

02;10;12

## О погрешностях измерений масс атомов

© Н.Н. Аруев, Е.Л. Байдаков

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 4 сентября 1995 г.)

Рассмотрены методики измерений масс атомов стабильных изотопов с помощью статических и динамических масс-спектрометров, обладающих высокими разрешающими способностями. Указаны типичные погрешности измерений, присущие обоим классам приборов. Наибольшую трудность в таких экспериментах представляет учет влияния рассеянных электрических полей на параметры движения двух типов ионов, образующих массовый дублет, а также определение и введение поправок и соответствующих погрешностей в измеряемые значения масс. Особенно существенным это влияние может быть при измерениях дальних дублетов масс. Для учета влияния рассеянных электрических полей при измерениях атомных масс предлагается использовать методику, подобную той, которая применялась в прямых измерениях магнитного момента протона в ядерных магнетонах, с помощью магнитного резонансного масс-спектрометра с двухсекционным источником ионов.

1. Измерения масс атомов стабильных изотопов с помощью специализированных прецизионных масс-спектрометров имеют, как правило, значительно меньшие погрешности, чем определения масс атомов, основанные на данных ядерных реакций и реакций распада нестабильных изотопов [1]. Во-первых, это обусловлено очень высокими разрешающими способностями используемых масс-спектрометров ( $R = M/\Delta M \geq 10^5$ ) и возможностью отсчитывать малые доли от ширин линий масс-спектров. Во-вторых, как в статических приборах с постоянными электрическим и магнитным полями, так и в динамических масс-спектрометрах с постоянным магнитным и высококачественным электрическим полями разделение ионов происходит в соответствии с отношением массы иона к его заряду. Связи массы ионов с измеряемыми величинами ускоряющих напряжений, напряжений на пластинах электростатических анализаторов, частот переменных электрических полей достаточно просты и в них не используются значения других констант. Задачей экспериментов является нахождение наиболее точных соотношений между единицей массы и измеряемыми значениями, выраженными в вольтах, амперах, герцах. Измерения, проведенные на одном приборе, при одних и тех же условиях, например на однозарядных ионах разных масс, являются относительными. В-третьих, поскольку массы нуклидов выражаются в атомных единицах массы ( $1 \text{ а.е.м.} \equiv M_{12\text{C}}/12$ ), то масса атома углерода является абсолютной точкой отсчета, к которой привязаны значения всех масс атомов на массовой шкале. Из последнего положения вытекает логика измерений масс атомов стабильных изотопов. Например, измеряя разность масс ионов в дублете  $^{12}\text{C}_9^1\text{H}_{20}^+ - ^{12}\text{C}_{10}^1\text{H}_8^+$  (необходимая разрешающая способность по основанию линий  $R \approx 2700$ ), что соответствует  $\Delta M = ^1\text{H}_{12}^+ - ^{12}\text{C}^+$ , можно получить значение массы атома водорода  $\Delta M_{\text{H}} = 1 + \Delta M/12$ . Подоб-

ным образом из измерений дублета  $^{12}\text{C}_5^2\text{D}_{12}^+ - ^2\text{C}_6^2\text{D}_6^+$  ( $R \approx 1000$ ) получается масса атома дейтерия. Проводя измерения на дублетах  $^{12}\text{C}_2^1\text{H}_4^+ - ^{14}\text{N}_2^+$  ( $R \approx 1100$ ),  $^{12}\text{C}_2^2\text{D}_2^+ - ^{16}\text{O}^+$  ( $R \approx 500$ ),  $^{12}\text{C}_3^+ - ^1\text{H}^{35}\text{Cl}^+$  ( $R \approx 1500$ ), можно определить массы атомов  $^{14}\text{N}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{35}\text{Cl}$  и т.д.

В экспериментально полученные данные вводятся поправки на начальные кинетические энергии ионов, на энергии связи электронов в соответствующих молекулах и на энергии связи атомов в молекулах. Путем подбора близких и дальних дублетов, содержащих углеводородные молекулы или молекулы с  $^{35}\text{Cl}$ ,  $^{37}\text{Cl}$ ,  $^{79}\text{Br}$ ,  $^{81}\text{Br}$ ,  $^{127}\text{I}$ , в измерения вовлекаются новые элементы, и таким образом охватывается значительная часть шкалы масс. Измерения дальних дублетов дают возможность "сшивать" воедино данные по значениям масс атомов на массовой шкале, а также косвенным образом контролировать значения масс, получаемые из близких дублетов. Без сомнения, дублеты, отличающиеся на 1 или 2 а.е.м., типа  $^{79}\text{Br}-^{78}\text{Kr}$ ,  $^{80}\text{Kr}-^{79}\text{Br}$ ,  $^{80}\text{Kr}-^{78}\text{Kr}$ ,  $^{85}\text{Rb}-^{84}\text{Kr}$  и т.д. [2] являются дальними.

В целом понятия "близкие" и "дальние" дублеты являются условными и не могут быть строго определены, например, по значениям разностей масс входящих в них атомов, так как важнейшую роль при этом играют разрешающие способности используемых в измерениях приборов. В работе [3] дальними дублетами называются дублеты, для разделения которых требуется разрешающая способность по основанию линии масс-спектра  $\sim 150 - 200$ . При разрешающей способности прибора  $R \geq 10^5$  это означает, что ширина пика в 500–700 раз меньше, чем расстояние между центрами пиков. Вероятно, критерием близких дублетов для определенного прецизионного масс-спектрометра может служить сохранение с высокой точностью значений разрешающей способности и формы линий обоих пиков в дублете при переходе с одного пика на другой без подстройки прибора.

Исходя из этого, все дублеты, требующие подстройки прибора при переходе с пика на пик, должны быть отнесены к дальним.

2. Из выражения для радиуса движения заряженной частицы с отношением массы к заряду  $M/q$  в постоянном магнитном поле  $B$  под действием электрического потенциала  $V$

$$\rho = 1/B\sqrt{2VM/q} \quad (1)$$

следует, что при строго заданной траектории для ионов с одинаковым зарядом выполняется соотношение

$$VM = \text{const.} \quad (2)$$

На соотношении (2) основана теорема Блекни [4,5], на которой в свою очередь базируется метод совмещения пиков (peak-matching), применяемый при измерениях масс атомов с помощью статических масс-спектрометров с двойной фокусировкой второго порядка [6–12]. Теорема гласит, что при чередующейся развертке (например, при детектировании двух массовых линий на экране осциллографа) пики двух типов ионов с известной массой  $M$  и неизвестной массой  $M' = M + \Delta M$  наблюдаются в одном и том же месте экрана, если выполняется уравнение

$$\Delta M/M = \Delta V/V, \quad (3)$$

где  $V$  и  $V' = V - \Delta V$  — электростатические потенциалы, действующие на ионы с массами  $M$  и  $\Delta M$  соответственно.

При использовании статических масс-спектрометров и метода совмещенных пиков источниками возможных систематических ошибок определения  $\Delta M$ , а следовательно, и  $M'$  могут быть 1) разница в начальных кинетических энергиях двух типов ионов, входящих в дуплет; 2) различия в траекториях движения ионов двух типов от места их зарождения в источнике до места детектирования; 3) нестабильности ускоряющих потенциалов, потенциалов на обкладках электростатических анализаторов, напряжений развертки; 4) погрешности измерения этих напряжений; 5) разница в распределениях по углам и по скоростям двух типов ионов в пучке; 6) погрешности совмещения пиков; 7) влияние на движение ионов рассеянных электрических потенциалов, образующихся на внутренних поверхностях анализаторов.

Самый большой и наиболее трудно учитываемый вклад в погрешность определения масс атомов от единиц до нескольких десятков ppm [5,7,11,12] связан с влиянием рассеянных электрических потенциалов, величина которых может достигать десятых долей вольта [13].

Особенно сильно этот эффект проявляется при использовании масляной форвакуумной и высоковакуумной откачек, при которых на внутренних поверхностях масс-анализаторов под действием бомбардировки частицами происходят полимеризация масляных пленок и образование устойчивых плохо проводящих слоев. Эти слои заряжаются под действием ионных пучков, а также создают контактные разности потенциалов, что приводит к неконтролируемому длительному воздействию на ионные пучки. Для уменьшения этих эффектов применяется покрытие внутренних поверхностей золотом [14,15] или аквадагом [16], а также разрабатываются способы очистки внутренних поверхностей анализаторов [5,17].

При измерениях близких и дальних дублетов эффекты влияния рассеянных электрических полей существенно различны.

В случае близких дублетов, когда при переходе с пика на пик заведомо сохраняются разрешающая способность и форма линий в дублете, траектории двух типов ионов и влияние рассеянных электрических полей на оба сорта ионов одинаковы с высокой степенью точности. Поэтому погрешность определения разности масс ионов  $\Delta M$ , обусловленная влиянием рассеянных электрических полей, будет незначительна и не будет играть доминирующую роль в суммарной погрешности определения  $M'$ .

В случае дальних дублетов движение двух сортов ионов, входящих в дублет, может существенно различаться в траекториях движения в источнике, в углах вылета из источника, траекторий в анализаторах и связанных с этими различиями влиянием рассеянных электрических полей. При настройке прибора на один из пиков дублета эти различия могут привести в изменению формы линии другого пика или даже значений разрешающей способности. Настройка масс-спектрометра на промежуточное значение между двумя массовыми линиями в дублете требует исследований зависимости изменения  $\Delta M$  от  $\Delta V$  и может дать еще один источник систематической погрешности.

Суммарные погрешности измерения масс, входящих в дальние дублеты, как правило, значительно превышают погрешности измерений близких дублетов и могут достигать десятков ppm [4,10].

3. Разработанные в последние десятилетия динамические приборы (масс-синхрометр [18], радиочастотный масс-спектрометр [15,19,20], спектрометры ионно-циклотронного резонанса с фурье-преобразованием [21–23], ловушки Пеннинга [24,25]) играют чрезвычайно важную роль в проблеме прецизионных измерений масс атомов.

Принцип действия всех этих приборов основан на вовлечении в резонанс ионов, имеющих отношение массы к заряду  $M/q$  и вращающихся в магнитном

поле  $B$  с циклотронной частотой

$$\omega_c = qB/M, \quad (4)$$

с воздействующим на ионы радиочастотным электрическим полем с частотой  $\omega_n$ . Если выполняется соотношение

$$\omega_n \approx n\omega_c \quad (5)$$

(в случае радиочастотного масс-спектрометра  $\omega_n \approx (n + 1/2)\omega_c$ ), где  $n$  — целое число, то для ионов с заданным  $M/q$  выполняются резонансные условия.

Линия масс-спектра получается путем развертки частоты  $\omega_n$ . Чем выше номер гармоники модулированного напряжения  $n$  в радиочастотном масс-спектрометре или чем больше  $B$  в ИЦР спектрометрах или ловушках Пеннинга, тем острее резонанс и выше разрешающие способности резонансных (циклотронных приборов).

В масс-синхрометре и радиочастотном масс-спектрометре, разработанных Л.Дж. Смитом, разрешающие способности составляли  $R \cong 20-40 \cdot 10^3$  [18] и  $R \cong 200-400 \cdot 10^3$  [15,19,20] по основанию линии масс-спектра. В спектрометрах ионно-циклотронного резонанса с фурье-преобразованием и сверхпроводящим магнитным полем ( $B \cong 4.7$  Тл) разрешающие способности составляют несколько миллионов [21–24] и даже десятков миллионов [25].

Из (4) следует, что в постоянном магнитном поле  $B$  для ионов, имеющих одинаковый заряд  $q$ , выполняется соотношение

$$\omega_c M = \text{const}, \quad (6)$$

на котором основаны измерения масс с помощью резонансных приборов. Как и при измерениях масс на статических масс-спектрометрах, здесь используется метод совмещенных пиков (или его модификации) ионов с массами  $M$  и  $M'$ , образующих дублет. Тогда соотношение (6) преобразуется к виду

$$\Delta M/M = \Delta\omega_c/\omega_c, \quad (7)$$

где  $\omega_c$  — циклотронная частота ионов с массой  $M$ ,  $\omega'_c = (\omega_c - \Delta\omega_c)$  — циклотронная частота ионов с массой  $M' = M + \Delta M$ .

Соотношение (7) можно рассматривать как аналог теоремы Блекни для резонансных (циклотронных) приборов.

Условиями применимости метода совмещенных пиков в резонансных приборах являются постоянство и однородность магнитного поля в объеме, включающем траектории движения ионов дублета, а также отсутствие влияния паразитных электрических полей на движение обоих сортов ионов в масс-анализаторах.

Указанные выше источники возможных систематических погрешностей для статических масс-спектрометров присущи также и резонансным приборам. Кроме того, каждому типу динамических

масс-анализаторов свойственны специфические источники погрешностей. Так, в радиочастотном масс-спектрометре источником ошибок измерений может быть спектральный состав высокочастотного модулирующего напряжения, т. е. наличие более высоких гармоник, кратных  $n$  в уравнении (5) [27]. В ИЦР спектрометрах с фурье-преобразованием источниками погрешностей могут быть взаимное влияние ионов дублета, ионно-молекулярные столкновения, влияние удерживающего электрического поля, различия в радиусах вращения ионов дублета, частотные сдвиги, обусловленные процедурой фурье-преобразования, и др. [28–30]. Чтобы уменьшить влияние возможных систематических ошибок на конечный результат, измерения ведутся при низких рабочих давлениях  $\sim 10^{-9}$  Тор, а частота  $\omega_n$  выставляется по центру дублета [23].

К несомненным достоинствам методов измерения масс атомов (ионов) с помощью резонансных приборов следует отнести их высокие разрешающие способности и то, что измеряемыми величинами являются частоты модулирующих напряжений или возбуждающих импульсов. Погрешности измерения частот современными методами ничтожно малы ( $\leq 0.1$  ppb) и практически не дают вклада в общую погрешность измерения масс. Так как в масс-синхрометре и радиочастотных масс-спектрометрах [18–20,31,32], а также в магнитном резонансном масс-спектрометре [17,33] траектории движения ионов строго заданы щелями, то при измерениях близких дублетов на ионы воздействуют одни и те же паразитные электрические поля. Поэтому возможные систематические сдвиги будут одинаковы для ионов обеих масс и вклад в погрешность определения дефекта массы  $\Delta M$  будет пренебрежимо мал. В ИЦР спектрометрах и ловушках Пеннинга траектории орбит строго не определены, их местоположение и радиусы зависят от механизма ионизации обоих сортов ионов и от амплитуды импульса раскрутки. Поэтому влияние паразитных электрических полей на движение ионов, образующих близкий дублет, может давать систематическую погрешность в  $\Delta M$ . Возможно, это является одной из причин расхождения результатов определений разности масс дублета  ${}^3\text{T}^+ - {}^3\text{He}^+$  на  $\sim 15$  эВ при указанных авторами погрешностях 3 и 2 эВ [21,22].

Полученные с помощью резонансных приборов погрешности определений масс ионов (атомов)  ${}^1\text{H}^+$ ,  ${}^2\text{D}^+$ ,  ${}^3\text{T}^+$ ,  ${}^3\text{He}^+$ ,  ${}^4\text{He}^+$ ,  ${}^{28}\text{Si}^+$  составляют несколько единиц ppb [20–25], что по крайней мере на порядок превосходит по точности методики измерения масс атомов с помощью статических масс-спектрометров.

4. Измерения масс ионов, образующих дальние дублеты, с помощью резонансных приборов представляют особую сложность. Это связано с тем, что переход с измерений одной массы на другую требует или очень широкой непрерывной развертки частоты, или скачкообразного переключения частоты. При этом

условии движения обоих сортов ионов должны быть неизменными. Подобная ситуация, в которой учитывалось влияние и требовалась неизменность рассеянных электрических полей, возникла при прямых измерениях магнитного момента протона в ядерных магнитах, в частности, в работе [16]. По определению

$$\mu_p/\mu_N = \omega_n/\omega_{cp}, \quad (8)$$

где  $\omega_n$  — частота спиновой прецессии протона в магнитном поле  $B$ , измеряемая с высокой степенью точности методами ядерно-магнитного резонанса;  $\omega_{cp}$  — циклотронная частота протона в том же самом магнитном поле  $B$ .

Однако в экспериментах обычно измеряются не  $\omega_{cp}$ , а циклотронные частоты ионов с известными массами, затем производится пересчет к циклотронной частоте протона  $\omega_{cp}^*$ . Расчетные значения  $\omega_{cp}^*$ , полученные при измерениях на любых ионах, в том числе и на  ${}^1\text{H}^+$ , являются возмущенными.

Для того чтобы скорректировать сдвиги циклотронных частот  $\omega_{cp}^*$ , вызванные действием рассеянных электрических полей, и определить истинное значение  $\omega_{cp}$ , используется линейная экстраполяция к значению  $\omega_{cp}^*$  при нулевой массе. Экстраполяционная методика справедлива при следующих условиях: 1) рассеянные электрические поля не изменяются при перестройке приборов с ионов одной массы на другую; 2) рассеянные электрические поля действуют на движение ионов по круговым орбитам в радиальном направлении; 3) сдвиги частоты  $\Delta\omega_{cp}^*$  малы.

В работе [16] по измерению  $\mu_p/\mu_N$  с помощью магнитного резонансного масс-спектрометра (МРМС) с двухсекционным источником ионов, из которого одновременно выходили пучки двух типов ионов ( ${}^4\text{He}^+ - {}^{20}\text{Ne}^{++}$ ,  ${}^4\text{He}^+ - {}^{20}\text{Ne}^+$ ,  ${}^4\text{He}^+ - {}^{40}\text{Ar}^{++}$ ,  ${}^4\text{He}^+ - {}^{40}\text{Ar}^+$ ), было показано, что условия движения ионов обоих типов с парам одинаковы с высокой степенью точности. Это дало возможность применения экстраполяционной методики для учета влияния рассеянных электрических полей в анализаторе МРМС на циклотронные частоты ионов. Результатом работы [16] явилось самое точное прямое определение величины  $\mu_p/\mu_N$ . Статистическая погрешность определения, которая может рассматриваться как погрешность экстраполяционной методики, составила  $\sim 0.2$  ppm.

Так как экстраполяционная методика позволяет учесть влияние рассеянных электрических полей для пар ионов, далеко отстоящих друг от друга, например  ${}^4\text{He}^+ - {}^{40}\text{Ar}^+$ , то, вероятно, подобным образом можно учитывать влияние рассеянных электрических полей при измерениях масс ионов, образующих дальние дублеты.

Методика измерений включает попеременные измерения циклотронных частот ионов, входящих в дальние дублеты, например  ${}^{35}\text{Cl}^+ - {}^{36}\text{Ar}^+$  и  ${}^{36}\text{Ar}^+ - {}^{37}\text{Cl}^+$ ,

в которых ионы изотопов хлора являются реперными массами, а масса иона аргона-36 подлежит уточнению. Определяемая масса может лежать на массовой шкале как между массами реперных ионов (приведенный случай  ${}^{35}\text{Cl} - {}^{36}\text{Ar} - {}^{37}\text{Cl}$ ), так и ниже или выше обеих реперных масс. В любом случае расчет массы определяемого иона производится по известным значениям масс реперных ионов и их разности, а также экспериментально измеренным циклотронным частотам ионов.

В работе [23] подобная методика была реализована при измерениях массы иона  ${}^{28}\text{Si}^+$ , а в качестве реперных использовались ионы  ${}^{12}\text{C}^{16}\text{O}^+$  и  ${}^{14}\text{N}_2^+$ . Разрешающая способность, необходимая для разделения ионов  ${}^{12}\text{C}^{16}\text{O}^+ - {}^{28}\text{Si}^+$   $R_{\text{очн}} \cong 1550$ , а для  ${}^{14}\text{N}_2^+ - {}^{28}\text{Si}^+$   $R_{\text{очн}} \cong 1000$ , поэтому данные дублеты вряд ли могут рассматриваться как дальние. Авторы, используя по сути дела экстраполяционную методику, не указывают, что таким путем они могли учитывать влияние рассеянных электрических полей.

Очевидно, что условиями применимости методики измерения масс ионов, входящих в дальние дублеты, являются совпадение в пределах погрешности измерений циклотронных частот иона определяемой массы при измерениях двух дублетов, а также линейный закон изменения циклотронных частот ионов разных масс в пределах допустимой погрешности.

Реализация метода измерения масс ионов входящих в дальние дублеты, будет осуществлена с помощью разрабатываемого в лаборатории масс-спектрометрии ФТИ РАН магнитного резонансного масс-спектрометра с расчетной разрешающей способностью  $\geq 10^6$ .

Работа поддерживается грантом и выполняется в рамках Государственной научно-технической программы "Фундаментальная метрология".

## Список литературы

- [1] Wapstra A.H., Audi G. // Nucl. Phys. 1985. Vol. A432. P. 1–362.
- [2] Демирханов Р.А., Дорохов В.В., Дзекуа М.И., Дорохова Г.А. // Ядерная физика. 1978. Т. 28. № 2(8). С. 273. Препринт Сухумского физико-технического института. 1973. № СФТИ-1. 30 с.
- [3] Smith L.G. // Atomic Masses and Fundamental Constants-4 (AMCO-4) / Ed. by Sanders J.H., Wapstra A.H. London; New York: Plenum Press, 1972. P. 164–171.
- [4] Bleakney W. // Amer. Phys. Teach. 1936. Vol. 4. P. 12–16.
- [5] Southon F.C.G., Meredit J.O., Barber R.C., Duckworth H.E. // Can. Journ. Phys. 1977. Vol. 55. N 5. P. 383–389.
- [6] Moreland P.E., Jr., Bainbridge K.T. Proc. of the 2<sup>d</sup> Intern. Conf. on Nucl. Masses / Ed. by W. Johnson, Jr. Vienna; New York: Springer-Verlag, 1964. P. 421–429.

- [7] Blair J.M., Halverson J., Johnson W.H., Smith R. // Atomic Masses and Fundamental Constants-6 (AMCO-6) / Ed. by J.A. Nolen, W. Benenson. New York; London: Plenum Press, 1979. P. 267–274.
- [8] Matsuda H., Fukumoto S., Matsuo T. // Atomic Masses and Fundamental Constants-3 (AMCO-3) / Ed. by R.C. Barber University of Manitoba Press. 1967. P. 733–747.
- [9] Katakuse I., Ogata K. // Atomic Masses and Fundamental Constants-4 (AMCO-4) / Ed. by J.H. Sanders, A.H. Wapstra. London; New York: Plenum Press, 1972. P. 153–163.
- [10] Demirkhanov R.A., Dorokhov V.V., Dzkuya M.I. // Atomic Masses and Fundamental Constants-4 (AMCO-4) / Ed. by J.H. Sanders, A.H. Wapstra. London; New York: Plenum Press, 1972. P. 210–220.
- [11] Barber R.C., Bishop R.L., Cambey L.A. et al. // Proc. of the 2<sup>d</sup> Intern. Conf. on Nucl. Masses / Ed. by W. Johnson, Jr. Vienna; New York: Springer-Verlag, 1964. P. 393–414.
- [12] Ellis R.J., Hall B.J., Barber R.C. et al. // Atomic Masses and Fundamental Constants-7 (AMCO-7) / Ed. by O. Klepper. Darmstadt: Seeheim, 1984. P. 41–47.
- [13] Petit-Clere Y., Carrette J.D. Vacuum. 1968. Vol. 18. N 1. P. 7–16.
- [14] Barber R.C., Bishop R.L., Duckworth H.E. et al. // Rev. Sci. Instr. 1971. Vol. 42. N 1. P. 1–8.
- [15] Smith L.G., Wapstra A.H. // Phys. Rev. C. 1975. Vol. 11. N 4. P. 1392–1400.
- [16] Мамырин Б.А., Аруев Н.Н., Алексеенко С.А. // ЖЭТФ. 1972. Т. 63. Вып. 1. С. 3–20.
- [17] Аруев Н.Н., Байдаков Е.Л., Мамырин Б.А., Яковлев А.В. // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 8. С. 181–187.
- [18] Friedman L., Smith L.G. // Phys. Rev. 1958. Vol. 109. N 6. P. 2214–2215.
- [19] Smith L.G. // Phys. Rev. 1971. Vol. 4. N 1. P. 22–31.
- [20] Smith L.G., Koets E., Wapstra A.H. // Phys. Lett. 1981. Vol. 102. B. N 2-3. P. 114–115.
- [21] Николаев Е.Н., Неронов Ю.И., Горшков М.В., Тальрозе В.Л. // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 39. № 9. С. 441–443.
- [22] Lippmaa E., Pickver R., Suurmaa E. et al. // Phys. Rev. Lett. 1985. Vol. 54. N 4. P. 285–288.
- [23] Горшков М.В., Неронов Ю.И., Николаев Е.Н. и др. // Метрология. 1986. № 8. С. 59–61. Квантовая метрология и фундаментальные физические константы. Л., 1985. С. 202–203.
- [24] Van Dyck R.S., Jr., Farnham D.L., Moore F.L., Schwinnberg P.B. // Abstracts of the 12<sup>th</sup> Intern. Conf. on Atomic Physics. University of Michigan, 1990. Abstract II-7.
- [25] Gerz Ch., Wisdorf D., Werth G.Z. // Phys. D. At. Mol. Clusters. 1990. Vol. 17. N 2. P. 119–121.
- [26] Allemann M., Kellerhals H., Wanczek K.P. // Intern. J. Mass Spectrometry and Ion Processes. 1983. Vol. 46. P. 139–142.
- [27] Koets E. // J. Phys. E. 1981. Vol. 14. P. 1229–1232.
- [28] Николаев Е.Н., Неронов Ю.И., Горшков М.В., Тальрозе В.Л. // Масс-спектрометрия и химическая кинетика. М.: Наука, 1985. С. 228–237.
- [29] Chow K.H., Comisarow M.B. // Intern. J. Mass Spectrometry and Ion Processes. 1989. Vol. 89. P. 187–203.
- [30] Herold L.K., Kouzes R.T. // Intern. J. Mass Spectrometry and Ion Processes. 1990. Vol. 96. P. 275–289.
- [31] Coc A., Le Gac R., De Saint Simon M. et al. // Nucl. Instr. and Meth. 1988. Vol. A271. P. 512–517.
- [32] Coc A., Fergeau R., Grabit R. et al. // Nucl. Instr. and Meth. 1991. Vol. A305. N 1. P. 143–149.
- [33] Аруев Н.Н., Байдаков Е.Л., Мамырин Б.А., Яковлев А.В. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 3. С. 502–510.