

УДК 53.01, 533.583.2

## ВЛИЯНИЕ ОБЪЁМНОЙ ДИФФУЗИИ АТОМОВ РУБИДИЯ И НАТРИЯ НА ВРЕМЯ ИХ АДСОРБЦИИ НА ПОВЕРХНОСТИ СТЕКЛА\*

С. Н. Атутов<sup>1</sup>, Ф. А. Бенимецкий<sup>1,2</sup>, А. О. Макаров<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт автоматики и электрометрии СО РАН,  
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Коптюга, 1

<sup>2</sup>Новосибирский государственный университет,  
630090, г. Новосибирск, ул. Пирогова, 2  
E-mail: werklore@mail.ru

Представлены результаты измерения поверхностного потенциала и времени пребывания атомов Rb и Na на поверхности молибденового стекла марки С-52. Обнаружено, что при температурах меньше температуры стеклования зависимость времени пребывания атомов Rb от температуры хорошо описывается формулой Аррениуса. Измерены поверхностные потенциалы, которые составили 0,67 и 1,37 эВ для Rb и Na соответственно. Выявлено, что при температурах выше температуры стеклования время пребывания данных атомов аномально возрастает. Это обусловлено тем, что при столкновении атома с поверхностью расплавленного стекла он может проникнуть в объём стекла, а затем посредством диффузии вернуться назад и десорбироваться с поверхности. В таком случае время пребывания атома на стекле определяется диффузионным временем и может быть очень значительным, несмотря на относительно низкий потенциальный барьер на поверхности и высокую температуру.

*Ключевые слова:* столкновение атомов с поверхностью стекла, время пребывания, вероятность адсорбции и десорбции.

DOI: 10.15372/AUT20170312

**Введение.** В настоящее время имеется большое количество публикаций, посвящённых оптическим экспериментам с резонансно возбуждёнными атомами в стеклянных ячейках, например по захвату и охлаждению редких или радиоактивных атомов в магнитооптических ловушках [1–10] и по исследованию светоиндуцированного дрейфа (СИД) атомов [11–19].

Все эти эксперименты сопровождались серьёзными проблемами, связанными с взаимодействием атомов с внутренними стенками стеклянных резонансных ячеек. Такое взаимодействие приводит к длительному времени пребывания атомов на поверхности стекла. Например, в экспериментах по захвату и охлаждению короткоживущих радиоактивных атомов в магнитооптических ловушках очень важно, чтобы время пребывания атомов на внутренних стенках ячейки было существенно короче, чем время их жизни. В экспериментах по захвату и охлаждению стабильных редких атомов слишком большое время пребывания приводит к тому, что все атомы, инжектируемые в ловушку, немедленно адсорбируются стенками ячейки и плотность охлаждаемых атомов в вакуумном объёме ловушки близка к нулю. Взаимодействие паров со стенками ячейки и большое время пребывания также являются серьёзной проблемой в экспериментах по изучению СИД. Исследуемые атомы, попадающие в капиллярную ячейку, быстро адсорбируются её стенками, и плотность атомов в вакуумном объёме стремится к нулю. Необходимо слишком большое время, чтобы

\*Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 15-02-02333).

насытить стенки и достичь стационарного распределения атомов в ячейке и значительной маскировки явления СИД.

Легко оценить величину эффекта снижения концентрации атомов в вакуумном объёме в условиях очень большого времени пребывания атомов на стенках. Например, количество атомов в монослое, адсорбированных на поверхности  $1 \text{ см}^2$ , близко к величине  $\sim 10^{16}$ . Если испарить все атомы в объёме  $1 \text{ см}^3$ , то получится атомарный пар при давлении порядка 1 Торр. Эта величина в 10 млн раз больше, чем плотность атомов в магнитооптической ловушке. Понятно, для того чтобы ловушка или ячейка по исследованию СИД работали, необходимо понизить число атомов на их стенках посредством уменьшения времени пребывания в десятки миллионов раз. Это можно сделать посредством нанесения антирелаксационного органического покрытия на стенки вакуумного объёма [20] либо их нагрева [21].

Известно, что когда атомы сталкиваются с поверхностью твёрдого тела, они испытывают силу притяжения Ван-дер-Ваальса, величина которой зависит от электронной структуры атомов и поверхности. Часть попадающих на поверхность атомов может быть захвачена в приповерхностной потенциальной яме, образованной силами притяжения и отталкивания в непосредственной близости от поверхности в результате физической адсорбции. Через некоторое время пребывания захваченные атомы могут покинуть поверхность, если они получают достаточно тепловой энергии для преодоления поверхностного потенциального барьера. Согласно общепринятой точке зрения, время пребывания  $\tau_s$  определяется по формуле Аррениуса

$$\tau_s = \tau_0 \exp(E/kT), \quad (1)$$

где  $\tau_0 \sim 10^{-12} \text{ с}$  — время пребывания на поверхности при бесконечной температуре (т. е.  $\tau_0 \sim 10^{-12} \text{ с}$  — это период тепловых колебаний адсорбированного атома в поверхностном потенциале [20]);  $E$  — величина потенциального барьера вблизи поверхности;  $k$  — постоянная Больцмана;  $T$  — абсолютная температура [22].

В настоящее время имеется большое количество публикаций с данными о времени пребывания различных атомов на разных антирелаксационных покрытиях. В таблице показаны некоторые результаты расчётов потенциала взаимодействия и времени пребывания [23–26].

Первое прямое измерение  $\tau_s$  представлено в работе [27] при исследовании различных покрытий для эффективного захвата и охлаждения радиоактивных атомов в магнитооптических ловушках. Использовался метод, основанный на измерении времени заполнения и откачки сферической ячейки, которая далее покрывалась парами исследуемого щелочного металла. Результаты измерений применялись для расчёта времени пребывания изучаемых атомов на поверхности полимера. Для атомов цезия и хлорсиланового покрытия было получено  $\tau_s = 37 \text{ мкс}$ , что примерно в 1 млн раз больше, чем значения, рассчитанные по формуле (1) и представленные в таблице. В [27] интерпретирован этот в высшей степени необычный результат как влияние значительной систематической ошибки выбранного метода измерений.

Покрытие	Атом	Потенциал взаимодействия, эВ	Время пребывания, с	Источник
Парафин на пирексе	Rb	0,1	$4 \cdot 10^{-10}$	[23]
Силан на пирексе	Na	0,1	$10^{-10}$	[24]
Тетраконтан на пирексе	Rb	0,062	$10^{-11}$	[25]
Тетраконтан на стекле	Rb	0,06	$10^{-11}$	[26]

В работе [28] изучалось взаимодействие атомов рубидия с парафиновым и хлорсилановым покрытиями. Применялся метод, основанный на измерении ларморовой частоты атома в затухающем световом поле вблизи поверхности. Измеренные значения времени  $\tau_s$  составили 1,8 (0,2) и 0,9 (0,1) мкс, что также существенно больше значений времени, представленных в таблице. Значительное отличие измеренных и рассчитанных времён объяснялось влиянием дефектов полимерного покрытия внутренних стенок резонансных ячеек, используемых в эксперименте.

В работе [29] впервые предложено обоснование существенной разницы между измеренным и теоретическим значениями времени пребывания атомов на различных поверхностях. Было исследовано течение Кнудсена атомов рубидия в капиллярах, внутренняя поверхность которых покрыта плёнкой полидиметилсилоксана. Показано, что причина гигантского времени пребывания связана с наличием нанопор на поверхности полимера. Когда атом с тепловой скоростью сталкивается с поверхностью плёнки, он может через поры проникнуть внутрь на достаточно большую глубину и через некоторое время диффузионно вернуться назад, а затем десорбироваться с поверхности. При этом общее время пребывания атома на поверхности полимерной плёнки определяется диффузионным временем, что приводит к большому времени пребывания, несмотря на низкий потенциальный барьер на поверхности и высокую температуру.

Данная работа посвящена исследованию времени пребывания атомов Rb и Na на поверхности гладких и горячих стёкол. С помощью метода кнудсеновского течения атомов в трубках измерены времена пребывания атомов Rb и Na на поверхности стекла марки С-52. В целях проверки гипотезы о значительном влиянии наличия нанопор на поверхности на время пребывания атомов была произведена модификация поверхности стекла и измерены времена пребывания атомов Rb и Na на такой поверхности.

**Теоретическая модель течения Кнудсена.** Рассмотрим диффузию сгустка атомов внутри узкой цилиндрической трубки диаметром  $d$  в предположении, что атомы сталкиваются только с её стенками. Согласно теории броуновского движения среднее значение квадрата смещения атома, движущегося вдоль трубки, составляет

$$\langle z^2 \rangle = \sum_{i=1}^n \langle z_i^2 \rangle + \sum_{i,j,i \neq j}^n \langle (\mathbf{z}_i \cdot \mathbf{z}_j) \rangle, \quad (2)$$

где  $z_i$  — смещение частицы за время  $\tau$ . Все смещения атома за одинаковые интервалы времени  $\tau$  равновероятны. Поэтому средние квадраты смещения частицы  $\langle z_i^2 \rangle$  за время  $\tau$  одинаковы.

Обозначим  $\langle z_i^2 \rangle = \text{const}$  через  $a^2$ :

$$\langle z_i^2 \rangle = a^2; \quad \sum_{i=1}^n \langle z_i^2 \rangle = Na^2. \quad (3)$$

Среднее значение скалярного произведения векторов смещения  $\langle (\mathbf{z}_i \cdot \mathbf{z}_j) \rangle$  обращается в нуль из-за нескоррелированности движения после столкновения со стенкой. Таким образом, средний квадрат смещения атома за время  $t$

$$\langle z^2 \rangle = Na^2, \quad (4)$$

где  $N$  — число соударений со стенкой за время  $t$ :

$$N = t/\tau. \quad (5)$$

При этом

$$\langle z^2 \rangle = a^2(t/\tau). \quad (6)$$

Коэффициент диффузии находится из уравнения (6):

$$D = a^2/2\tau. \quad (7)$$

Будем пренебрегать атомами, которые летят под малыми и большими углами. В этом случае через  $a$  обозначим расстояние, пролетаемое атомами между двумя столкновениями со стенками трубы, равное диаметру  $d$ . Время между двумя столкновениями является суммой двух времён: пролёта между стенками  $\tau_f$  и пребывания на стенке  $\tau_s$ :

$$\tau = \tau_f + \tau_s. \quad (8)$$

Коэффициент диффузии  $D$  может быть записан в виде

$$D = \frac{\tau_f D_0}{\tau_f + \tau_s}, \quad (9)$$

где

$$D_0 = d\bar{v}/3 \quad (10)$$

— коэффициент диффузии для случая нулевого времени пребывания;  $\tau_f = d/\bar{v}$  — время пролёта между стенками трубки диаметром  $d$ ;  $\bar{v} = \sqrt{8kT/\pi m}$  — средняя тепловая скорость атома. Если известен экспериментальный  $D$ , то из формулы (9) также можно определить  $\tau_s$ .

Экспериментальный коэффициент диффузии  $D$  можно вычислить, анализируя диффузионный поток атомов в трубке, который описывается следующим одномерным диффузионным уравнением:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2}, \quad (11)$$

где  $n$  — плотность атомов в трубке. В этом уравнении мы пренебрегаем гибелью атомов в трубке в результате химического связывания стенками трубки.

Для определения времени пребывания  $\tau_s$  нужно найти нестационарное решение уравнения (11) с начальными условиями  $n_{t=0} = \delta(0)$  и граничными условиями  $n \rightarrow 0$  при  $x \rightarrow \infty$ . Дельта-функция характеризует импульсное возрастание плотности атомов в начале координат при импульсном нагреве источника атомов. Нестационарным решением уравнения (11) является следующее выражение, которое описывает эволюцию плотности атомов  $n$  во времени в трубке на расстоянии  $x$  от начала координат:

$$n(x, t) = \frac{A}{2\sqrt{\pi Dt}} \exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right). \quad (12)$$

Время пребывания  $\tau_s$  находим из уравнения

$$\tau_s = \tau_f(D_0/D - 1), \quad (13)$$

где  $D_0$  определяется выражением (10).

Для того чтобы применить формулу (13), нужно найти  $D$  из экспериментальных данных, описываемых выражением (12), приводящим к тому, что в точке  $x$  вырастает функция  $n$ , которая достигает максимума в определённый момент времени. Для нашего эксперимента удобнее выбрать время максимальной скорости нарастания сигнала в точке наблюдения. Причина выбора данного момента времени, а не времени, при котором плотность максимальна, состоит в том, что это обеспечивает большую точность измерения времени пролёта сгустка атомов от начальной точки до точки регистрации, чем использование положения относительно пологого максимума кривой в формуле (12). После нахождения второй производной  $n''_{tt}$  уравнение (12) будет выглядеть следующим образом:

$$n''_{tt} = \frac{A(\exp -x^2/4Dt)(3t^2 - (3tx^2/D) + (x^4/4D^2))}{8t^4\sqrt{\pi Dt}}. \quad (14)$$

Рассматривая точку, в которой экстремум функции  $n$  в формуле (12) достигает максимума, можно найти  $t_d$  — время прохождения  $n$  от начала координат до первой точки перегиба. Приближённо решение  $n''_{tt}(t_d) = 0$  имеет вид

$$t_d = (x_k^2/2D) \cdot 0,0918. \quad (15)$$

С использованием формулы (15) определим коэффициент диффузии  $D$  по известным  $t_d$  и  $x_k$ :

$$D = (x_k^2/t_d) \cdot 0,0459. \quad (16)$$

Теперь запишем время пребывания атома на поверхности:

$$\tau_s = \frac{d^2 t_d}{0,1377 x_k^2} - \frac{d}{\bar{v}}. \quad (17)$$

**Экспериментальные результаты и их обсуждение.** На рис. 1 представлена схема экспериментальной установки, состоящей из стеклянной ячейки 1, источника тока для нагрева трубки 6 и двух сменяемых лазеров 2 собственного производства: диодного на длине волны 780 нм для возбуждения флуоресценции паров рубидия и лазера на красителе (R6G) на длине волны 589 нм для возбуждения паров натрия.

Плотности паров Rb и Na измерены путём детектирования интенсивности флуоресценции атомов передвижным фотодиодом 3, подключённым к системе сбора данных. Флуоресценция паров рубидия возбуждалась нестабилизированным диодным лазером 2 с длиной волны 780 нм вблизи резонансного перехода атома рубидия. Поскольку использовался нестабилизированный лазер, его частота периодически сканировалась вокруг линии поглощения атомов рубидия с помощью треугольной модуляции тока накачки лазера. Этот

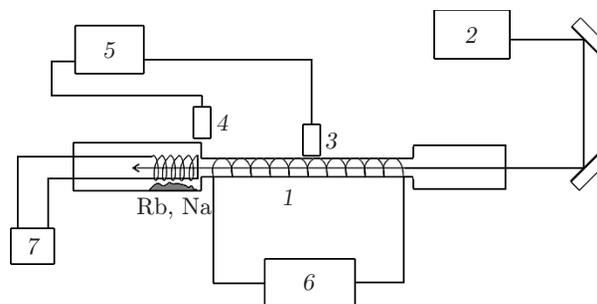


Рис. 1

метод измерения плотности позволил избежать влияния нестабильности частоты лазерного излучения на результаты измерения. Плотность паров извлекалась из усреднённых амплитуд спектральных линий изотопов атомов рубидия.

Флуоресценция атомов натрия возбуждалась с помощью излучения стабилизированного по частоте лазера на красителе.

В экспериментах плотность паров обоих элементов поддерживалась достаточно низкой, чтобы измерения проводились в линейном режиме. Флуоресцентные сигналы обрабатывались системой сбора данных 5, состоящей из цифрового осциллографа и компьютера, которая позволяла обрабатывать информацию с разрешением по времени 0,1 мс в широком диапазоне плотностей паров. Температура стенок ячейки измерялась термопарой, которая касалась внешних стенок трубки. Термопара была прокалибрована на отдельной ячейке при атмосферном давлении с помощью второй термопары, помещённой внутрь трубки.

Кроме того, использовались ячейки, изготовленные из молибденового стекла марки С-52 с внутренним диаметром трубки 3 мм. При этом турбомолекулярный насос обеспечивал вакуум до  $10^{-6}$  Торр. Давление остаточного газа измерялось вакуумным датчиком внутри насоса. Устойчивый уровень вакуума в ячейках достигался после недели прогрева и непрерывной откачки. Дополнительные усилия прилагались для очистки внутренних стенок ячеек от воды, следов масла и адсорбированных атмосферных газов с применением высокочастотного разряда в неоне. Эта методика позволила не только надёжно очистить внутренние стенки, но и проверить качество достигнутого вакуума. Ячейка считалась очищенной, когда разряд в неоне имел стабильный яркий оранжевый цвет, который заметно не менялся в течение многих дней. Ячейки, очищенные по такой методике, обычно показывали стабильные и воспроизводимые результаты.

Измерения времени пребывания  $\tau_s$  атомов щелочных металлов на поверхности стекла проводились следующим образом. Вначале посредством газовой горелки нагревался объём, содержащий металлический рубидий или натрий. Это приводило к тому, что витки проволоки внутри объёма покрывались тонким слоем исследуемого металла. Затем с помощью импульсного источника тока 7 со значением до 5 А производилось испарение металла. Фотоприёмник 4 регистрировал импульсное возрастание плотности паров металла в начальной точке, а фотоприёмник с усилителем 3 — в точке наблюдения.

**Эксперимент с рубидием.** На рис. 2 представлен пример записи сигналов плотности атомов рубидия с двух фотоприёмников, расположенных в начале трубки I и в точке наблюдения II. Запись сделана для фотоприёмника 3 (см. рис. 1), расположенного на расстоянии 4,5 см от начала координат при температуре трубки 335 К и диаметре 3 мм.

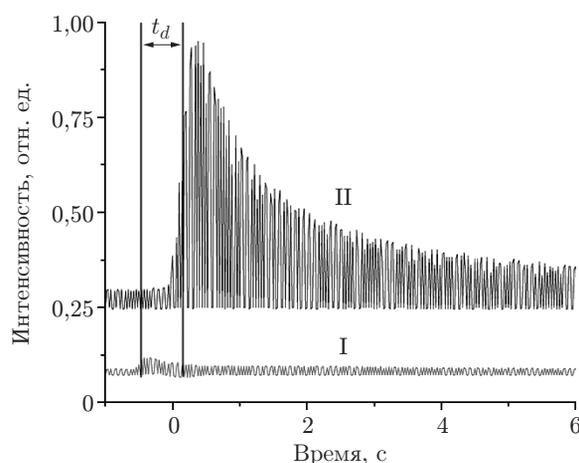


Рис. 2

Из рисунка видно, что запись сигналов представлена в виде совокупности узких пиков, которые обусловлены сканированием частоты лазера вокруг линии флуоресценции атомов рубидия. Также показано, что после задержки плотность паров рубидия увеличивается и по прохождении максимума медленно снижается до уровня, который чуть выше первоначального. Последнее связано с некоторым нагревом металлического рубидия в источнике. Задержка во времени обусловлена суммарным вкладом многих элементарных времён, каждое из которых состоит из времени пролёта атома между стенками капилляра и времени пребывания атома на стенке. Зная величину диаметра трубки, тепловую скорость, время пролёта атома между стенками трубки, расстояние от источника и измеренное значение задержки во времени, несложно вычислить время пребывания атома на поверхности с помощью формулы (17). Следует отметить, что в силу малого диаметра трубки время пролёта между стенками также мало, поэтому вклад времени пребывания в общее время задержки может быть значительным.

Задержка  $t_d$  измерялась как время прохождения расстояния между передней точкой перегиба кривой I и передней точкой перегиба кривой II. Затем с использованием формулы (17) рассчитывалось время пребывания атома рубидия на поверхности стекла.

На рис. 3 представлена зависимость времени пребывания атомов рубидия на поверхности стекла от температуры трубки в диапазоне 335–440 К. Видно, что в этом диапазоне время пребывания уменьшается с увеличением температуры. Однако установлено, что наряду с ожидаемым процессом уменьшения времени пребывания с ростом температуры (согласно (1)) имеется ещё один процесс, но уже возрастания времени пребывания. Возрастание пропорционально температуре и связано с заметным проникновением атомов рубидия в стекло. Кроме того, имеется ещё третий фактор, увеличивающий время задержки  $t_d$  и не зависящий от температуры, — задержка во времени из-за распространения облака атомов рубидия внутри источника паров, который имеет длину, сравнимую с расстоянием от источника паров до точки регистрации. В данной работе эти три процесса смоделированы по формуле

$$\tau_s = \tau_0 \exp(E/kT) + AT + B \quad (18)$$

и осуществлён поиск неизвестных параметров с помощью метода наименьших квадратов при трёх свободных параметрах  $E$ ,  $A$ ,  $B$  и с учётом  $\tau_0 \sim 10^{-12}$ , что позволило определить поверхностный потенциал использованного стекла  $E$ , который оказался равным 0,67 эВ. Это значение больше, чем для Cs на сапфире (0,4350 эВ) и для Cs на пирексе (0,5320 эВ) [26], и меньше, чем для Na на сапфире (0,75 эВ) [30].

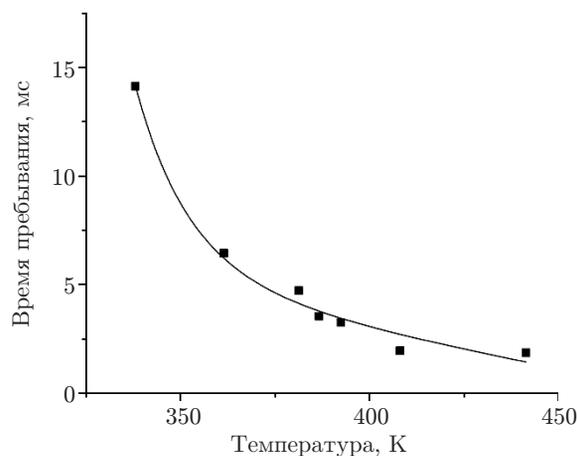


Рис. 3

Для проверки гипотезы о влиянии подповерхностной диффузии атомов рубидия в стекле на время пребывания проведены измерения при температурах от 440 К до температуры стеклования и выше, вплоть до расплавления стекла. На рис. 4 представлены результаты данных и предыдущих измерений. Легко видеть, что в диапазоне 500–600 К время пребывания резко возрастает, а затем график выходит на насыщение с небольшим подъёмом по температуре.

Этот результат можно интерпретировать следующим образом. Когда атом с тепловой скоростью сталкивается с поверхностью стекла, он может проникнуть внутрь стекла на достаточно большую глубину и через некоторое время посредством диффузии вернуться назад и затем десорбироваться с поверхности. Общее время пребывания атома на стекле определяется диффузионным временем внутри стекла, что приводит к большому времени пребывания, несмотря на низкий потенциальный барьер на поверхности и высокую температуру.

Известно, что количество дефектов, их величины и проницаемость стекла возрастают при увеличении температуры. При температурах выше температуры стеклования стекла ведут себя как расплавы, т. е. находятся в жидком состоянии, а ниже температуры стеклования стекло приобретает твёрдость, сравнимую с твёрдостью стали. В этих условиях проницаемость и скорость диффузии резко падают. Для используемого стекла температура стеклования была в интервале 690–870 К. Также известно, что величина и количество дефектов на поверхности стекла зависят от его сорта и возраста [31].

В нашем случае возрастание количества дефектов с температурой, их величины, а значит, и возрастание проницаемости стекла ведут к увеличению глубины проникновения атомов рубидия в стекло. Этим объясняется резкий рост времени пребывания при высоких температурах, что хорошо видно на рис. 4. Поскольку проницаемость стекла и скорость диффузии атомов в нём (выше температуры стеклования) зависят от температуры практически по одинаковому закону [32], то при 600 К и выше время пребывания должно перестать зависеть от температуры (см. рис. 4). При температурах меньше температуры стеклования стекло имеет бóльшую твёрдость, при этом резко уменьшается глубина проникновения и время пребывания минимально. Отметим, что на рис. 4 температура резкого возрастания времени пребывания (550 К) несколько меньше, чем нижняя граница диапазона температур стеклования (690 К), что обусловлено (как указано выше) меньшей температурой стеклования на поверхности, чем в объёме.

Интересно оценить порядок величины времени пребывания, исходя из литературных данных о глубине проникновения и коэффициенте диффузии. Так, в работе [33] экспери-

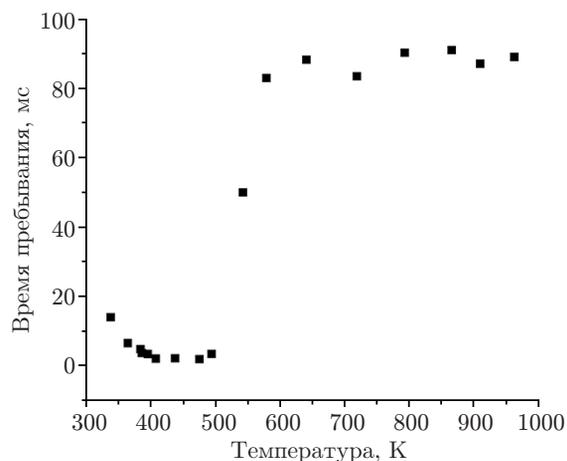


Рис. 4

ментально показано, что атомы Rb проникают в кварц на глубину 10 нм. Принимая эту величину и достаточно разумную величину для коэффициента диффузии рубидия в кварце порядка  $10^{-10}$  см<sup>2</sup>/с, можно оценить время диффузии и, следовательно, время пребывания  $\sim 10$  мс, что и наблюдается в нашем эксперименте.

Для проверки модификации поверхности стекла атомами рубидия, которая могла повлиять на характер взаимодействия атомов с поверхностью, измерения проводились как при увеличении температуры, так и при её уменьшении. Полное отсутствие гистерезиса при измерениях показывает отсутствие какой-либо заметной модификации поверхности стекла под воздействием паров рубидия.

**Эксперимент с натрием.** На рис. 5 представлен пример записи сигналов плотности атомов натрия с двух фотоприёмников, расположенных в начале трубки I и в точке наблюдения II. Запись сделана для фотоприёмника 3 (см. рис. 1), находящегося на расстоянии 2 см от начала координат при температуре трубки 335 К и диаметре 3 мм.

На рис. 6 показана зависимость времени пребывания атомов натрия на поверхности стекла от температуры трубки в диапазоне 525–890 К.

Отметим, что воспроизводимость результатов этих измерений была крайне низкой. Кроме того, время пребывания натрия на стекле сильно зависело от времени проведения измерения: до или после присутствия паров натрия на поверхности стекла. Обнаружилось, что обработка парами натрия поверхности стекла резко уменьшала время пребывания атомов натрия на стекле. Напротив, очистка стекла от следов натрия продолжительным прогревом приводила к значительному повышению времени пребывания. Также наблюдался сильный гистерезис результатов измерения: полученные при нагреве трубки (вперёд) и при охлаждении трубки (назад) результаты не совпадали. Кроме того, данные, взятые в чистой и в использованной трубках, тоже не совпадали.

Результаты, представленные на рис. 6, получены при очистке поверхности стекла прогревом после каждого измерения. Легко видеть, что время пребывания натрия на стекле существенно больше, чем для случая рубидия на стекле. Так, минимальное время пребывания атома натрия на стекле (при 100 К) почти совпадает с максимальным временем для рубидия (при 95 К). При нагреве поверхности до температуры стеклования (до 690 К) время пребывания атомов Na на поверхности уменьшается, что качественно соответствует поведению времени пребывания рубидия при температурах ниже температуры стеклования. Эти данные использовались для оценки потенциального барьера на поверхности стекла для атомов натрия. Потенциальный барьер оказался равным 1,37 эВ. Также видно,

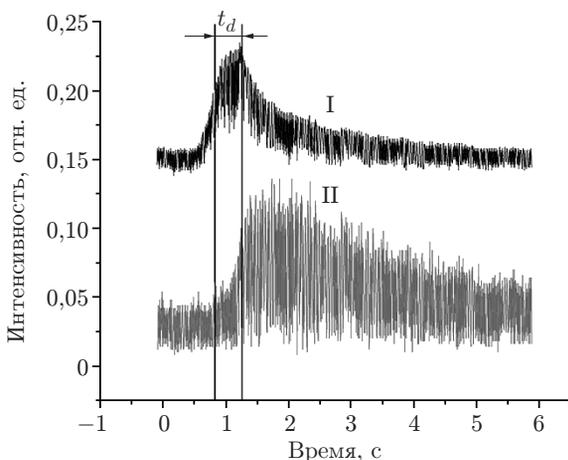


Рис. 5

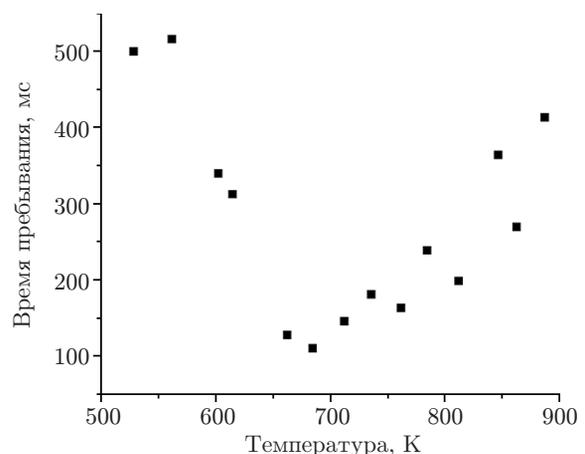


Рис. 6

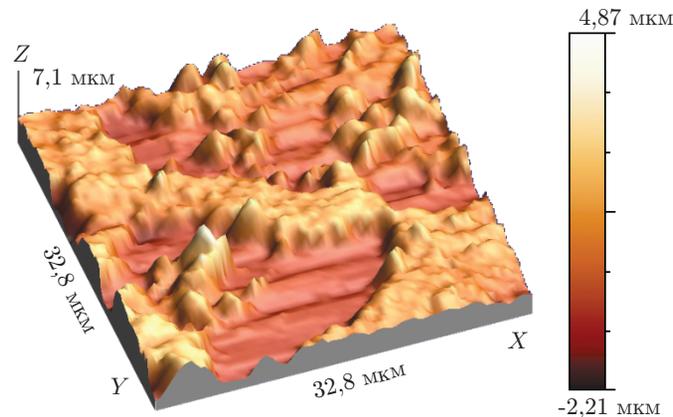


Рис. 7

что, как и в случае рубидия на стекле, время пребывания начинает расти при повышении температуры больше температуры стеклования (690 К).

Отсюда возникают два вопроса: почему время пребывания натрия на стекле зависело от измерения в чистой трубке или в трубке после обработки её стенок парами натрия? и почему время пребывания атома натрия на стекле существенно больше, чем атома рубидия, несмотря на меньшую химическую активность натрия по сравнению с рубидием?

По нашему мнению, этот факт обусловлен тем, что радиус нейтрального атома рубидия (2,48 нм) существенно больше радиуса атома натрия (2,27 нм). При заданных размерах дефектов на поверхности стекла глубина проникновения атома натрия больше, чем глубина проникновения атомов рубидия, что приводит к эффективному увеличению времени пребывания атомов натрия на поверхности.

С этих же позиций легко понять, почему время пребывания натрия на чистой поверхности стекла было больше, чем на поверхности после её обработки парами натрия, приводящей очевидно к сглаживанию дефектов и микротрещин на поверхности стекла.

**Стекло с шероховатой поверхностью.** В целях проверки гипотезы о значительном влиянии нанопор на поверхности стекла на время пребывания там атомов была произведена её модификация. Нанопористая поверхность получена посредством травления поверхности раствором плавиковой кислоты. На рис. 7 приведён пример протравленной поверхности стекла (травление осуществлялось 10 %-ным раствором кислоты в течение 10 с). Для получения данной топографии поверхности стекла использовался метод сканирующей атомно-силовой микроскопии. Исследование поверхности проводилось в воздухе при нормальных условиях с помощью зондового микроскопа "Multiview 2000 TM" (фирма-производитель "Nanonics") в полуконтактном режиме работы. В ходе экспериментов применялся кантилевер с иглой, имеющей радиус 20 нм. Исследования выполнены на базе Центра коллективного пользования «Высокоразрешающая спектроскопия газов и конденсированных сред» в Институте автоматизации и электротехники Сибирского отделения РАН.

Эксперимент проводился с парами рубидия при фиксированной температуре 335 К для разных времён травления (от 1 до 10 с). Вариация времени травления позволила создавать поверхности с различным количеством пор. Установлено, что модификация поверхности стекла травлением приводит к резкому увеличению (в 10 раз) времени пребывания, а измеренное время пребывания примерно пропорционально времени травления. Количественное определение времени пребывания затруднительно из-за невозможности точно охарактеризовать шероховатость травленной поверхности.

**Заключение.** В данной работе экспериментально измерены поверхностный потенциал и время пребывания атомов Rb и Na на поверхности молибденового стекла. При темпе-

ратурах меньше температуры стеклования зависимость времени пребывания атомов Rb от температуры хорошо описывается формулой Аррениуса. При температурах выше температуры стеклования обнаружено аномальное увеличение времени пребывания атомов Rb и Na на поверхности стекла. Это возрастание времени обусловлено возможным проникновением атома в некоторый объём стекла при столкновении с его расплавленной поверхностью, возвращением атома к поверхности за счёт диффузии и последующей десорбции атома с поверхности. В таких условиях время пребывания атома на стекле определяется медленным диффузионным процессом, поэтому время столкновения атома с расплавленной поверхностью стекла может быть аномально большим. Установлено, что модификация поверхности стекла травлением плавиковой кислотой приводит к резкому увеличению (в 10 раз) времени пребывания.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Lu Z. T., Bowers C., Freedman S. J. et al.** Laser trapping of short-lived radioactive isotopes // *Phys. Rev. Lett.* 1994. **72**, Is. 24. P. 3791–3794.
2. **Gwinner G., Behr J. A., Cahn S. B. et al.** Magneto-optic trapping of radioactive  $^{79}\text{Rb}$  // *Phys. Rev. Lett.* 1994. **72**, Is. 24. P. 3795–3798.
3. **Simsarian J. E., Ghosh A., Gwinner G. et al.** Magneto-optic trapping of  $^{210}\text{Fr}$  // *Phys. Rev. Lett.* 1996. **76**, Is. 19. P. 3522–3525.
4. **Gomez E., Orozco L. A., Sprouse G. D.** Spectroscopy with trapped francium: advances and perspectives for weak interaction studies // *Rep. Prog. Phys.* 2006. **69**, Is. 1. P. 79–118.
5. **Lu Z. T., Corwin K. L., Vogel K. R. et al.** Efficient collection of  $^{221}\text{Fr}$  into a vapor cell magneto-optical trap // *Phys. Rev. Lett.* 1997. **79**, Is. 6. P. 994–997.
6. **Crane S. G., Brice S. J., Goldschmidt A. et al.** Parity violation observed in the beta decay of magnetically trapped  $^{82}\text{Rb}$  atoms // *Phys. Rev. Lett.* 2001. **86**, Is. 14. P. 2967–2970.
7. **Traykov E., Dammalapati U., De S. et al.** Production and trapping of radioactive atoms at the TRI $\mu$ P facility // *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B.* 2008. **266**, Is. 19–20. P. 4532–4536.
8. **Gwinner G., Gomez E., Orozco L. A. et al.** Fundamental symmetries studies with cold trapped francium atoms at ISAC // *Hyperf. Interact.* 2006. **172**, Is. 1–3. P. 45–51.
9. **Guest J. R., Scielzo N. D., Ahmad I. et al.** Laser trapping of  $^{225}\text{Ra}$  and  $^{226}\text{Ra}$  with repumping by room-temperature blackbody radiation // *Phys. Rev. Lett.* 2007. **98**, Is. 9. 093001.
10. **De S., Dammalapati U., Jungmann K., Willmann L.** Magneto-optical trapping of barium // *Phys. Rev. A.* 2009. **79**, Is. 4. 041402(R).
11. **Antsygin V. D., Atutov S. N., Gel'mukhanov F. Kh. et al.** Gas diffusion induced by resonance light field // *Opt. Commun.* 1980. **32**, Is. 2. P. 237–240.
12. **Atutov S. N.** Light-induced drift of Na vapor without physical adsorption on the inner surface of the cell // *Phys. Lett. A.* 1986. **119**, Is. 3. P. 121–125.
13. **Atutov S. N., Ermolaev I. M., Shalagin A. M.** Investigation of light-induced drift of sodium vapor // *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 1987. **92**, N 4. P. 1215–1227.
14. **Werij H. G. C., Haverkort J. E. M., Planken P. C. M. et al.** Light-induced drift velocities in Na-noble gas mixtures // *Phys. Rev. Lett.* 1987. **58**, Is. 25. P. 2660–2663.
15. **Werij H. G. C., Haverkort J. E. M., Woerdman J. P.** Study of the optical piston // *Phys. Rev. A.* 1986. **33**, Is. 5. P. 3270–3281.
16. **Werij H. G. C., Woerdman J. P.** Light-induced drift of Na atoms // *Phys. Rep.* 1988. **169**, Is. 3. P. 145–208.
17. **Hamel W. A., Streater A. D., Woerdman J. P.** Optical piston in rubidium // *Opt. Commun.* 1987. **63**, Is. 1. P. 32–36.

18. **Gozzini S., Nienhuis G., Mariotti E. et al.** Wall effects on light-induced drift // Opt. Commun. 1992. **88**, Is. 4–6. P. 341–346.
19. **Gozzini S., Xu J. H., Gabbanini C. et al.** Light-induced drift dynamics in an optically thin regime: Monochromatic and broadband laser excitations // Phys. Rev. A. 1989. **40**, Is. 11. P. 6349–6353.
20. **Optical Magnetometry** /Eds. D. Budker, D. F. Kimball. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2013. 432 p.
21. **Vostrikov O. A., Nasyrov K. A., Pod'yachev S. P., Shalagin A. M.** Concentration of lithium vapor in a high-temperature sapphire capillary based on light-induced drift // Journ. Exp. and Theor. Phys. 1998. **87**, Is. 4. P. 634–638.
22. **De Boer J. H.** The Dynamic Character of Adsorption. Oxford: Clarendon Press, 1953. 239 p.
23. **Budick B., Bucka H., Goshen R. J. et al.** Fine and hyperfine structure of the  $3^2P$  term in lithium // Phys. Rev. 1966. **147**, Is. 1. P. 1–5.
24. **Xu J. H., Allegrini M., Gozzini S. et al.** Light induced drift of sodium atoms in absence of wall adsorption // Opt. Commun. 1987. **63**, Is. 1. P. 43–48.
25. **Rahman C., Robinson H.** Rb O-O hyperfine transition in evacuated wall-coated cell at melting temperature // IEEE Journ. Quant. Electron. 1987. **23**, Is. 4. P. 452–454.
26. **Budker D., Hollberg L., Kimball D. F. et al.** Microwave transitions and nonlinear magneto-optical rotation in anti-relaxation-coated cells // Phys. Rev. A. 2005. **71**, Is. 1. 012903.
27. **Stephens M., Rhodes R., Wieman C.** Study of wall coatings for vapor — cell laser traps // Journ. Appl. Phys. 1994. **76**, Is. 6. P. 3479–3488.
28. **Ulanski E., Wu Z.** Measurement of dwell times of spin polarized rubidium atoms on octadecyltrichlorosilane- and paraffin-coated surfaces // Appl. Phys. Lett. 2011. **98**, Is. 20. 201115.
29. **Atutov S. N., Plekhanov A. I.** Accurate measurement of the sticking time and sticking probability of Rb atoms on a polydimethylsiloxane coating // Journ. Exp. and Theor. Phys. 2015. **120**, Is. 1. P. 1–8.
30. **Bonch-Bruevich A. M., Maksimov Y. M., Khromov V. V.** Variation of the absorption spectrum of sodium atoms when they are adsorbed on a sapphire surface // Opt. Spectroscopy. 1985. **58**, Is. 6. P. 854–856.
31. **Шульц М. М., Мазурин О. В.** Современное представление о строении стекол и их свойствах. Л.: Наука, 1988. 200 с.
32. **Rogers W. A., Buritz R. S., Alpert D.** Diffusion coefficient, solubility, and permeability for helium in glass // Journ. Appl. Phys. 1954. **25**, N 7. P. 868–875.
33. **Kitagami K., Hosumi K., Goto K., Hatakeyama A.** Quantitative measurements of light-induced desorption of rubidium atoms from quartz substrates // Phys. Rev. A. 2012. **85**, Is. 6. 062901.

*Поступила в редакцию 17 февраля 2017 г.*

---