



УДК 548.4, 544.18, 544.163

МИКРОВОЛНЫ ДЛЯ ЭФФЕКТИВНОГО МАНИПУЛИРОВАНИЯ ЯДЕРНЫМИ СПИНАМИ В СИСТЕМАХ NV-¹³C В АЛМАЗЕ

© 2020 г. А. П. Низовцев^{1, 2, *}, С. Я. Килин¹

¹Институт физики имени Б.И. Степанова Национальной академии наук Беларуси,
Минск, Беларусь

²Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования
“Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия

*E-mail: apniz@ifanbel.bas-net.by

Поступила в редакцию 20.09.2019 г.

После доработки 15.11.2019 г.

Принята к публикации 27.11.2019 г.

Изучена нестационарная динамика связанных сверхтонким взаимодействием электронно-ядерных спиновых систем ¹⁴NV-¹³C в алмазе под действием микроволнового излучения. Выявлены и интерпретированы оптимальные условия эффективного когерентного манипулирования микроволнами состоянием ядерного спина ¹³C в таких системах.

DOI: 10.31857/S0367676520030217

ВВЕДЕНИЕ

Возможность создавать, контролировать и считывать когерентные состояния многоспиновых систем в твердых телах принципиально важна для квантовой обработки информации, магнитометрии, метрологии и т.п. Для этих целей особенно перспективными являются системы взаимодействующих электронных и ядерных спинов, в которых электроны играют роль “быстрых” кубит и могут использоваться в качестве интерфейсов с “летающими” кубитами – фотонами, а ядерные спины могут хранить квантовую информацию в течение долгого времени благодаря их исключительно высокой изоляции от окружения.

Наиболее известным представителем таких систем является центр окраски “азот–вакансия” (NV-центр) в алмазе (см., например, [1, 2]), электронный спин $S = 1$ которого в основном электронном состоянии сверхтонко взаимодействует с ядерным спином $I^{(N)} = 1$ атома ¹⁴N, принадлежащего данному NV-центру, и, потенциально, – с соседними ядерными спинами $I^{(C)} = 1/2$ изотопических атомов ¹³C, распределенных случайно в решетке алмаза и замещающих бесспиновые атомы ¹²C с вероятностью 1.1%. Электронные спины NV-центров обладают большим временем когерентности при комнатной температуре и для осуществления однокубитных логических операций их состоянием можно когерентно манипулировать на временах ~ наносекунд с помощью импульсных микроволн. Сверхтонкие взаимодействия (СТВ) электронного спина центра с ядерными спинами ¹³C обеспечивают возможность исполнения мно-

гокубитных операций, при реализации которых манипулирование состояниями ядерного спина атома ¹³C осуществляется обычно с помощью импульсного радиочастотного излучения, имеющего уже микросекундную длительность. В настоящее время можно считать хорошо отработанными методы инициализации, когерентного манипулирования и измерения с высокой точностью частот переходов и состояний систем ¹⁴NV-¹³C (в том числе содержащих достаточно удаленные от NV-центра ядерные спины) с целью их использования в качестве квантовых регистров и квантовой памяти, а также для реализации квантовой коррекции ошибок, квантовой метрологии и т.п. Для всех этих приложений необходимо детально знать характеристики СТВ для систем NV-¹³C и понимать их динамику под влиянием внешних воздействий.

Недавно систематические расчеты матриц A_{KL} , описывающих СТВ электронного спина NV-центра с различным образом расположенными ядерными спинами ¹³C, были выполнены в [3, 4], где методом функционала плотности моделировались кластеры алмаза C₂₉₁[NV]-H₁₇₂ и C₅₁₀[NV]-H₂₅₂, содержащие NV-центр. Используя полученные расчетные данные в спин-гамильтонианах, описывающих системы NV-¹³C, можно найти различные экспериментально наблюдаемые характеристики, а также предсказать оптимальные условия получения желаемых экспериментальных результатов. Для данной работы важным является то, что, согласно сделанному в [4] предсказанию, для большинства систем NV-¹³C анизотропная со-

ставляющая СТВ, описываемая недиагональными элементами матрицы A_{KL} , не является малой. Как показано в [5–7], это позволяет использовать метод двойного резонанса Хартмана–Хана [8] для когерентного манипулирования состояниями ядерных спинов ^{13}C в системах NV– ^{13}C , “одетых” микроволновым излучением (МВИ). Здесь, используя расчетные данные работы [4] о матрицах СТВ для различных спиновых систем NV– ^{13}C , мы изучаем их нестационарную динамику под действием МВИ и находим его характеристики, обеспечивающие эффективное, с вероятностью порядка 1, манипулирование состоянием ядерного спина ^{13}C в таких системах.

СПИН-ГАМИЛЬТОНИАН И МОДЕЛЬ СИСТЕМЫ $^{14}\text{NV}-^{13}\text{C}$

Для моделирования спиновой системы $^{14}\text{NV}-^{13}\text{C}$, состоящей из электронного спина $S = 1$ NV-центра, взаимодействующего с ним ядерного спина $I^{(N)} = 1$ атома ^{14}N , входящего в состав центра, и ядерного спина $I_i^{(C)} = 1/2$ атома ^{13}C , расположенного в некотором узле решетки алмаза вблизи NV-центра, используем стандартный спин-гамильтониан H такой спиновой системы [1, 4]

$$H = H_0^{(NV)} + \vec{S} \cdot A^{(C)} \cdot \vec{I}^{(C)} + \gamma_e^{(NV)} \vec{S} \cdot \vec{B} - \gamma_n^{(N)} \vec{I}^{(N)} \cdot \vec{B} - \gamma_n^{(C)} \vec{I}^{(C)} \cdot \vec{B}. \quad (1)$$

Здесь первый член

$$H_0^{(NV)} = D \left[S_Z^2 - S(S+1)/3 \right] + \vec{S} \cdot A^{(N)} \cdot \vec{I}^{(N)} + Q \left[(I_Z^{(N)})^2 - I^{(N)}(I^{(N)} + 1)/3 \right] \quad (2)$$

учитывает расщепление при нулевом магнитном поле подуровней $m_S = 0$ и $m_S = \pm 1$ электронного спина центра ($D = 2872$ МГц), “внутреннее” СТВ в центре ($A^{(N)}$ есть тензор СТВ между спинами \vec{S} и $\vec{I}^{(N)}$, являющийся диагональным с элементами $A_{XX}^{(N)} = A_{YY}^{(N)} = -2.14$ МГц и $A_{ZZ}^{(N)} = -2.70$ МГц в системе главных осей (СГО) NV-центра, в которой ось Z совпадает с осью симметрии C_{3v} центра) и квадрупольный момент ядра ^{14}N $Q = -5.01$ МГц. Второй член в (1) учитывает СТВ между спинами \vec{S} и $\vec{I}^{(C)}$, описываемое матрицей $A^{(C)}$, которая в общем случае не является диагональной в СГО NV-центра. Последние три члена в (1) описывают взаимодействия всех трех спинов \vec{S} , $\vec{I}^{(N)}$ и $\vec{I}^{(C)}$ с внешним магнитным полем \vec{B} (здесь $\gamma_e^{(NV)} = 2.803$ МГц/гаусс, $\gamma_n^{(N)} = 0.3078$ кГц/гаусс и $\gamma_n^{(C)} = 1.0708$ кГц/гаусс – гиромагнитные отношения для электронного спина NV-центра и ядерных спинов ^{14}N и ^{13}C соответственно).

Диагонализация гамильтониана (1) дает $(2S + 1)(2I^{(N)} + 1)(2I^{(C)} + 1) = 18$ энергий E_α трехспиновой системы и коэффициенты $c_\alpha^{m_S, m_I^{(N)}, m_I^{(C)}}$ в спиновых волновых функциях $|\Psi_\alpha\rangle$ при их представлении в виде разложения

$$|\Psi_\alpha\rangle = \sum_{m_S=-S}^S \sum_{m_I^{(N)}=-I^{(N)}}^{I^{(N)}} \sum_{m_I^{(C)}=-I^{(C)}}^{I^{(C)}} c_\alpha^{m_S, m_I^{(N)}, m_I^{(C)}} |m_S, m_I^{(N)}, m_I^{(C)}\rangle \quad (3)$$

по базису, образованному спиновыми состояниями $|m_S, m_I^{(N)}, m_I^{(C)}\rangle$, соответствующими определенным магнитным квантовым числам m_S и $m_I^{(N)}$, $m_I^{(C)}$ проекций электронного и ядерных спинов на ось Z .

Внешнее магнитное поле \vec{B} снимает вырождение уровней с проекциями электронного спина $m_S = \pm 1$. Поскольку проекция ядерного спина атома азота ^{14}N может быть фиксирована [1, 2], для простоты будем далее рассматривать случай $m_I^{(N)} = +1$. Предположим также, что на систему действует МВИ, квазирезонансное переходам между подуровнями NV-центра с проекциями электронного спина $m_S = 0$ и $m_S = -1$. В таком случае в качестве модели системы NV– ^{13}C вместо 16-уровневой системы можно рассматривать 4-уровневую квантовую систему, включающую в себя только состояния с $m_S = 0, -1$ и $m_I^{(N)} = +1$.

Вследствие условия $|A_{KL}| \ll D$ для большинства систем NV– ^{13}C можно использовать секулярное приближение, в котором в гамильтониане (1) остаются только члены с S_Z . В этом приближении энергии модельной 4-уровневой системы $^{14}\text{NV}-^{13}\text{C}$ в магнитном поле $\vec{B} \parallel OZ$ задаются выражениями

$$E_{4,3} \approx D/3 - \gamma_e^{(NV)} B \pm \Delta/2, \quad (m_S = -1), \quad (4)$$

$$E_{1,2} \approx -2D/3 \pm \gamma_n^{(C)} B/2, \quad (m_S = 0),$$

где $\Delta = \sqrt{A_{nd}^2 + (A_{ZZ} + \gamma_n^{(C)} B)^2}$, $A_{nd}^2 = A_{ZX}^2 + A_{ZY}^2$. Соответствующие собственные функции $|\Psi_\alpha\rangle$ при этом имеют вид:

$$|\Psi_1\rangle = |0 \uparrow \nearrow\rangle, \quad |\Psi_2\rangle = |0 \uparrow \swarrow\rangle, \\ |\Psi_3\rangle = \alpha |\downarrow \uparrow \nearrow\rangle + \beta \exp(i\phi) |\downarrow \uparrow \swarrow\rangle, \quad (5) \\ |\Psi_4\rangle = -\beta |\downarrow \uparrow \nearrow\rangle + \alpha \exp(i\phi) |\downarrow \uparrow \swarrow\rangle,$$

где $\alpha = \cos(\theta/2)$, $\beta = \sin(\theta/2)$, $\text{tg}(\theta) = A_{nd} / (A_{ZZ} + \gamma_n^{(C)} B)$, $\text{tg}\phi = A_{YZ} / A_{XZ}$ и $\downarrow, 0$ представляют проекции $m_S = -1$ и 0 электронного спина NV-центра, вертикальная стрелка \uparrow представляет

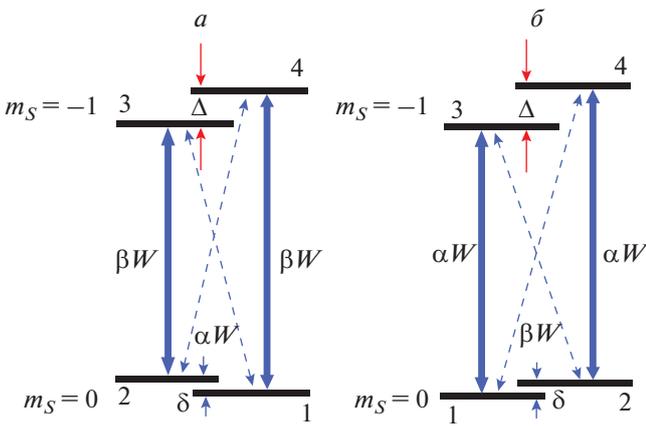


Рис. 1. Энергетические уровни модельных 4-уровневых систем $^{14}\text{NV}-^{13}\text{C}$ в слабом магнитном поле $B \parallel OZ$ при $A_{zz} < 0$ (а) и $A_{zz} > 0$ (б) и переходы между ними, индуцируемые МВИ. “Сильные” переходы показаны сплошными стрелками, “слабые” – пунктирными.

проекцию $m_I^{|\text{N}|} = +1$, а косые стрелки \nearrow, \swarrow указывают проекции $m_I^{|\text{C}|} = \pm 1/2$ ядра ^{13}C .

Из (5) с учетом правил отбора $\Delta m_S = \pm 1$ для ЭПР-переходов в системе $\text{NV}-^{13}\text{C}$ следует, что в типичном случае ($A_{nd} \neq 0$) МВИ может инициировать переходы из состояний 1 и 2 на оба верхних состояния 3 и 4. Вероятности таких переходов зависят от значений параметров α и β . Какие из переходов являются “сильными” или “слабыми” (т.е. имеют большую или малую вероятность), зависит не только от абсолютных значений элементов A_{YZ}, A_{XZ}, A_{ZZ} и магнитного поля B , но и от знака величины $A_{ZZ} + \gamma^{(\text{C})}B$. В слабых полях $\gamma^{(\text{C})}B \ll |A_{ZZ}|$ и в типичной ситуации, когда $|A_{ZZ}| > A_{nd}$, угол θ близок к π при $A_{ZZ} < 0$ и к нулю при $A_{ZZ} > 0$, так что $|\sin(\theta/2)|^2 \sim 1$, $|\cos(\theta/2)|^2 \sim 0$ в первом случае, а во втором случае будем иметь $|\sin(\theta/2)|^2 \sim 0$, $|\cos(\theta/2)|^2 \sim 1$. В результате в слабых полях и при $A_{ZZ} < 0$ “сильными” будут переходы 1–4 и 2–3 ($\beta \gg \alpha$), а при $A_{ZZ} > 0$ – переходы 1–3 и 2–4 ($\alpha \gg \beta$). Соответственно, имеется два типа модельных систем $\text{NV}-^{13}\text{C}$, представленных на рис. 1а и 1б.

ДИНАМИКА СИСТЕМ $\text{NV}-^{13}\text{C}$ ПОД ДЕЙСТВИЕМ МВИ

Нестационарная эволюция модельной 4-уровневой квантовой системы в поле МВИ с частотой ω , близкой к частотам переходов 1, 2–3, 4, описывается уравнением Шредингера для волновой функции $|\Psi(t)\rangle = \sum_k a_k |\Psi_k\rangle \exp(-iE_k t)$ ($k = 1-4$), в

котором взаимодействие с МВИ будем описывать оператором $W(t) = W^+ \exp(-i\omega t) + W^- \exp(i\omega t)$. В соответствии с правилами отбора матричные элементы $W = \langle \downarrow \uparrow \nearrow | W^\pm | 0 \uparrow \nearrow \rangle = \langle \downarrow \uparrow \swarrow | W^\pm | 0 \uparrow \swarrow \rangle$ операторов W^\pm отличны от нуля для состояний с разными проекциями электронного спина и одинаковыми проекциями ядерного спина. С учетом (5) это означает, что матричные элементы переходов между состояниями 1, 2 и 3, 4 модельной системы будут равны αW или βW , причем, как уже отмечалось выше, величины коэффициентов α и β зависят от знака A_{ZZ} . Учитывая сказанное, вводя расстройку резонанса $\epsilon = \omega_{4,1} - \omega$ и выражая через нее расстройки для остальных переходов в рассматриваемых модельных системах, несложно построить систему уравнений с осциллирующими коэффициентами для амплитуд вероятностей $a_k(t)$, которая имеет одинаковый вид для обеих спиновых систем, представленных на рис. 1а и 1б. Делая в ней замены переменных $\bar{a}_4 = a_4 \exp(-i(\epsilon - \delta)t)$, $\bar{a}_3 = a_3 \exp(-i(\epsilon - \Delta - \delta)t)$, $\bar{a}_2 = a_2 \exp(-i\phi)$ и $\bar{a}_1 = a_1 \exp(i\delta t)$, для компонент \bar{a}_i можно получить уравнение с постоянными коэффициентами, которое, вводя вектор $\bar{R} = (\bar{a}_4, \bar{a}_3, \bar{a}_2, \bar{a}_1)^T$, можно записать в матричном виде

$$\dot{\bar{R}}' = i\bar{M}\bar{R}',$$

$$\bar{M} = \begin{pmatrix} -\epsilon + \delta & 0 & -\alpha W & \beta W \\ 0 & -\epsilon + \Delta + \delta & -\beta W & -\alpha W \\ -\alpha W & -\beta W & 0 & 0 \\ \beta W & -\alpha W & 0 & \delta \end{pmatrix} \quad (6)$$

и искать его нестационарное решение в виде $\bar{R}' = \exp(i\bar{M}t)\bar{R}_0$, где \bar{R}_0 – вектор, описывающий начальное состояние спиновой системы. Поскольку оптическая накачка NV-центра переводит его с вероятностью ~ 1 в состояние с проекцией электронного спина $m_S = 0$, будем в качестве исходного брать состояние $1 = |0 \uparrow \nearrow\rangle$. Зависящие от времени вероятности найти в момент времени t систему $\text{NV}-^{13}\text{C}$ в состояниях 4–1 определяются решениями уравнения (6): $P_4' = |\bar{R}'(1)|^2$, $P_3' = |\bar{R}'(2)|^2$, $P_2' = |\bar{R}'(3)|^2$, $P_1' = |\bar{R}'(4)|^2$, где $\bar{R}'(i)$ – компоненты вектора \bar{R}' . Как показано ниже, для двух различных спиновых систем, представленных на рис. 1а и 1б, уравнение (6), имея одинаковый вид, дает существенно разные результаты вследствие различного соотношения для них параметров α и β .

Решение уравнений (6) и анализ нестационарного поведения соответствующих спиновых систем будем проводить численно, а для интерпретации полученных численных результатов будем исполь-

зовать аналитические выражения, полученные в рамках секулярного приближения. В частности, оно хорошо работает для систем NV–¹³C, в которые входит ядерный спин ¹³C, являющийся вторым и третьим соседом вакансии. Кроме того, согласно базе данных, полученной в работе [4], для всех вторых соседей $A_{ZZ} < 0$, а для всех третьих соседей $A_{ZZ} > 0$, так что они как раз являются представителями систем, изображенных на рис. 1а и 1б соответственно. Здесь мы приведем результаты численного анализа динамики под действием МВИ, выполненного для двух конкретных систем: в первом случае (рис. 1а) выберем систему ¹⁴NV–¹³C₂₃₄, а во втором (рис. 1б) – систему ¹⁴NV–¹³C₁₅₉, где нижний индекс у ¹³C указывает номер его позиции в базе данных, полученной в [4]. Рассчитанные в [4] матрицы A_{KL} для систем ¹⁴NV–¹³C₂₃₄ и ¹⁴NV–¹³C₁₅₉ имели вид (в МГц):

$$A^{C_{159}} = \begin{pmatrix} 10.6987 & 1.1499 & 0.5282 \\ 1.1499 & 13.2551 & 1.3779 \\ 0.5282 & 1.3779 & 11.1276 \end{pmatrix}, \quad (7)$$

$$A^{C_{234}} = \begin{pmatrix} -3.8682 & 0.8184 & -0.8851 \\ 0.8184 & -6.0693 & -0.2959 \\ -0.8851 & -0.2959 & -6.3569 \end{pmatrix},$$

В магнитном поле $B = 200$ гаусс ($B \parallel OZ$) состояния системы ¹⁴NV–¹³C₂₃₄, рассчитанные численной диагонализацией спин-гамильтониана (1), имели энергии, соответствующие частотам переходов $\omega_{21} = 0.2126$ МГц, $\omega_{31} = 2308.5106$ МГц и $\omega_{41} = 2314.7285$ МГц ($\omega_{43} = 6.2179$ МГц), которые хорошо аппроксимируются аналитическими выражениями (4), где для данной спиновой системы $\Delta = 6.2134$ МГц, $\delta = 0.2141$ МГц. Соответственно, собственные функции для нее имели вид (2) при $\alpha = 0.0762$, $\beta = 0.9972$, $\varphi = -2.8189$ радиан. Аналогично, для системы ¹⁴NV–¹³C₁₅₉ численная диагонализация гамильтониана (1) дает частоты переходов $\omega_{21} = 0.2042$ МГц, $\omega_{31} = 2305.8626$ МГц и $\omega_{41} = 2317.2702$ МГц ($\omega_{43} = 11.4076$ МГц), что также хорошо соответствует аналитическим результатам: $\Delta = 11.4374$ МГц и $\delta = 0.2142$ МГц. Для собственных функций (4) в данном случае параметры имели значения: $\alpha = 0.9979$, $\beta = 0.0649$, $\varphi = 1.2047$ радиан.

Анализ нестационарной эволюции заселенности P_2^t состояния $2 = |0 \uparrow \checkmark\rangle$ для систем ¹⁴NV–¹³C₂₃₄ и ¹⁴NV–¹³C₁₅₉ при начальном их состоянии $1 = |0 \uparrow \nearrow\rangle$, выполненный численным решением уравнения (6) при определенных значениях расстройки ϵ и мощности W МВИ, показал, что максимально достижимая заселенность P_2^t существенно зависит от выбранных значений ϵ и W и в

некоторых случаях она может быть близка к 1. Результаты таких расчетов показаны на рис. 2 в виде трехмерных графиков и в виде их проекции на плоскость ϵ, W . Из этих рисунков видно, что максимально достижимая вероятность заселения состояния 2 из состояния 1 под действием МВИ реализуется лишь в узкой области взаимосвязанных параметров ϵ, W . В частности, для системы ¹⁴NV–¹³C₂₃₄ это имеет место уже при сравнительно малых мощностях МВИ и остается таковым при увеличении мощности МВИ при соответствующем линейном увеличении оптимальной расстройки резонанса. В случае системы ¹⁴NV–¹³C₁₅₉ заселенность P_2 максимальна лишь вблизи значений параметра W , меньших некоторого критического значения $W_{\text{крит}}$ (для системы ¹⁴NV–¹³C₁₅₉ $W_{\text{крит}} \sim 0.7647$ МГц), при превышении которого вероятность переворота спина ¹³C быстро убывает. Максимально достижимая заселенность состояния 2 составляет 0.9411 и 0.966 для систем ¹⁴NV–¹³C₂₃₄ и ¹⁴NV–¹³C₁₅₉ соответственно.

На рис. 3а и 3б представлены примеры нестационарного поведения заселенностей этих систем, полученные численным решением уравнения (6) при указанных в подписи к рисунку оптимальных значениях параметров W и ϵ . Из рисунков видно, что в моменты времени ~ 17 и 19 мкс имеет место почти полная инверсия перехода 1–2, т.е. МВИ такой длительности реализуют с вероятностью ~ 1 переворот ядерного спина ¹³C из состояния 1 в состояние 2.

Для интерпретации полученных численно оптимальных значений параметров МВИ рассмотрим представленные на рис. 2 спиновые системы NV–¹³C как состоящие из двух связанных СТВ “одетых” полем МВ-излучения двухуровневых систем (ДУС), включающих состояния 1–4 и 2–3 в случае системы ¹⁴NV–¹³C₂₃₄ и состояния 1–3, 2–4 – в случае системы ¹⁴NV–¹³C₁₅₉. При полуклассическом описании взаимодействия ДУС $b - a$ с невозмущенными энергиями $E_b^{(0)}$ и $E_a^{(0)}$ ($E_b^{(0)} > E_a^{(0)}$) и собственными функциями $\Psi_b^{(0)}$ и $\Psi_a^{(0)}$ с полем излучения частоты $\omega \sim \omega_{ba}$ квазиэнергетические состояния (КЭС) такой ДУС в резонансном приближении имеют вид (см., например, [9])

$$\Phi_a = e^{-i(E_a^{(0)} + \hbar\epsilon_{b,a}^{(-)})t/\hbar} \sqrt{\frac{\epsilon_{b,a}^{(+)}}{\Omega_{b,a}}} \left(\Psi_a^{(0)} - \frac{W_{b,a}^+}{\epsilon_{b,a}^{(+)}} \Psi_b^{(0)} e^{-i\omega t} \right), \quad (8a)$$

$$\Phi_b = e^{-i(E_b^{(0)} - \hbar\epsilon_{b,a}^{(-)})t/\hbar} \sqrt{\frac{\epsilon_{b,a}^{(+)}}{\Omega_{b,a}}} \left(\Psi_b^{(0)} + \frac{W_{b,a}^-}{\epsilon_{b,a}^{(+)}} \Psi_a^{(0)} e^{i\omega t} \right), \quad (8б)$$

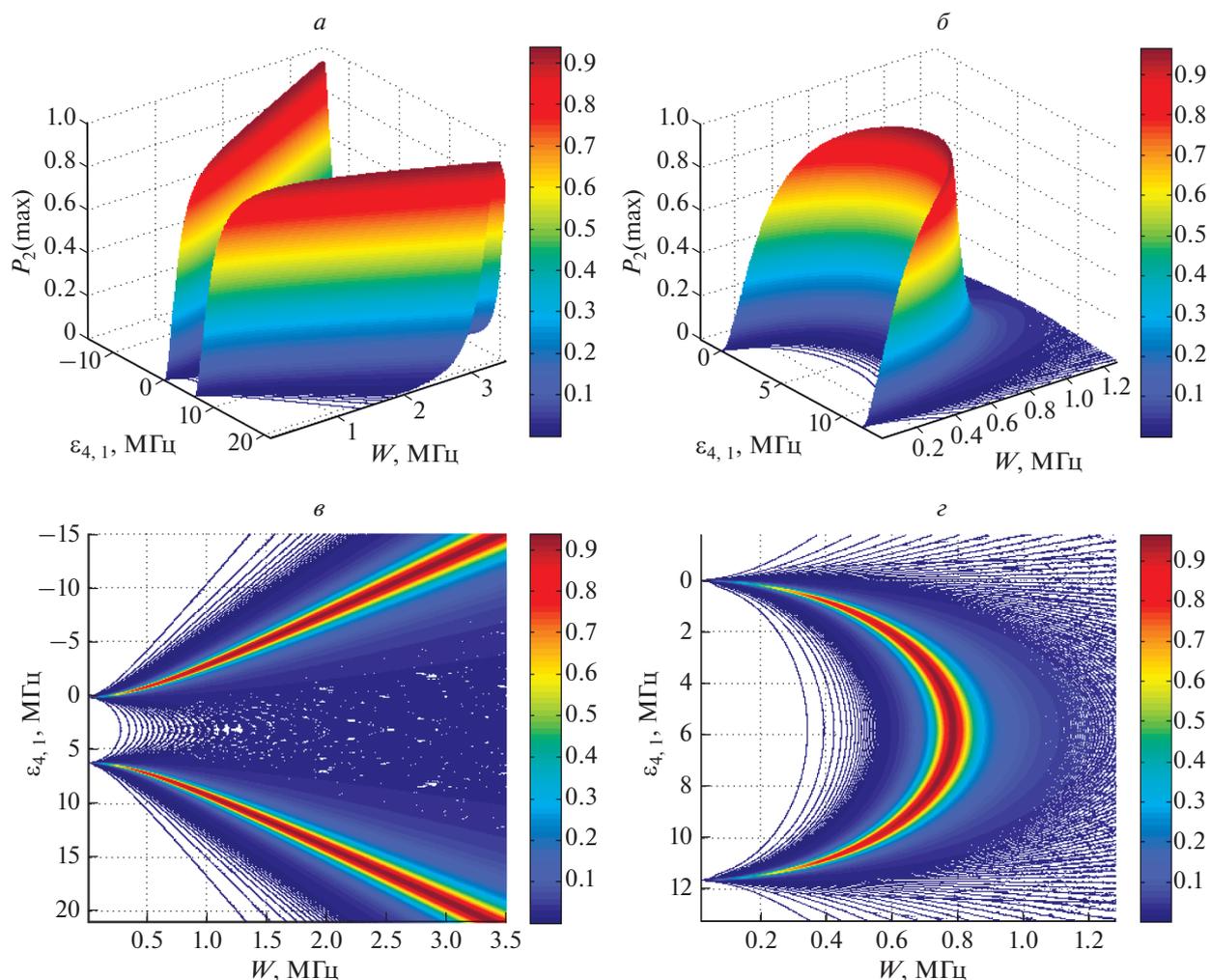


Рис. 2. Трехмерные графики зависимости максимально достижимой заселенности состояния 2 из состояния 1 от расстройки резонанса $\epsilon = \omega_{41} - \omega$ и мощности W микроволн, полученные численным решением уравнения (6) для систем $^{14}\text{NV}-^{13}\text{C}_{234}$ (а) и $^{14}\text{NV}-^{13}\text{C}_{159}$ (б) и их проекции на плоскость ϵ, W (рис. в и з).

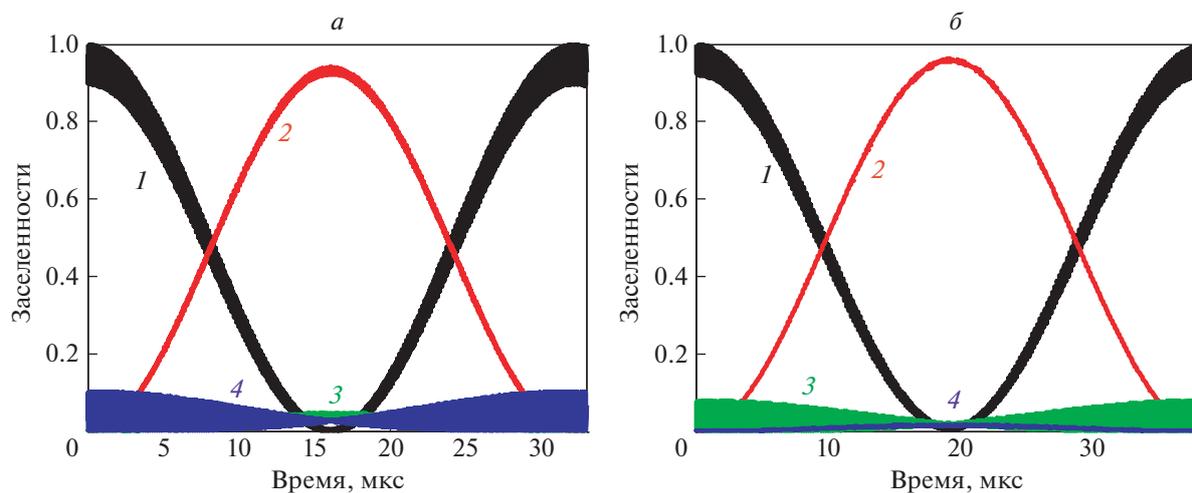


Рис. 3. Нестационарная эволюция заселенностей состояний спиновых систем $^{14}\text{NV}-^{13}\text{C}_{234}$ (а) и $^{14}\text{NV}-^{13}\text{C}_{159}$ (б) при воздействии на них МВИ с оптимальными характеристиками, взятые с графиков рис. 2. В первом случае взяты значения $W = 5$ МГц, $\epsilon_{4,1} = 29.4318$ МГц, а во втором – $W = 0.76$ МГц, $\epsilon_{4,2} = 6.2415$ МГц. Кривые 1–4 представляют заселенности состояний 1–4 соответственно.

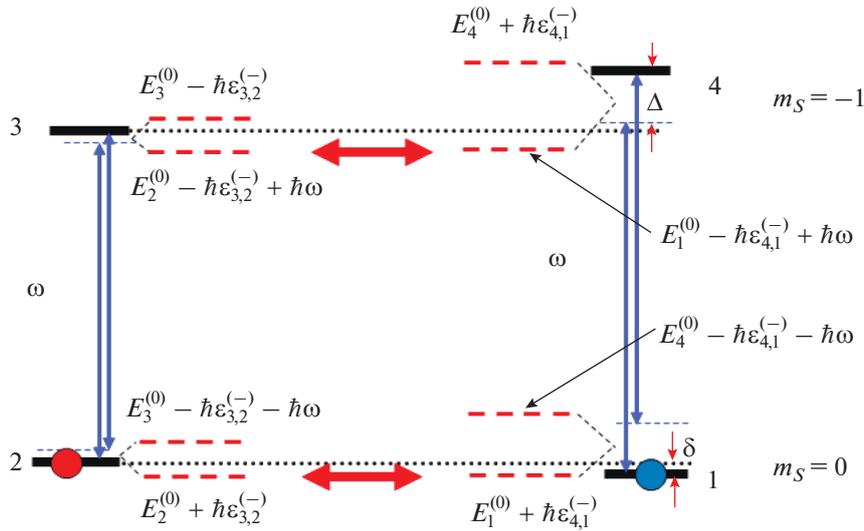


Рис. 4. Иллюстрация совпадения КЭ уровней правой и левой ДУС рис. 1а в случае $\omega < \omega_{3,2}, \omega_{4,1}$, когда расстройки МВИ для обеих ДУС положительны.

где $\epsilon_{b,a}^{(\pm)} = (\epsilon_{b,a} \pm \Omega_{b,a})/2$, $\Omega_{b,a} = \epsilon_{b,a} \sqrt{1 + 4|W_{b,a}^{\pm}|^2/\epsilon_{b,a}^2}$ – обобщенная частота Раби, определенная с учетом знака расстройки резонанса $\epsilon_{b,a} = \omega_{b,a} - \omega$, W_{ba}^{\pm} – матричный элемент взаимодействия с излучением и корни берутся в арифметическом значении. Поскольку в наших случаях частоты переходов двух ДУС различны, для них различными будут и расстройки резонансов относительно частоты МВИ. Соответственно, для этих двух ДУС разными будут значения параметров $\epsilon_{4,1}^{(\pm)}$, $\epsilon_{3,2}^{(\pm)}$ и $\Omega_{4,1}$, $\Omega_{3,2}$. Поэтому совпадения квазиуровней обеих ДУС могут иметь место лишь при определенных значениях расстройки резонанса $\epsilon = \epsilon_{4,1}$ и мощности W МВИ. В качестве примера на рис. 4 показана одна из возможных таких ситуаций для системы, представленной на рис. 1а.

Анализ КЭ-уровней ДУС 4–1 и 3–2, выполненный на основе выражений (8), показал, что при заданной мощности микроволн во всех случаях совпадение энергий КЭС этих ДУС имеет место при значениях расстройки $\epsilon_{4,1}$, связанных с W следующим простым выражением:

$$\epsilon_{4,1}^{\text{опт}[\pm]} = \frac{\Delta + \delta}{2} \pm \frac{\Delta - \delta}{2} \sqrt{1 + \frac{4\beta^2 W^2}{\Delta\delta}}. \quad (9)$$

В случае слабого МВИ $W \rightarrow 0$ оптимальные значения расстройки (9) приближенно равны $\epsilon_{4,1}^{\text{опт}[\pm]} \approx \Delta$, $\epsilon_{4,1}^{\text{опт}[-]} \approx \delta$, а при увеличении мощности МВИ они зависят от W линейно. Аналогичный анализ, выполненный для системы, представленной на рис. 1б, показал, что для нее совпадение КЭ-уровней “одетых” микроволнами ДУС 1-3 и

2-4 имеет место при значениях параметров, удовлетворяющих соотношениям

$$\epsilon_{4,2}^{\text{опт}[\pm]} = \frac{\Delta - \delta}{2} \pm \frac{\Delta + \delta}{2} \sqrt{1 - \frac{4\alpha^2 W^2}{\Delta\delta}}, \quad (10)$$

принципиальное отличие которых от (9) состоит в наличии знака “минус” под корнем, означающего, что в данном случае пересечение КЭ-уровней возможно только при мощностях W микроволн, не превышающих критическое значение $W_{\text{крит}} = \sqrt{\Delta\delta/4\alpha^2}$. Для системы $^{14}\text{NV}-^{13}\text{C}_{159}$ формула (10) дает значение $W_{\text{крит}} = 0.7747$ МГц. Отметим здесь, что, в отличие от (9), условие (10) записано для расстройки резонанса $\epsilon_{4,2}$. Нетрудно проверить, что для обеих систем графики зависимостей оптимальных расстроек $\epsilon_{4,1}^{(\pm)}$ от частоты Раби βW , рассчитанные по формулам (9), (10), практически полностью совпадают с показанными рис. 2в и 2г численными результатами для заселенности $P_2(\text{max}) \sim 1$ состояния 2.

Таким образом, проведенные численные расчеты и их анализ на основе представления об “одетых” системах $\text{NV}-^{13}\text{C}$ позволил получить простые соотношения для взаимосвязанных характеристик МВИ, обеспечивающих эффективное манипулирование ядерным спином ^{13}C . Используя базу данных работы [4], аналогичные расчеты могут быть выполнены и для других систем $\text{NV}-^{13}\text{C}$, в том числе – исследованных экспериментально в [5].

Работа выполнена в рамках республиканской ГПНИ “Конвергенция-2020” и сотрудничества с НИЯУ МИФИ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Doherty M.W., Manson N.B., Delaney P. et al.* // Phys. Rep. 2013. V. 528. P. 1.
2. *Dobrovitski V.V., Fuchs G.D., Falk A.L. et al.* // Ann. Rev. Cond. Matt. Phys. 2013. V. 4. P. 23.
3. *Nizovtsev A.P., Kilin S.Ya., Pushkarchuk A.L. et al.* // New J. Phys. 2014. V. 16. Art. № 083014.
4. *Nizovtsev A.P., Kilin S.Ya., Pushkarchuk A.L. et al.* // New J. Phys. 2018. V. 20. Art. № 023022.
5. *London P., Scheuer J., Cai J.-M. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 111. Art. № 067601.
6. *Hodges J.S., Yang J.C., Ramanathan C. et al.* // Phys. Rev. A. 2018. V. 78. Art. № 010303(R).
7. *Aiello C.D., Cappellaro P.* // Phys. Rev. A. 2015. V. 91. Art. № 042340.
8. *Hartmann S.R., Hahn E.L.* // Phys. Rev. 1962. V. 128. P. 2042.
9. *Тер-Микаелян М.Л.* // Препринт ИФИ-74-11. Аштарак, 1974.