

# Проявление диполь-дипольного и квадрупольного взаимодействий в спектре коррелятора оптически охлажденных ядерных спинов объемного кристалла *n*-GaAs

© В.М. Литвяк<sup>1</sup>, Р.В. Чербунин<sup>1</sup>, Ф.Ю. Солдатенков<sup>2</sup>, В.К. Калевич<sup>1,2</sup>, К.В. Кавокин<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Лаборатория оптики спина им. И.Н. Уральцева, Санкт-Петербургский государственный университет, 198504 Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: valiok.ok@gmail.com

Поступила в Редакцию 5 мая 2023 г.

В окончательной редакции 18 мая 2023 г.

Принята к публикации 18 мая 2023 г.

Измерен спектр коррелятора оптически охлажденной ядерной спиновой системы объемного кристалла *n*-GaAs в нулевом магнитном поле. Полученный спектр описывается двумя контурами, что можно интерпретировать как участие ядерных спинов в двух типах взаимодействий. Нами был проведен анализ измеренного спектра в модели для классических магнитных моментов в решетке GaAs. Анализ показал, что основной вклад в высокочастотную часть спектра вносит диполь-дипольное взаимодействие, а в низкочастотную — квадрупольное взаимодействие.

**Ключевые слова:** полупроводники, арсенид галлия, ядерный спин, оптическое охлаждение, диполь-дипольное взаимодействие, квадрупольное взаимодействие, ядерный спиновый коррелятор.

DOI: 10.21883/FTP.2023.04.55896.11k

## 1. Введение

Магнитные моменты ядер в кристаллической решетке твердых тел образуют хорошо изолированную от решетки термодинамическую систему, спиновая температура которой может быть на несколько порядков ниже температуры решетки по модулю и иметь как положительный, так и отрицательный знак [1]. В арсениде галлия скорости диполь-дипольного и спин-решеточного взаимодействий ядер могут отличаться на 6 порядков [2]. Такое сильное различие позволяет понижать температуру ядерной спиновой системы (ЯСС) до нескольких микрокельвин, когда сам кристалл находится при температуре жидкого гелия. Понижать температуру ЯСС в полупроводниковых кристаллах можно методом оптического охлаждения в продольном магнитном поле с последующим адиабатическим размагничиванием в локальное поле ядер. Охлажденная ЯСС способна поглощать мощность переменного магнитного поля и отогреваться в случае, если частота переменного поля совпадет с резонансной частотой прецессии ядерных спинов [3,4]. В отсутствие внешнего магнитного поля резонансная частота прецессии ядерных спинов определяется величиной локального поля. Локальное поле формируется ядерными спин-спиновыми взаимодействиями, которые в диэлектриках и полупроводниках носят магнитодипольный характер. Наличие градиентов электрических полей в изучаемой полупроводниковой структуре приводит к квадрупольным взаимодействиям, которые увеличивают спин-спиновое локальное поле. Для напряженных структур, таких как квантовые ямы, квантовые точки и микрорезонаторы, квадрупольные

взаимодействия могут на порядок увеличить локальное поле, что было показано как в экспериментах, так и в расчетных моделях [5–7]. В объемных кристаллах *n*-GaAs квадрупольные взаимодействия могут быть связаны с наличием остаточной деформации. Это приводит к увеличению локального поля [8], а также к появлению дополнительного пика в спектрах поглощения мощности переменного магнитного поля, измеренного в нулевом магнитном поле [9,10].

Способность охлажденной ЯСС поглощать мощность переменного магнитного поля позволяет сопоставлять экспериментально измеренные термодинамические и кинетические характеристики ЯСС с теоретическими расчетами, использующими известные параметры взаимодействия (для ядерных спинов в GaAs — это величины диполь-дипольных и квадрупольных взаимодействий). В числе таких характеристик — временная корреляционная функция и спектральная плотность ядерных спиновых флуктуаций. Эти две функции, определенные одна на временной, а другая на частотной оси, связаны преобразованием Фурье. В отсутствие внешнего магнитного поля они определяются спин-спиновыми взаимодействиями, а для ядер со спином больше 1/2 — квадрупольным расщеплением ядерных спиновых уровней локальными градиентами электрических полей. При этом остается открытым вопрос — как именно будут влиять величины диполь-дипольных и квадрупольных взаимодействий на вид функций корреляции при различных значениях и знаках ядерной спиновой температуры. Предполагается, что пока спиновая температура достаточно высока, чтобы ЯСС была в парамагнитной фазе, обе эти функции не должны зависеть от спиновой температуры. При по-

нижении спиновой температуры возможен фазовый переход ядерных спинов в спин-упорядоченное состояние, который должен сопровождаться резким изменением как корреляционной функции, так и спектральной плотности ядерных спиновых флуктуаций (спектра коррелятора). Ожидается увидеть рост флуктуации ядерных спинов при приближении ЯСС к упорядоченному состоянию, а при образовании ядерного спинового порядка — подавление флуктуаций. Эти эффекты должны проявляться в спектре коррелятора и в связанной с ним временной функции корреляции ядерных спинов.

В отличие от образования упорядоченных состояний электронных спинов, которые возможны при температурах жидкого гелия (например, формирование магнитного полярона в полумангнитных полупроводниках [11,12]), переход ядерных спинов в упорядоченное состояние должен происходить лишь при спиновых температурах порядка нанокельвин, что вызвано малостью ядерного магнитного момента (его величина на 3 порядка ниже магнетона Бора). Это сильно усложняет возможность экспериментального наблюдения ядерного магнитного порядка и требует использования специальных методов охлаждения ЯСС. Несмотря на это, в 1980-х годах А. Абрагам и М. Гольдман наблюдали антиферромагнитное упорядочение ядерных спинов изотопов  $^{19}\text{F}$  в диэлектрике  $\text{CaF}_2$  [13]. В конце 80-х годов прошлого века группа ученых из Национальной лаборатории Рисё (Дания) экспериментально наблюдала ядерный спиновый порядок в металлах, который был достигнут при температуре ядерных спинов около десяти нанокельвин [14].

В полупроводниковых кристаллах упорядоченное состояние ядерных спинов до сих пор не было обнаружено. Несмотря на отсутствие экспериментальных данных, развиваются теоретические модели формирования ядерного спинового порядка в полупроводниках. В 1998 г. И. Меркуловым была предложена модель ядерного спинового полярона, которая состоит в формировании кластера упорядоченных ядерных спинов в окрестности локализованного на донорном центре электрона [15]. При этом ядерный магнитный порядок должен возникать благодаря сверхтонкому взаимодействию между спином электрона и ядерными спинами, находящимися в области локализации электрона, и иметь антиферромагнитную структуру. Поскольку сверхтонкое взаимодействие сильнее диполь-дипольного взаимодействия, то упорядочение ядерных спинов в модели полярона возможно при более высоких спиновых температурах  $\theta_{\text{NP}} \approx 10^{-7}$  К. Позже модель полярона была развита Д. Скальбером в работе [16], где обсуждается детектирование предполяронного состояния по резкому росту флуктуаций ЯСС. В недавней теоретической работе [17] была разработана модель динамического электронно-ядерного ферромагнетизма. Такое состояние, в отличие от полярона, формируется при отрицательной спиновой температуре  $\theta_{\text{N}}^d \approx -0.5 \cdot 10^{-6}$  К и обладает дальним порядком.

Активное развитие теоретических моделей формирования ядерного магнитного порядка в полупроводниках

ожидает экспериментального подтверждения. Как уже было отмечено выше, одним из проявлений упорядочения ядерных спинов является изменение корреляционной функции ЯСС (ядерного спинового коррелятора) при спиновых температурах порядка долей микрокельвин. Однако на сегодняшний день спектры ядерных спиновых корреляторов и физические процессы, участвующие в их формировании, плохо изучены даже при высоких спиновых температурах.

В данной работе мы измерили в нулевом внешнем магнитном поле частотный спектр коррелятора ЯСС объемного кристалла  $n\text{-GaAs}$  при спиновой температуре ядер порядка ста микрокельвин и установили типы межъядерных взаимодействий, ответственных за форму коррелятора.

## 2. Методика эксперимента

Нами изучался объемный кристалл  $n\text{-GaAs:Si}$  с концентрацией донорной примеси  $n_d = 1.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Схема экспериментальной установки приведена в работе [10] на рис. 2. Образец помещался в криостат замкнутого цикла и охлаждался до температуры 6.5 К. Излучение лазерного диода на длине волны 780 нм проходило через четвертьволновую пластинку ( $\lambda/4$ ), создавая циркулярно-поляризованную оптическую накачку, и фокусировалось на поверхности образца. Фотолюминесценция (ФЛ) проходила через фотоупругий модулятор (РЕМ), линейный поляризатор (GT) и фокусировался на щели спектрометра. Спектрометр пропускал полосу ФЛ на длине волны 817 нм, которая затем фокусировалась на лавинном фотодиоде (APD). Циркулярная поляризация ФЛ измерялась с помощью двухканального счетчика фотонов, синхронизованного с РЕМ.

Величину ядерного спинового коррелятора  $G_\omega$  для заданной мощности переменного магнитного поля можно получить через измерение скорости отогрева оптически охлажденной ЯСС  $1/T_\omega$ .

Величина  $G_\omega$  определяется путем деления скорости отогрева как функции частоты на квадрат мощности переменного магнитного поля [1,18]:

$$G_\omega = \frac{4}{\omega^2} \frac{B_L^2}{B_1^2} \left( \frac{1}{T_\omega} \right), \quad (1)$$

где  $B_L$  — локальное поле ядер,  $B_1$  и  $\omega$  — амплитуда и частота переменного магнитного поля соответственно.

Мы использовали методику измерения спектров отогрева ЯСС объемных кристаллов  $n\text{-GaAs}$ , впервые предложенную в работе [18] (см. также главу 12 в [4]) и впоследствии развитую в наших недавних работах [8–10]. Схема экспериментального протокола и пример кривой, из которой получалась скорость отогрева  $1/T_\omega$  для заданной мощности радиочастотного (РЧ) поля, приведены в [10] на рис. 3.

Наш эксперимент по измерению спектра коррелятора состоял из четырех этапов. Этапы, проходящие при

включенной накачке, контролировались путем измерения степени циркулярной поляризации ФЛ. В начале ЯСС выдерживалась в темноте в течение 10 с в присутствии переменного магнитного поля на частоте 3 кГц, чтобы стереть следы ее охлаждения, приобретенного на предшествующих циклах измерений (thermalization, рис. 3, а в работе [10]). Далее проводилось оптическое охлаждение — освещение кристалла циркулярно-поляризованным светом в продольном магнитном поле  $B_z = 150$  Гс в течение 60 с с последующим адиабатическим размагничиванием в локальное ядерное поле  $B_L$ . В результате ядерная спиновая система охлаждалась до температуры  $\theta_N \approx 7 \cdot 10^{-5}$  К, что сильно ниже температуры решетки. Однако данная температура является недостаточно низкой для образования упорядоченного состояния ядерных спинов ни в одной из описанных выше моделей. Третьим этапом было воздействие РЧ поля на охлажденную ЯСС в течение времени  $t_{rf} = 3$  с в темноте. Амплитуда переменного магнитного поля  $B_1$  была связана с частотой  $f = \frac{\omega}{2\pi}$  следующим соотношением:  $B_1 = \frac{kU}{f}$ , где  $U$  — напряжение, подаваемое с генератора на катушку, создающую переменное магнитное поле,  $k$  — калибровочный коэффициент катушки. Такая связь частоты и амплитуды необходима для сохранения потока мощности от РЧ поля в ЯСС с ростом частоты. Частота поля для каждого эксперимента бралась фиксированной из диапазона  $f = 10\text{--}15 \cdot 10^3$  Гц. Последним шел измерительный этап: включалась оптическая накачка и поперечное магнитное поле  $B_x = 0.5$  Гс. В поле  $B_x$ , в меру оставшейся после отогрева спиновой температуры, возникало ядерное поле, величина которого измерялась по изменению степени циркулярной поляризации ФЛ. Поскольку измерение осуществлялось в поперечном поле  $B_x < B_L$ , которое имеет величину порядка магнитного поля Земли, было необходимо скомпенсировать все три компоненты земного поля. Это было сделано с использованием трех пар катушек Гельмгольца.

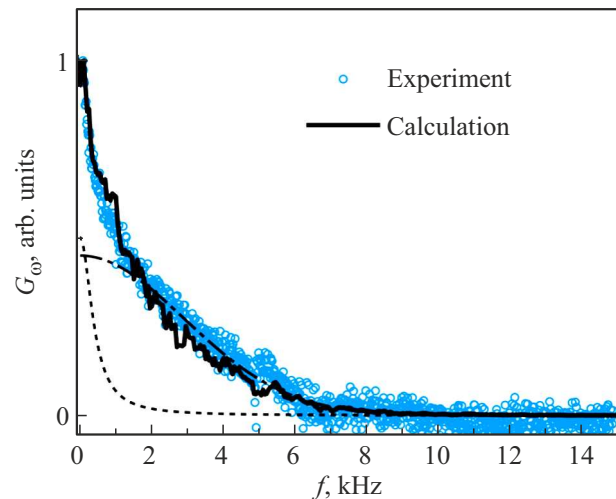
Обработка полученных экспериментальных кривых была такой же, как в работе [10]. Вначале из каждой кривой рассчитывалась скорость отогрева  $1/T_\omega$  по формуле

$$\frac{1}{T_\omega} = \frac{1}{t_{rf}} \ln \left( \frac{B_N(\omega)}{B_{N0}} \right), \quad (2)$$

где  $t_{rf}$  — длительность воздействия на ЯСС РЧ поля,  $B_N(\omega)$  и  $B_{N0}$  — величины ядерных полей после воздействия РЧ поля и без его воздействия соответственно. Далее, по формуле (1) вычислялась спектральная плотность флуктуаций ядерных спинов  $G_\omega$  (спектр коррелятора).

### 3. Обсуждение экспериментальных результатов

Измеренный спектр коррелятора представлен на рис. 1 кружками. Каждая точка спектра была получена на фиксированной частоте РЧ поля.

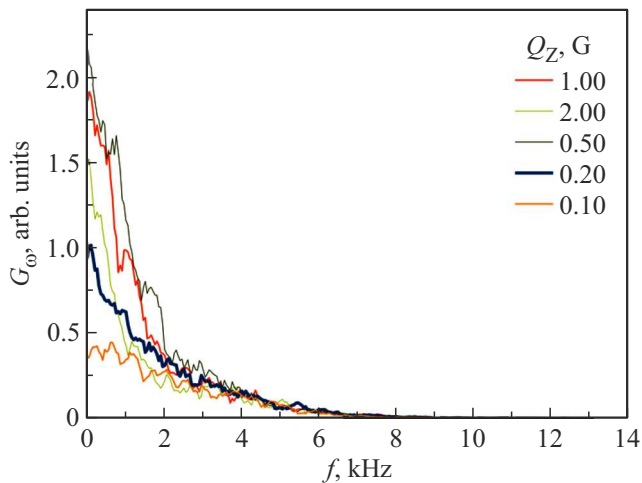


**Рис. 1.** Экспериментально измеренный в нулевом магнитном поле спектр коррелятора охлажденных ядерных спинов объемного кристалла  $n$ -GaAs (кружки). Спектр аппроксимирован суммой контуров Лоренца (пунктирная линия) и Гаусса (штрихпунктирная линия). Сплошной линией показан спектр коррелятора ядерных спинов, рассчитанный в модели для классических магнитных моментов в решетке GaAs.

Спектр коррелятора состоит из двух контуров: его низкочастотная часть (до 1 кГц) описывается функцией Лоренца (пунктирная линия), а высокочастотная часть — функцией Гаусса (штрихпунктирная линия). Такое разложение можно интерпретировать как участие ЯСС в двух типах взаимодействий. Характерные временные масштабы этих взаимодействий связаны с полуширинами контуров Лоренца (500 Гц) и Гаусса (2 кГц). Как сказано выше, для GaAs основным типом взаимодействий, в которых участвуют ядерные спины, является магнитное диполь-дипольное взаимодействие. Его можно описать как действие локального магнитного поля  $B_{Li}$ , созданного соседними ядрами, на  $i$ -й ядерный спин. Каждый  $i$ -й ядерный спин прецессирует в таком поле с периодом  $T_2 \approx 10^{-4}$  с [2,3]. Величина разброса частот прецессии ядерных спинов в локальных полях дает высокочастотный вклад в спектр коррелятора.

В наших экспериментах величина ядерной спиновой температуры, полученная после оптического охлаждения с последующим адиабатическим размагничиванием, получилась на порядок выше температуры, необходимой для образования упорядоченного состояния ЯСС. Поэтому мы не можем предполагать, что низкочастотная часть измеренного нами спектра коррелятора связана с приближением ядерных спинов к магнитному порядку ни в одной из существующих моделей [15–17].

Результаты наших предыдущих работ [9,10] показали, что в объемных кристаллах  $n$ -GaAs могут присутствовать остаточные деформации, приводящие к квадрупольным взаимодействиям ядерных спинов. Квадрупольные взаимодействия, превышающие по величине спиновое локальное ядерное поле, проявлялись в виде



**Рис. 2.** Смоделированные  $z$ -компоненты корреляторов в приближении классических магнитных моментов для различных величин квадрупольных взаимодействий  $Q_z$ . Спектр для величины квадрупольного взаимодействия, эквивалентной расщеплению ядерных спиновых уровней в поле 0.2 Гс (синяя кривая) наилучшим образом описывает эксперимент. (Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи).

высокочастотного пика поглощения в спектре отогрева в нулевом магнитном поле. Поэтому мы предположили, что квадрупольные эффекты, вызванные неконтролируемой остаточной деформацией, могут вносить вклад в низкочастотную часть спектра коррелятора. Чтобы это проверить, мы смоделировали коррелятор для классических магнитных моментов в решетке GaAs. Точный квантово-механический расчет спектра коррелятора представляет значительные трудности из-за большого числа спинов в решетке, поэтому мы использовали приближенный классический подход, основанный на решении классического уравнения движения магнитных моментов. В решетке GaAs каждое ядро имеет механический и магнитный моменты. Поскольку механический момент каждого ядра прецессирует в магнитном поле, созданном соседними ядрами, его направление в зависимости от времени может быть найдено путем решения  $N$  связанных классических уравнений движения, где  $N$  — число спинов. Зная траекторию каждого магнитного момента, мы можем вычислить суммарный магнитный момент всех ядер, а также его корреляционную функцию в зависимости от времени. Преобразование Фурье от временной корреляционной функции дает фурье-образ коррелятора, который мы можем сравнить с экспериментом.

Мы рассматривали небольшой кубический кластер, повторяющий решетку арсенида галлия с естественным соотношением изотопов. Размер кластера варьировался от трех до пяти элементарных ячеек в каждом из направлений (примерно от ста до тысячи спинов). Специальных условий на спины на поверхности кластера не накладывалось. Такие спины имели меньше соседей и, соответственно, меньшие частоты прецессии. Для того

чтобы определить роль поверхностных спинов, проводилось сравнение результатов расчета с разными объемами кластера и, соответственно, с разным соотношением числа спинов на поверхности и в объеме.

В начальный момент времени ориентация спинов бралась случайной, что соответствует бесконечной спиновой температуре. В месте расположения  $i$ -го ядра остальные ядра создают локальное магнитное поле:

$$B_L^i = \sum_{i \neq j} \frac{3(\mathbf{m}_{ij})\mathbf{r}_{ij} - (\mathbf{r}_{ij}\mathbf{r}_{ij})\mathbf{m}}{r^5}, \quad (3)$$

где  $\mathbf{m}$  — магнитный момент ядерного спина,  $\mathbf{r}_{ij}$  — радиус-вектор между  $i$ -м и  $j$ -м ядерными спинами.

Это магнитное поле приводит к изменению направления  $i$ -го магнитного момента во времени согласно следующему уравнению:

$$\frac{d\mathbf{m}_i}{dt} = \gamma_i [\mathbf{m}_i \mathbf{B}_L^i], \quad (4)$$

где  $\gamma_i$  — гиромагнитное отношение  $i$ -го ядра, которому соответствует магнитный момент  $\mathbf{m}_i$ .

Поскольку локальные поля изменяются во времени, уравнение нельзя решить аналитически, и мы находили его решение численным способом. На каждом шаге по времени рассчитывались новые значения локальных полей, направлений магнитных моментов, а также полный момент всего кластера  $\mathbf{M}(t)$ . Шаг по времени должен быть меньше, чем характерное время прецессии магнитного момента ядерного спина в локальном поле. Это необходимо для того, чтобы на каждом шаге магнитный момент успевал изменить свое направление. Для изотопов ядер в кристалле GaAs период прецессии каждого  $i$ -го ядерного спина в эффективном магнитном поле  $\mathbf{B}_L^i$  составляет  $T_2 \sim 100$  мкс [2]. Поэтому для получения более точного результата величина шага по времени в наших расчетах бралась на 2 порядка меньше времени  $T_2$  и составляла  $dt = 1$  мкс. При этом величина диполь-дипольного взаимодействия в расчете определялась константами для трех изотопов кристалла GaAs (величины гиромагнитных отношений, радиусы-вектора и значения магнитных моментов, входящих в формулы (3) и (4)) и давала одинаковую высокочастотную часть в смоделированных спектрах коррелятора (рис. 2). Подгоночным параметром была только величина квадрупольного взаимодействия, введенная в расчет в величинах магнитного поля. Квадрупольное расщепление было задано одноосным и направленным вдоль кристаллографической оси [100], параллельной оси роста структуры. Мы предполагаем, что возможный источник остаточной деформации в изучаемой структуре — это различные температурные коэффициенты расширения GaAs и материала держателя, на который был закреплен образец. Основываясь на наших предыдущих работах [9,10], такой источник приводит преимущественно к одноосной деформации, которая направлена вдоль оси роста структуры. Поэтому другими источниками деформации в данном моделировании мы пренебрегли.

На рис. 2 приведены расчеты  $z$ -компонент корреляторов ядерных спинов для различных величин одноосного квадрупольного расщепления, выраженного в единицах магнитного поля. Видно, что с его ростом меняется только низкочастотная часть спектра коррелятора. Мы выбрали из приведенных на рисунке тот спектр, который наилучшим образом описывает наш эксперимент (синий спектр на рис. 2). Данный спектр был смоделирован для величины квадрупольного взаимодействия, эквивалентной расщеплению ядерных спиновых уровней в поле 0.2 Гс.

Таким образом, расчетная кривая с учетом одноосного квадрупольного взаимодействия, эквивалентного величине магнитного поля 0.2 Гс (сплошная линия на рис. 1), достаточно точно описывает экспериментально измеренный спектр коррелятора. Этот результат позволяет нам предполагать, что за низкочастотную часть спектра коррелятора отвечает квадрупольное взаимодействие, источником которого являются неконтролируемые остаточные деформации в изучаемом кристалле  $n$ -GaAs.

#### 4. Заключение

Мы измерили спектр коррелятора охлажденной ЯСС объемного кристалла  $n$ -GaAs с концентрацией доноров  $n_d = 1.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . С помощью моделирования коррелятора для классических магнитных моментов в решетке GaAs нами установлено, что его форма определяется диполь-дипольным и квадрупольным взаимодействиями. При этом диполь-дипольное взаимодействие отвечает за высокочастотную часть спектра, а квадрупольное взаимодействие ответственно за низкочастотный вклад в спектр коррелятора ядерных спинов.

#### Финансирование

Авторы благодарны Российскому научному фонду (грант № 22-42-09020) за финансовую поддержку экспериментальной части работы. Также авторы выражают благодарность СПбГУ (грант № 94030557) за предоставление видеокарт, на которых проводилось моделирование эксперимента.

#### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

#### Список литературы

- [1] M. Goldman. *Spin Temperature and Nuclear Magnetic Resonance in Solids* (Oxford, Clarendon Press, 1970).
- [2] Б.П. Захарченя, Ф. Майер. *Оптическая ориентация* (Л., Наука, Ленингр. отд-ние, 1989) гл. 5.
- [3] А. Абрагам. *Ядерный магнетизм* (М., Изд-во иностр. лит., 1963).
- [4] M.I. Dyakonov. *Spin Physics in Semiconductors* (Berlin, Springer Verlag, 2017).
- [5] M. Vladimirova, S. Cronenberger, A. Colombier, D. Scalbert, V.M. Litvyak, K.V. Kavokin, A. Lemaître. *Phys. Rev. B*, **105** (15), 155305 (2022).
- [6] M. Kotur, D.O. Tolmachev, V.M. Litvyak, K.V. Kavokin, D. Suter, D.R. Yakovlev, M. Bayer. *Commun. Phys.*, **4** (1), 193 (2021).
- [7] M. Vladimirova, S. Cronenberger, D. Scalbert, I.I. Ryzhov, V.S. Zapasskii, G.G. Kozlov, A. Lemaître, K.V. Kavokin. *Phys. Rev. B*, **97** (4), 041301 (R) (2018).
- [8] V.M. Litvyak, R.V. Cherbunin, V.K. Kalevich, K.V. Kavokin. *IOP Conf. Series: J. Phys.*, **951**, 1 (2018).
- [9] V.M. Litvyak, R.V. Cherbunin, V.K. Kalevich, K.V. Kavokin. *Semiconductors*, **54**, 1728 (2020).
- [10] V.M. Litvyak, R.V. Cherbunin, V.K. Kalevich, A.I. Lihachev, A.V. Nashchekin, M. Vladimirova, K.V. Kavokin. *Phys. Rev. B*, **104** (23), 235201 (2021).
- [11] J. Kossut, J.A. Gaj. *Introduction to the Physics of Diluted Magnetic Semiconductors* (Springer Series in Materials Science, 2010) v. 144.
- [12] К.В. Кавокин, И.А. Меркулов, Д.Р. Яковлев. *ФТТ*, **40** (5), 800 (1998).
- [13] A. Abragam, M. Goldman. *Nuclear Magnetism: Order and Disorder* (Oxford, Clarendon, 1982).
- [14] A.S. Oja, O.V. Lounasmaa. *Rev. Mod. Phys.*, **69** (1), 1 (1997).
- [15] И.А. Меркулов. *ФТТ*, **40** (6), 1018 (1998).
- [16] D. Scalbert. *Phys. Rev. B*, **95** (24), 245209 (2017).
- [17] M. Vladimirova, D. Scalbert, M.S. Kuznetsova, K.V. Kavokin. *Phys. Rev. B*, **103** (20), 205207 (2021).
- [18] В.К. Калевич, В.Г. Флейшер. *Изв. АН СССР. Сер. физ.*, **47**, 2294 (1983).

Редактор Г.А. Оганесян

### Manifestation of dipole-dipole and quadrupole interactions in the correlator spectrum of optically cooled nuclear spins of a bulk $n$ -GaAs sample

V.M. Litvyak<sup>1</sup>, R.V. Cherbunin<sup>1</sup>, F.Yu. Soldatenkov<sup>2</sup>, V.K. Kalevich<sup>1,2</sup>, K.V. Kavokin<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Spin Optics Laboratory, St. Petersburg State University, 198504 St. Petersburg, Russia

<sup>2</sup> Ioffe Institute, 194021 St. Petersburg, Russia

**Abstract** We measured the correlator spectrum of optically cooled nuclear spin system of a bulk  $n$ -GaAs crystal in a zero magnetic field. The resulting spectrum is described by two contours, which can be interpreted as the participation of nuclear spins in two types of interactions. We analyzed the measured spectrum in the model for classical magnetic moments in the GaAs lattice. The analysis showed that the main contribution to the high-frequency part of the spectrum is due to the dipole-dipole interaction, and that to the low-frequency part is due to the quadrupole interaction.