучке автоионизирующихся частиц. Четко выраженная корреляция наблюдаемого эффекта с числом находящихся в ионе электронов показывает, что он связан со структурными особенностями гелие- и литиеподобных ионов.

Таким образом, измерение распределения ионов по зарядам после прохождения ими камеры столкновений позволяет обнаружить в пучке присутствие возбужденных метастабильных частиц.

Дальнейшие эксперименты, проведенные с газовыми мишенями, показали, что количество возбужденных частиц $\propto$ в пучке

быстрых ионов, прошедших через мишени, существенно зависит от элементарного процесса, с помощью которого образуется такая частица. Наиболее подробно были изучены простейшие процессы обмена одним электроном: захват электрона водородоподобными ионами для образования гелиеподобных частиц [14] или гелиеподобными ионами для образования автоионизирующихся литиеподобных частиц, при потере электрона литиеподобными ионами, при непосредственном возбуждении гелиеподобных ионов [17], а также при прохождении начального пучка через твердую пленку [13, 14].

1.1.3. Экспериментальные зависимости

Для гелиеподобных ионов Li^+ , Be^{+2} , B^{+3} , C^{+4} , N^{+5} и O^{+6} были измерены кривые зависимости $\Phi_{i,i+1}$ от T для трех процессов: потери электрона, прямого возбуждения и захвата электрона, с помощью которых образовывались двухэлектронные ионы. Результаты этих измерений представлены на рис. 3. На кривой, описывающей захват электронов водородоподобными ионами, наблюдается заметный рост $\Phi_{i,i+1}$ при уменьшении толщины мишени, для кривых "потери" и "возбуждения" зависимость $\Phi_{i,i+1}$ от T мала, таким образом, максимальное значение $\Phi_{i,i+1}$ получено для случая "захвата". Минимальное значение наблюдалось при образовании гелиеподобных ионов в процессе потери электрона литиеподобными ионами (рис. 3).

Случай непосредственного возбуждения гелиеподобных ионов показал (сложной динамикой кривой $\Phi_{i,i+1}$ от T для разных ионов), что в пучках из ускорителя, и особенно после перезарядки в мишенях, практически в той или иной степени всегда присутствуют возбужденные частицы, поэтому при столкновении с атомами остаточного газа и газа в камере столкновений конкурируют процессы возбуждения и разрушения метастабильных частиц. Для легких ионов Li , Be и B можно определить эффективное се-

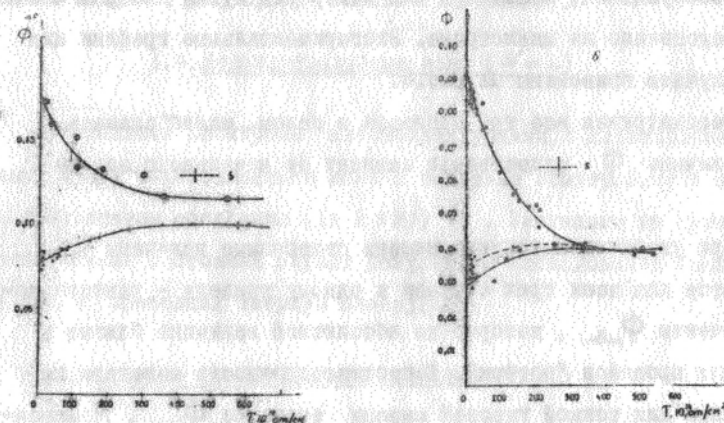
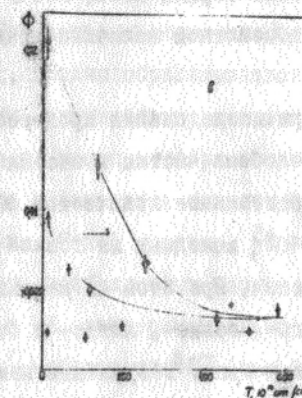


Рис. 3. Зависимость $\Phi_{i,i+1}$ от толщины T газовой аргонной мишени: $\circ$ - образование гелиеподобных ионов в процессе захвата электрона водородоподобными ионами, Δ - при потере электрона трехэлектронным ионом, $\bullet$ - процесс непосредственного возбуждения гелиеподобных ионов, --- $\Phi_{i,i+1}$ для пучка ионов, прошедших через твердую мишень, $U = 8.10^8$ см/с; а - ионы Be , б - ионы B , в - ионы N .



чение возбуждения, используя для измерений пучки быстрых ионов непосредственно из циклотрона. Экспериментальные графики для этих случаев приведены на рис. 4.

Рассматривая все три процесса в целом, можно сказать, что величины $\Phi_{i,i+1}$ существенно зависят от начального заряда иона.

При увеличении толщины мишени измеряемые величины $\Phi_{i,i+1}$ стремятся для всех трех случаев к одному пределу — равновесному значению $\Phi_{\text{равн.}}$, которое по абсолютной величине близко к $\Phi_{i,i+1}$ для процесса "потери". В противоположность явлениям характерным для тонкой газовой мишени значение $\Phi_{i,i+1}^{\text{г}}$, измеренное в пучке, прошедшем через твердую мишень, не зависит от начального заряда иона, как и для толстой газовой мишени, хотя по абсолютной величине превосходит предел для равновесия в газе.

При исследовании процессов образования аутоионизирующихся литиеподобных частиц в состояниях $(1s2s2p)^v P_{s/2}$ измерялось их относительное количество α в пучках ионов Be^+ , B^{+2} , C^{+3} , N^{+4} и O^{+5} , вышедших из тонкой аргоновой мишени или целлулоидной пленки. При этом на мишень последовательно направлялись водород-, гелие-, литие- и бериллиеподобные ионы соответствующих элементов. Результаты измерений величин $\Phi_{i,i+1}$ (а также соответствующих значений α) для ионов углерода и бора в зависимости от толщины T газовой мишени представлены на рис. 5. Пониженные значения величин $\Phi_{i,i+1}$ в области $T < 2 \cdot 10^{15}$ ат/см² объясняются тем, что при малых толщинах T аутоионизирующиеся частицы образовывались в основном в результате взаимодействия быстрых ионов с атомами остаточного газа на больших расстояниях от магнитного сепаратора и поэтому в значитель-

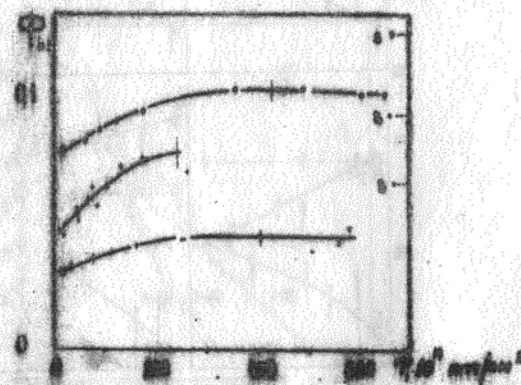


Рис. 4. Зависимость величин $\Phi_{i,i+1}$ от толщины газовой аргоновой мишени (после прохождения гелиеподобных ионов через мишень): + — ионы лития, $v = 10^8$ см/с, o — ионы бериллия, $v = 8 \cdot 10^8$ см/с, ---- — после прохождения соответствующих ионов через твердую мишень.

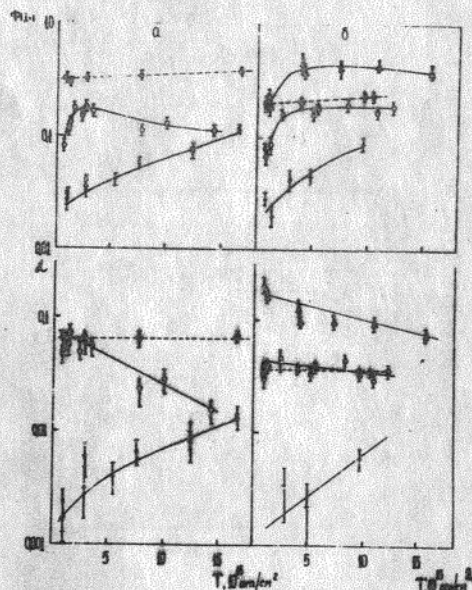


Рис. 5. Зависимость $\Phi_{i,i+1}$ и α от толщины газовой мишени T . На мишень направляются литиеподобные (+), бериллиеподобные (x), гелиеподобные (o) и водородоподобные (Δ) ионы; --- измерения с целлюлоидной пленкой на пути ионов, $v = 8 \cdot 10^8$ см/с; а - ионы B^{+2} ; б - ионы C^{+3} .

ной степени автономизовались, не доходя до камеры столкновений.

Во всех исследованных случаях наибольшее количество автономизирующихся частиц получалось при прохождении через тонкую газовую мишень водородоподобных частиц, т.е. при образовании литиеподобных ионов в результате захвата двух электронов водородоподобными ионами в однократных соударениях с атомами аргона. Значения α , полученные в тех случаях, когда автономизирующиеся частицы образовывались в результате захвата в тонкой газовой мишени одного электрона гелиеподобными ионами, были в 2-3 раза меньше. В этих опытах на пути пучка ионов перед газовой мишенью устанавливалась целлюлоидная пленка и значительная часть гелиеподобных ионов находилась в метастабильных состояниях $(1s2s)^1S$.

Если на тонкую аргоновую мишень направлялись бериллие- или литиеподобные ионы, то доля автономизирующихся частиц в пучке литиеподобных ионов, вышедших из мишени, не превышала 10^{-3} , что не выходило за пределы точности измерений величин α . Этот результат позволяет сделать вывод, что в тонкой газовой мишени при однократных соударениях можно пренебречь вероятностью переориентации спина атомных электронов.

С увеличением толщины газовой мишени значения $\Phi_{i,i+1}(T)$ для различных способов образования приближаются к равновесному значению $\Phi_{i,i+1}(\infty)$, которое во всех случаях меньше значений $\Phi_{i,i+1}^{\text{тв}}$, полученных при прохождении ионов через твердую мишень. С ростом скорости ионов v отношения соответствующих значений α увеличивается от 0,1 - 0,2 при $v = 4 \cdot 10^8$ см/с до 0,7 при $v = 12 \cdot 10^8$ см/с. Экспериментальные зависимости величин $\lg \Delta \Phi_{i,i+1}$ от R , которые позволили определить время жизни τ возбужденных ионов в автономизирующихся состояниях,

приведены на рис. 6. С увеличением скорости ионов v зависимость $\Phi_{\text{а.и.}}$ от R становится более сильной, а значения Φ , полученные в опытах с ионами различных скоростей, в пределах ошибок эксперимента оказываются одинаковыми. Для ионов Be^+ при минимальной скорости $v = 3,4 \cdot 10^8$ см/с зависимость $\Phi_{\text{а.и.}}$ от R существенно отличается от линейной и соответствует двум значениям Φ , различающимся примерно на порядок. При больших скоростях ионов, когда за время пролета через камеру столкновений возбужденные ионы с большим временем жизни практически не успевают автоионизоваться, зависимость $\Phi_{\text{а.и.}}$ от R приближается к линейной и определяется в основном только ионами, находящимися в состоянии с меньшим временем жизни. Для ионов B^{+2} при увеличении v от $3 \cdot 10^8$ до $12 \cdot 10^8$ см/с наблюдается уменьшение среднего экспериментального значения Φ примерно в три раза. Так же как и для ионов Be^+ , это явление может быть объяснено существованием двух автоионизационных состояний с сильно различающимися временами жизни.

1.1.4. Условия применимости метода

С учетом результатов эксперимента можно сказать, что представленный метод применим, когда сечение потери электронов с возбужденного уровня превышает сечение потери электрона с невозбужденного для гелиеподобных ионов; автоионизирующая добавка для литиеподобных ионов составляет $\sim 2\%$, а время жизни τ близко к величине L/v .

Этот же метод, дополненный измерениями энергетических спектров электронов при автоионизации, или радиационного γ -излучения, дает возможность точно идентифицировать возбужденный уровень и указать его конфигурацию и энергию [117].

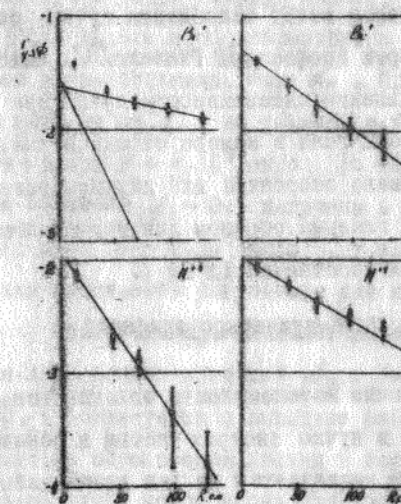


Рис. 6. Зависимость величин $\Phi_{\text{а.и.}}$ от R для литиеподобных ионов бериллия при $v = 3,4 \cdot 10^8$ см/с и $8,0 \cdot 10^8$ см/с и для литиеподобных ионов азота при $v = 4,9 \cdot 10^8$ см/с и $v = 11,9 \cdot 10^8$ см/с.

1.2. Метод ослабления интенсивности пучка

Одним из самых распространенных методов изучения метастабильных частиц является метод ослабления пучка, разработанный детально в лаборатории профессора Гилболи [87]. Метод основан на регистрации уменьшения интенсивности пучка при взаимодействии его с атомами газа в камере столкновений. Он применим в широком интервале скоростей для двухкомпонентной системы и используется главным образом для изучения метастабильных атомов гелия (состояние $1s2s$).

1.2.1. Математическое описание

Процесс ослабления интенсивности описывается уравнением, которое при наличии в пучке быстрых частиц в основном и метастабильном состоянии распадается на две экспоненты с разными показателями степени:

$$J = (1 - \alpha) J_0 \exp(-t \sum_n \sigma_{on}) + \alpha J_0 \exp(-t \sum_n \sigma_{on}), \quad (15)$$

где t — толщина слоя газа, в котором происходят столкновения, σ_{on} и σ_{on} — сечения потери электрона из основного и возбужденного состояний атома гелия. В общем случае величина $n = 1, 2$ и 2.

1.2.2. Условия применимости

Применимость этого метода ограничена случаями, когда $\alpha \geq 2\%$, энергия частиц $E > 10$ кэВ, а сечениями захвата электронов σ_{e-1} ($\sigma_{i,i-1}$) можно в расчетах пренебречь по сравнению с сечениями потери электронов $\sigma_{e,2}$ ($\sigma_{i,i-1} \ll \sigma_{i,i+1}$).

Однако метод "ослабления" пучка ионов не может быть ис-

пользован для изучения сечений потери электронов для многозарядных ионов, так как в этом случае сечение потери электрона может быть не только сравнимо с сечением захвата электронов, но даже в ряде случаев превышать его. Из уравнения (15) можно получить величины $\sigma_{e,1}$, $\sigma_{e,2}$ и α . Для этого должны выполняться следующие требования:

- 1) Компоненты в основном состоянии и метастабильная — независимы, переходы между ними запрещены;
- 2) сечения процессов $\sigma_{e,1}$ и $\sigma_{e,2}$ при скорости взаимодействующих частиц $v \gg 2,19 \cdot 10^8$ см/с незначительны и ими можно пренебречь;
- 3) всеми вторичными процессами можно пренебречь;
- 4) сечения потери $\sigma_{e,1}$ и $\sigma_{e,2}$ существенно отличаются друг от друга. Величина $\Delta\sigma = \sigma_{e,1} - \sigma_{e,2}$ влияет на ошибку измерений.

В тех условиях, где применим метод ослабления, можно сформировать пучок с известным содержанием метастабильных частиц α .

При определенных условиях этим методом можно исследовать и трехкомпонентные системы: атом гелия в "толстой" мишени [15], а также более сложные ионы N^+ , Ne^+ , O^+ [10].

1.2.3. Экспериментальная аппаратура и измерения

Схема эксперимента, выполняемого с использованием метода "ослабления", приведена на рис. 7.

В процессе измерения изменяется давление p в камере столкновений. Из графика зависимости $\lg I/I_0$ от p находят величины α по точке пересечения касательной к кривой $\lg I/I_0(p)$ при $p=0$ и $\sigma_{e,1}$, $\sigma_{e,2}$ из наклона $\lg I/I_0$ к p (рис. 8).



Рис. 7. Схема экспериментальной аппаратуры, используемой группой Гилбоди [8,15]

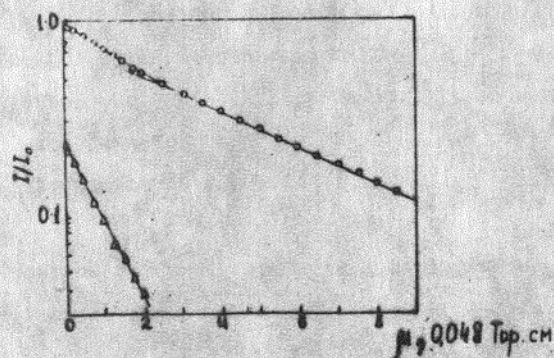


Рис. 8. Пример экспериментальной кривой, полученной по методу ослабления интенсивности пучка (Гилбоди). Зависимость I/I_0 для атомов гелия (200 кэВ) от давления водорода p в камере столкновений: $\circ$ — экспериментальные точки, Δ — вычисленные [8] точки

Схема измерений Гилбоди: пучок быстрых ионов He^+ (из ускорителя) нейтрализуется в газовой камере, захватывая электрон при столкновении с атомами газа, затем проходит в камеру столкновений, где ослабляется его интенсивность в зависимости от толщины газа в камере. Вторичные заряженные частицы, образовавшиеся в камере, убираются электрическим полем, окружающим камеру столкновений, а нейтральные атомы регистрируются по выходе из камеры детектором. Расстояние между нейтрализатором и камерой столкновений подобрано таким образом, что все короткоживущие возбужденные ионы распадаются до камеры столкновений.

Для расширения возможного диапазона измерений схема дополнена приспособлением для регистрации спектра распада возбужденных состояний атома гелия. Предусмотрена и используется возможность измерения на окращенных пучках (реакция $\text{H}^+ + \text{He}^+$) и на щелочных элементах (Na , K) в парах металлов. Аналогичные измерения описаны в работах [10,19,20].

Группа югославских физиков [10] использует в экспериментах другой вариант аппаратуры, где камера столкновений одновременно является электростатическим анализатором, что улучшает контроль за отбором заряженных частиц после столкновения (рис. 9).

1.3. Остальные методы измерений

В области энергии ионов $E < 30$ кэВ, когда метод "ослабления" пучка неприменим, значения σ измеряются методом, близким к масс-спектрометрическому с использованием резонансного выщелачивания возбужденных ионов в парах цезия [21].

Присутствие возбужденных долгоживущих частиц в пучке может быть определено по аномальной зависимости сечений захвата

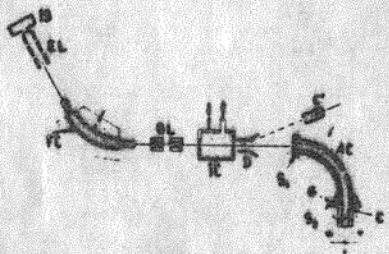


Рис. 9. Схема аппаратуры Института физики им. Б.Кидрича (Белград): I — источник ионов (магнетрон), FC — фильтрующая камера в магнитном поле для формирования пучка, QL — квадрупольные линзы, IC — камера, наполненная газом для измерения сечений изменения заряда, C — детектор заряженных частиц, AC — электростатический анализатор-камера ослабления, D — электростатический дефлектор, G — охранный электрод, S₁, S₂ — диафрагмы.

электронов многозарядными ионами от заряда иона [22].

Для изучения возбужденных состояний водорода, используют их способность разрушаться в сравнительно небольшом по напряженности электрическом поле ($E \sim 2 \text{ кВ/см}$) [7].

Для измерения времени жизни τ возбужденных состояний ионов в большинстве работ используется "времяпролетный" метод. В последнее время предложен новый метод определения τ по сдвигу энергетических уровней атома или возбужденного иона [23]. Очень точные результаты по измерению τ дает метод лазерного возбуждения [24], позволяющий измерять τ с точностью до 0,1%.

П. О СЕЧЕНИЯХ ПОТЕРИ И ЗАХВАТА ЭЛЕКТРОНОВ ДЛЯ ПУЧКОВ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ, СОДЕРЖАЩИХ ВОЗБУЖДЕННУЮ КОМПОНЕНТУ

Присутствие метастабильной компоненты в пучках быстрых многозарядных ионов, как указывалось в разделе I, влияет на величины измеряемых на опыте сечений изменения заряда. При работе с таким смешанным пучком измеряемая величина ординатного сечения потери или захвата электрона дается выражением

$$\bar{\sigma} = (1-\alpha)\sigma^* + \alpha\sum\sigma^* \quad (16)$$

и, следовательно, зависит от относительного количества метастабильных частиц в пучке α , или, другими словами, от способа образования ионов данного заряда. В формуле (16) предполагается, что время жизни возбужденных ионов τ достаточно велико и можно пренебречь вероятностью изменения состояния иона при прохождении их через камеру столкновений.