

УДК 538.915:538.955

НАМАГНИЧИВАНИЕ СИСТЕМЫ ВЫСОКОСПИНОВЫХ ИОНОВ В НУЛЕВОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ СВЧ-ИМПУЛЬСАМИ ПРИ КОНЕЧНЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ

© 2024 г. М. Р. Арифиллин^{1,*}, В. Л. Бердинский¹

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Оренбургский государственный университет», Оренбург, Россия

* E-mail: arifullinm@mail.ru

Поступила в редакцию 19.02.2024

После доработки 18.03.2024

Принята к публикации 29.03.2024

Показано, что резонансные СВЧ-импульсы способны создавать намагниченность высокоспиновых ($S \geq 1$) ионов металлов даже в отсутствие внешнего магнитного поля. Такая трансформация спиновых состояний ионов аналогична переходу «выстраивание—ориентация» в атомной спектроскопии. Эти манипуляции позволяют переводить результаты элементарных операций квантового компьютеринга, выполняемого в нулевых магнитных полях, в физически наблюдаемые величины.

Ключевые слова: парамагнитный ион, квантовые вычисления, кубит

DOI: 10.31857/S0367676524070201, **EDN:** OZTTVL

ВВЕДЕНИЕ

В работах [1–3] показаны возможности использования парамагнитных ионов и триплетных молекул со спином $S = 1$ в качестве перспективной элементной базы квантовых компьютеров, не требующих использования сильных магнитных полей, сверхвысокого вакуума или лазерного излучения. В этих же работах приведены примеры реализаций некоторых операций квантовых вычислений в нулевых магнитных полях. Энергетические уровни спиновых состояний большинства неорганических и перспективных металлоорганических комплексов переходных металлов попадают в хорошо освоенные и доступные СВЧ-диапазоны электромагнитных волн [4, 5]. Однако спиновая динамика высокоспиновых ионов в нулевых магнитных полях качественно отличается от привычной спиновой динамики в сильных магнитных полях, теория которой хорошо разработана для требований радиоспектроскопии ЭПР. Спиновые состояния парамагнитных ионов в нулевых магнитных полях не создают наблюдаемой намагниченности; они соответствуют состояниям, которые в оптической спектроскопии описываются термином «выстраивание». Отсутствие простых наблюдаемых величин затрудняет наблюдение результатов спиновых манипуляций и хранения результатов элементарных операций квантовых вычислений.

В настоящее время предложено множество различных подходов к физической реализации квантового

компьютера [6–12]. Некоторые из этих подходов включают использование холодных ионов, заключенных в линейную ловушку и взаимодействующих с лазерным излучением [13], представление кубитов с помощью магнитного потока через сверхпроводящий контур или использование электронов на поверхности жидкого гелия [14]. Однако практическая реализация многих предлагаемых физических систем для обработки квантовой информации требует очень дорогостоящих, сложных и, как правило, ненадежных физических и технических методов, таких как сверхнизкие температуры, сверхсильные магнитные поля, сверхглубокий вакуум, сложные лазерно-оптические методы охлаждения. Эти требования усложняют разработку реального квантового компьютера на их основе. Исключение этих требований — важный этап технической реализации элементов квантовой памяти и квантовой обработки информации [15–17].

В нулевом магнитном поле спиновые состояния ионов с двумя неспаренными электронами и с суммарным спином $S = 1$ в кристаллах с одноосной анизотропией описываются спиновым гамильтонианом [4, 5]

$$H_0 = D \cdot S_z^2, \quad (1)$$

где D — параметр расщепления в нулевом поле (РНП), который определяется спин-орбитальным взаимодействием. Например, в кристаллической решетке $K_3Co(CN)_6$ ион Cr^{3+} РНП соответствует частоте $D = 4.98$ ГГц. Ион Fe^{3+} имеет 6 уровней

энергий, а РНП соответствует частоте 12–20 ГГц. Ион Ni^{2+} в кристаллической решетке золотистого сапфира (Al_2O_3) имеет расщепление $D = 26.24$ ГГц, а в хлористом кадмии (CdCl_2) — $D = 42$ ГГц [18]. Собственными состояниями гамильтониана (1) являются спиновый вектор $|T_0\rangle = 2^{-1/2}|\alpha_i\beta_j + \beta_i\alpha_j\rangle$, который описывает основное нижнее спиновое состояние иона, и векторы $|A\rangle = 2^{-1/2}|\alpha_i\alpha_j - \beta_i\beta_j\rangle$ и $|B\rangle = 2^{-1/2}|\alpha_i\alpha_j + \beta_i\beta_j\rangle$, описывающие «возбужденные» спиновые состояния. Векторы $|A\rangle$ и $|B\rangle$ являются суперпозициями состояний $|T_+\rangle = |\alpha_1\alpha_2\rangle$ и $|T_-\rangle = |\beta_1\beta_2\rangle$ с проекциями спина $S_Z = \pm 1$ и представляют собой естественным образом запутанные белловские состояния [6]. Находясь в этих состояниях в нулевом магнитном поле, парамагнитные ионы, естественно, не создают намагнитченность. Уровни $|A\rangle$ и $|B\rangle$ являются вырожденными. Спектроскопическим аналогом этих электронных состояний является «выстраивание» атомных состояний, хорошо известное в оптической спектроскопии [19–21]. Выстраивание — это равновероятное распределение населенностей уровней электронов с проекциями спина $S_Z = \pm 1$. В оптической спектроскопии переход «выстраивание–ориентация» приводит к изменению поляризации излучаемого света.

В работе [1] показано, что если изначально ионы находились в низшем состоянии $|T_0\rangle$, то СВЧ-импульсы, поляризованные вдоль осей ОХ и ОУ и перпендикулярные оси анизотропии кристалла, способны создавать электронную намагнитченность и это преобразование аналогично спектроскопическому переходу «выстраивание–ориентация». Предположение о преимущественной населенности основного спинового состояния $|T_0\rangle$ эквивалентно предположению о том, что ионы находятся при абсолютной температуре $T = 0$. Однако при любых реальных температурах $T \neq 0$ из-за небольших значений РНП всегда существуют ненулевые населенности всех спиновых состояний.

Как и в работе [1] будет рассматриваться спиновая динамика парамагнитных ионов со спином $S = 1$ в нулевом магнитном поле, спиновое состояние которых описывается гамильтонианом (1).

При конечной температуре T спиновое состояние ионов должно описываться не вектором состояния $|T_0\rangle$, а спиновой матрицей плотности ρ_0 с населенностями уровней n_+ , n_0 и n_- ($n_+ + n_0 + n_- = 1$).

$$\rho_0 = \begin{pmatrix} n_+ & 0 & 0 \\ 0 & n_0 & 0 \\ 0 & 0 & n_- \end{pmatrix}, \quad (2)$$

индексы соответствуют состояниям $|T_+\rangle$, $|T_0\rangle$, $|T_-\rangle$ соответственно. Для кристаллов и ионов с одноосной анизотропией уровни $|T_+\rangle$, $|T_-\rangle$ вырождены, поэтому $n_+ = n_- = n$. При конечных температурах населенности верхних состояний имеют вид

$$n_+ = n_- = Z^{-1} \exp[-D/kT]. \quad (3)$$

Матрицу плотности (2) удобно выразить через разность населенностей уровней в виде суммы двух матриц, одна из которых пропорциональна единичной I и не изменяется при любых последующих унитарных преобразованиях, а другая зависит только от разности населенностей $\Delta n = \Delta n = n_0 - n$.

$$\hat{\rho}(0) = n\hat{I} + \Delta n(|T_0\rangle\langle T_0|). \quad (4)$$

Поскольку единичная матрица коммутирует с любыми другими, то из формулы (4) следует, что любые компоненты вектора магнитного момента ионов будут пропорциональны разности населенностей Δn . Очевидно, что, находясь в этом состоянии, ионы не обладают магнитным моментом

$$\langle M_Z \rangle = g\beta \text{Tr}(S_Z \rho(0)) = 0 \quad (5)$$

и не создают макроскопическую намагнитченность кристаллического образца.

Для описания и анализа действия на парамагнитные ионы СВЧ-импульсов, поляризованных вдоль оси ОХ или ОУ, спиновый гамильтониан (1) должен быть дополнен членами, описывающими взаимодействие с магнитной компонентой СВЧ-поля. Если СВЧ-импульс поляризован вдоль оси ОХ, то

$$H = H_0 + H_X(t) = D \cdot S_z^2 + \omega_1 S_x \cos(\omega_G t), \quad (6)$$

где $\omega_1 = g\beta \cdot B_{1X}$ — частота спиновой эволюции в переменном магнитном поле, амплитуда которого B_{1X} . В представлении взаимодействия спиновая эволюция описывается оператором

$$\tilde{U}_X(t) = \exp(i\tilde{H}_X(t)),$$

где гамильтониан $\hat{H}_X(t)$ в представлении взаимодействия

$$\hat{H}_X(t) = \omega_1 \exp(iH_0 t)(S_X) \exp(-iH_0 t) \cos(\omega_G t). \quad (7)$$

Экспоненциальный оператор $\exp(iH_0 t)$ допускает простое представление [1]

$$\exp(iH_0 t) = \exp(iDS_z^2 t) = S_z^2 (\exp(i\omega_D t) - 1) + I, \quad (8)$$

где $\omega_D = D$. Если частота СВЧ-поля ω_G равна частоте переходов между спиновыми подуровнями иона $\omega_G = \omega_D$ и можно пренебречь быстро осциллирующими членами с удвоенной частотой $2\omega_D$, то оператор $\hat{H}_X(t)$ не зависит от времени, и его матричное представление имеет вид

$$\hat{H}_X = 2^{-3/2} \omega_1 \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}. \quad (9)$$

Если СВЧ поле поляризовано вдоль оси ОУ, то оператор взаимодействия приобретает похожий, но несколько иной вид и тоже не зависит от времени

$$\hat{H}_Y = 2^{-3/2} \omega_l \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & -1 \\ 0 & -1 & 0 \end{pmatrix}. \quad (10)$$

В работе [2] получены формулы операторов эволюции под действием СВЧ импульсов длительностью τ и их действие на спиновые состояния $|T_0\rangle$, $|A\rangle$ и $|B\rangle$ иона в представлении взаимодействия. Оператор эволюции, действующий вдоль оси ОХ,

$$\tilde{U}_X(t) = e^{-i\theta S_x} = \cos^2 \frac{\theta}{2} - i \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{\theta}{2} (\sigma_{1x} + \sigma_{2x}) - \sin^2 \frac{\theta}{2} \sigma_{1x} \otimes \sigma_{2x}. \quad (11)$$

Аналогично для оператора $\tilde{U}_Y(t)$, действующего вдоль оси ОУ,

$$\tilde{U}_Y(t) = e^{-i\theta S_x} = \cos^2 \frac{\theta}{2} - i \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{\theta}{2} (\sigma_{1x} + \sigma_{2x}) - \sin^2 \frac{\theta}{2} \sigma_{1x} \otimes \sigma_{2x}. \quad (12)$$

Например, действие унитарных операторов на спиновый вектор $|T_0\rangle$

$$\tilde{U}_X(t)|T_0\rangle = \exp(i\tilde{H}_X t)|T_0\rangle = \cos \theta |T_0\rangle - i \sin \theta |B\rangle$$

и

$$\tilde{U}_Y(t)|T_0\rangle = \exp(i\tilde{H}_Y t)|T_0\rangle = \cos \theta |T_0\rangle - \sin \theta |A\rangle,$$

где $\theta = \omega_l \tau$.

Оба типа импульсов, поляризованных либо вдоль оси ОХ, либо вдоль оси ОУ, переводят исходное состояние $|T_0\rangle$ в суперпозицию состояний $|T_0\rangle$, $|A\rangle$ и $|B\rangle$ с нулевыми средними значениями оператора $\langle M_Z^* \rangle$, например импульс вдоль оси ОХ создает

$$\begin{aligned} \hat{\rho}^*(\tau) &= \exp(i\hat{H}_X \tau) \hat{\rho}^*(0) \exp(-i\hat{H}_X \tau) = \\ &= n\hat{I} + \Delta n U(\tau) (|T_0\rangle\langle T_0|) U^\dagger(\tau) = \\ &= n\hat{I} + \Delta n \left(\cos^2 \frac{\theta}{2} |T_0\rangle\langle T_0| - \frac{i}{2} \sin \theta (|B\rangle\langle T_0| - \right. \\ &\quad \left. - |T_0\rangle\langle B|) + \sin^2 \frac{\theta}{2} |B\rangle\langle B| \right). \end{aligned} \quad (13)$$

Отсюда видно, что $\langle M_Z^* \rangle = 0$. Следовательно, такие импульсы не могут создавать продольную намагниченность ионов. Однако эти импульсы способны создавать поперечные нестационарные намагниченности $\langle M_X^*(t) \rangle$ и $\langle M_Y^*(t) \rangle$.

После окончания импульса система будет развиваться только под воздействием гамильтониана РНП. Оператор матрицы плотности в лабораторной системе при $t > \tau$.

$$\begin{aligned} \hat{\rho}(t - \tau) &= \exp(i\hat{H}_0(t - \tau)) \hat{\rho}^*(0) \exp(-i\hat{H}_0(t - \tau)) = \\ &= n\hat{I} + \Delta n \left\{ \begin{aligned} &\cos^2 \frac{\theta}{2} |T_0\rangle\langle T_0| - \\ &-\frac{i}{2} \sin \theta (e^{-i\omega t} |B\rangle\langle T_0| - e^{i\omega t} |T_0\rangle\langle B|) + \\ &+ \sin^2 \frac{\theta}{2} |B\rangle\langle B| \end{aligned} \right\}. \end{aligned} \quad (14)$$

Здесь учтено, что в начальный момент времени матрица плотности $\hat{\rho}^*(0) = \hat{\rho}(0)$ описывает состояние системы до воздействия СВЧ-импульса. Тогда намагниченность $\langle M_X(t - \tau) \rangle$ вдоль оси ОХ, равна

$$\begin{aligned} \langle M_X(t - \tau) \rangle &= \text{Tr}(\hat{\rho}(t - \tau) S_X) = \\ &= M_0 \frac{\Delta n}{4} \sin(\theta) \sin(\omega_D t). \end{aligned} \quad (15)$$

Компонента $\langle M_X(t - \tau) \rangle$ будет определять сигнал свободной прецессии после окончания импульса. Для других компонент намагниченности легко найти соотношения

$$\langle M_Z(t - \tau) \rangle = \text{Tr}(\hat{\rho}(t - \tau) S_Z) = 0,$$

$$\langle M_Y(t - \tau) \rangle = \text{Tr}(\hat{\rho}(t - \tau) S_Y) = 0.$$

Если импульс поляризован вдоль оси ОУ, то соответствующая компонента намагниченности также будет зависеть от времени. Оператор матрицы плотности в момент окончания импульса

$$\begin{aligned} \hat{\rho}^*(\tau) &= \exp(i\hat{H}_Y \tau) \hat{\rho}^*(0) \exp(-i\hat{H}_Y \tau) = \\ &= n\hat{I} + \Delta n \left\{ \begin{aligned} &\cos^2 \frac{\theta}{2} |T_0\rangle\langle T_0| - \\ &-\frac{i}{2} \sin \theta (|A\rangle\langle T_0| - |T_0\rangle\langle A|) + \\ &+ \sin^2 \frac{\theta}{2} |A\rangle\langle A| \end{aligned} \right\}. \end{aligned} \quad (16)$$

Оператор матрицы плотности после импульса вдоль оси ОУ при $t > \tau$.

$$\begin{aligned} \hat{\rho}(t - \tau) &= \exp(i\hat{H}_0(t - \tau)) \hat{\rho}^*(\tau) \exp(-i\hat{H}_0(t - \tau)) = \\ &= n\hat{I} + \Delta n \left\{ \begin{aligned} &\cos^2 \frac{\theta}{2} |T_0\rangle\langle T_0| - \\ &-\frac{i}{2} \sin \theta (e^{-i\omega t} |A\rangle\langle T_0| - e^{i\omega t} |T_0\rangle\langle A|) + \\ &+ \sin^2 \frac{\theta}{2} |A\rangle\langle A| \end{aligned} \right\}. \end{aligned} \quad (17)$$

Тогда среднее значение намагниченности вдоль оси ОУ нестационарное и равно

$$\begin{aligned} \langle M_Y(t - \tau) \rangle &= \text{Tr}(\hat{\rho}(t - \tau) S_Y) = \\ &= M_0 \frac{\Delta n}{4} \sin(\theta) \cos(\omega_D t). \end{aligned} \quad (18)$$

Остальные компоненты намагниченности равны нулю $\langle M_X(t - \tau) \rangle = 0$ и $\langle M_Z(t - \tau) \rangle = 0$.

Нетривиальный результат появления намагниченности вдоль оси OZ возникает при использовании СВЧ-импульсов с круговой поляризацией или импульсов со сдвигом фазы.

Гамильтониан ионов в поле с такими импульсами имеет вид

$$H = H_0 + H_{XY}(t) = D \cdot S_z^2 + \omega_1(S_X \cos(\omega_G t) + S_Y \sin(\omega_G t)). \quad (19)$$

Тогда гамильтониан (19) во вращающейся системе координат описывается как сумма двух импульсов, поляризованных вдоль оси OX и OY.

$$\begin{aligned} \hat{H}_{XY}(t) &= \omega_1 \cos(\omega_G t) \exp(iH_0 t) (S_X) \exp(-iH_0 t) + \\ &+ \omega_1 \sin(\omega_G t) \exp(iH_0 t) (S_Y) \exp(-iH_0 t) = \\ &= \hat{H}_X + \hat{H}_Y. \end{aligned} \quad (20)$$

Аналогично преобразованиям (9) получим независимый от времени гамильтониан во вращающейся системе координат

$$\hat{H}_{XY} = 2^{-1/2} \omega_1 \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (21)$$

Матрица плотности в представлении взаимодействия во время СВЧ-импульса с круговой поляризацией аналогична формуле (7)

$$\hat{\rho}^*(t) = \exp(i\hat{H}_{XY}t) \hat{\rho}(0) \exp(-i\hat{H}_{XY}t). \quad (22)$$

Переход в лабораторную систему координат в момент окончания СВЧ-импульса может быть найден из соотношения

$$\hat{\rho}(\tau) = \exp(-i\frac{\omega_D}{2}\tau) \hat{\rho}^*(\tau) \exp(\frac{\omega_D}{2}\tau). \quad (23)$$

После окончания импульсного воздействия система будет развиваться под действием гамильтониана РНП. Матрица плотности после окончания импульса при $t > \tau$.

$$\hat{\rho}(t - \tau) = \exp(-iH_0(t - \tau)) \hat{\rho}(\tau) \exp(iH_0(t - \tau)). \quad (24)$$

Вид формулы через компоненты матрицы плотности (24):

$$\begin{aligned} \hat{\rho}(t - \tau) &= \exp(i\hat{H}_0(t - \tau)) \hat{\rho}(\tau) \exp(-i\hat{H}_0(t - \tau)) = \\ &= n\hat{I} + \Delta n \left\{ \begin{aligned} &(\cos^2(2^{-1/2}\theta) |T_0\rangle\langle T_0| + \\ &+ \frac{i}{2} \sin \sqrt{2}\theta (e^{-i\omega t} |T_+\rangle\langle T_0| - e^{i\omega t} |T_0\rangle\langle T_+|) + \\ &+ \sin^2(2^{-1/2}\theta) |T_+\rangle\langle T_+| \end{aligned} \right\}. \end{aligned} \quad (25)$$

Видно, что населенность для компонент $|T_+\rangle\langle T_+|$ ненулевая $n_+ = \sin^2(2^{-1/2}\theta)$ и не зависит от времени, а населенность компоненты $|T_-\rangle\langle T_-|$ равна

нулю $n_- = 0$. Суммарная намагниченность вдоль оси OZ равна

$$\langle M_Z \rangle = \Delta n \sin^2(2^{-1/2}\omega_1\tau). \quad (26)$$

Из формулы (26) следует, что намагниченность $\langle M_Z \rangle$ максимальна при длительности импульса $\tau = \sqrt{2}\pi/\omega_1$ и равна разности населенностей уровней

$$\langle M_Z \rangle = \Delta n. \quad (27)$$

Для компонент намагниченности вдоль осей OX и OY

$$\langle M_X(t - \tau) \rangle = -\Delta n \sin(2^{1/2}\omega_1\tau) \sin \omega_D t. \quad (28)$$

И для намагниченности вдоль оси OY

$$\langle M_Y(t - \tau) \rangle = \Delta n \cos(2^{1/2}\omega_1\tau) \sin \omega_D t. \quad (29)$$

Таким образом, намагниченности $\langle M_X(t - \tau) \rangle$ и $\langle M_Y(t - \tau) \rangle$ осциллируют с частотой ω_D и сдвинуты по фазе на угол π .

Такой подход в работе с СВЧ импульсами позволяет управлять населенностями уровней и инициализировать состояния. Радиочастотные или СВЧ-импульсы позволяют манипулировать населенностями этих состояний и когерентными соотношениями между ними и, следовательно, магнитными свойствами ионов. Для спиновых подуровней парамагнитных ионов переход выстраивания в поляризацию, управляемый радиочастотными импульсами, должен сопровождаться появлением стационарной макроскопической намагниченности даже в нулевом магнитном поле и при конечных температурах. Такие СВЧ-импульсы позволяют реализовать некоторые квантовые логические операции.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, изучена возможность создания электронной намагниченности парамагнитных ионов СВЧ-импульсами при конечных температурах. Показано, что СВЧ-импульсы, поляризованные вдоль осей OX и OY, могут создавать поперечные нестационарные намагниченности парамагнитных ионов со спином $S = 1$ в нулевом магнитном поле. Также было показано, что СВЧ-импульсы с круговой поляризацией способны создавать стационарную намагниченность $\langle M_Z \rangle = \Delta n$, индуцируя переход «выстраивание—поляризация».

Использование парамагнитных ионов и СВЧ-импульсов предлагает экономически более доступный и простой метод реализации элементарных операций квантовых вычислений и создания элементов квантовой памяти. Это может стать важным шагом в разработке реального квантового компьютера.

Таким образом, результаты данной работы указывают на перспективу применения СВЧ-импульсов

для создания электронной намагниченности парамагнитных ионов при конечных температурах, что может иметь важное значение для применения этих ионов в квантовых компьютерах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Арифуллин М.Р., Бердинский В.Л. // ФТТ. 2020. № 3. С. 390; Arifullin M.R., Berdinskiy V.L. // Phys. Solid State. 2020. V. 62. No. 3. P. 440.
2. Арифуллин М.Р., Бердинский В.Л. // Изв. вузов. Физика. 2020. Т. 63. № 5. С. 159; Arifullin M.R., Berdinskiy V.L. // Russ. Phys. J. 2020. V. 63. No. 5. P. 888.
3. Arifullin M.R., Berdinskiy V.L. // AIP Conf. Proc. 2020. V. 2241. No. 1. Art. No. 020001.
4. Альтишлер С.А., Козырев Б.М. Электронный парамагнитный резонанс соединений элементов промежуточных групп. М.: Наука, 1972. 672 с.
5. Абрагам А., Блيني Б. Электронный парамагнитный резонанс переходных металлов. М.: Наука, 1972. 651 с.
6. Nielsen M.A., Chuang I.L. Quantum computation and quantum information. Maidenhead: Cambridge University Press, 2000. 700 p.
7. Zorin A.B. // ЖЭТФ. 2004. Т. 125. № 6. С. 1423; Zorin A.B. // JETP. 2004. V. 98. No. 6. P. 1250.
8. Gershenfeld N.A., Chuang I.L. // Science. 1997. V. 275. P. 350.
9. Loss D., DiVincenzo D.P. // Phys. Rev. A. 1998. V. 57. P. 120.
10. DiCarlo L., Chow J.M., Gambetta J.M. et al. // Nature. 2009. V. 260. P. 240.
11. Mooij J.E., Orlando T.P., Levitov L. et al. // Science. 1999. V. 285. P. 1036.
12. Imamoglu A., Awschalom D.D., Burkard G. et al. // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. No. 20. P. 4204.
13. Cirac J.J., Zoller P. // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 74. No. 20. P. 4091.
14. Kawakami E., Chen J., Benito M., Konstantinov D. // Phys. Rev. Appl. 2023. V. 20. Art. No. 054022.
15. Мусеев С.А., Перминов Н.С. // Письма в ЖЭТФ. 2020. Т. 111. № 9. С. 602; Moiseev S.A., Perminov N.S. // JETP Lett. 2020 V. 111. No. 9. P. 500.
16. Миннегалиев М.М., Герасимов К.И., Мусеев С.А. // Письма в ЖЭТФ. 2023. Т. 117. № 11. С. 867; Minnengaliev M., Gerasimov K., Moiseev S. // JETP Lett. 2023. V. 117. No. 11. P. 865.
17. Харламова Ю.А., Арсланов Н.М., Мусеев С.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 12. С. 1770; Kharlamova Yu.A., Arslanov N.M., Moiseev S.A. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 12. P. 1507.
18. Harwey A.F. Microwave engineering. London and New York: Academic Press, 1963. 1313 p.
19. Каллас Х., Чайка М.П. // Опт. и спектроск. 1969. Т. 27. С. 694.
20. Джиоев Р.И., Захарченя Б.П., Ивченко Е.Л. и др. // ФТТ. 1998. Т. 40. № 9. С. 5; Dzhioev R.I., Zakharchenya B.P., Korenev V.L. et al. // Phys. Solid State. 1998. V. 40. No. 9. P. 1587.
21. Чайка М.П. Интерференция вырожденных атомных состояний. Л.: Изд-во ЛГУ, 1975. 192 с.

Magnetization of a system of high-spin ions in zero magnetic field with microwave pulses at finite temperatures

M. R. Arifullin¹, *, V. L. Berdinskiy¹

¹ Orenburg State University, Orenburg, 460018, Russia

*e-mail: arifullinm@mail.ru

Resonant microwave pulses have been shown to be able to create magnetization of high-spin ($S \geq 1$) metal ions even in the absence of an external magnetic field. This transformation of the spin states of ions is like the “alignment–orientation” transition in atomic spectroscopy. These manipulations make it possible to translate the results of elementary quantum computing operations performed in zero magnetic fields into physically observable quantities.

Keywords: paramagnetic ions, quantum computing, qubit