

12,01

Атомная подвижность в тройном жидком сплаве Ga–In–Sn эвтектического состава

© Д.Ю. Нефедов¹, А.О. Антоненко¹, Д.Ю. Подорожкин¹, А.В. Усков¹, Е.В. Чарная^{1,¶}, М.К. Lee², J.L. Chang³, J. Haase⁴, D. Michel⁴, Ю.А. Кумзеров⁵, А.В. Фокин⁵, М.И. Самойлович⁶, А.С. Бугаев⁷

¹ Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

² NSC Instrument Center at NCKU, Tainan, Taiwan

³ Department of Physics, National Cheng Kung University, Tainan, Taiwan

⁴ Faculty of Physics and Geosciences, Leipzig University, Leipzig, Germany

⁵ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

⁶ ОАО ЦНИТИ „Техномаш“, Москва, Россия

⁷ Московский физико-технический институт (Государственный университет), Долгопрудный, Россия

¶ E-mail: charnaya@mail.ru

(Поступила в Редакцию 22 июня 2016 г.)

Проведены исследования ядерной спин-решеточной релаксации и сдвига Найта ядер ⁷¹Ga, ⁶⁹Ga и ¹¹⁵In в жидком тройном сплаве галлия, индия и олова эвтектического состава, введенном в поры опаловой матрицы и пористых стекол с размером пор 18 и 7 nm, в сравнении с объемным расплавом. Обнаружено ускорение продольной релаксации и уменьшение сдвига Найта, зависящие от размера пор. Рассчитано время корреляции атомного движения для наноструктурированного расплава в пористых матрицах. Показано, что атомная подвижность в расплаве понижается с уменьшением размера пор.

DOI: 10.21883/FTT.2017.02.44062.254

1. Введение

В последнее время значительно вырос интерес к исследованию тройного сплава галлия, индия и олова (GaInSn) в связи с расширяющейся областью его практических применений. Как и другие тройные сплавы, сплав GaInSn изучен значительно меньше, чем бинарные сплавы металлов. Сплав GaInSn имеет фазовую диаграмму эвтектического типа [1]. Эвтектическая точка соответствует составу 75, 17 и 8 at.%. На практике используется сплав под названием „галлестан“, в котором концентрация компонент несколько отличается от приведенной выше за счет присутствия небольшого количества других элементов. Галлестан широко применяется в производстве безртутных термометров, в качестве рабочих электродов в вольтамперметрии, при производстве жидких металлических теплоносителей, а также в биотехнологиях [2,3]. Кроме того, сплав GaInSn перспективен для использования в нанокомпозитных системах, в частности в ферроколлоидных суспензиях. В связи с этим особенно актуальным становится изучение влияния наноструктурирования на вязкость и атомную диффузию в жидком сплаве GaInSn. Для наноструктурированных бинарных расплавов Ga–In и Ga–Sn и ряда жидких металлов методами ЯМР было выявлено

значительное замедление атомного движения [4–6]. Для тройных сплавов этот вопрос ранее не исследовался.

Целью настоящей работы является исследование методом ЯМР атомной подвижности в жидком сплаве GaInSn эвтектического состава, наноструктурированном за счет введения в три различные нанопористые силикатные матрицы.

2. Образцы и эксперимент

В качестве нанопористых матриц использовались пористые стекла со средним размером пор $d = 7$ и 18 nm, а также опаловая матрица, представляющая собой плотную упаковку шаров из аморфного кремнезема диаметром 210 nm. Пористые стекла изготавливались в лабораторных условиях путем выщелачивания прошедших термообработку силикатных натриево-боратных стекол, в результате которого формировался каркас со связанной сеткой пор. Размер пор определялся методами азотной и ртутной порометрии. Диаметр шаров в опаловой матрице находился методом атомно-силовой микроскопии. Между шарами в опаловой матрице имеется регулярная сетка связанных пор двух типов, октаэдрических и тетраэдрических. Размер пор задается геометрией плотной упаковки шаров. Для диаметра шаров 210 nm окта-

эдрические и тетраэдрические полости должны иметь размеры около 87 и 47 nm соответственно. При спекании опаловых матриц, однако, происходит уменьшение размеров пор обоих типов.

Сплав GaInSn эвтектического состава вводился в поры под давлением при комнатной температуре в жидком состоянии. В эвтектической точке сплав плавится при температуре около 285 K [1]. После заполнения пор поверхность матриц очищалась, и вырезались образцы для исследований объемом около 0.2 см³. Затем поверхность образцов снова очищалась от остатков объемного сплава. Фактор заполнения пор определялся по взвешиванию до и после заполнения и составлял около 80% для всех трех образцов. Для сравнения был также приготовлен объемный сплав GaInSn соответствующего состава.

ЯМР измерения проводились при комнатной температуре на трех импульсных спектрометрах фирмы Bruker, Avance 400, MSL 500 и Avance 750, в магнитных полях 9.4, 11.75 и 17.6 T соответственно. Использование различных спектрометров позволяло выявить зависимости измеряемых характеристик от величины квантующего магнитного поля. Исследовалась скорость продольной спиновой релаксации и сдвиг резонансной линии для двух изотопов галлия, ⁷¹Ga и ⁶⁹Ga, и изотопа индия ¹¹⁵In. Релаксация измерялась по восстановлению сигнала ядерной намагниченности после инвертирующего 180°-импульса. Положение линии ЯМР определялось по положению максимума сигнала, полученного Фурье-преобразованием сигнала свободной прецессии после 90°-импульса. Из-за слабости сигналов ЯМР для расплава в нанопорах количество накоплений варьировалось от 2 до 16 тысяч. Сдвиг линии ЯМР (сдвиг Найта) для изотопов галлия вычислялся относительно положения резонансной линии в кубическом монокристалле GaAs [4], а для индия — относительно положения линии в слабом растворе InNO₃.

Полученные экспериментальные результаты для спиновой релаксации в совокупности с данными о сдвиге Найта использовались для расчета времени корреляции атомного движения в наноструктурированном и объемном расплаве, что позволило получить информацию о замедлении атомной диффузии в расплаве как следствие наноконфайнмента. Следует подчеркнуть, что широко распространенная для анализа диффузионных процессов в неметаллических жидкостях градиентная техника ЯМР [7] не применима к расплавам металлов из-за коротких времен ядерной спиновой релаксации. Из-за понижения скорости диффузии в результате наноструктурирования становится также неинформативным метод рассеяния нейтронов [8].

3. Экспериментальные результаты

Линии ЯМР всех исследованных изотопов для сплава, введенного в нанопористые матрицы, значительно уширились по сравнению с линиями для объемного

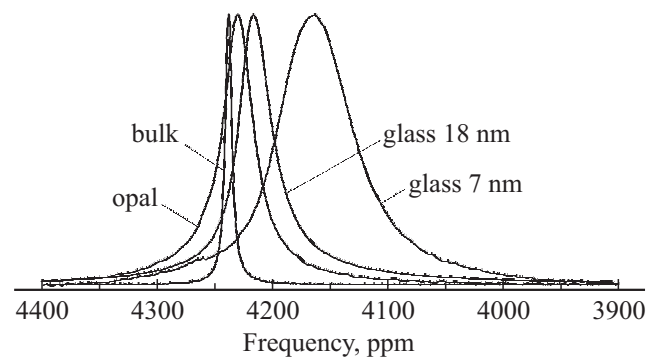


Рис. 1. Линии ЯМР изотопа ⁷¹Ga, полученные в поле 9.4 T, для исследованных образцов.

сплава. В частности, ширина резонансной линии индия на половине высоты увеличивалась от 23 ppm для объемного сплава до 280 ppm в поле 9.4 T для сплава, введенного в пористое стекло с размером пор 18 nm. Для обоих изотопов галлия и изотопа индия также происходило смещение резонансных линий в сторону низких частот. Пример линий ЯМР ⁷¹Ga, полученных в поле 9.4 T для всех четырех образцов, показан на рис. 1. Как видно, наибольший сдвиг линии ЯМР наблюдается для сплава в стекле с размером пор 7 nm, где сдвиг Найта уменьшается примерно на 80 ppm. Сдвиги Найта для всех исследованных случаев сведены в табл. 1–3, в которых представлены результаты измерений с наименьшей погрешностью. Для индия из-за сильного уширения сигналы были получены только для сплава в пористом стекле с порами 18 nm и опаловой матрице. Измерения проводились только в полях 11.75 и 9.4 T.

Восстановление продольной ядерной намагниченности для изотопов галлия и индия в объемном расплаве было одноэкспоненциальным также, как и для других объемных жидких металлов и сплавов, и, следовательно, описывалось временем релаксации T_1 [9]. Скорость релаксации была одинаковой в разных полях в пределах экспериментальной погрешности. Одноэкспоненциальная и независимая от поля релаксация соответствует приближению быстрого движения [10], что также согласуется с узкими резонансными линиями. В результате замедления атомной подвижности при введении расплава в нанопористые матрицы это приближение может нарушаться, как было найдено при исследовании жидких металлов и бинарных сплавов в условиях наноконфайнмента [4–6]. Однако, как показали оценки времени корреляции атомного движения, проведенные ниже в разделе Обсуждение, приближение быстрого движения еще выполняется для сплава GaInSn в стекле с порами 18 nm и в опале. Для сплава в этих матрицах, так же как и в объемном сплаве, продольная релаксация может быть описана посредством времени релаксации T_1 . Усредненные по нескольким измерениям времена релаксаций приведены в табл. 1–3. Как видно из таблицы, времена релаксации для сплава в стекле с порами 18 nm

Таблица 1. Сдвиг Найта K , время спин-решеточной релаксации T_1 и время квадрупольной релаксации T_{1Q} для ядер ^{71}Ga в исследованных образцах

Образец	Объемный	Опал			Стекло 18 nm			Стекло 7 nm		
Магнитное поле, Т	9.4	17.6	11.75	9.4	17.6	11.75	9.4	17.6	11.75	9.4
K , ppm	4238 ± 1	4235 ± 1			4231 ± 3			4163 ± 5		
T_1 , μs	437 ± 5	290 ± 20	286 ± 10	290 ± 20	259 ± 10	265 ± 10	266 ± 10	130 ± 20	120 ± 20	110 ± 20
T_{1Q} , μs	2500 ± 300	570 ± 80	560 ± 40	570 ± 80	470 ± 30	480 ± 40	490 ± 40	170 ± 30	150 ± 30	140 ± 30

Таблица 2. Сдвиг Найта K , время спин-решеточной релаксации T_1 и время квадрупольной релаксации T_{1Q} для ядер ^{69}Ga в исследованных образцах

Образец	Объемный	Опал			Стекло 18 nm			Стекло 7 nm		
Магнитное поле, Т	9.4	17.6	11.75	9.4	17.6	11.75	9.4	17.6	11.75	9.4
K , ppm	4239 ± 1	4233 ± 1			4229 ± 5			4159 ± 10		
T_1 , μs	483 ± 5	180 ± 20	174 ± 15	164 ± 15	180 ± 20	180 ± 20	170 ± 20	70 ± 20	50 ± 20	50 ± 20
T_{1Q} , μs	1000 ± 100	220 ± 30	210 ± 20	220 ± 20	220 ± 30	220 ± 20	210 ± 30	80 ± 20	60 ± 20	50 ± 20

Таблица 3. Сдвиг Найта K , время спин-решеточной релаксации T_1 и время квадрупольной релаксации T_{1Q} для ядер ^{115}In в исследованных образцах

Образец	Объемный	Опал		Стекло 18 nm	
Магнитное поле, Т	9.4	11.75	9.4	11.75	9.4
K , ppm	8431 ± 1	8409 ± 10		8401 ± 10	
T_1 , μs	170 ± 5	62 ± 7	61 ± 7	57 ± 7	53 ± 7
T_{1Q} , μs	370		78		70

и в опале существенно короче, чем в объемном сплаве. Отметим, что, несмотря на увеличение скорости релаксации, времена релаксации изотопов галлия и индия в пределах погрешности не зависят от магнитного поля, что согласуется с приближением быстрого движения. Для иллюстрации уменьшения времени релаксации в условиях наноконфайнмента на рис. 2 и 3 приведены кривые восстановления намагниченности изотопа ^{69}Ga в поле 11.75 Т и намагниченности индия в полях 9.4 и 11.75 Т для объемного и наноструктурированного сплава.

Для жидкого сплава GaInSn в пористом стекле с порами 7 nm продольная релаксация для обоих изотопов галлия была намного быстрее, чем в объемном сплаве. Кроме того, скорость восстановления намагниченности зависела от магнитного поля, что указывает на невыполнение приближения быстрого движения. Зависимость от поля иллюстрируется на рис. 4 для изотопа ^{71}Ga .

Как обсуждается ниже, при нарушении приближения быстрого движения восстановление ядерной намагниченности нельзя описать одной экспонентой и соответственно временем релаксации T_1 [11]. Для обоих

изотопов галлия, имеющих спин, равный 3/2, релаксация описывается суммой двух экспонент. Однако, как было показано в работе [12], кривые восстановления остаются близки к экспоненциальным и могут быть приблизительно охарактеризованы временами релаксации, что облегчает сравнение с релаксацией в объемном сплаве. Времена, сопоставляемые экспериментальным кривым восстановления намагниченности, также приведены в табл. 1 и 2.

4. Обсуждение

Для интерпретации экспериментальных результатов по влиянию наноструктурирования сплава GaInSn на продольную релаксацию рассмотрим сначала механизмы релаксации в объемных жидких металлах [9]. Релаксация происходит за счет двух основных аддитивных взаимодействий: взаимодействия ядерных магнитных диполей с электронами проводимости и взаимодействия электрических квадрупольных моментов с динамическими градиентами электрических полей, возникающих при

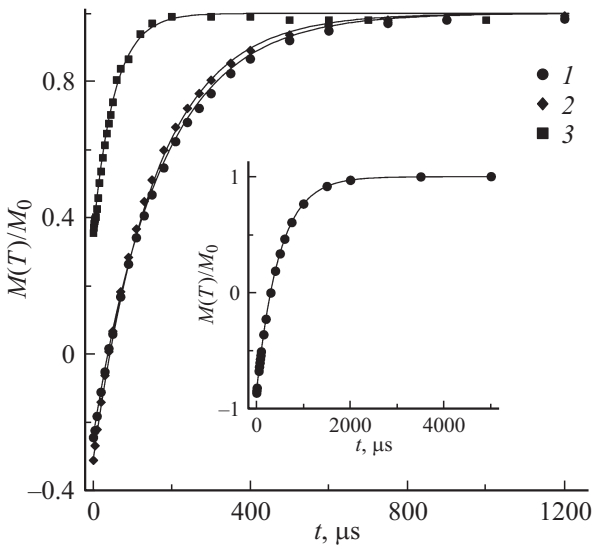


Рис. 2. Кривые восстановления относительной намагниченности $M(t)/M_0$ ($M(t)$ — намагниченность как функция времени t , M_0 — равновесная намагниченность) ядер ^{69}Ga после инвертирующего импульса, полученные в поле 11.75 Т, для расплава в опаловой матрице (1), в стекле с порами 18 нм (2) и стекле с порами 7 нм (3). Сплошные линии — теоретический расчет. На вставке показано восстановление намагниченности ядер ^{69}Ga в объемном расплаве.

движении в жидкости. Магнитная релаксация вносит основной вклад. Приближение быстрого движения справедливо как для магнитной, так и для квадрупольной спиновой релаксации. В итоге восстановление продольной намагниченности описывается одной экспонентой со временем релаксации T_1 , которое удовлетворяет соотношению

$$(T_1)^{-1} = (T_{1m})^{-1} + (T_{1Q})^{-1}, \quad (1)$$

где T_{1m} и T_{1Q} — времена магнитной и квадрупольной релаксации. Для двух изотопов галлия квадрупольный и магнитный вклады связаны между собой следующими соотношениями

$$T_{1Q}^{69} = T_{1Q}^{71} Q_{71}^2 / Q_{69}^2, \quad (2)$$

$$T_{1m}^{69} = T_{1m}^{71} \gamma_{71}^2 / \gamma_{69}^2, \quad (3)$$

где Q и γ квадрупольный момент и гиромагнитное отношение. Использование соотношений (1)–(3) позволяет рассчитать времена магнитной и квадрупольной релаксации изотопов галлия для объемного сплава GaInSn. Расчеты дали следующие значения для времени магнитной релаксации: $T_{1m}^{71} = 580 \pm 10 \mu\text{s}$ и $T_{1m}^{69} = 937 \pm 17 \mu\text{s}$. Времена квадрупольной релаксации приведены в соответствующих столбцах табл. 1 и 2. Квадрупольные моменты и гиромагнитные отношения изотопов галлия принимались равными: $\gamma_{71} = 8.18 \cdot 10^7 \text{ rad} \cdot \text{T}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, $\gamma_{69} = 6.44 \cdot 10^7 \text{ rad} \cdot \text{T}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, $Q_{71} = 0.107b$ и $Q_{69} = 0.171b$.

Проведем теперь анализ релаксации для изотопов галлия в пористом стекле с порами 18 нм и в опаловой матрице. С хорошей точностью можно полагать,

что для жидкого сплава в порах скорость магнитной релаксации не изменилась по сравнению с объемным расплавом. Действительно, время магнитной релаксации и сдвиг Найта K удовлетворяют соотношению Корринги $T_{1m}TK^2 = \text{const}$ [10], где T — температура, а константа в

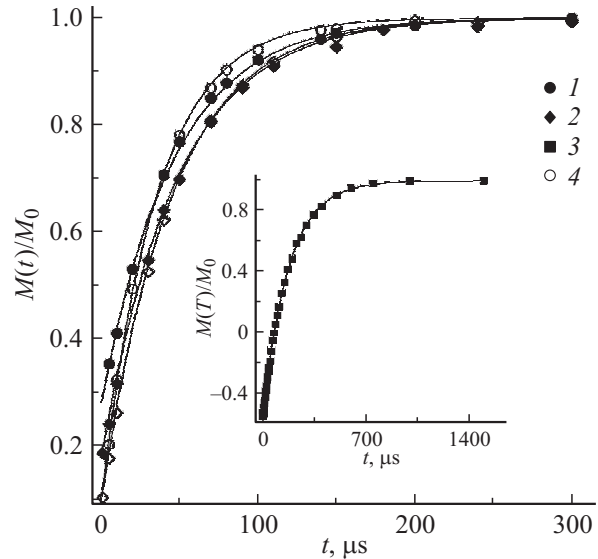


Рис. 3. Кривые восстановления относительной намагниченности $M(t)/M_0$ ($M(t)$ — намагниченность как функция времени t , M_0 — равновесная намагниченность) ядер ^{115}In после инвертирующего импульса, полученные в поле 11.75 Т (1) и 9.4 Т (2), для расплава в опаловой матрице (3) и в стекле с порами 18 нм (4). Сплошные линии — теоретический расчет. На вставке показано восстановление намагниченности ядер ^{115}In в поле 9.4 Т для объемного расплава.

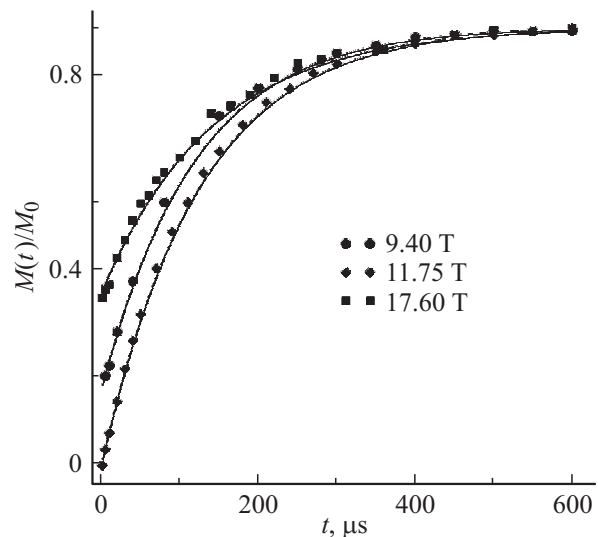


Рис. 4. Кривые восстановления относительной намагниченности $M(t)/M_0$ ($M(t)$ — намагниченность как функция времени t , M_0 — равновесная намагниченность) ядер ^{71}Ga после инвертирующего импульса, полученные в различных полях, для расплава в стекле с порами 7 нм. Сплошные линии — теоретический расчет.

Таблица 4. Квадрупольная константа C^{71} , время корреляции атомного движения τ_c и отношение времен корреляции атомного движения в сплаве, введенном в нанопористые матрицы, и объемном сплаве $\tau_c/\tau_c^{\text{bulk}}$

Образец	Объемный	Опал	Стекло 18 nm	Стекло 7 nm
$C^{71}, \mu\text{s}$	28	28	28	31
$\tau_c, 10^{-6}\mu\text{s}$	14	67	75	230
$\tau_c/\tau_c^{\text{bulk}}$	1	4.8	5.4	16

правой части содержит физические постоянные, ядерное гиромагнитное отношение и коэффициент порядка единицы, который учитывает эффекты корреляции электронов. Поскольку сдвиг Найта относительно слабо изменяется при введении сплава GaInSn в пористые матрицы (см. табл. 1 и 2), то можно считать, что наноструктурирование сплава не сказывается существенно на времени магнитной релаксации. Это позволяет рассчитать время квадрупольной релаксации, используя соотношение (1). Результаты расчетов также приведены в табл. 1 и 2. Как видно из этих таблиц, время квадрупольной релаксации изотопов галлия сокращается в несколько раз по сравнению с временем квадрупольной релаксации в объемном расплаве. Отметим, что слабое уменьшение сдвига Найта в пористых матрицах наблюдалось и для бинарного расплава галлия и индия [13].

Отметим, что разделить вклады магнитной и квадрупольной релаксации для сплава в опале и пористом стекле с размером пор 18 nm можно и другим способом, используя соотношения (1)–(3), как и для объемного расплава. Рассчитанные таким способом времена T_{1m} и T_{1Q} были близки к временам, приведенным в табл. 1 и 2.

Спин-решеточная релаксация изотопов галлия для сплава, введенного в пористое стекло с размером пор 7 nm, как видно из табл. 1 и 2, а также из рис. 4, зависит от магнитного поля. Зависимость от магнитного поля показывает, что приближение быстрого движения в данном случае неприменимо. Поскольку на основании соотношения Корринги можно полагать, что вклад магнитной релаксации не изменился значительно по сравнению с объемным сплавом, то нарушение приближения быстрого движения обусловлено изменением квадрупольной релаксации, как и для ранее изученных наноструктурированных металлов и бинарных сплавов [4–6]. Согласно [4–6], общая формула для восстановления продольной ядерной намагниченности имеет вид:

$$\frac{M(t)}{M_0} = 1 - a \left[\frac{4}{5} \exp\left(-\frac{C\tau_c t}{1 + 4\omega_0^2\tau_c^2}\right) + \frac{1}{5} \exp\left(-\frac{C\tau_c t}{1 + \omega_0^2\tau_c^2}\right) \right] \exp\left(-\frac{t}{T_{1m}}\right), \quad (4)$$

где $M(t)$ и M_0 — зависящая от времени t и равновесная намагниченности соответственно, $1-a$ — относительная намагниченность непосредственно после 180-градусного импульса, ω_0 — ларморовская частота, C и τ_c —

квадрупольная постоянная и время корреляции атомного движения соответственно. Уравнения для релаксации изотопов ^{71}Ga и ^{69}Ga в разных полях содержат только два подгоночных параметра, C^{71} и τ_c , так как квадрупольные постоянные C^{69} и C^{71} для ^{69}Ga и ^{71}Ga связаны соотношением $C^{69} = C^{71}Q_{69}^2/Q_{71}^2$. Полученные подгоночные параметры C^{71} и τ_c для сплава GaInSn в пористом стекле с порами 7 nm приведены в табл. 4.

Для объемного расплава GaInSn и расплава в опаловой матрице и стекле с порами 18 nm также можно оценить параметры C^{71} и τ_c . В рамках приближения быстрого движения, учитывая неравенство $\omega_0\tau_c \ll 1$, уравнение (4) можно привести к виду

$$\frac{M(t)}{M_0} = 1 - a \exp(-C\tau_c t) \exp\left(-\frac{t}{T_{1m}}\right), \quad (5)$$

откуда следует $T_{1Q}^{-1} = C\tau_c$. Для объемного жидкого сплава время корреляции атомного движения можно принять равным времени корреляции в расплаве чистого галлия [4]. Эта величина приведена в табл. 4. Используя оценку для времени корреляции, по данным для времени квадрупольной релаксации можно оценить и квадрупольную постоянную C^{71} , также приведенную в табл. 4. Поскольку структура жидкого сплава не должна изменяться при введении в поры достаточно большого размера, можно предположить, что квадрупольная постоянная C^{71} для расплава в порах опаловой матрицы и пористого стекла с размером пор 18 nm равна квадрупольной постоянной в объемном GaInSn. В рамках такого предположения по временам спиновой релаксации можно рассчитать время корреляции атомного движения для матриц с широкими порами. Результаты расчетов показаны в табл. 4.

В табл. 4 даны также значения отношения времени корреляции для жидкого GaInSn в пористых матрицах и в объемном расплаве. Как видно из табл. 4, время корреляции для GaInSn в опале и стекле с порами 18 nm выросло примерно в 5 раз. Влияние на время корреляции введения сплава в поры 7 nm оказалось значительно более сильным, что и обусловило нарушение приближения быстрого движения.

Разделение магнитного и квадрупольного вкладов в спиновую релаксацию ядер индия является более сложным. Хотя у индия есть два стабильных изотопа, ^{115}In и ^{113}In , но их гиромагнитные отношения и квадрупольные моменты незначительно отличаются и использовать подход, рассмотренный выше для изотопов галлия, не

представляется возможным [9]. В настоящей работе для разделения магнитного и квадрупольного вкладов в релаксацию изотопа ^{115}In и расчета квадрупольной постоянной C^{115} мы воспользовались методом, предложенным в [6]. Для релаксации индия в объемном и наноструктурированном сплаве в рамках приближения быстрого движения можно написать систему уравнений

$$(T_1^{\text{bulk}})^{-1} = C^{115}\tau_c^{\text{bulk}} + (T_{1m}^{\text{bulk}})^{-1}, \quad (5)$$

$$(T_1^{\text{opal}})^{-1} = C^{115}\tau_c^{\text{opal}} + (T_{1m}^{\text{bulk}})^{-1}, \quad (6)$$

$$(T_1^{18\text{nm}})^{-1} = C^{115}\tau_c^{18\text{nm}} + (T_{1m}^{\text{bulk}})^{-1}, \quad (7)$$

где τ_c^{bulk} , τ_c^{opal} и $\tau_c^{18\text{nm}}$ — времена корреляции атомного движения для объемного сплава, сплава в опале и сплава в пористом стекле с порами 18 nm, рассчитанные выше по измерениям спиновой релаксации для ядер галлия. При составлении уравнений (5)–(6) было предположено, что структура расплава не изменяется при введении в опаловую матрицу и время магнитной релаксации для сплава в матрицах остается таким же, как и в объемном расплаве. В уравнениях (5)–(6) имеются только две неизвестные величины, C^{115} и T_{1m}^{bulk} . Численные оценки, полученные в рамках экспериментальной погрешности для времени продольной релаксации, дают для них значения $C^{115} \cong 190 \mu\text{s}^{-2}$ и $T_{1m}^{\text{bulk}} \cong 310 \mu\text{s}$. В табл. 3 приведены также оценки для времени квадрупольной релаксации $T_{1Q} = 1/(C^{115}\tau_c)$. Видно, что скорость квадрупольной релаксации ^{115}In значительно возрастает для наноструктурированного сплава за счет замедления атомного движения. Если в объемном сплаве основную роль играет магнитная релаксация, то для сплава в опале и стекле с порами 18 nm доминирует квадрупольная релаксация.

Как известно, время корреляции атомного движения в жидкости связано с коэффициентом диффузии D соотношением $\tau = d^2/6D$, где d — длина прыжка. Таким образом, проведенные исследования ядерной спиновой релаксации в тройном сплаве GaInSn показали значительное замедление диффузии в наноструктурированном расплаве, которое усиливалось с уменьшением размера пор.

Список литературы

- [1] D.S. Evans, A. Prince. *Metal. Sci.* **12**, 411 (1978).
- [2] T.Y. Liu, P. Sen, C.J. Kim. *J. Microelectromechan. Systems* **21**, 443 (2012).
- [3] M. Knoblauch, J.M. Hibberd, J.C. Gray, A.J.E. van Bel. *Nature Biotechnology* **17**, 906 (1999).
- [4] E.V. Charnaya, T. Loeser, D. Michel, C. Tien, D. Yaskov, Y.A. Kumzerov. *Phys. Rev. Lett.* **88**, 097 602 (2002).
- [5] D.Y. Podorozhkin, E.V. Charnaya, M.K. Lee, L.J. Chang, J. Haase, D. Michel, Y.A. Kumzerov, A.V. Fokin. *Ann. Phys.* **527**, 248 (2015).
- [6] E.V. Charnaya, C. Tien, M.K. Lee, Y.A. Kumzerov. *J. Phys.: Condens. Matter* **22**, 195 108 (2010).
- [7] J. Kärgler, D.M. Ruthven, D.N. Theodorou. *Diffusion in Nanoporous Materials*. Wiley-VCH (2012). 950 p.
- [8] H. Konrad, J. Weissmuller, R. Birringer, C. Karmonik, H. Gleiter. *Phys. Rev. B* **58**, 2142 (1998).
- [9] J.M. Titman. *Phys. Rep.* **33**, 1 (1977).
- [10] A. Abragam. *Principles of Nuclear Magnetism*. Clarendon Press, Oxford (1989). 618 p.
- [11] P.S. Hubbard. *J. Chem. Phys.* **53**, 985 (1970).
- [12] T. Tokuhiko. *J. Magn. Res.* **76**, 22 (1988).
- [13] Д.Ю. Подорожкин, Е.В. Чарная, D. Michel, J. Haase, C. Tien, M.K. Lee, L.J. Chang, Ю.А. Кумзеров. *ФТТ* **54**, 1035 (2012).