

Запись двоичного кода микроволновыми импульсами на поперечной намагниченности радикала TCNE

Р. Б. Зарипов, И. Т. Хайрутдинов¹⁾

Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского
Федеральный исследовательский центр “Казанский научный центр РАН”, 420029 Казань, Россия

Поступила в редакцию 12 октября 2023 г.

После переработки 23 октября 2023 г.

Принята к публикации 24 октября 2023 г.

Показана возможность кодирования двоичным кодом отклика от электронно-ядерной системы радикала тетрацианоэтилена при микроволновом импульсном воздействии в сочетании с импульсным градиентом магнитного поля в наносекундном диапазоне. Для этого был использован радикал тетрацианоэтилена, который имеет хорошо разрешенный эквидистантный спектр электронного парамагнитного резонанса за счет взаимодействия электрона с эквивалентными магнитными ядрами. В работе не было задачи закодировать максимально длинную последовательность, а показана возможность физической реализации данной процедуры.

DOI: 10.31857/S1234567823230064, EDN: msozfy

1. Введение. Двоичная система кодирования зарекомендовала себя в качестве надежного инструмента для использования в логических элементах и вычислительных устройствах: процессорах, микросхемах и др. Это связано и с малым количеством состояний (да/нет, “1”/“0”), большей помехоустойчивостью, меньшими требованиями к устройствам и т.д. Немаловажным аспектом при разработке цифровых устройств является разрядность двоичного кода. Количество разрядов определяет диапазон чисел, который может быть представлен в данном коде. Каждая цифра в двоичном коде является битом информации. Например, код длиной 8 бит может представлять числа от 0 до 255. Современные процессоры имеют разрядность в 64 бита, т.е. в один момент времени они обрабатывают значения от 0 до 18446744073709551615.

В последние десятилетия активно идут работы по использованию и внедрению квантовых битов (кубитов (2 состояния), кутритов (3 состояния), куквартов (4 состояния) и др.) [1–3]. Разрабатываются как математические основы оперирования с этими состояниями и коррелирования их с классическими битами [4–6], так и физико-химические подходы создания таких систем [7, 8]. В этой ситуации электронный спин является одним из возможных кандидатов на роль кубита [9]. Известно, что в магнитном поле за счет эффекта Зеемана снимается вырождение и можно манипулировать двумя состояниями электронного спи-

на. Существует множество проблем в этом направлении, решением которых являются устранение процессов декогеренции, уменьшение фазовых шумов, масштабируемость и др. Тем не менее электронные и ядерные спины образуют неплохие модельные системы для отработки тех или иных идей в реализации квантовых логических операций.

2. Спектр электронного парамагнитного резонанса тетрацианоэтилена. Тетрацианоэтилен (TCNE) представляет собой органическое соединение с формулой $(\text{NC})_2\text{C} = \text{C}(\text{CN})_2$. Это бесцветное твердое вещество, важный член цианоглеродов. Из-за своей планарности и способности принимать электроны TCNE используется для получения множества органических сверхпроводников, обычно в качестве одноэлектронного окислителя органического донора электронов. В работах [10, 11] было показано использование данной системы для реализации алгоритмов квантовой памяти на электронных спинах. В данном соединении электронная плотность одного неспаренного электрона со спином $S = 1/2$ равномерно распределена относительно 4 ядер азота ^{14}N с ядерным спином $I = 1$. Все ядра азота в данном соединении можно считать магнитноэквивалентными.

Исследовался жидкий раствор TCNE в толуоле, что позволяет не учитывать анизотропную часть сверхтонкого взаимодействия электрона с ядрами. Известно [12], что в жидких растворах нитроксильных радикалов она усредняется в результате различных вращательных движений и не дает вклад в форму спектра. Эксперименты проводились на спек-

¹⁾e-mail: semak-olic@mail.ru

тронметре Eleksys E580 фирмы Bruker в X-диапазоне частот (9.8 ГГц) с использованием диэлектрического резонатора ER4118X-MD5W1 (Bruker) и стандартного микроволнового усилителя мощности на 1 кВт. Микроволновой импульс создавался генератором импульсов произвольной формы Keysight 33622A. Генератор синхронизировался с микроволновым трактом через программатор PatternJet II (Bruker). Во всех экспериментах результат записывался с использованием 4-шагового фазового цикла.

В данной работе наряду с микроволновым импульсом на исследуемую систему необходимо было воздействовать импульсным градиентом магнитного поля. После первого микроволнового $\pi/2$ -импульса (длительностью 16 нс) в определенные моменты времени (исходя из того какие сигналы требуется подавить или восстановить) подавались импульсы, создающие градиент магнитного поля той или иной направленности. Поскольку коммерческий спектрометр не оснащен блоками для создания градиента магнитного поля, это было реализовано своими силами. Градиентные катушки были намотаны на кварцевую трубку диаметром 4 мм по типу обратных катушек (антикатушек) Гельмгольца. В эту трубку помещался капилляр диаметром 2 мм с раствором ТСНЕ. При протекании кратковременного импульсного тока катушки формируют градиент магнитного поля, который позволяет “размазать” электронную спиновую когерентность. Анти-катушка Гельмгольца состояла из двух витков медной проволоки диаметром 0.05 мм. Для удобства согласования катушек и генератора полное сопротивление провода подбирали близким 50 Ом. Толщина проволоки выбиралась достаточно малой, чтобы не портить распределение электромагнитных волн в резонаторе и при этом подходящей для протекания тока с генератора.

Спектр стационарного электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) тетрацианоэтилена в жидком растворе можно описать спин-гамильтонианом:

$$\hat{H} = \omega_0 S_z + AS_z I_{1z} + AS_z I_{2z} + AS_z I_{3z} + AS_z I_{4z}, \quad (1)$$

где S_z и I_{iz} ($i \in [1..4]$) – операторы проекций на ось z спина электрона и спинов ядер азота соответственно, ω_0 – зеемановская частота электрона в постоянном магнитном поле \mathbf{B}_0 , направленном вдоль оси z , A – величина сверхтонкого взаимодействия (СТВ) электрона с ядрами азота ^{14}N . Число линий СТВ в спектре в случае магнитноэквивалентных ядер равно $2nI + 1$, где n – число ядер, I – величина спина ядра. Форма спектра тетрацианоэтилена представляет собой 9 компонент (рис. 1), имею-

щие распределение амплитуд согласно коэффициентам: 1:4:10:16:19:16:10:4:1.

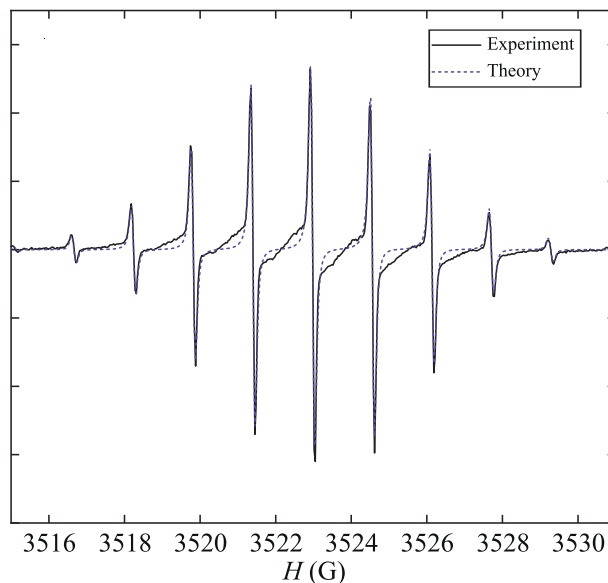


Рис. 1. (Цветной онлайн) Спектр ЭПР жидкого раствора ТСНЕ в X диапазоне при температуре 298 К в форме производной. Сравнение с результатами моделирования

По величине расщепления между линиями можно оценить величину сверхтонкого взаимодействия A в ТСНЕ. Она имеет значение около 1.6 Гс. На рисунке 1 показан результат моделирования спектра с использованием гамильтониана (1). Видно, что достигается хорошее согласие с экспериментом. Данная структура спектра свидетельствует о нужном наборе частот спинов с разными статистическими весами, что является основой сигнала свободной индукции в виде биений.

3. Моделирование сигнала свободной индукции. На начальном этапе работы было проведено моделирование сигнала свободной индукции от радикала ТСНЕ в жидкости в присутствии импульсного градиента магнитного поля. Моделирование сигналов индукции проводилось в рамках формализма матрицы плотности для изолированного электронного спина $S = 1/2$. Матрица плотности представлялась в расчетах вектором, а операторы в виде лиувиллианов. Данный подход был необходим для учета процессов фазовой и спин-решеточной релаксации в ходе эволюции спиновой системы.

Микроволновый импульс магнитного поля, инициализирующий когерентность спиновой системы, считался неселективным. Этот импульс действует вдоль оси x . Он поворачивает магнитный момент на угол $\pi/2$ и направляет все электронные спины систе-

мы вдоль оси $-y$. В качестве вектора начального состояния системы ρ_z в пространстве Лиувилля взята матрица плотности для равновесного состояния системы. До действия первого $\pi/2$ -импульса спин направлен вдоль внешнего магнитного поля, которое направлено вдоль оси Z , и характеризуется вектором:

$$\rho_z = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} & 0 & 0 & -\frac{1}{2} \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ -\frac{1}{2} & 0 & 0 & \frac{1}{2} \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Оператор поворота спина вокруг оси X на угол φ (неселективный импульс) выглядит следующим образом:

$$U_x(\varphi) = \quad (3)$$

$$= \begin{pmatrix} \cos\left(\frac{\varphi}{2}\right)^2 & \frac{1}{2}i \sin \varphi & -\frac{1}{2}i \sin \varphi & \sin\left(\frac{\varphi}{2}\right)^2 \\ \frac{1}{2}i \sin \varphi & \cos\left(\frac{\varphi}{2}\right)^2 & \sin\left(\frac{\varphi}{2}\right)^2 & -\frac{1}{2}i \sin \varphi \\ -\frac{1}{2}i \sin \varphi & \sin\left(\frac{\varphi}{2}\right)^2 & \cos\left(\frac{\varphi}{2}\right)^2 & \frac{1}{2}i \sin \varphi \\ \sin\left(\frac{\varphi}{2}\right)^2 & -\frac{1}{2}i \sin \varphi & \frac{1}{2}i \sin \varphi & \cos\left(\frac{\varphi}{2}\right)^2 \end{pmatrix}.$$

После действия $\pi/2$ -импульса спины прецессируют в плоскости xy вокруг оси z , по которой направлено внешнее магнитное поле \mathbf{B}_0 (рис. 2).

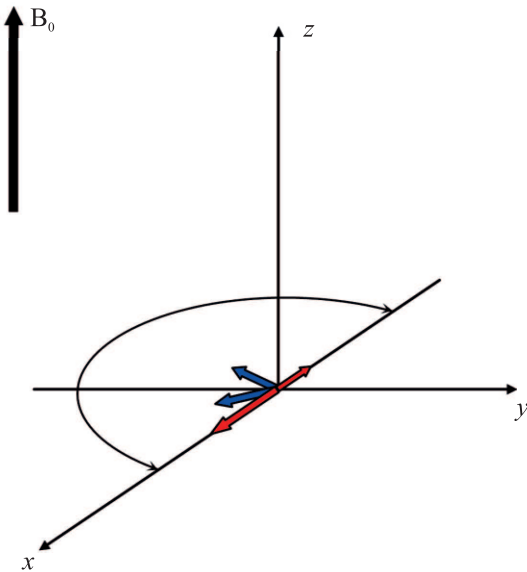


Рис. 2. (Цветной онлайн) Прецессия ансамблей спинов в плоскости xy после действия инициализирующего $\pi/2$ -импульса

Спин-гамильтониан эволюции системы выглядит следующим образом:

$$\hat{H} = \omega_0 S_z, \quad (4)$$

где $S_z = \sigma_z \times \mathbf{1} - \mathbf{1} \times \sigma_z^{tr}$, $\sigma_z = \begin{pmatrix} 1/2 & 0 \\ 0 & -1/2 \end{pmatrix}$, $\mathbf{1}$ – единичная матрица 2-го порядка.

В ходе эволюции учитывался процесс фазовой и спин-решеточной релаксаций с помощью оператора L :

$$L = \begin{pmatrix} -\frac{1}{2T_1} & 0 & 0 & \frac{1}{2T_1} \\ 0 & -\frac{1}{T_2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{1}{T_2} & 0 \\ \frac{1}{2T_1} & 0 & 0 & -\frac{1}{2T_1} \end{pmatrix},$$

где T_1 и T_2 – времена спин-решеточной и фазовой релаксации соответственно.

В итоге оператор эволюции спина во внешнем магнитном поле с учетом процессов фазовой и спин-решеточной релаксаций выглядит так:

$$U(\omega_0, t) = \quad (5)$$

$$= \begin{pmatrix} \frac{1}{2} + \frac{1}{2}e^{-\frac{t}{T_1}} & 0 & 0 & \frac{1}{2} - \frac{1}{2}e^{-\frac{t}{T_1}} \\ 0 & e^{-\frac{t}{T_2} - i\omega_0 t} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & e^{-\frac{t}{T_2} + i\omega_0 t} & 0 \\ \frac{1}{2} - \frac{1}{2}e^{-\frac{t}{T_1}} & 0 & 0 & \frac{1}{2} + \frac{1}{2}e^{-\frac{t}{T_1}} \end{pmatrix}.$$

Матрицу плотности системы в ходе эволюции в течение времени t можно описать выражением:

$$\rho(t) = U(\omega_0, t)U_x(\varphi)\rho_z. \quad (6)$$

Сигнал системы вдоль оси y можно получить из следующего выражения [13]:

$$\text{Sig } Y = \text{Tr}[\rho(t)S_y], \quad (7)$$

где S_y – супероператор, полученный с помощью матриц Паули аналогично S_z в (4).

Сигнал свободной индукции TCNE представляет собой биения. Известно, что биения возникают при сложении гармоник с кратно отличающимися частотами. Такая ситуация реализуется в эксперименте, так как после действия инициализирующего первого импульса в плоскости xy прецессируют ансамбли спинов, частоты которых можно представить в виде $\omega_0 + nA$, где $\omega_0 \gg A$, $n = -4, -3, \dots, 3, 4$. Данную прецессию удобно рассматривать в системе координат, вращающейся со средней частотой ω_0 . Частота ω_0 определяет несущую частоту биений, не влияя на их огибающую. В данной системе координат одна половина спинов будет вращаться в плоскости xy против часовой стрелки, а другая половина – против. При этом есть ансамбли более медленных спинов (“синие” спины на рис. 2) и более быстрых (“красные” спины на рис. 2). Статистические веса этих ансамблей соотносятся как коэффициенты 1:4:10:16:19:16:10:4:1.

Частоты прецессии $\omega_0 + nA$ для каждого ансамбля (в случае TCNE число ансамблей равно девяти) легко определить из спектра ЭПР (см. рис. 1). Несущая частота инициализирующего импульса тоже имеет значение ω_0 для наиболее эффективного возбуждения всего спектра. Регистрируемый отклик идет на частоте ω_0 , но через детектор она не проходит. Детектор фиксирует огибающую линию, которая проходит через пики биений. Это обстоятельство позволяет нам интерпретировать результаты во вращающейся системе координат, в которой $\omega_0 = 0$.

4. Пики биений как разряды двоичного числа в памяти. В сигнале данной спиновой системы пики биений можно использовать для хранения значения разряда двоичного числа. Максимальное число биений дает максимальный разряд числа и, следовательно, максимальное значение числа для хранения в квантовой памяти. На практике наблюдаемое число пиков биений ограничивается временами релаксации системы, в данном случае временем фазовой релаксации. Фазовая релаксация также известна как поперечная релаксация и характеризуется временем T_2 . Поперечная релаксация – это экспоненциальный по времени процесс дефазировки спинов после применения первого импульса. Она описывает процессы временных и случайных взаимодействий электронных спинов, приводящие к потере фаз и общей потере сигнала в их непосредственной среде (молекулах). Продольная релаксация определяет установление равновесия между спиновой системой и остальными молекулярными степенями свободы (решеткой). Ее называют временем спин-решеточной релаксации T_1 . В данной работе лимитирующим процессом для операций квантовой информатики является поперечная релаксация. Поэтому при моделировании сигналов полагалось $T_1 \gg T_2$.

По мере уменьшения времени поперечной релаксации, амплитуды биений падают экспоненциально. При выборе минимального по амплитуде сигнала оптимальным считался пик, чья амплитуда не меньше приблизительно 10% от амплитуды самого первого. При этом, в качестве первого пика, т.е. первого разряда числа, выбирался тот сигнал, который идет сразу за спадом после действия $\pi/2$ -импульса ($t \approx 0$). Этот спад имеет форму половины пика биения и должен быть всегда, вне зависимости от того, какое число будет записываться в память. Ниже приведены результаты моделирования для 10 пиков биений, что соответствует 10 разрядам для записи двоичного числа (рис. 3). Это соответствует максимальному числу 1111111111 или 1023 в десятичной системе исчисления.

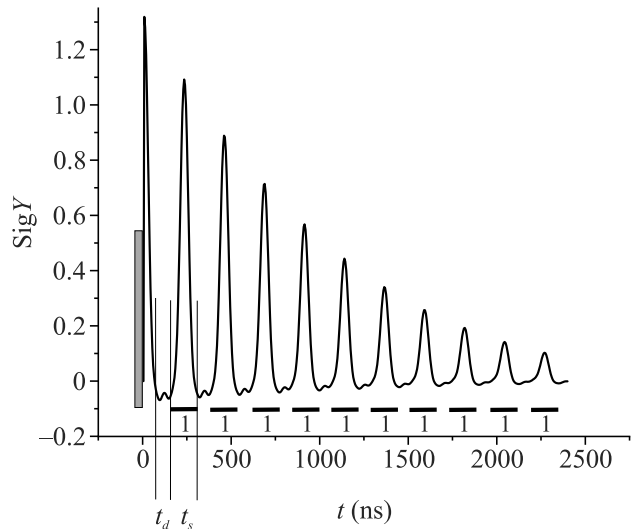


Рис. 3. Моделирование свободной индукции TCNE после действия инициализирующего $\pi/2$ -импульса (серый прямоугольник). Длительность временного интервала для наблюдения пиков биений обозначена параметром t_s . Длительность межсигнальных интервалов обозначена параметром t_d . Временные интервалы для хранения значения разряда помечены черными отрезками. Ниже отрезков приведены значения разряда. Данный сигнал соответствует числу 1111111111

Так как для кодирования числа используются пики биений, важно точно определить их временную длительность и интервалы между ними. Для TCNE в X диапазоне интервал $t_d = 100$ нс, длительность $t_s = 130$ нс. Интервалы для наблюдения значений i -го регистра числа с количеством разрядов N даются парой

$$\left(\frac{t_s}{2} + (t_d + t_s) * (i - 1) + t_d; \frac{t_s}{2} + (t_d + t_s) * i \right),$$

$$i \in [1 \dots N]. \tag{8}$$

Присутствие сигнала биения в этом интервале соответствует значению “1” в соответствующем i -ом разряде, его отсутствие – значению “0” в разряде. Интервалы между наблюдениями пиков:

$$\left(\frac{t_s}{2} + (t_d + t_s) * (i - 1); \frac{t_s}{2} + (t_d + t_s) * (i - 1) + t_d \right),$$

$$i \in [1 \dots N]. \tag{9}$$

Межсигнальные интервалы используются для подачи импульсного градиента и антиградиента магнитного поля.

5. Градиентный и антиградиентный импульсы. Для обнуления сигнала в заданном интервале наблюдения t_s необходимо подать импульс градиента магнитного поля в межсигнальном интервале

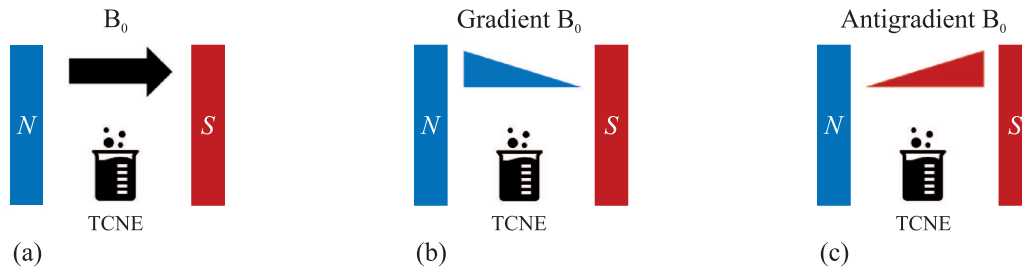


Рис. 4. (Цветной онлайн) Схематическое изображение трех режимов внешнего магнитного поля для регистрации сигналов TCNE. (a) – постоянное магнитное поле; (b) – градиент магнитного поля; (c) – антиградиент магнитного поля

t_d перед сигналом. Градиент магнитного поля представляет собой неоднородное магнитное поле, меняющееся монотонно вдоль одного направления в пространстве (рис. 4b), в отличие от постоянного магнитного поля (рис. 4a).

В жидком растворе TCNE все ансамбли электронных спинов, прецессирующих с частотой ω_0 , расположены равномерно случайно в пространстве. Импульсный градиент меняет зеемановскую частоту прецессирующего вокруг оси z электронного спина в радикале TCNE на величину δ , которая зависит от величины градиента и координаты на оси z . При этом градиент должен быть достаточно большим, чтобы δ была не меньше общей ширины спектра. В этом случае происходят переходы спинов из одного ансамбля в другой, что разрушает биения. В эксперименте величина градиента магнитного поля была примерно равна 8 Гс/мм при длительности импульса 100 нс. Предполагается, что за несколько микросекунд времени действия всей импульсной последовательности молекулы TCNE в жидком растворе не перемещаются на расстояние, приводящее к заметному отклонению в величине δ . В результате все ансамбли электронных спинов прецессируют с частотой $\omega_0 + \delta$, где δ никак не коррелирует с ω_0 . Это приводит к нарушению соотношения набираемых фаз “быстрых” и “медленных” спинов в ходе прецессии в плоскости xy на рис. 2. Все биения после действия импульсного градиента исчезают. Для восстановления сигнала в заданном интервале наблюдения необходимо подать импульсный антиградиент поля в межсигнальном интервале перед сигналом. Антиградиент поля по сути является тем же градиентом поля, но направленным в противоположную сторону, вдоль $-z$ (рис. 4c). Таким образом, антиградиентный импульс при всех таких же характеристиках, что и градиентный, отличается от него лишь полярностью: прямоугольный импульс положительной полярности создает положительный градиент магнитного поля, а импульс отрицательной полярности – отрицательный градиент магнитного поля (антиградиент). Он

меняет частоту прецессии электронных спинов на величину $-\delta$. Это приводит к восстановлению соотношения набираемых фаз “быстрых” и “медленных” спинов в ходе прецессии в плоскости xy (рис. 2) к тому соотношению, какое было до подачи импульсного градиента. Сигнал свободной индукции восстанавливается. Однако это происходит при условии одинаковой длительности действия градиентного и антиградиентного импульсов. На рисунке 5 представлено моделирование сигнала с градиентным импульсом перед первым разрядом и восстановление сигнала на 8 разряде.

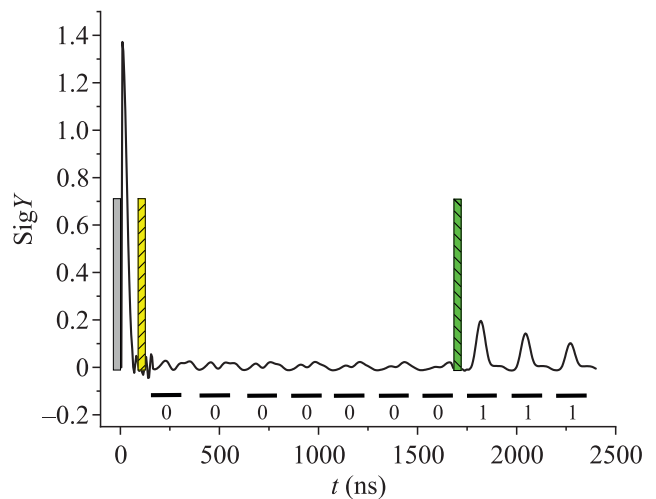


Рис. 5. (Цветной онлайн) Моделирование разрушения сигнала свободной индукции действием импульсного градиента магнитного поля (прямоугольник с заполнением в виде прямого слэша) и последующее его восстановление импульсным антиградиентом (прямоугольник с заполнением в виде обратного слэша). Данный сигнал соответствует числу 0000000111

6. Алгоритм для кодирования двоичного числа. Импульсные градиент и антиградиент можно использовать для кодирования в виде пиков биения любого двоичного числа с разрядностью, равной числу этих пиков. Последовательность операторов им-

пульсной последовательности для кодирования произвольного числа $(b_1 \dots b_i \dots b_N)$ с максимальной разрядностью N , где b_i – значение i -го разряда, можно представить в следующем виде:

$$\prod_{i=1}^N [U(\omega_0, t_s) U(\omega_i, t_d)] R, \quad (10)$$

где $\omega_i = \omega_0 + \delta F(b_{i-1}, b_i)$; $F(1, 0) = 1$, $F(0, 1) = -1$, $F(0, 0) = F(1, 1) = 0$, $b_0 = 1$.

Произведение берется только по операторам в квадратных скобках. Символ F определяет знак перед величиной δ и зависит от того, подается ли импульсный градиент и какой направленности. Под оператором R подразумевается оператор инициализирующего $\pi/2$ -импульса и следующей за ним эволюции в течении времени $t_s/2$:

$$R = U(\omega_0, t_s/2) U_x(\pi/2). \quad (11)$$

Зависимость для матрицы плотности $\rho_{0,j}(t)$ для j -го спина до момента $t_s/2$ можно представить в виде:

$$\rho_{0,j}(t) = G_j U(\omega_{0,j}, t) U_x(\pi/2) \rho_z, \quad (12)$$

где G_j – статистический вес спинов с частотой $\omega_{0,j}$ (см. рис. 1).

Матрицу плотности $\rho_{i,j}^1(t)$ для j -го спина в межсигнальном интервале (9) перед i -м разрядом можно представить в виде:

$$\rho_{i,j}^1(t) = U(\omega_{i,j}, t) \rho_{i-1,j} \left(\frac{t_s}{2} + (t_d + t_s) * (i - 1) \right), \quad (13)$$

где $\omega_{i,j} = \omega_{0,j} + \delta_j F(b_{i-1}, b_i)$; $F(1, 0) = 1$, $F(0, 1) = -1$, $F(0, 0) = F(1, 1) = 0$, $b_0 = 1$; $i \in [1 \dots N]$.

Матрицу плотности $\rho_{i,j}^2(t)$ для j -го спина в интервале наблюдения (8) i -го разряда можно представить в виде:

$$\rho_{i,j}^2(t) = U(\omega_{0,j}, t) \rho_{i,j}^1 \left(\frac{t_s}{2} + (t_d + t_s) * (i - 1) + t_d \right). \quad (14)$$

Величина δ_j равномерно случайно распределена в интервале $[0, \delta]$, ее абсолютные значения не меняются со временем. Следует отметить, что в интервалах наблюдения сигналов (8) все спины прецессируют со своей начальной частотой $\omega_{0,j}$, так как в этих интервалах никогда не действуют импульсные градиент и антиградиент. Сигнал на нужном i -м участке получается суммированием по ансамблю спинов:

$$\text{Sig}_i(t)^{1,2} = \sum_{j=1} \text{Tr}[\rho_{i,j}^{1,2}(t) S_y]. \quad (15)$$

Выражения (12)–(15) использовались для численного моделирования сигнала свободной индукции ТСНЕ в виде наперед заданного двоичного числа $(b_1 \dots b_i \dots b_N)$.

7. Реализация кодирования чисел. Разработанный алгоритм построения импульсных последовательностей градиента и антиградиента магнитного поля был применен в эксперименте. Для кодирования информации в виде двоичного числа был использован жидкий раствор тетрацианоэтилена в толуоле.

Следует отметить, что для “размазывания” спиновой когерентности применялся импульсный градиент магнитного поля положительной полярности (см. п. 5). Для того, чтобы “восстановить” когерентность применялся импульсный градиент магнитного поля обратной полярности (антиградиентный импульс). Все измерения проводились при комнатной температуре. Измерения при более низких температурах до точки замерзания не давали особого отличия в сигнале. После точки замерзания сигналы в виде биений исчезают, так как появляется анизотропия СТВ в спектре ЭПР.

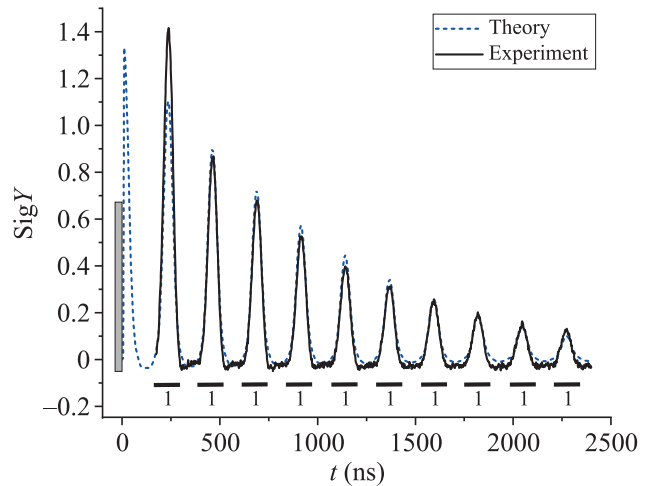


Рис. 6. (Цветной онлайн) Экспериментальная зависимость и теоретическая зависимость сигнала свободной индукции ТСНЕ в рабочем интервале времени от 0 до 2400 нс

Была проведена оценка времени поперечной релаксации T_2 данной спиновой системы методом аппроксимации амплитуд биений моноэкспоненциальной зависимостью в виде $Be^{-\frac{t}{T_2}}$, где B – величина первого пика. Величина T_2 составляет примерно 1250 нс. Исходя из критерия, согласно которому величина последнего пика разряда должна быть не меньше примерно 1/10 от B , оптимальным является

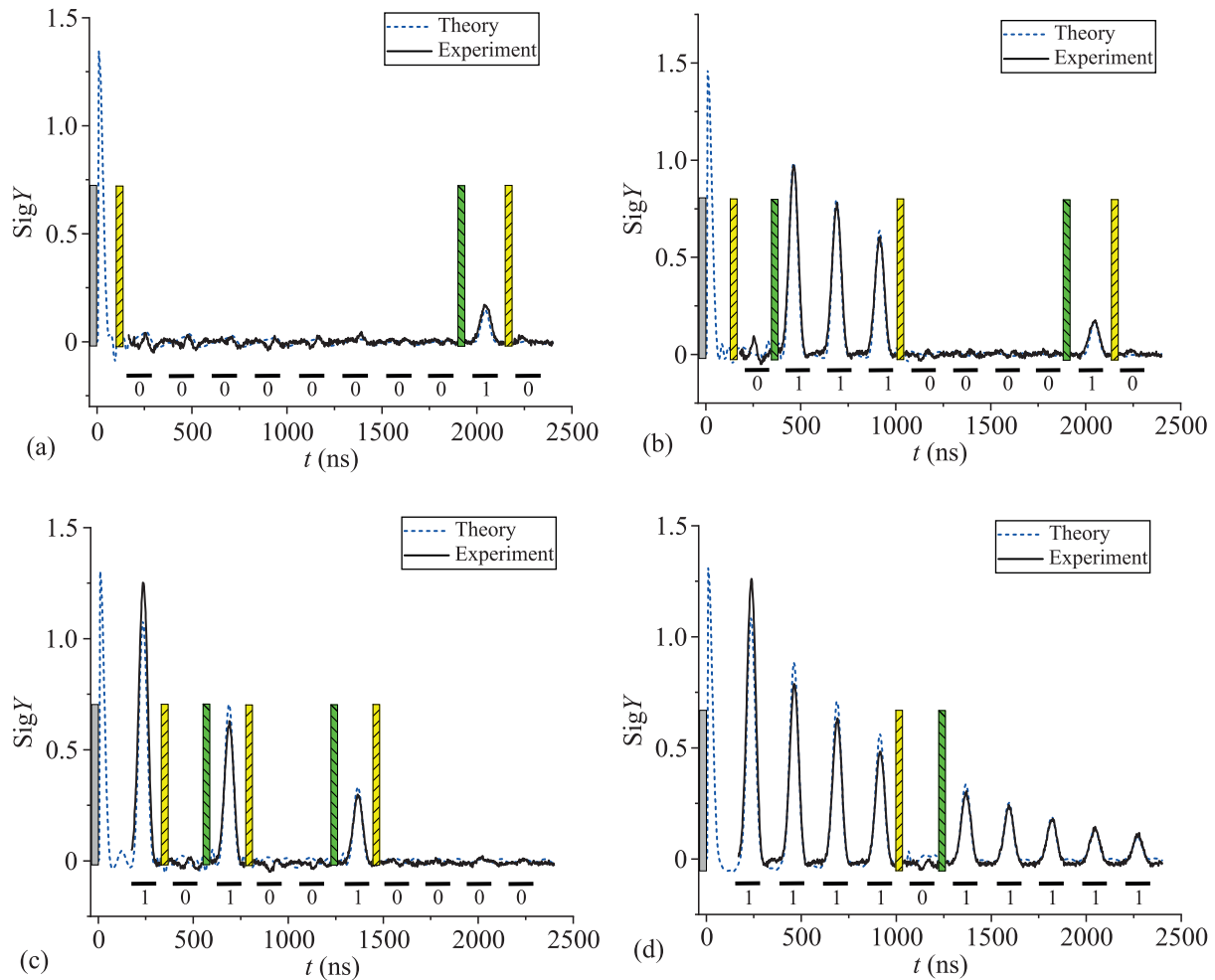


Рис. 7. (Цветной онлайн) Экспериментальная зависимость и теоретическая зависимость сигнала свободной индукции TCNE в рабочем интервале времени от 0 до 2400 нс. Временные интервалы для хранения значения разряда помечены черными отрезками. Ниже отрезков приведены значения разряда

выбор первых десяти пиков биения для кодирования двоичного числа. На рисунке 6 представлен экспериментальный и модельный сигнал свободной индукции TCNE с первыми десятью пиками до момента времени $t = 2400$ нс. Данный сигнал соответствует максимальному двоичному числу с разрядностью 10, т.е. числу 1111111111. Это число 1023 в десятичной системе исчисления.

Далее приведены примеры кодирования некоторых двоичных чисел. Для записи кода использовался описанный выше алгоритм (10). В качестве примеров были выбраны числа 0000000010 (в десятичной системе исчисления это 2), 0111000010 (450), 1010010000 (656), 1111011111 (991). Выбор таких чисел обусловлен небольшим количеством единиц, большим количеством нулей, а также разнообразным положением единиц. Это важно для проверки надежности восстановления биений импульсным антигра-

диентом независимо от положения разряда. На рисунке 7а–д показаны закодированные по алгоритму (10) числа в виде пиков биений, а также их моделирование.

Из рисунка 7 видно, что комбинация импульсного градиента и антиградиента, составленная по алгоритму (10), позволяет успешно кодировать в экспериментальном сигнале свободной индукции радикала TCNE двоичные числа. Качество восстанавливаемых сигналов никак не меняется в зависимости от выставляемых значений разрядов и их положений. Это свидетельствует об эффективном действии импульсного градиента и антиградиента. С другой стороны, нельзя не отметить то, что из-за неидеальности градиентных импульсов малая часть сигнала от спиновой системы все же остается. Экспериментальные сигналы легко воспроизводятся моделированием, что говорит о хорошем со-

ответствии выбранной теоретической модели и ее надежности.

8. Заключение. Разработан алгоритм построения импульсных последовательностей с использованием градиента и антиградиента магнитного поля для записи двоичных чисел в сигнал свободной индукции тетрацианоэтилена. Проведено моделирование сигнала в рамках формализма матрицы плотности. Оценено время поперечной релаксации $T_2 = 1.25$ мкс в жидком растворе TCNE при комнатной температуре. Время поперечной релаксации и величина сверхтонкого взаимодействия в TCNE позволяют наблюдать сигнал свободной индукции в виде пиков биений. Данное химическое соединение относительно легко синтезируется и не токсично. Для увеличения объема памяти на основе сигнала свободной индукции необходим синтез соединений с характерными временами релаксации более 1–2 мкс при комнатной температуре. Было показано, что TCNE при комнатной температуре может быть использован для кодирования двоичных чисел с максимальной разрядностью 10. Эффективность алгоритма продемонстрирована теоретически и экспериментально. Развитие данной технологии перспективно для развития квантовой информатики.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда # 22-72-10063, <https://rscf.ru/project/22-72-10063/>.

Авторы выражают благодарность Морозову В.И. за предоставленный образец TCNE. Эксперименты были выполнены на базе коллективного спектроскопического Центра физико-химических исследований строения, свойств и состава веществ и материалов ФИЦ КазНЦ РАН.

1. Y. A. Kharlamova, N. M. Arslanov, and S. A. Moiseev, *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics* **86**(12), 1507 (2022).
2. B. I. Bantysh, K. G. Katamadze, Y. I. Bogdanov, R. V. Urmancheev, and S. A. Moiseev, *JETP Lett.* **116**(1), 29 (2022).
3. M. M. Minnegaliev, K. I. Gerasimov, T. N. Sabirov, R. V. Urmancheev, and S. A. Moiseev, *JETP Lett.* **115**(12), 720 (2022).
4. J. Chiaverini, J. Britton, D. Leibfried, E. Knill, M. D. Barrett, R. B. Blakestad, W. M. Itano, J. D. Jost, C. Langer, R. Ozeri, T. Schaetz, and D. J. Wineland, *Science* **308**(5724), 997 (2005).
5. D. P. Divincenzo, G. Burkhard, D. Loss, and E. V. Sukhorukov, *Quantum Mesoscopic Phenomena and Mesoscopic Devices in Microelectronics* **559**, 399 (1999).
6. S. I. Protasov, R. B. Zaripov, I. T. Khairutdinov, and K. M. Salikhov, *Appl. Magn. Res.* **53**, 1539 (2022).
7. A. Morello, J. J. Pla, F. A. Zwanenburg et al. (Collaboration), *Nature* **467**, 687 (2010).
8. Z. Hu, B. Dong, Z. Liu, J. J. Liu, J. Su, C. Yu, J. Xiong, D. Shi, Y. Wang, B. W. Wang, A. Ardavan, Z. Shi, S. D. Jiang, and S. Gao, *J. Am. Chem. Soc.* **140**(3), 1123 (2018).
9. M. Yu. Volkov and K. M. Salikhov, *Applied Magnetic Resonance* **41**(2), 145 (2011).
10. K. I. Gerasimov, S. A. Moiseev, V. I. Morosov, and R. B. Zaripov, *Phys. Rev. A* **90**(4), 042306 (2014).
11. K. I. Gerasimov, S. A. Moiseev, and R. B. Zaripov, *Appl. Magn. Reson.* **48**, 795 (2017).
12. В. Н. Пармон, Г. М. Жидомиров, А. И. Кокорин, *Стабильные бирадикалы*, Наука, М. (1980).
13. К. М. Салихов, А. Г. Семенов, Ю. Д. Цветков, *Электронное спиновое эхо и его применение*, Наука, Сибирское отделение, Новосибирск (1976).