

07;09;11;12

Исследование зависимости времени продольной релаксации поляризации основного состояния атомов цезия в кювете с антирелаксационным покрытием стенок от температуры покрытия

© М.В. Балабас

Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова,
199034 Санкт-Петербург, Россия
Санкт-Петербургский государственный университет,
198504 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: mbalabas@yandex.ru

(Поступило в Редакцию 2 сентября 2009 г.)

Экспериментально исследована зависимость времени продольной релаксации поляризации паров атомов цезия в основном состоянии от температуры антирелаксационного покрытия стенок кюветы. Найдено, что быстрая компонента релаксации не зависит от температуры покрытия, в то время как медленная компонента зависит. По зависимости медленной компоненты релаксации от температуры покрытия оценена энергия активации десорбции атомов цезия с антирелаксационного покрытия $E_{\text{desorb}} = 0.13 \text{ eV}$.

Введение

Антирелаксационное покрытие стенок (АПС) вакуумных стеклянных кювет, предназначенных для экспериментов по оптической накачке паров атомов щелочных металлов впервые было предложено Демельтом с сотрудниками в 1958 г. [1]. Наиболее полное исследование кювет с АПС провели М.А. Бушиа и Ж. Броссель [2] и Х. Робинсон [3].

На данный момент наилучшие характеристики имеют и наибольшее распространение получили изготавливаемые нами кюветы с АПС на основе фракции полиэтиленового воска низкого давления [4]. Такие кюветы с АПС используются в многочисленных работах, связанных с квантовой магнитометрией и квантовой оптикой [4–15].

Результаты исследования релаксационных характеристик таких кювет представлены в работах [16–19]. До сих пор нет детального понимания механизма взаимодействия атомов щелочных металлов с таким покрытием, и для достижения этого понимания требуется далее всесторонне экспериментально исследовать это взаимодействие. Неполнота данных об этом взаимодействии иногда приводит к выводу о возможности объяснения поведения кювет с АПС „только аномалиями свойств покрытия — например, плавлению легкой фракции“ [20], без каких-либо объяснений сущности аномальности и фракционного состава материала покрытия.

Прежде всего отметим, что в экспериментах необходимо достигать значительной концентрации паров атомов в кюветах. Обычно это достигается нагревом кювет, и концентрация паров атомов определяется равновесием между приходом атомов в рабочий объем кюветы из отростка с каплей металла и уходом атомов в АПС [15,21]. Были проведены определенные исследования поведения концентрации паров основного состояния атомов щелочных металлов в стеклянных кюветах с такими покрытиями при их нагреве [15–17].

Сейчас проводятся исследования, направленные на создание миниатюрных кювет с АПС миллиметрового размера [22]. Для достижения оптимального поглощения света концентрация паров атомов в таких кюветах должна соответствовать концентрации насыщенных паров при температуре более 80°C . Поведение наших кювет с АПС при температуре выше 45°C не было еще детально исследовано.

Проведенные исследования также были инициированы результатами работы [17], в которой показано, что нагрев всей такой кюветы для увеличения концентрации паров атомов приводит к дополнительному вкладу в темп релаксации, по сравнению с изменением концентрации методом фотодесорбции атомов из покрытия.

Именно результаты исследования такой кюветы и приведены в настоящей работе.

Эксперимент

В настоящей работе приводятся результаты исследования зависимости времени продольной релаксации поляризации основного состояния атомов цезия от температуры покрытия при неизменной температуре капли металла.

Характерный вид кюветы с АП приведен на рис. 1, где 1 — рабочий объем кюветы, 2 — диафрагмы, 3 — отросток с металлом, 4 — щелочной металл, 5 — соединительная трубочка. В нашем эксперименте исследовалась цилиндрическая кювета длиной 50 мм и диаметром 20 мм.

Время релаксации измерялось методом Франзена (релаксация в темноте) [23]. Суть метода состоит в том, что осуществляется оптическая накачка паров атомов и в какой-то момент времени свет накачки резко перекрывается на измеряемую паузу затвором, после которой затвор резко открывается, и регистрируется интенсив-

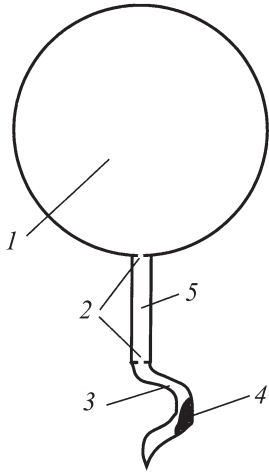


Рис. 1. Кювета с антирелаксационным покрытием стенок.

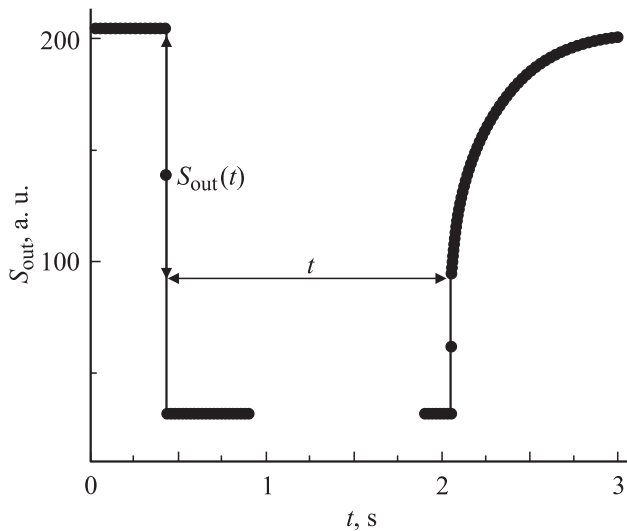


Рис. 2. Характерный вид сигнала Франзена.

ность проходящего через пары света в течение всего этого действия. За время темновой паузы происходит частичная релаксация поляризации основного состояния атомов, и сразу после открытия затвора интенсивность прошедшего света отличается от таковой до закрытия затвора, так как свет поглощается больше деполаризованными атомами.

Характерный вид зарегистрированного сигнала, записанного при 54.7°C , приведен на рис. 2, где $t_n = 1.6\text{ s}$ — время темновой паузы, $S_{\text{out}}(t_n)$ — величина сигнала Франзена для данной паузы. Шаг по оси времени равнялся 2 ms . Полный динамический диапазон по оси сигнала был равен 5 V , а шаг — $(5/256)\text{ V}$.

Схема эксперимента приведена на рис. 3. Кювета имеет длинную трубочку, соединяющую рабочий объем кюветы с отростком с металлом, что позволяет вынести отросток с металлом из термостата для ра-

бочего объема и организовать его независимое термостатирование. Термостат для рабочего объема кюветы имеет форму цилиндра с окошками для пропускания света через него. Нагревательный элемент — медный бифиляр — расположен вдоль боковой поверхности термостата. Этот немагнитный термостат позволяет варьировать температуру рабочего объема в диапазоне от комнатной температуры — 22 до 90°C и поддерживать ее неизменной с точностью в половину градуса около установленного значения. Отросток с металлом помещался в пластиковую трубку, через которую продувался воздух комнатной температуры, и температура капли металла всегда поддерживалась при комнатной температуре $T_m = 21.5^\circ\text{C}$. Датчиками температуры служили термисторы, проградуированные по стандартной хромель-алюмелевой термопаре. Термостат закреплен на винилпластовой плите, на которой также закреплены держатели входного и выходного многожильного световода, линзы, интерференционный фильтр, пропускающий D_1 линию главного дублета, циркулярный поляризатор и пластиковая трубка для обдува отростка с металлом.

Вся конструкция помещалась в магнитный экран с соленоидом для создания постоянного магнитного поля $4\mu\text{T}$. Свет от лампы высокочастотного разряда через световод попадал на электромеханический затвор, состоящий из входной и выходной линзы, механического затвора фотоаппарата „Смена-Символ“ с перевернутыми лепестками и электрического реле, управляющего механическим затвором. С электромеханического затвора свет другим световодом подводился ко входной линзе, формирующей параллельный пучок света, который далее проходил через фильтр, циркулярный поляризатор, рабочий объем кюветы и выходную линзу, фокусирующую прошедший свет на торец выходного световода. Далее свет попадал на фотодиод Hamamatsu S5107, который использовался для преобразования света в электрический сигнал. Сигнал проходил через усилитель постоянного тока, оцифровывался и регистрировался через LPT-порт компьютером, управлявшим всем экспериментом.

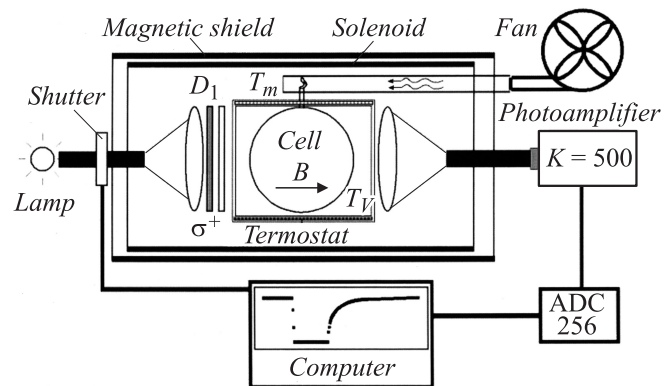


Рис. 3. Схема эксперимента.

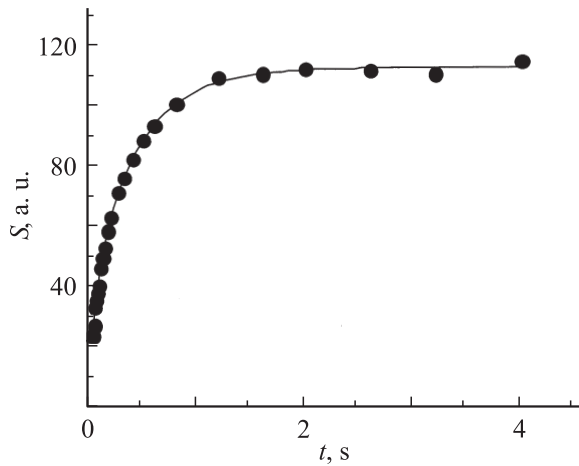


Рис. 4. Вид экспериментальной кривой релаксации в темноте.

Лампа высокочастотного разряда [24] с удлиненным отростком для металла имела активную стабилизацию температуры отростка и пассивную термостабилизацию всего объема. Перед проведением измерений ее режим работы был оптимизирован по максимуму сигнала Франзена. Отметим, что критическим параметром для высокой точности измерений является стабильность потока света от лампы. Специального исследования стабильности потока не проводилось, она оценивалась по разбросу экспериментальных точек на „хвосте“ (при больших временах темновой паузы) сигнала Франзена (см. рис. 4).

Для наблюдения релаксации только электронной поляризации $\langle S_z \rangle$ необходимо обеспечить отсутствие сверхтонкой (спектрально-селективной) накачки. Для этого значения интенсивности всех сверхтонких компонент в свете накачки должны быть равными. Для наблюдения релаксации сверхтонкой поляризации $\langle SI \rangle$ следует облучать кювету неполяризованным светом с неравными интенсивностями сверхтонких компонент [2].

В нашем эксперименте использовалась лампа высокочастотного разряда, и она не обеспечивала равенства интенсивностей сверхтонких компонент. Таким образом, вклад в регистрируемый сигнал давала как электронная, так и сверхтонкая поляризация. Это затрудняет объяснение результатов, но именно такая накачка используется в квантовых магнитометрах [25]. Поэтому результаты наших исследований важны для правильного понимания и оптимизации работы этих приборов.

Как известно [2,17], в общем случае как для электронной, так и для сверхтонкой поляризации релаксационный процесс описывается двумя экспонентами — быстрой и медленной:

$$S(t) = S_1^{\text{fast}}(1 - \exp(-t/T_1^{\text{fast}})) + S_1^{\text{slow}}(1 - \exp(-t/T_1^{\text{slow}})).$$

Экспериментальные точки и аппроксимирующая линия приведена на рис. 4. Эта кривая зарегистрирована

при $T_V = 54.7^\circ\text{C}$, $T_m = 21.7^\circ\text{C}$ и описывается функцией вида

$$S(t) = S_0 + S_1^{\text{fast}}(1 - \exp(-t/T_1^{\text{fast}})) + S_1^{\text{slow}}(1 - \exp(-t/T_1^{\text{slow}})),$$

где $S_0 = 0.042 \pm 4.1$ a.u., $S_1^{\text{fast}} = 32.9 \pm 5.1$ a.u., $T_1^{\text{fast}} = 0.087 \pm 0.026$ s, $S_1^{\text{slow}} = 80.0 \pm 6.6$ a.u., $T_1^{\text{slow}} = 0.43 \pm 0.03$ s. Параметр S_0 показывает, насколько хорошо экспериментальные данные описываются двухэкспоненциальной моделью, и его малость (в данном примере он существенно меньше ошибки его определения) свидетельствует об удовлетворительном качестве аппроксимации. Ниже будут приведены данные, полученные аппроксимацией при $S_0 \equiv 0$, что будет помечено индексом „z“ у величин.

На рис. 5 и 6 приведены экспериментальные зависимости величин T_{1z}^{fast} , T_{1z}^{slow} , S_{1z}^{fast} , S_{1z}^{slow} от температуры покрытия T_V . На этих графиках приведены результаты,

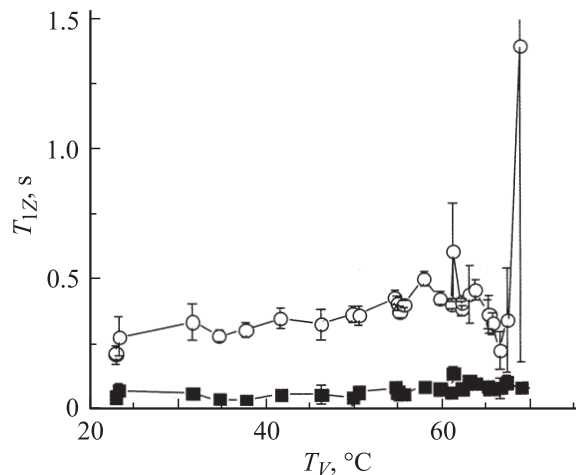


Рис. 5. Зависимость времени быстрой (■) и медленной (○) компоненты релаксации от температуры покрытия.

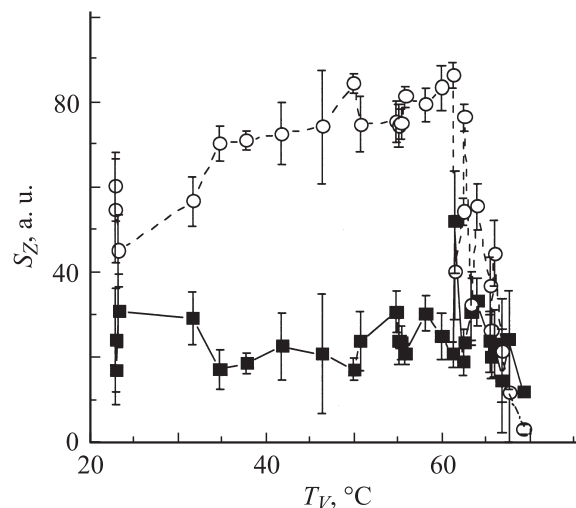


Рис. 6. Зависимость амплитуды сигнала быстрой (■) и медленной (○) компоненты релаксации от температуры покрытия.

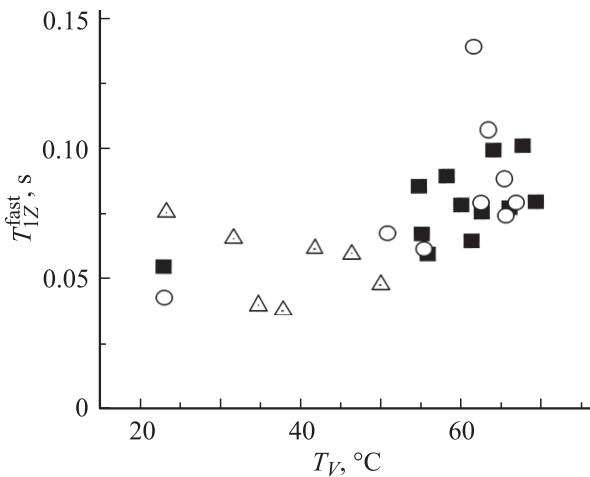


Рис. 7. Зависимость быстрой компоненты времени релаксации от температуры покрытия (значки указывают на принадлежность к серии измерений).

полученные за три серии измерений с интервалом в 6 и 10 дней для проверки воспроизводимости измерений: на рис. 7 представлена зависимость времени быстрой релаксации от температуры покрытия с указанием принадлежности к этим сериям (отмечено квадратом, кружком и треугольником). Существенное отклонение самого высокотемпературного значения T_{1Z}^{slow} обусловлено малым отношением сигнала к шуму в этой точке. Так, первые три точки на графиках при температурах 22.9, 22.9 и 23.3°C получены при одних и тех же условиях, и они демонстрируют погрешность определения величин от включения к включению экспериментальной установки. Полученные расхождения, скорее всего, связаны с неполной воспроизводимостью режима работы лампы от включения к включению.

Обсуждение результатов

Основными каналами релаксации в нашем случае были взаимодействие атомов с покрытием при их физической адсорбции (электронная стохастизация), уход атомов в покрытие, спиновый обмен при столкновении атомов в паровой фазе и уход атомов в отросток с металлом (релаксации на дырке). Описание этих механизмов можно найти в [17].

Как видно из приведенных графиков, параметры быстрой компоненты релаксации не зависят от температуры покрытия, в то время как параметры медленной — зависят. Независимость параметров от температуры указывает, что основной вклад в быструю компоненту дает электронная стохастизация и релаксация на дырке.

Значение $T_{1Z}^{\text{fast}} = 0.055 \text{ s}$ хорошо согласуется с величиной быстрой релаксации из [17] (0.03–0.05 s) при той же температуре всей кюветы 22°C. Доминирующим вкладом в быструю релаксацию в [17] оказывается спиновый обмен. В нашем исследовании не отмечено вли-

яния уменьшения концентрации паров, которое, скорее всего, имеет место при $T_V > 60^\circ\text{C}$, на T_{1Z}^{fast} . Это можно объяснить отсутствием влияния спинового обмена на релаксацию электронной поляризации $\langle S_z \rangle$, если бы мы были уверены в регистрации только этой величины. Для такой уверенности нужно провести дополнительные исследования.

Время релаксации медленной компоненты T_{1Z}^{slow} слабо растет до 55–60°C и довольно резко уменьшается после 60°C. Такое его поведение отличается от поведения времени релаксации медленной компоненты в работе [17], где не отмечена его температурная зависимость, что было объяснено доминированием релаксации на дырке. Объяснение различия может быть связано с тем, что в этих экспериментах наблюдаются разные сигналы. Так, в работе [17] применялась спектрально-селективная накачка циркулярно поляризованным светом D_2 -линии с одного сверхтонкого подуровня и исследовалась релаксация ориентации одного сверхтонкого уровня с $F = 4$ основного состояния, а в нашем эксперименте накачка велась циркулярно поляризованным светом всех сверхтонких компонент D_1 -линии, и основной вклад в сигнал, скорее всего, дает релаксация электронной поляризации всего основного состояния. Индикатором того, что наблюдались разные сигналы, служат присутствие сигнала в нулевом магнитном поле в [17] и его отсутствие в нулевом поле в нашем эксперименте.

Зависимость времени медленной компоненты релаксации от температуры покрытия позволяет связать механизм этой релаксации с пребыванием атома на поверхности покрытия, так как время „сидения“ атома на поверхности τ_s зависит от температуры поверхности и глубины потенциальной ямы E_{ad} по формуле

$$\tau_s = \tau_0 \exp(E_{\text{ad}}/kT_V), \quad (1)$$

где $\tau_0 \approx 10^{-12} - 10^{-13} \text{ s}$ — период характерных колебаний атома в потенциальной яме; и чем меньше время пребывания на поверхности, тем ниже вероятность срелаксировать.

Рассмотрим упрощенную модель релаксации атомной ориентации из-за такого взаимодействия атома с покрытием, позволяющую проследить температурную зависимость времени релаксации на покрытии. Полагаем, что атом испытывает последовательность элементарных актов взаимодействия с покрытием. Под элементарным актом взаимодействия будем подразумевать событие, происходящее между последовательными началами взаимодействия атома с покрытием. Средняя длительность элементарного акта ϑ равна сумме среднего времени пролета от стенки до стенки $\langle t \rangle$ и среднего времени жизни атома на поверхности вследствие физической адсорбции τ_s ,

$$\vartheta = \langle t \rangle + \tau_s. \quad (2)$$

При каждом элементарном взаимодействии атом с вероятностью $p < 1$ может срелаксировать, тогда время

релаксации на покрытии T_s определяется формулой:

$$T_s = \vartheta/p. \quad (3)$$

В течение времени $\langle t \rangle$ атом не взаимодействует с покрытием и только в течение времени τ_s он может срелаксировать. Достаточно очевидно, что чем больше τ_s , тем больше вероятность p :

$$p = \beta\tau_s, \quad (4)$$

так как полагается, что механизм релаксации состоит во взаимодействии атомов с шумовым электромагнитным полем, которое генерируется движением ядер водорода — протонов. Это шумовое поле имеет спектральные компоненты, резонансные частотам зеемановских или сверхтонких переходов и вызывающие эти переходы. В нашем случае $f_{\text{zeeman}} \approx 12 \text{ kHz}$, $f_{\text{hfs}} \approx 10 \text{ GHz}$. Однако при нагреве парафинового покрытия происходит „размораживание“ все новых степеней свободы молекул вплоть до плавления материала покрытия [26], что должно приводить к возрастанию амплитуды колебаний протонов и соответственно к увеличению мощности шумового поля. Результат влияния повышения температуры на время релаксации зависит от соотношения энергии адсорбции атомов на поверхности и энергии активации размораживания движения протонов в материале покрытия.

Величина β определяется спектральной плотностью этого шумового электромагнитного излучения на резонансной частоте, и предположительно, зависит от температуры — $\beta \equiv \beta(T_V)$.

Тогда, подставив в формулу (3) соотношения (1), (2) и (4), получим:

$$T_s = \frac{\langle t \rangle + \tau_s}{\beta(T_V)\tau_s} = \frac{1}{\beta(T_V)} \left(1 + \frac{\langle t \rangle}{\tau_s} \right) = \frac{1}{\beta(T_V)} \left(1 + \frac{0.866D}{\tau_0 \langle V^2 \rangle^{1/2}} \exp(-E_{\text{ad}}/kT_V) \right), \quad (5)$$

где использована оценка среднего времени пролета атома от стенки до стенки для сферической кюветы диаметром D и скорости атома V . Величина $\langle t \rangle/\tau_s \gg 1$, так как $\langle t \rangle \approx 10^{-4} \text{ s}$, $\tau_s \approx 10^{-10} \text{ s}$, и единиц по сравнению с ней в формуле (5) можно пренебречь. Если зависимость спектральной плотности шумового поля от температуры носит активационный характер

$$\beta(T_V) = \beta_0 \exp(-E_{\text{act}}/kT_V), \quad (6)$$

то

$$T_s \approx \frac{D}{\tau_0 \langle V^2 \rangle^{1/2}} \exp(E_{\text{act}} - E_{\text{ad}}/kT_V). \quad (7)$$

Тогда по зависимости $\ln(T_s)$ от $1/T_V$ можно определить $E_{\text{desorb}} = E_{\text{act}} - E_{\text{ad}}$. Результат такого определения E_{desorb} для интервала температуры $T_V \in 22-55^\circ\text{C}$, в котором покрытие остается твердым, приведен на рис. 8. Сплошная линия — аппроксимирующая

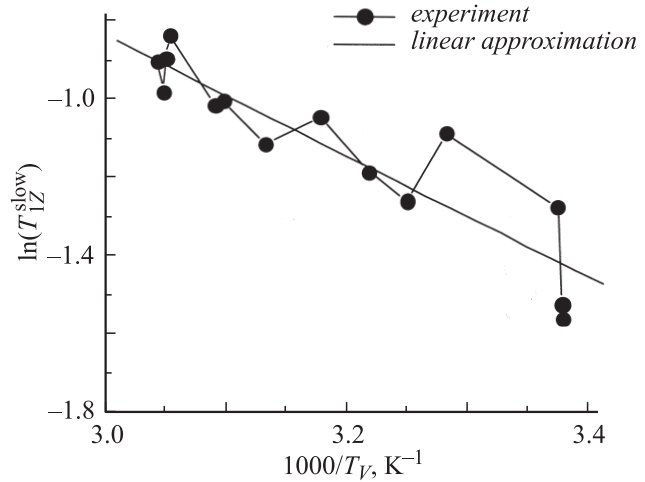


Рис. 8. Зависимость логарифма времени медленной релаксации от обратной температуры покрытия.

прямая $\ln(T_{1Z}^{\text{slow}}) = A - B(1000/T_V)$, где $A = 3.7 \pm 0.6$, $B = 1.5 \pm 0.2 \text{ K}$ и $E_{\text{desorb}} = 0.13 \text{ eV}$.

При повышении температуры покрытия более 55°C величина T_{1Z}^{slow} падает с 0.43 s до 0.22 s , т.е. возвращается к своему значению при $T_V = 22^\circ\text{C}$. Вклад в такую температурную зависимость времени релаксации при высоких температурах, вероятнее всего, дает абсорбция атомов цезия покрытием, которая имеет активационный характер [15].

Обсудим зависимость амплитуды сигнала медленной релаксации S_Z^{slow} от температуры до 55°C и выше — сначала она незначительно растет от 55 до 86 a.u. , а потом резко падает с 86 до 3.5 a.u. Рост амплитуды можно объяснить ростом T_{1Z}^{slow} , так как при увеличении времени релаксации степень поляризации паров атомов растет при той же интенсивности накачки и, следовательно, среда сильнее просветляется (поглощение среды падает). Тем самым, больше разница между интенсивностью света, прошедшего через слабо поляризованные пары и сильно поляризованные. Резкое падение амплитуды сигнала лишь в малой степени объясняется уменьшением времени релаксации. Основная причина такого падения — уменьшение равновесной концентрации паров атомов вследствие абсорбция атомов покрытием [15].

Заключение

Исследована релаксация поляризации основного состояния паров атомов цезия в условиях нагрева рабочего объема кюветы с антирелаксационным покрытием стенки, постоянства температуры капель металла в отростке и использовании в качестве источника света накачки лампы Белла-Блюма. Определено, что сигнал Франзена содержит две компоненты релаксации — быструю и медленную. Установлено наличие температурной зависимости времени релаксации медленной компоненты

от температуры покрытия и отсутствие таковой для быстрой компоненты. На основе модели физической адсорбции атомов на поверхности покрытия оценена энергия активации десорбции атомов с этой поверхности.

Автор благодарит Д. Будкера, И. Машека и Е. Ползика за постоянный интерес к работе и обеспечение условий проведения исследований.

Список литературы

- [1] *Robinson H., Ensberg E., Dehmelt H.* // Bull. Am. Phys. Soc. 1958. Vol. 3. P. 9.
- [2] *Bouchiat M.A., Brossel J.* // Phys. Rev. 1966. Vol. 147. N. 1. P. 41.
- [3] *Robinson H.* // IEEE J. Quantum Elect. 1987. Vol. QE-23. N 4. P. 452.
- [4] *Балабас М.В., Бонч-Бруевич В.А., Провоторов С.В.* // Тез. докл. 1-го Всесоюз. семинара „Квантовые магнитометры“. ГОИ им. С.И. Вавилова, 1988. С. 55.
- [5] *Александров Е.Б., Балабас М.В., Бонч-Бруевич В.А., Провоторов С.В.* // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. Вып. 12. С. 749.
- [6] *Александров Е.Б., Балабас М.В., Бонч-Бруевич В.А., Провоторов С.В.* // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. Вып. 24. С. 1501.
- [7] *Васюточкин Г.С., Балабас М.В., Карузин М.И., Пазгалев А.С.* // Росс. геофизич. журн. 2003. № 31–32. С. 96.
- [8] *Budker D., Kimball D.F., Rochester S.M., Yashchuk V.V., Zolotarev M.* // Phys. Rev. A. 2000. Vol. 62. P. 043 403.
- [9] *Acosta V. et al.* // Phys. Rev. A. 2006. Vol. 73. P. 053 404.
- [10] *Budker D., Kimball D.F., Rochester S.M., Yashchuk V.V.* // Phys. Rev. 1999. Vol. 83. N 9. P. 1767.
- [11] *Kuzmich A., Mølmer K., Polzik E.S.* // Phys. Rev. Lett. 1997. Vol. 79. P. 4782.
- [12] *Julsgaard B., Kozhekin A., Polzik E.S.* // Nature. 2001. Vol. 413. P. 400.
- [13] *Sherson J.F., Krauter H., Olsson R.K., Julsgaard B., Hammerer K., Cirac I., Polzik E.S.* // Nature Letters. 2006. Vol. 443. P. 557.
- [14] *Cviklinski J., Ortalo J., Laurat J., Bramati A., Pinard M., Giacobino E.* // Phys. Rev. Lett. 2008. Vol. 101. P. 133 601.
- [15] *Balabas M.V., Przhibel'sky S.G.* // Chem. Phys. Rep. 1995. Vol. 4. N 6. P. 882.
- [16] *Балабас М.В., Карузин М.И., Пазгалев А.С.* // Письма в ЖЭТФ. 1999. Т. 70. Вып. 3. С. 198.
- [17] *Graf M.T., Kimball D.F., Rochester S.M., Kerner K., Wong C., Budker D., Alexandrov E.B., Balabas M.V., Yashchuk V.V.* // Phys. Rev. A. 2005. Vol. 72. P. 023 401.
- [18] *Budker D., Hollberg L., Kimball D.F., Kitching J., Pustelny S., Yashchuk V.V.* // Phys. Rev. A. 2005. Vol. 71. P. 012 903.
- [19] *Guzman J.S., Wojciechowski A., Stalnaker J.E., Tsugutkin K., Yashchuk V.V., Budker D.* // Phys. Rev. A. 2006. Vol. 74. P. 053 415.
- [20] *Вершовский А.К., Пазгалев А.С.* // ЖТФ. 2008. Т. 78. Вып. 5. С. 116.
- [21] *Lieberman V., Knize R.J.* // Phys. Rev. 1986. Vol. 34. N 6. P. 5115.
- [22] *Balabas M.V., Budker D., Kitching J., Schwindt P.D.D., Stalnaker J.E.* // JOSA B. 2006. Vol. 23. N 6. P. 1001.
- [23] *Franzen W.* // Phys. Rev. 1959. Vol. 115. N 4. P. 850.
- [24] *Bell W.E., Bloom A.L., Lynch J.* // Rev. Sci. Instr. 1961. Vol. 32. N 6. P. 688.
- [25] *Александров Е.Б., Балабас М.В., Дмитриев С.П. и др.* // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. Вып. 14. С. 58.
- [26] *Paraffin Products (properties, technologies, applications) / Ed. by Gy. Mozes.* Budapest: Akademiai Kiado, 1982. 336 p.