Письма в ЖЭТФ, том 98, вып. 5, с. 303 – 308 © 2013 г. 10 сентября

О возможности динамической самополяризации ядерных спинов в квантовой точке

В. А. Абалмасов[1)]

Институт автоматики и электрометрии СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 29 мая 2013 г.
После переработки 5 июля 2013 г.

Исследуется возможность самополяризации ядерных спинов, предсказанной в работе М.И. Дьяконова и В. И. Переля (Письма в ЖЭТФ **16**, 563 (1972)), при протекании электрического тока через одиночную квантовую точку. Обсуждаются механизмы релаксации ядерного спина в квантовой точке, приводящие к поляризации и деполяризации ядер. Для того чтобы поляризация ядер была возможна, мы предлагаем увеличить скорость поляризации ядер за счёт взаимодействия локализованного в квантовой точке электрона с электромагнитными колебаниями в электрическом контуре, собственная частота которого подстраивается в резонанс с зеемановским расщеплением электронного уровня в квантовой точке.

DOI: 10.7868/S0370274X13170050

1. Введение. Сверхтонкое взаимодействие электронного и ядерного спинов в твердом теле активно исследуется с середины прошлого века. Оно проявляется, в частности, в экспериментах по ядерному магнитному и электронному спиновому резонансам [1]. Сверхтонкое взаимодействие лежит в основе явления динамической поляризации ядерных спинов электронами во внешнем магнитном поле. В работе М.И. Дьяконова и В.И. Переля [2] было показано, что динамическая поляризация ядерных спинов должна наблюдаться и в отсутствие внешнего магнитного поля за счет релаксации спина локализованного на примеси электрона в эффективном магнитном поле, создаваемом самими ядрами. Возникновение поляризации ядер при этом соответствует фазовому переходу второго рода. В качестве практической реализации данного механизма в работе [3] предлагалось использовать взаимодействие электронов с ядрами в квантовой яме или в квантовой точке при освещении неполяризованным светом. Однако предсказанный эффект никогда не наблюдался в эксперименте [4].

В последнее десятилетие интерес к спиновым степеням свободы в твердом теле возрос в связи с возможностью создания спиновой электроники (спинтроники) [4–8] и идеей квантового компьютера [9]. Теоретически было показано [10, 11], что ядерные спины в поляризованном или запутанном состоянии в меньшей степени влияют на декогеренцию спина локализованного электрона. Это имеет принципиальное значение для использования спина электрона в качестве квантового бита информации. В эксперименте удалось получить высокую поляризацию ядер в квантовых точках из GaAs с помощью оптической накачки (до 60%)[12] и наномагнита (до 50%) в двойной латеральной квантовой точке [13]. В то же время с практической точки зрения особый интерес представляет возможность манипулирования электронными и ядерными спинами исключительно с помощью электрических полей. Так, с помощью последовательности управляющих импульсов электрического напряжения удалось достичь поляризации ядерных спинов до 40% в двойной вертикальной квантовой точке из GaAs [14]. Кроме того ряд других интересных эффектов, связанных со сверхтонким взаимодействием и поляризацией ядерных спинов, удалось наблюдать в двойных квантовых точках. Это осцилляции во времени электрического тока при постоянной разности потенциалов [15], электронный спиновый резонанс в переменном электрическом поле [16], создание когерентного состояния ядерных спинов и, как следствие, многократное увеличение времени декогеренции электронного спина [17].

В данной работе предлагается схема эксперимента по обнаружению явления самополяризации ядерных спинов при протекании электрического тока через одиночную квантовую точку, созданную с помощью электродов в двумерном электронном газе. Анализируются механизмы, которые способствуют и препятствуют этому явлению.

[1)] e-mail: abalmassov@iae.nsk.su

2. Теоретическая основа. Изложим кратко суть эффекта динамической самополяризации ядер [2]. Сверхтонкое взаимодействие в твердом теле существенно усилено за счет контактного слагаемого $V_{HF} = Av_0 \sum_j \mathbf{S} \cdot \mathbf{I}^j \, \delta(\mathbf{r} - \mathbf{R}_j)$, где суммирование производится по всем спинам ядер, A – константа взаимодействия, v_0 – объем, приходящийся на один ядерный спин, $\mathbf{r}$ и $\mathbf{R}_j$ – координаты электрона и ядер соответственно. Скалярное произведение электронного ($\mathbf{S}$) и ядерного ($\mathbf{I}$) спинов удобно переписать через повышающий и понижающий спиновый оператор $S_\pm = S_x \pm iS_y$ в виде $\mathbf{S}\cdot\mathbf{I} = (1/2)(S_+ I_- + S_- I_+) + S_z I_z$. В данном представлении первое слагаемое при воздействии на начальное состояние приводит к одновременному перевороту спинов электрона и ядра в противоположных направлениях. Последнее слагаемое приводит к расщеплению уровней энергии с различными значениями проекций спина на ось z (аналогично действию внешнего магнитного поля B_z).

Пусть $N_\pm$ соответствует числу ядер в области локализации электрона с проекцией спина $I_z = \pm 1/2$ (будем рассматривать ядра со спином $I = 1/2$; соответствующие формулы для произвольного ядерного спина представлены в [18, 19]). Общее число ядерных спинов равно $N = N_+ + N_-$. Средняя проекция спина на ось z определяется разностью чисел заполнения: $\langle I_z \rangle = (1/2)(N_+ - N_-)/N$. Пусть $n_\pm$ – вероятность нахождения электрона внутри квантовой точки в состоянии с проекцией спина $S_z = \pm 1/2$, $W_\pm$ – вероятность одновременного переворота электронного и ядерного спинов в единицу времени. Напишем кинетическое уравнение для числа заполнения ядерного состояния [1]:

$$\frac{dN_+}{dt} = -W_- n_- N_+ + W_+ n_+ N_-. \tag{1}$$

Данное уравнение можно переписать в виде [19]

$$\frac{d\langle I_z \rangle}{dt} = -\gamma \left(\langle I_z \rangle - \frac{\langle S_z \rangle - S_T}{1 - 4\langle S_z \rangle S_T} \right), \tag{2}$$

где $\langle S_z \rangle = (1/2)(n_+ - n_-)/(n_+ + n_-)$ – средний спин локализованного электрона, $S_T = -(1/2)(W_+ - W_-)/(W_+ + W_-)$ – термодинамически равновесное значение электронного спина. Если вероятности $W_\pm$ удовлетворяют принципу детального равновесия, $W_+/W_- = \exp(E_Z/T)$, где $E_Z = E_+ - E_-$ – зеемановское расщепление уровней, то $S_T = -(1/2)\tanh(E_Z/2T)$. Коэффициент γ в уравнении (2), соответствующий скорости ядерной поляризации, равен

$$\gamma = \frac{n_+ + n_-}{2} \left(1 - 4\langle S_z \rangle S_T\right) \left(W_+ + W_-\right). \tag{3}$$

В отсутствие внешнего магнитного поля зеемановское расщепление определяется сверхтонким взаимодействием, $E_Z = A\langle I_z \rangle$. В случае $\langle S_z \rangle = 0$ из уравнения (2) при условии $d\langle I_z \rangle/dt = 0$ следует уравнение для равновесного значения среднего ядерного спина:

$$\langle I_z \rangle - \frac{1}{2} \tanh \frac{A\langle I_z \rangle}{2T} = 0. \tag{4}$$

При $A > 0$ уравнение (4) описывает фазовый переход второго рода: при температуре выше критической ($T_c = A/4$) имеется только нулевое решение, $\langle I_z \rangle = 0$, тогда как ниже критической температуры решение $\langle I_z \rangle = 0$ становится неустойчивым, а устойчивое решение соответствует конечному значению поляризации ядерных спинов [2].

Надо отметить, что уравнение (1) может включать слагаемые, связанные с другими механизмами взаимодействия ядерного спина. Это может привести, в частности, к появлению в правой части уравнения (2) дополнительного слагаемого вида $-\nu\langle I_z \rangle$, которое соответствует деполяризации (утечке) ядерного спина. Если предположить, что параметры γ и ν не зависят от среднего спина $\langle I_z \rangle$, то утечка спина приводит к уменьшению критической температуры и поляризации в $\gamma/(\nu + \gamma)$ раз [2].

3. Ток через квантовую точку и поляризация ядер. В качестве конкретной физической системы, в которой возможна реализация указанного выше механизма самополяризации ядер, рассмотрим одиночную квантовую точку в режиме кулоновской блокады на пике проводимости, когда внутри точки либо нет электронов, либо находится один электрон (рис. 1).

Чтобы в данном случае воспользоваться формулой (2), необходимо определить среднее значение электронного спина $\langle S_z \rangle$. Для этого найдем числа заполнения электронных уровней с энергией $E_\pm$ внутри точки из уравнений баланса:

$$\frac{1}{\Gamma} \frac{dn_\pm}{dt} = -n_\pm \left(2 - f_1^\pm - f_2^\pm\right) + n_0 \left(f_1^\pm + f_2^\pm\right) = 0, \tag{5}$$

где Γ – вероятность туннелирования электрона в единицу времени (мы предполагаем одинаковую вероятность туннелирования для обоих контактов), $n_0 = 1 - n_+ - n_-$ – вероятность отсутствия электрона в точке, $f_i^\pm = [\exp(E_\pm - \mu_i)/T + 1]^{-1}$ – функции распределения Ферми для электронов в контактах при соответствующих значениях энергии ($E_\pm$) и химического потенциала ($\mu_{1,2}$). В уравнении (5) пренебрегается релаксацией электронного спина внутри

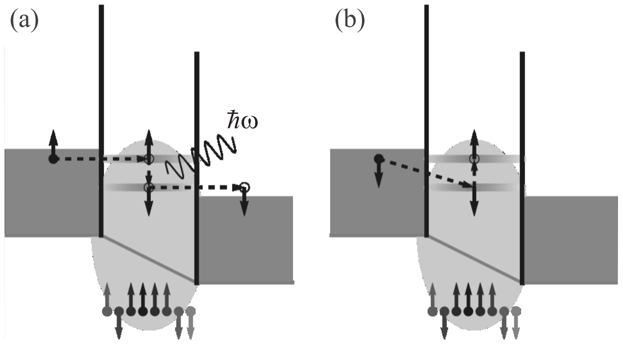

Рис. 1. (a) – Штриховые стрелки показывают направление последовательного туннелирования электрона через квантовую точку и переход между энергетическими уровнями электрона внутри точки под влиянием сверхтонкого взаимодействия со спинами ядер (изображены внизу). При этом излучается фонон или фотон с энергией $\hbar\omega$. (b) – Переход между начальным и конечным состояниями электрона соответствует когерентному туннелированию с переворотом спина

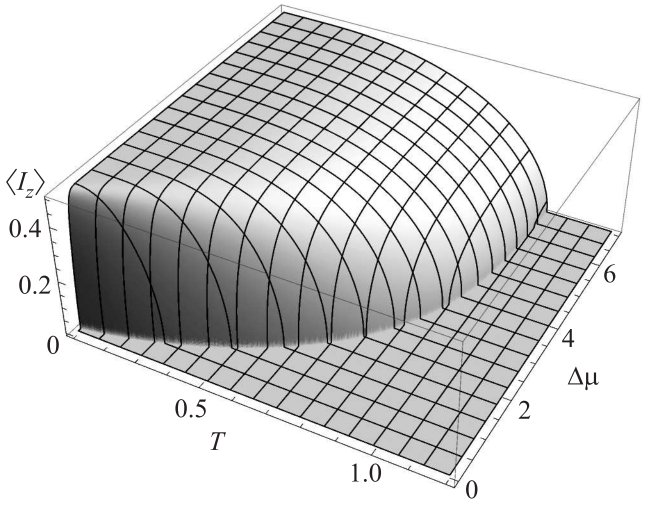

Рис. 2. Среднее значение проекции ядерного спина $\langle I_z \rangle$ в зависимости от температуры T и разности потенциалов $\Delta\mu$ (в единицах температуры $T_c = A/4$), найденное из уравнения (6) при среднем потенциале $\mu = 0$ (в отсутствие деполяризации, $\nu = 0$)

квантовой точки. Скорость этого процесса считается существенно ниже скорости туннелирования Г. Мы также пренебрегаем отличием вероятностей туннелирования для состояний с энергией $E_\pm$, что справедливо с точностью до поправок порядка отношения зеемановского расщепления к высоте потенциального барьера.

Вычислив из (5) числа заполнения $n_\pm$ и затем среднее значение электронного спина $\langle S_z \rangle$, из (2) находим выражение для стационарного ($d\langle I_z \rangle/dt = 0$) значения среднего ядерного спина:

$$\langle I_z \rangle = \frac{\sinh^2 \frac{\Delta\mu}{2T} \sinh \frac{A\langle I_z \rangle}{2T}}{4\cosh \frac{\mu}{T} \cosh \frac{\Delta\mu}{2T} + (3 + \cosh \frac{\Delta\mu}{T}) \cosh \frac{A\langle I_z \rangle}{2T}}, \tag{6}$$

где $\Delta\mu = \mu_1 - \mu_2$ – разность химических потенциалов между контактами, $\mu = (\mu_1 + \mu_2)/2$ – среднее значение химических потенциалов.

В пределе большой разности потенциалов, $\Delta\mu \gg \gg T$, при $\mu \ll T$ уравнение (6) тождественно уравнению (4) (считаем, что уровень $(E_+ + E_-)/2$ соответствует нулю энергии). Численное решение уравнения (6) (см. рис. 2) показывает возможность самополяризации ядерных спинов в квантовой точке при достаточном значении разности потенциалов между контактами и отсутствии интенсивных процессов деполяризации ($\nu = 0$).

Отметим, что в предложенной нами схеме эксперимента неравновесное нулевое значение среднего спина электрона внутри квантовой точки (необходимое условие для самополяризации ядер [2]) получается за счет наличия эффективного магнитного поля ядер для электрона, локализованного внутри квантовой точки, и отсутствия этого поля для электрона вне квантовой точки. Таким образом, при низкой температуре электроны практически с равной вероятностью туннелируют на оба зеемановских уровня энергии внутри квантовой точки.

4. Механизмы релаксации ядерных спинов. Рассмотрим сначала процессы, приводящие к деполяризации ядерного спина. Один из таких процессов связан с магнитным диполь-дипольным взаимодействием ядер. Однако быстрая релаксация ядерного спина на временах порядка 10^{-4} с возможна, только когда внешнее магнитное поле B меньше, чем локальное ядерное поле $B_L \sim 1$ мТ [18]. В противном случае ($B > B_L$) в гамильтониане диполь-дипольного взаимодействия следует учитывать только слагаемые, приводящие к диффузии спина (вклад остальных подавлен в силу закона сохранения энергии). Характерное значение коэффициента диффузии составляет порядка $D \sim 10^{-17}$ м^2/с, что соответствует времени диффузии спина за пределы квантовой точки ($l \sim 10$ нм) порядка $\tau_N \sim l^2/D \sim \sim 10$ с.

Более интенсивно деполяризация ядерных спинов происходит при когерентном туннелировании электронов в квантовую точку и из нее с переворотом электронного и ядерного спинов за счет сверхтонкого взаимодействия (рис. 1b). Изменение чисел заполнения состояний ядерных спинов для этого процесса описывается уравнением

$$\frac{1}{W}\frac{dN_+}{dt} = N_- \left[n_+ \left(2 - f_1^+ - f_2^+\right) + n_0 \left(f_1^- + f_2^-\right)\right] - \\ - N_+ \left[n_- \left(2 - f_1^- - f_2^-\right) + n_0 \left(f_1^+ + f_2^+\right)\right], \qquad (7)$$

которое эквивалентно уравнению релаксационного типа $d\langle I_z\rangle/dt = -\nu\,(\langle I_z\rangle - I_0)$ со скоростью релаксации

$$\nu = W\left[(n_0 - n_-)(f_1^- + f_2^-) + (n_0 - n_+)\left(f_1^+ + f_2^+\right) + \\ + 2\,(n_+ + n_-)\right]. \qquad (8)$$

В то же время равновесное значение спина I_0 в силу соотношений (5) оказывается равным нулю, что и соответствует деполяризации ядер.

Для квантовой точки в режиме кулоновской блокады данный механизм ядерной релаксации был рассмотрен в рамках теории возмущений в работе [20]. Вероятность релаксации ядерного спина на пике проводимости по порядку величины составляет $W \sim (A/\hbar N)^2\,\Gamma/(\omega^2 + \Gamma^2)$, где $\omega = E_Z/\hbar$. Переворот электронного спина оказывается энергетически возможным из-за конечной ширины и перекрытия уровней электрона с разной проекцией спина S_z в квантовой точке при туннелировании электрона в контакты [21]. Данный результат также совпадает с классической формулой динамического усреднения, когда предполагается, что квадрат угла поворота спина ядра вокруг случайного магнитного поля, создаваемого электронным магнитным моментом с временем корреляции $\tau_c = 1/\Gamma$ [18] равен $\Delta\varphi^2 \sim (\tau_c A/\hbar N)^2 T_1/\tau_c$, где $T_1 = 1/W$ – время релаксации ядерного спина. Отсюда при условии $\Delta\varphi \sim 1$ получаем вышеприведеннную формулу для скорости релаксации ядерного спина W при $\omega = 0$.

Для GaAs (спины ядер $I = 3/2$) $A \sim 0.1$ мэВ, а типичное число ядер внутри точки $N \sim 10^6$. Это соответствует изменению частоты зеемановского расщепления ($\omega = A\langle I_z\rangle/\hbar$) от $\omega \sim A/\hbar\sqrt{N} \sim 10^8\,\text{с}^{-1}$ для флуктуаций эффективного ядерного поля в отсутствие ядерной поляризации до $\omega \sim A/\hbar \sim 10^{11}\,\text{с}^{-1}$ для полной поляризации ядер. Типичное значение вероятности туннелирования в единицу времени по порядку величины составляет $\Gamma \sim 10^8\,\text{с}^{-1}$ (и может варьироваться в пределах 10 порядков величины [22]). Таким образом, максимальная скорость релаксации ядерного спина оказывается порядка $\nu \sim \sim 10^2\,\text{с}^{-1}$ и уменьшается с ростом $\langle I_z\rangle$. Скорость релаксации также может уменьшиться, если уменьшить скорость туннелирования Γ. Однако величина Γ не может быть выбрана сколь угодно малой во избежание утечки электронного спина внутри квантовой точки за счет спин-орбитального взаимодействия.

По порядку величины указанные выше значения времени релаксации согласуются с экспериментальными данными. Быстрая релаксация ядерных спинов (порядка миллисекунд) наблюдалась для самоорганизующихся квантовых точек из InGaAs, когда в точке находился электрон [23]. В отсутствие электрона в квантовой точке время релаксации достигало секунд. В слабом внешнем магнитном поле, блокирующем диполь-дипольные взаимодействия ядер, оно увеличивалось еще на 1–2 порядка. В работе [24] не зависящую от температуры релаксацию ядерных спинов на временах порядка ~ 100 с в точках из InGaAs связывают с непрямым взаимодействием ядерных спинов через сверхтонкое взаимодействие с электроном в точке. При этом релаксация, связанная с когерентным туннелированием электрона с переворотом спина, в зависимости от напряжения на затворе может быть увеличена до $\sim 10^5$ с. Время релаксации ядерных спинов около 15 с в определенной электродами в двумерном электронном газе двойной квантовой точке из GaAs [17] можно связать с диффузией ядерного спина.

Рассмотрим теперь процессы релаксации ядерных спинов, которые приводят к установлению отличной от нуля поляризации. Роль резервуара, которому электроны передают избыток энергии при перевороте спина, могут выполнять фононы [25, 26] или тепловые электромагнитные флуктуации внутри электрической цепи, содержащей саму квантовую точку [27]. Соотношение для вероятностей переворота ядерного спина, $W_+/W_- = \exp(E_Z/T)$, определяется отношением вероятностей излучения и поглощения фононов или фотонов, $(n_\omega + 1)/n_\omega$. Это позволяет использовать уравнения (1) и (2). Для температур $T \sim 1$ К и магнитных полей $B \sim 1$ Т скорость релаксации электронного спина при взаимодействии с фононами предсказывается в пределах секунд (при этом скорость релаксации ядерного спина $W_\pm$ в $N \sim 10^6$ раз меньше) [25]. В работе [27] было показано, что взаимодействие электрона с колебаниями электрического поля в контуре может приводить к временам релаксации электронного спина того же порядка при типичных значениях параметров. Согласно экспериментальным данным, время релаксации более 1 с для магнитного поля около 1 Т [28, 29] уменьшается на три порядка при увеличении магнитного поля до 7 Т [29]. При этом, как утверждается в [29], зависимость времени релаксации от величины магнитного поля указывает на спин-орбитальную природу эффекта. Таким образом, время релаксации электронного спина за счет сверхтонкого взаимодействия с ядрами решетки должно быть еще больше.

Для того чтобы самополяризация ядерных спинов была возможна, надо существенно увеличить скорость поляризации. Будем рассматривать квантовую точку внутри резонансного контура, включающего индуктивность L, в отличие от работы [27], где контур состоял только из электрической емкости квантовой точки C и активного сопротивления R. Скорость релаксации электронного спина существенно увеличивается, если частота зеемановского расщепления электронного спина совпадает с частотой собственных колебаний контура, $\omega = 1/\sqrt{LC}$. Увеличение скорости релаксации объясняется увеличением плотности конечных состояний излучаемого фотона в соответствии с эффектом Парселла [30]. Похожая схема эксперимента была рассмотрена при описании эффекта электронного дипольного спинового резонанса в двойной квантовой точке [16]. В ней, однако, контур служит для создания условий индуцированного излучения при больших амплитудах электрического поля источника, а не для увеличения вероятности спонтанного излучения, как в нашем случае.

Вероятность переворота электронного спина при одновременном перевороте спина одного из ядер определяется выражением [27]

$$W_+ + W_- \approx \frac{\pi}{N^2}\frac{A^2}{(\hbar\Omega_0)^2}\frac{R_\omega}{R_Q}\,\omega\coth\frac{\hbar\omega}{2T}, \qquad (9)$$

где $\hbar\Omega_0$ – разность энергий между основным и первым возбужденным электронными состояниями квантовой точки, $1/R_Q = e^2/h$ – квант проводимости. Действительная часть комплексного сопротивления контура равна

$$R(\omega) = \frac{R}{(1-LC\omega^2)^2 + (RC\omega)^2}. \qquad (10)$$

Далее будем предполагать, что в процессе увеличения поляризации $\langle I_z\rangle$ и, соответственно, частоты ω мы подстраиваем емкость контура так, чтобы постоянно выполнялось условие резонанса: $C = 1/(L\omega^2)$. Для этого можно воспользоваться схемой, изображенной на рис. 3. Здесь емкость контура, определяемая соотношением $C^{-1} = (C_0 + C_{\rm qd})^{-1} + C_{\rm v}^{-1}$, в пределе $C_0 \gg C_{\rm qd}, C_{\rm v}$ близка к емкости варикапа, $C \approx C_{\rm v}$. Отметим, что подстройка индуктивности также возможна. Однако с точки зрения практической реализации она выглядит более проблематичной.

Пусть разность потенциалов между контактами много больше температуры: $\Delta\mu \gg T$. В этом случае электронные уровни $n_\pm$ и n_0 оказываются практически равнозаселенными, а средний спин электрона близок к нулю: $\langle S_z\rangle = 0$. В итоге уравнение (2) преобразуется к виду

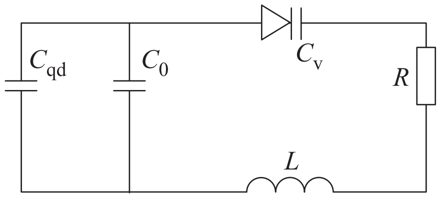

Рис. 3. Схема электрической цепи, содержащей квантовую точку в виде электрической емкости $C_{\rm qd}$, с дополнительной емкостью $C_0 \gg C_{\rm qd}$, варикапом $C_{\rm v}$ и индуктивностью L

$$\frac{d\langle I_z\rangle}{dt} = -\gamma_0\langle I_z\rangle^3\coth\frac{A\langle I_z\rangle}{2T}\left(\langle I_z\rangle - \frac{1}{2}\tanh\frac{A\langle I_z\rangle}{2T}\right) - \\ - \frac{\nu_0\langle I_z\rangle}{1 + (A\langle I_z\rangle/\hbar\Gamma)^2}, \qquad (11)$$

где

$$\gamma_0 = \frac{\pi}{3N^2}\frac{(A/\hbar)^5}{\Omega_0^2}\frac{L^2}{RR_Q}, \quad \nu_0 = \frac{4}{3N^2}\frac{(A/\hbar)^2}{\Gamma}. \qquad (12)$$

Предположим, что мы используем контур с индуктивностью $L \sim 1$ мГн (это предполагает, что емкость варикапа должна меняться в пределах $C_{\rm v} \approx \approx 1/(L\omega^2) \sim 10^{-1}$–$10^{-7}$ пФ) и сопротивлением $R \sim \sim 1$ Ом ($R_Q \approx 26$ кОм). Для параметров, близких к квантовым точкам из GaAs ($A \approx 0.1$ мэВ, $\hbar\Omega_0 \sim 1$ мэВ, $\Gamma \sim 10^8\,{\rm c}^{-1}$, $N \sim 10^6$), получаем $\gamma_0 \sim 10^9\,{\rm c}^{-1}$. Решение уравнения (11) при данных значениях параметров изображено на рис. 4 при начальном значении среднего спина ядер $\langle I_z\rangle_{t=0} = = 10^{-3} \sim 1/\sqrt{N}$ и скорости ядерной деполяризации $\nu_0 = 10^2\,{\rm c}^{-1}$.

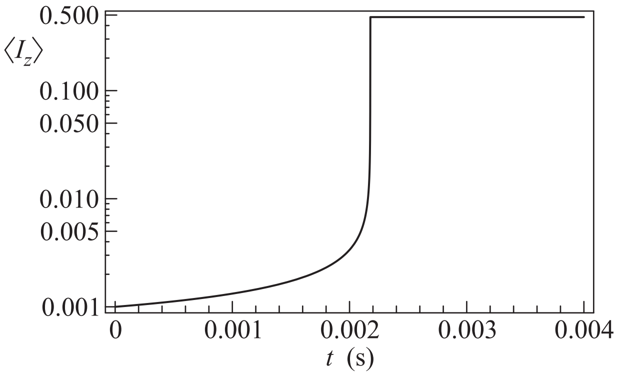

Рис. 4. Зависимость от времени поляризации ядер $\langle I_z\rangle$ согласно уравнению (11) при значениях параметров $\gamma_0 = 10^9\ {\rm c}^{-1}$, $\nu_0 = 10^2\ {\rm c}^{-1}$, температуре $T = T_c/2$ и начальной поляризации $\langle I_z\rangle_{t=0} = 10^{-3}$

Поляризация нарастает медленно при малых значениях $\langle I_z\rangle$, где согласно уравнению (11) $\gamma \propto \langle I_z\rangle^2$. Для того чтобы увеличить скорость поляризации на этом этапе, можно использовать большие индуктивности с ферромагнитным сердечником, учитывая, что магнитная проницаемость может достигать значительных величин до частот порядка 10^{11} с$^{-1}$. В качестве резонансного контура можно также использовать сверхпроводящий микроволновый резонатор, связь которого со спином электрона в квантовой точке исследовалась, например, в недавнем эксперименте [31].

5. Заключение. В данной работе предложена схема эксперимента по обнаружению явления самополяризации ядерных спинов, предсказанной М.И. Дьяконовым и В.И. Перелем [2]. Показано, что условия, необходимые для самополяризации ядер, могут быть созданы при нелинейном режиме протекания электрического тока через одиночную квантовую точку. Продемонстрировано, что известный механизм релаксации ядерного спина при когерентном туннелировании электрона с переворотом спина [20, 18] в данном случае приводит к деполяризации ядер. Чтобы сделать явление самополяризации ядер возможным, мы предлагаем увеличить скорость поляризации ядер (сделать ее больше скорости деполяризации) за счет резонансной передачи энергии при перевороте электронного и ядерного спинов электромагнитным колебаниям электрического контура, частью которого является квантовая точка. Мы подтверждаем данную возможность расчетом для реалистичных параметров квантовой точки.

---

1. А. Абрагам, *Ядерный магнетизм*, М.: Иностр. литература, 1963.
2. М. И. Дьяконов, В. И. Перель, Письма в ЖЭТФ **16**, 563 (1972).
3. В. Л. Коренев, Письма в ЖЭТФ **70**, 124 (1999).
4. M. I. Dyakonov, *Spin physics in semiconductors*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 2008.
5. J. Fabian, A. Matos-Abiague, C. Ertler et al., Acta Physica Slovaca **57**, 565 (2007).
6. R. Hanson, L. P. Kouwenhoven, J. R. Petta et al., Rev. Mod. Phys. **79**, 1217 (2007).
7. M. W. Wu, J. H. Jiang, and M. Q. Weng, Phys. Rep. **493**, 61 (2010).
8. B. Urbaszek, X. Marie, T. Amandet et al., Rev. Mod. Phys. **85**, 79 (2013).
9. D. Loss and D. P. DiVincenso, Phys. Rev. A **57**, 120 (1998).
10. A. V. Khaetskii, D. Loss, and L. Glazman, Phys. Rev. Lett. **88**, 186802 (2002).
11. W. A. Coish and D. Loss, Phys. Rev. B **70**, 195340 (2004).
12. A. S. Bracker, E. A. Stinaff, D. Gammon et al., Phys. Rev. Lett. **94**, 047402 (2005).
13. G. Petersen, E. A. Hoffmann, D. Schuh et al., arXiv:1212.3140 (2012).
14. J. Baugh, Y. Kitamura, K. Ono et al., Phys. Rev. Lett. **99**, 096804 (2007).
15. K. Ono and S. Tarucha, Phys. Rev. Lett. **92**, 256803 (2004).
16. E. A. Laird, C. Barthel, E. I. Rashbaet et al., Phys. Rev. Lett. **99**, 246601 (2007).
17. D. J. Reilly, J. M. Taylor, J. R. Petta et al., Science **321**, 817 (2008).
18. М. И. Дьяконов, В. И. Перель, *Оптическая ориентация* (под ред. Б. П. Захарчени и Ф. Майера), Л.: Наука, 1989.
19. М. И. Дьяконов, В. И. Перель, ЖЭТФ **65**, 362 (1973).
20. Y. B. Lyanda-Geller, I. L. Aleiner, and B. L. Altshuler, Phys. Rev. Lett. **89**, 107602 (2002).
21. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика*, М.: Физматлит, 2001.
22. K. MacLean, S. Amasha, I. P. Radu et al., Phys. Rev. Lett. **98**, 036802 (2007).
23. P. Maletinsky, A. Badolato, and A. Imamoglu, Phys. Rev. Lett. **99**, 056804 (2007).
24. C. Latta, A. Srivastava, and A. Imamoglu, Phys. Rev. Lett. **107**, 167401 (2011).
25. S. I. Erlingsson and Yu. V. Nazarov, Phys. Rev. B **66**, 155327 (2002).
26. V. A. Abalmassov and F. Marquardt, Phys. Rev. B **70**, 075313 (2004).
27. F. Marquardt and V. A. Abalmassov, Phys. Rev. B **71**, 1 (2005).
28. J. Elzerman, R. Hanson, L. H. Willems van Beveren et al., Nature **430**, 431 (2004).
29. S. Amasha, K. MacLean, I. P. Radu et al., Phys. Rev. Lett. **100**, 046803 (2008).
30. E. M. Purcell, Phys. Rev. **69**, 681 (1946).
31. K. D. Petersson, L. W. McFaul, M. D. Schroer et al., Nature **490**, 380 (2012).