

## ПРОЦЕССЫ ДЕКОГЕРЕНТИЗАЦИИ СОСТОЯНИЙ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ И МОЛЕКУЛЯРНЫХ ЛОГИЧЕСКИХ НАНОЭЛЕМЕНТАХ ДЛЯ КВАНТОВОГО КОМПЬЮТЕРА

**Введение.** До сих пор все машины, используемые человеком в практической деятельности, были классическими. Тем не менее, техническую революцию XX века в информатике и энергетике правомерно назвать первой квантовой революцией, настолько тесно она связана с квантовой физикой.

Существующие компьютеры обладают колоссальными быстродействием и памятью. Тем не менее, они являются классическими приборами, т.к. их функционирование описывается уравнениями классической физики для классических переменных. Под квантовым прибором будем понимать прибор, работающий в квантовом режиме и динамика которого описывается уравнением Шредингера для волновой функции. Аргументами волновой функции выступают квантовые переменные (координаты, импульсы, поляризация и спин – частиц). Волновая функция квантовой системы обладает квантовой когерентностью в том смысле, что она способна к проявлению явлений интерференции при сложении различных компонент волновой функции. Свойство когерентности волновой функции, описывающей квантовый прибор, является его важнейшей отличительной чертой.

Представим себе теперь, что мы преодолели технологические и другие трудности, стоящие на пути создания квантово-когерентных приборов, и создали новое поколение технических систем, обеспечивающих использование квантовых технологий в практической деятельности. Это было бы осуществлением второй квантовой революции [1, 2].

Законы классической и квантовой физики имеют принципиальные различия. Поэтому можно ожидать, что квантово-когерентные приборы и квантовые технологии будут иметь принципиальные преимущества по сравнению с классическими приборами и технологиями того же назначения. Иными словами, квантовая техника и технология должны помочь преодолеть установленные для классической техники и технологии "пределы" и ограничения. Теоретический анализ и эксперименты демонстрируют наличие именно таких возможностей. Возможно, например, преодолеть дифракционный предел разрешения в квантовой оптической микроскопии и квантовой оптической литографии [3], построить "абсолютно секретные" квантовые линии связи [4].

**1. Декогерентизация квантовых состояний.** Квантовые компьютеры обладают существенными преимуществами по сравнению с существующими классическими компьютерами и могут обеспечить решение задач, считающихся "нерешаемыми" на классических компьютерах. Создание квантовых компьютеров сопряжено с преодолением как технологических трудностей, так и ограничений, связанных с декогерентизацией состояний квантового компьютера.

Слова "бит" и "кубит" обозначают соответственно как единицы классической и квантовой информации, так и классические и квантовые системы, являющиеся носителями 1 бита (кубита) информации. В оперативной памяти ЭВМ носителем информации является триггерная транзисторная схема. В ячейках памяти состояния "0" и "1" разделены энергетическим барьером. Более того, состояния с минимальной энергией являются аттракторами, к которым система эволюционирует из множества состояний, окружающих аттрактор [5]. Надежность хранения информации в классических компьютерах обеспечивается наличием энергетического барьера, который разделяет два аттрактора, представляющих два состояния "0" и "1". В системах квантовых вычислений информация передается путем физического переноса кубита – носителя информации или методом телепортации квантового состояния кубита.

В качестве кубита может быть выбрана любая квантовая система с двумя состояниями, характеризующимися ортонормированными волновыми функциями  $|\Phi_1\rangle$  и  $|\Phi_2\rangle$ . Удобным примером кубита является ядерный (или электронный) спин  $I = 1/2$ , который в постоянном внешнем магнитном поле имеет два энергетических уровня, соответствующих направлениям спина вдоль поля или против поля.

Идея спинтронного аналога полевого транзистора, высказанная в 1991 г. Даттой и Дасом [6] и основанная на управлении спиновой поляризацией носителей заряда посредством спин-орбитального взаимодействия с внешним электрическим полем, до сих пор экспериментально не реализована. Также справедливо относительно идеи поляризационного магнитооптического транзистора, сформулированной Кузавко и Шавровым в 1990 г. [7-10] и основанной на бистабильном характере изменения поляризации электромагнитных волн, прошедших магнитную пленку в области ее спин-переориентационного фазового перехода (ФП). Объединение легкости управления зарядом в полупроводниковых приборах с возможностью использования спиновой степени свободы электрона для хранения и передачи информации является весьма актуальной в связи с необходимостью обработки стремительно возрастающих в настоящее время потоков информации. Возможно, однако, что модель Датты-Даса исчерпала возможности для своей экспериментальной реализации [11, 12]. Вследствие этого целесообразно рассмотреть альтернативные теоретические модели спинтронных [13-16] и поляризационных [15, 17] устройств, особенно с использованием появившихся в конце 1990-х годов новых материалов – магнитоуправляемых ферромагнитных сплавов Гейслера  $Ni_{2+x}Mn_{1-x}Ga_{1-y}$  с эффектом памяти формы [19-21]. Ожидается, что ферромагнетики на основе Ni-Mn-Ga в силу возникновения в них гигантских (до 10%) магнитодеформаций в области мартенсит-аустенитного ФП окажутся весьма полезными при создании предлагаемых устройств. Предполагается, что существование резко выделенных нестиггов поверхности Ферми сплава ферромагнитной подложки обеспечит переориентацию спинов носителей заряда в деформированной полупроводниковой пленке [16, 22]. Использование компьютерных моделей расчета  $d(f)$ -орбиталей электронов методами FPLMTO или LDA и процедуры "проектирования" при помощи программных пакетов SuperChem 6.0 (MMZ), CS Chem 3D Ultra (MMZ) и их количественного взаимодействия со спинами электронов в сильно деформированной кристаллической решетке полупроводника позволит достичь приемлемого для практического использования коэффициента усиления спинового транзистора [22, 23].

Другим примером кубита является ион  $Ca^{2+}$  в составе одномерного ионного кристалла. В качестве состояния  $|0\rangle$  кубита можно выбрать подуровень  $4^2S_{1/2}$ , а в качестве  $|1\rangle$  – подуровень  $3^2D_{5/2}$  возбужденного метастабильного состояния иона. Между уровнями S и D запрещены дипольные и разрешены квадрупольные электрические переходы, так что время жизни иона  $Ca^{2+}$  в D-состоянии составляет 1 с. Переходы  $4^2S_{1/2} \leftrightarrow 3^2D_{5/2}$  (динамика кубита) управляются лазерными импульсами на частоте перехода. Лазерный пучок фокусируется на отдельном ионе в отдельном кристалле [1, 24].

В других популярных реализациях состояниями кубита выбирают орбитальные состояния электрона в квантовых ямах или квантовых точках. Состояния "0" и "1" электрона в квантовых точках могут быть разделены потенциальным барьером, как в реализации классического бита. Тем не менее в квантовом случае состояние "1" сохраняет неустойчивость по отношению к распаду "1"  $\rightarrow$  "0" благодаря возможности туннельного перехода сквозь барьер. Управление динамикой кубита выполняется лазерными фемтосекундными импульсами через возбужденные уровни энергии электрона [24].

Большой интерес вызывают реализации кубитов с использованием сверхпроводниковых структур. Состояния  $|0\rangle$  и  $|1\rangle$  кубита в скивде (сверхпроводниковое кольцо с переходами Джозефсона в магнитном поле) соответствуют сверхпроводниковые токи в противоположных направлениях [2]. Большое число экспериментов выполнено на кубите – одиночном фотоне. Любые два состояния фотона с ортогональными поляризациями s и p могут быть выбраны

как состояния  $|0\rangle$  и  $|1\rangle$  кубита [7,10,17]. Возможен также выбор фотонных состояний, различающихся фазой  $\pi$  [9, 10].

Состояния квантовой системы, описываемые векторами состояния  $|\Psi\rangle$ , называются чистыми. Им противопоставляются так называемые смешанные состояния, которые нельзя описать векторами состояния. Чистые и смешанные состояния квантовых систем принципиально различаются по принципу когерентности: чистые состояния когерентны, смешанные – некогерентны. Понятие когерентности в квантовой физике определяется аналогично понятию когерентности в оптике: волновые функции (векторы состояния) квантово-когерентных систем способны к интерференции. Знаменитый эксперимент по наблюдению дифракции электронов на двух щелях по сути является экспериментом по выявлению квантовой когерентности орбитальной волновой функции  $|\psi(\vec{r})\rangle$  свободного электрона.

Когерентность волновой функции одиночного фотона может быть продемонстрирована на примере интерферометра Маха-Зондера [2].

Схема квантового компьютера представлена на рис.1. По существу квантовый компьютер представляет собой регистр из  $N$  кубитов, управляемых (внешними) классическими сигналами. Квантовый компьютер встроен в классическое окружение, состоящее из управляющего классического компьютера и генератора импульсов, управляющего эволюцией кубитов, а также средствами измерений состояния кубитов. Назовем идеальным квантовый компьютер, состояния которого всегда когерентны. Это означает, во-первых, отсутствие взаимодействия компьютера с окружением, создающим шумы и нарушающим когерентность вектора состояния компьютера (декогерентизация); во-вторых, в идеальном квантовом компьютере внешние сигналы осуществляют точное управление. Ограниченный физический ресурс, т.е., например, небольшое количество  $N = 10^3$  кубитов, создает экспоненциально большой  $2^N = 2^{1000} \approx 10^{300}$  математический информационный ресурс квантового компьютера. Именно из этого обстоятельства вытекают основные преимущества квантового компьютера. Ресурсы классического компьютера вследствие его детерминированности экспоненциально малы по сравнению с ресурсами квантового компьютера. Заметим, что явление интерференции электромагнитных волн в оптическом компьютере не может быть использовано для осуществления квантовых вычислений. Оптический компьютер не способен моделировать квантовые вычисления, он должен быть отнесен к классу классических аналоговых компьютеров [10]. Квантовый компьютер является цифровым компьютером с аналоговым управлением. Для него характерно парадоксальное сочетание свойств – аналоговый способ управления, вероятностный характер представления цифрового решения – не присутствует ни в одном типе классических компьютеров. Квантовый компьютер выглядит минотавром в мире компьютеров, сочетая несоместимые в классическом мире свойства аналоговых и цифровых классических компьютеров. По современным оценкам параметры управляющих кубитами сигналов (импульсов) должны контролироваться с погрешностью  $10^{-5} - 10^{-4}$ . Такую дорогую плату должны будут заплатить создатели квантовых компьютеров за сюрприз встречи с минотавром – цифровым компьютером с аналоговым управлением. Как показано ниже, высокая точность операций необходима, чтобы справиться с проблемой декогерентизации квантовых состояний.

Квантовая теория информации строится во многом по аналогии с теорией классической информации Шеннона [2, 4]: аналогично информационной энтропии Шеннона строится квантовая энтропия фон Неймана. Как энтропия Шеннона характеризует количество информации, содержащейся (в среднем) в одном сигнальном символе  $X$ , появляющемся с вероятностью  $p(X)$ , так и энтропия фон Неймана характеризует информацию в квантовых состояниях  $\rho_X$ , выступающих в качестве сигнальных символов и появляющихся с вероятностью  $p(\rho_X)$ .

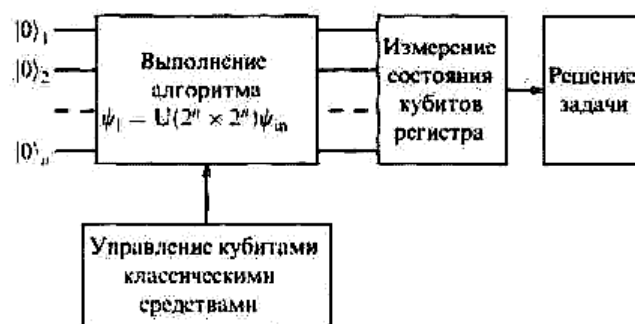


Рис. 1. Схема квантового компьютера

Для эффективности квантового алгоритма необходимо, чтобы полное число операций было полиномиальным от числа "задействованных" кубитов в компьютере:  $N = p(n)$ . Если число операций возрастает экспоненциально с размером задачи, то алгоритм относится к классу неэффективных.

Процесс перехода системы от квантово когерентного чистого состояния, описываемого волновой функцией, к некогерентному состоянию, описываемому матрицей плотности, называется процессом декогерентизации системы и ему соответствует время декогерентизации квантовых состояний, т.е. временной промежуток в пределах которого ансамбль частиц может производить квантовые вычисления. Отметим, что ансамбль частиц может представлять собой наноразмерный кластер, к которому уже в настоящее время приближаются элементы полупроводниковых процессоров корпорации "Интел", выполненных по технологиям 65, 57, 45 нм и перспективных до ... 11 нм, предельных размеров дискретизации элементов для полупроводниковой электроники. В полупроводниковом элементе размером 11 нм будет содержаться один электрон, т.е. функционирование прибора теряет смысл. С другой стороны, для вычислений весьма перспективными являются биологические молекулы: ДНК, РНК, аминокислоты и белки, которые посредством имплантированных углеродных нанотрубок и фуллеренов могут образовывать квантовый процессор, выполняющий квантовые вычисления в пределах времени декогерентизации квантовых состояний.

Измерение состояния кубитов в квантовом компьютере считается одной из стандартных операций. С теоретической точки зрения, нет никаких сложностей в процедуре измерения состояния кубита в базисе  $|0\rangle, |1\rangle$ . Однако физическая реализация измерения кубита сопряжена с решением весьма сложных технологических проблем, связанных с преодолением трудностей измерения состояния отдельной нано-, мезо-, молекулярной и атомной частиц (иона, электрона или протона, фотона). По существу для каждой реализации кубита нужна разработка своего физического метода измерения его состояния. Так, спин электрона или атомного ядра может быть зарегистрирован средствами магнитосилового микроскопии. В принципе желательно, чтобы длительность измерения была сопоставимой с длительностью квантовых операций. При длительных измерениях (методы с накоплением сигнала) должны приниматься меры для сохранения квантовой когерентности измеряемого состояния. Проблема измерения состояния отдельных кубитов – одна из самых трудных с точки зрения физической реализации квантового компьютера.

Взаимодействие регистра квантового компьютера с неконтролируемым окружением, неточности в значениях параметров управляющих импульсов, а также неконтролируемое взаимодействие кубитов между собой являются источниками декогерентизации квантового состояния. Декогерентизация означает, что когерентное состояние системы превращается в смешанное, описываемое матрицей плотности. По сути декогерентизация состояния квантовой системы означает ее классизацию, т.е. переход в состояние, описываемое законами классической связи.

Важным параметром квантовой системы является время декогерентизации  $\tau_{dc}$  ее состояния. Регистр из  $L$  кубитов теряет когерентность состояния за время

$$\tau_{dc}^L = \frac{\tau_{dc}}{L^\alpha}, \quad \alpha = 1, 2. \quad (1)$$

Время декогерентизации необходимо сравнивать со средним временем выполнения операции  $\tau_{op}$ : отношение  $N_{op} = \tau_{dc}^L / \tau_{op}$  показывает, сколько вычислительных операций удастся выполнить, пока квантовый компьютер сохраняет когерентное состояние. С учетом (1) имеем

$$N_{op} = \frac{\tau_{dc}}{\tau_{op} L^\alpha}. \quad (2)$$

Значения  $\tau_{dc}$  и  $\tau_{op}$  могут сильно различаться для различных реализаций кубита, но их отношение мало зависит от реализации:

$\tau_{dc}^L / \tau_{op} = 10^3 - 10^6$ . Из этой формулы следует, что на компьютере, содержащем  $L = 10^3$  кубитов, за время декогерентизации удастся выполнить лишь небольшое число вычислительных операций. Следовательно, процессы декогерентизации квантовых состояний "запрещают" существование полномасштабного квантового компьютера. Для выхода из такой ситуации: 1) необходимо сократить время операции  $\tau_{op}$ ; 2) необходимо увеличить время декогерентизации  $\tau_{dc}$  кубита.

Уменьшать время  $\tau_{op}$  можно, увеличивая интенсивность (напряженность) управляющих полей. Однако напряженности управляющих полей ограничены сверху возбуждением нерезонансных переходов и возникновением других нелинейных эффектов. Увеличение времени  $\tau_{dc}$  требует тщательного изучения всех возможных максимумов декогерентизации кубита в данной конкретной реализации и разработки конкретных мер по изоляции кубита от окружения, увеличения точности управляющих сигналов и т.п.

Однако все эти меры могут оказаться недостаточными для обеспечения необходимого времени вычисления. По существу необходимы способы стабилизации когерентного состояния компьютера на сколь угодно длительное время, чтобы можно было завершить вычисления любой задачи с "большим" (но полиномиальным) алгоритмом вычислений. Таким методом является метод квантовой коррекции ошибки.

Метод предполагает периодическую "очистку" состояния квантового компьютера от малых ошибок, возникших в векторе состояния в результате процессов за время последней очистки. Исследования декогерентизации квантовых систем являются естественным развитием исследований релаксационных процессов в многочастичных системах. Процессы спин-спиновой и спин-решеточной релаксации по сути совпадают с процессами фазовой и амплитудной декогерентизации спиновых кубитов. Декогерентизацию можно понимать как релаксацию когерентности: в процессе декогерентизации система движется от неравновесного (когерентного) состояния к равновесному (смешанному): процесс сопровождается возрастанием энтропии.

Процессы декогерентизации квантовых систем исследуются в различных приближениях и моделях. Наиболее адекватной является модель, где окружение системы (кубита, регистра) описывается квантово: декогерентизация возникает как следствие запутывания состояний системы с состоянием окружения. Более проста модель, где окружение описывается как флуктуирующее классическое поле. В этих моделях запутанность с окружением в явном виде не возникает, но упрощение в описании окружения позволяет описать декогерентизацию в процессе квантовых вычислений (операций) [25].

**2. Спин-зависимый транспорт в сплавах гейслера.** Сплавы Гейслера характеризуются тем, что их уровень Ферми лежит в щели для парциальной плотности состояний с одной из проекций спина. Впервые такая картина была получена для Гейслеровых сплавов NiMnSb [26] и PtMnSb [26-28] со структурой  $C_{1b}$ , а затем для CoMnSb, FeMnSb (полуметаллический ферромагнетик) [29]; для CrMnSb предсказано состояние полуметаллического антиферромагнетика [28]. Современные расчеты электронной структуры методом функционала спиновой плотности [30] для большой группы ферро- и антиферромагнитных Гейслеровых сплавов другой серии

$T_2MnZ$  ( $T=Co, Ni, Cu, Pd$ ) со структурой  $L2_1$  показал, что состояние с малым значением заселенности уровня  $N_1(E_F)$  реализуется в системах  $Co_2MnZ$  и  $Ni_2MnZ$  с  $Z=Al, Sn, Ga, Si, Ge$ . Отметим, что в соединении  $Ni_2MnGa$  реализуется фазовое превращение аустенит-мартенсит в ферромагнитном состоянии. При этом ФП I рода может быть осуществлен как температурой, так и внешним магнитным полем. Выбором стехиометрического состава  $Ni_{2+x}Mn_{1-x}Ga_{1-y}$  ФП может быть реализован в области комнатных температур, при этом обратимые магнитодеформации достигают 10%. Большинство вышеуказанных соединений обладают эффектом памяти формы. Таким образом, варьируя тепловой и магнитный фактор для ферромагнитных соединений сплава Гейслера, можно добиться существенной величины пререскоков спина ( $e\uparrow$  на  $e\downarrow$ ) почти свободных электронов вследствие заметной деформации поверхности Ферми в результате действия гигантских магнитодеформаций. Все сказанное открывает возможность выделения Гейслеровых сплавов как нового перспективного класса магнетиков с практической точки зрения для создания спиновых диодов и транзисторов. С теоретической точки зрения такие соединения выделяются, прежде всего, наличием хорошо определенных локальных моментов, а также отсутствием "сторонеровского континуума" электронно-дырочных возбуждений и, тем самым, малым затуханием коллективной спиновой моды во всей зоне Бриллюэна. Это сближает их с гейзенберговскими магнетиками, для которых в отдельных случаях имеет место точное решение уравнения Шредингера, а также с вырожденными магнитными полупроводниками.

Взаимодействие носителей тока на уровне Ферми с хорошо определенными магнонами приводит к совершенно иной картине энергетического спектра, чем взаимодействие с сильно релаксирующими парамагнонами в слабых зонных магнетиках. Действительно, в случае занятой подзоны с  $6 = \uparrow$  электроны со спином  $\uparrow$  свободно передвигаться не могут; оказывается, что они формируют очень экзотическую полосу почти бестоковых спин-поляронных состояний. С последним обстоятельством связан ряд ярких экспериментальных аномалий в спиновой поляризации электронов проводимости, скорости продольной ядерной магнитной релаксации и т.д. "Спин-поляронные" эффекты, обусловленные рассеянием носителей заряда на магнонах, являются существенно не ферми-жидкостными; они проявляются в Гейслеровых сплавах наиболее ярко, поскольку в обычных зонных магнетиках их маскируют парамагнитные вклады.

В Гейслеровых сплавах вклады магнитного рассеяния (спин-флор процессы) при низких температурах определяются в основном одномагнонными процессами рассеяния, доминирующими в температурном интервале

$$T \cdot < T < T_C, \quad T \cdot \sim \frac{l^2 S}{E_F^2} T_C, \quad (3)$$

где  $l$  – параметр  $s-d$ -обмена,  $T_C$  – температура Кюри,  $S$  – спин. Поскольку обычно  $|| \ll E_F$ .

Рассмотрим соответствующий вклад в сопротивление, который возникает во втором порядке теории возмущений по  $l$ , используя формулу Мори [31]. Для обратного транспортного времени релаксации имеем

$$\frac{1}{\tau} = \int_0^\infty dt \left( \left[ \hat{v}(t), H_{int} \right], \left[ H_{int}, \hat{v} \right] \right) \left( \hat{v}, \hat{v} \right)^{-1}, \quad (4)$$

где  $H_{int}$  – поперечная часть  $s-d$ -гамильтониана, описывающая процессы с переворотом спина,

$$\hat{v} = \sum_{K_6} \vec{v}_{K_6} C_{K_6}^\dagger C_{K_6},$$

$$\hat{v}_{K_6} = \frac{\partial \epsilon_{K_6}}{\partial \vec{K}}$$

- оператор скорости электронов проводимости,

$$(A, B) = \int_0^{1/T} d\lambda \langle A \exp(-\lambda H) B \exp(\lambda H) \rangle.$$

Проводя вычисления, находим

$$\frac{1}{\tau} = 8\pi l^2 S \left[ \sum_{\bar{K}, \bar{K}'} \bar{v}_{\bar{K}\bar{K}'} \left( -\frac{\partial \varepsilon_{\bar{K}\bar{K}'}}{\partial \bar{K}} \right)^{-1} \sum_{\bar{K}, \bar{K}'} (\bar{v}_{\bar{K}\uparrow} - \bar{v}_{\bar{K}\downarrow})^2 \times \right. \\ \left. \times n_{\bar{K}\uparrow} (1 - n_{\bar{K}\downarrow}) N_{\bar{K}-\bar{K}'} \delta(\varepsilon_{\bar{K}\downarrow} - \varepsilon_{\bar{K}\uparrow} - \omega_{\bar{K}-\bar{K}'}') \right] \quad (5)$$

( $n_{\bar{K}\bar{K}'} = f(\varepsilon_{\bar{K}\bar{K}'})$ ) и  $N_q = N_B(\omega_q)$  - фермиевская и бозевская функции,  $\omega_q$  - магнонная частота), что обобщает результат [32] на случай произвольных спектров  $\varepsilon_{\bar{K}\bar{K}'}$ .

Итак, в магнитном рассеянии электронов в Гейслеровых сплавах должны доминировать двухмагнные процессы [33]. Поэтому следует ожидать значительных особенностей в температурной и полевой зависимостях спин-электронного транспорта в ферромагнитном сплаве Гейслера в области аустенит-мартенситного ФП. Например, для температурной зависимости магнитосопротивления в интервале (3) получаем

$$\rho \sim l^2 N_{\uparrow}(E_F) N_{\downarrow}(E_F) \left( \frac{T}{T_C} \right)^2 \quad (6)$$

Откуда спиновая поляризация носителей тока

$$P(T) = \frac{n_{\uparrow}(T) - n_{\downarrow}(T)}{n_{\uparrow}(T) + n_{\downarrow}(T)} \quad (7)$$

определенная из  $\rho_S(T)$ , оказывается пропорциональной намагнитченности и параметру близости к точке ФП  $\Delta T = T - T_{MA} = T - (A_f + M_S)/2$ , где  $A_f$  - температура окончания существования аустенитной фазы,  $M_S$  - температура начала возникновения мартенситной фазы.

Прямые измерения  $P(T)$  можно произвести методом спин-поляризованной фотоэмиссии или методом магнито-силовой микроскопии с помощью наноразмерного куливера [34]. Оценки для полупроводника GaAs толщиной 100 нм на подложке Ni<sub>2</sub>MnGa дают время релаксации  $\tau = 10^{-11}$  сек и изменение  $\Delta\rho/\rho_0 \approx 10$  в непосредственной окрестности ФП  $|T - T_{MA}| \leq 1K$ . При этом магнитодеформация составляет  $\Delta\varepsilon/\varepsilon_0 = 2-3\%$ . Таким образом, коэффициент усиления спинового транзистора, представленного на рис. 2 по спиновой электронной компоненте  $K_{\uparrow}$  может достигать величины  $\sim 10$ , что близко к коэффициенту усиления обычного электронного полевого транзистора на основе гетероструктуры МДП (МОП).

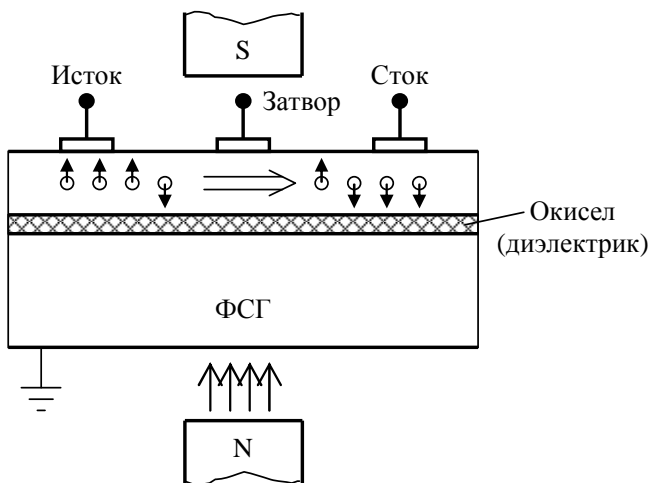


Рис. 2. Полевой спиновый транзистор – спиновод с магнитным затвором

**Заключение.** В таблице приведена классификация полупроводниковых транзисторов, изготавливаемых (65; 57; 45 нм) и планируемых к производству (30; 22; 11 нм) корпорацией Интел, а также основных биологических молекул (ДНК, РНК, нуклеотидов, аминокислот, белков, фуллеренов) по количеству частиц, их размерам и времени декогерентизации состояний орбитального движения электронов, вычисленного по правилу  $\tau_n = \tau_1/n$ , где  $n$  - количество кубитов,  $\tau_1$  - время декогерентизации одного кубита.

Время существования когерентных состояний атомных и мезоскопических (к ним можно отнести фуллерены, участки ДНК и РНК, рибосомы, аминокислоты, отдельные малые белки) составляет  $10^{-9} - 10^{-12}$  с, что позволяет наблюдать квантовые когерентные состояния современными экспериментальными методами. Отметим, т.к. частота современных процессоров достигает 10 ГГц, то на атомном уровне с регистром  $L = 4$  (4 бита или  $1/2$  байта) можно складывать до десяти. С другой стороны, лазерная техника позволяет получать световые импульсы до нескольких фемтосекунд ( $10^{-15}$  сек). За это время свет распространяется на расстояние  $\approx 1$  мкм. Оптоэлектронные комбинированные транзисторы функционируют с частотой  $\approx 100$  ГГц, т.е. длительность такта обработки информации составляет  $\approx 10^{-11}$  сек. Тогда на атомном уровне с 8-битовым регистром можно реализовать 12 тактов вычислений, в которые можно заложить и запоминание выполненных расчетов. Приведенные оценки справедливы и для малых биологических молекул (нуклеотиды и аминокислоты, белки) и фуллеренов C<sub>60</sub>, C<sub>81</sub>, C<sub>94</sub>, C<sub>105</sub> и т.д., а также устройств на основе углеродных нанотрубок и графенов.

Заметим, что усредненная область локализации электрона составляет  $10^{-5}$  нм [35] и тогда время декогерентизации его спинового состояния может достигать тысяч секунд. При регистре  $L = 64$  количество операций составит  $N_{op} = 10^3 / (10^{-14} \cdot 64) \approx 10^{15}$  или  $10^{12}$  операций в секунду. Создаваемый классический гибридный суперкомпьютер компании IBM Roadrunner будет содержать около 16 тысяч процессоров, как Opteron, так и Cell, и должен будет обеспечить производительность 1 петафлопс ( $10^{15}$ ).

Автор благодарен академику П.А.Витязю, член-корреспонденту И.О.Троянчуку и профессору В.В.Рубанику за обсуждение проблем создания спинового транзистора и использования в нем умных материалов, а также ГКПНИ «Нанотех» (задание 3.15), «Тепловые процессы» (задание 45), «Молекулярные и кристаллические структуры» (задание 7).

**СПИСОК ЦИТИРОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ**

1. Валиев К.А., Кокин А.А. Квантовые компьютеры: надежды и реальность. - 2 изд. - М.: Наука. - с. 289.
2. Валиев К.А. Квантовые компьютеры и квантовые вычисления // УФН. - Т. 175. - №1, 2005. - С. 3-39.
3. R. Feynman There's Plenty of Room at the Bottom. An Invitation to Enter a New Field of Physics // 1959. <http://www.zyvx.com/nanotech/feynman.html>
4. Молотков С.Н. Квантовая криптография и теоремы В.А.Котельникова об одноразовых ключах и об отсчетах // УФН. - Т.175. - № 1, 2006. - С. 777-788.
5. К. Эрик Дрекслер Машины создания. Грядущая эра нанотехнологии // Anchor Books. 1986. [http://www.edrexler.com/d/06/00/EOC/EOC\\_Table\\_of\\_Contents.html](http://www.edrexler.com/d/06/00/EOC/EOC_Table_of_Contents.html)
6. S. Datta, B. Das. Appl.Phys. Lett., 1991, V.56, P. 665.
7. Кузавко Ю.А., Шавров В.Г. Поляризационная магнитооптическая бистабильность (ПМОБ) в магнитных пленках со спиновой перероентацией // Тезисы докладов XII Всесоюзной школы-семинара "Новые магнитные материалы микроэлектроники" - Новгород, 1990. - Ч. 2. - с. 97.
8. Кузавко Ю.А., Шавров В.Г. Поляризационная магнитооптическая бистабильность в пленках ферритов // Тез. докл. XIX Всес. конф. по физике магнитных явлений. - Ташкент, 1991. - Ч. 1. - С. 114-115.
9. Yu.A. Kuzavko, V.G. Shavrov. Polarization magneto optic bistability in films // Digests of the Intermag conference. St. Louis, Missouri, USA, 1992, P. JQ-09.

Таблица. Времена декогерентизации квантовых состояний систем и ансамблей частиц, транзисторов и биомолекул

Масштаб системы	Число частиц	Объем, нм <sup>3</sup>	Время декогерентизации, нс
Атомный	1	10 <sup>-2</sup>	1
Мезоскопический	10 <sup>3</sup>	10	10 <sup>-3</sup>
Микроскопический	10 <sup>12</sup>	10 <sup>9</sup>	10 <sup>-12</sup>
Макроскопический	10 <sup>23</sup>	10 <sup>21</sup>	10 <sup>-23</sup>
Транзистор, 65x65x2 нм	≈ 8·10 <sup>6</sup>	≈ 8·10 <sup>3</sup>	8·10 <sup>-8</sup>
Транзистор, 57x57x2 нм	≈ 6·10 <sup>6</sup>	≈ 6·10 <sup>3</sup>	6·10 <sup>-8</sup>
Транзистор, 45x45x1 нм	≈ 2·10 <sup>6</sup>	≈ 2·10 <sup>3</sup>	2·10 <sup>-8</sup>
Транзистор, 22x22x1 нм	≈ 5·10 <sup>5</sup>	≈ 5·10 <sup>2</sup>	8·10 <sup>-8</sup>
Транзистор, 11x11x0,3 нм	≈ 7·10 <sup>3</sup>	≈ 70	6·10 <sup>-7</sup> = 6·10 <sup>-16</sup> сек
ДНК человека	10 <sup>13</sup>	10 <sup>10</sup>	10 <sup>-13</sup>
мРНК	10 <sup>11</sup>	10 <sup>9</sup>	10 <sup>-11</sup>
Аминокислота	50	3	10 <sup>-2</sup>
Белок	10 <sup>4</sup>	10	10 <sup>-3</sup>
Фуллерен C <sub>60</sub>	60	4	2,5·10 <sup>-3</sup>

- Кузавко Ю.А. Поляризационные магнитооптические бистабильности в антиферромагнитных пластинках // Тез. докл. Междуна. Конф. по оптике полупроводников. – Мн., 1999. – С. 114-115.
- Гуржи Р.Н., Калинин А.Н., Копелиович А.И., Яновский А.В. // ФНТ, 2001. – Ч. 27. – с. 1332.
- R.N. Gurzhi, A.N.Kalinenko, A.I. Kopeliovich, A.V. Yanovsky, A.V. Bochachek, Uzi Landman // Phys. Rev. B. 2003, V. 68, N 125, P. 113.
- Yu. Kuzavko. Controlling the spin current in smart materials based structures // Dig. of 8<sup>th</sup> Conference on Intermolecular and Magnetic Interactions in Matter, Poland, Nalenczow, 2005, P. 47.
- Yu. Kuzavko Spin transistor in structures based on smart materials // Dig. of E-MRS Fall Meeting. C. Shape Memory Materials for Smart Systems. Poland, Warschava, 2005, P. 77.
- Кузавко Ю.А. Спин-поляризационный электронный транспорт в гетероструктурах на основе ферромагнитных сплавов Гейслера. – Харьков, 2006. – С. 23-29.
- Yu.A. Kuzavko Magnetodeformations influence on spin-electron transport in Heysler alloy nanofilms with shape memory // EMRS-07. 2007. Poland, Warszawa. P. 150.
- Yu.A. Kuzavko Photonic effect in ferromagnetic nanofilms of Heysler alloy // EMRS-07. 2007. Poland, Warszawa. P. 301.
- Yu.A. Kuzavko Acoustic Spectrum of Nanoparticles of Heysler Shape Memory Ferromagnetic alloys // 2007. Poland, Warszawa. P. 129.
- Карпук М.М., Костюк Д.А., Кузавко Ю.А., Шавров В.Г. Особенности распространения акустических волн через границу жидкость - ферромагнитный сплав Гейслера // Акустич. журн., 2005. – Т. 51. – № 5. – С. 665 – 673.
- Костюк Д.А., Кузавко Ю.А., Шавров В.Г. Отражение и преломление акустических волн на границе ферромагнитный сплав Гейслера-диэлектрик // ФММ, 2006. – Т. 101. – № 6. – С. 575-588.
- Васильев А.Н., Бучельников В.Д., Такаги, Ховайло В.В., Эстрин Э.И. Ферромагнетики с памятью формы // УФН, 2003. – Т. 173. – №6. – С. 577-608.
- Кузавко Ю.А. Влияние магнитодеформаций на спин-электронный транспорт в пленках ферромагнитного сплава Гейслера. – Витебск, 2007. – С. 78-84.
- Yu.A. Kuzavko Magnetodeformations influence on acoustic waves in Heysler alloy Ni<sub>53</sub>Mn<sub>22</sub>Ga<sub>25</sub> with coupled magnetostructural transition // Phys. Rev. Lett. 2008. (to be published).
- Ирхин В.Ю., Кацнельсон М.И. Полуметаллические ферромагнетики // УФН, 1994. – Т. 164. – № 7. – С. 705-724.
- Yu.A. Kuzavko The generation of high acoustic harmonics in Heysler alloy Ni<sub>2</sub>.15Fe<sub>0</sub>.04Mn<sub>0</sub>.81Ga with martensite-austenite transition at room temperature // Appl. Phys. Lett. 2008. (to be published).
- R.A. de Groot, F.M. Mueller, P.G. Mueller, P.G. van Engen, K.H. Bushov // J. Phys. Rev. Lett. 1983, V. 50, P. 2024-2027.
- R.A. de Groot, F.M. Mueller, P.G. van Engen, K.H. Bushov // J. Appl. Phys. 1984, V. 55 (6), P. 2151-2154.
- R.A. de Groot, K.H. Bushov // JMMM. 1986, V. 54-57, P. 330-332.
- J. Kueber // Physica B+C. 1984, V. 127, P. 257-266.
- V.L. Moruzzi, J.F. Lanak, A.R. Williams. Calculated Electronic Properties of Metals. 1978. Pergamon Press.
- H. Mori // Prog. Theor. Phys. 1965, V. 34, P. 399-344.
- С.В. Вонсовский. Магнетизм. М.: Наука. 1971. с.1024.
- Yu.A. Kuzavko, V.G.Shavrov The reflection and transition of acoustic modes in boundary of Heysler alloy with solid ore liqued // Phys. Rev. B. 2008. (to be published). P.
- Y.C. Cheng, R.G. Silbey quant-ph / 0312053\$ 2005 Phys. Rev. A.
- Кузавко Ю.А., Шавров В.Г. Нано- и микрокристаллические образцы сплавов Гейслера с точки зрения акустики диссипативных сред. Материалы 43-й Междуна. конф. «Актуальные проблемы прочности» - Витебск, 2004. – Ч. 2. – с. 152.

Материал поступил в редакцию 27.01.08

**KUZAVKO J.A. Processes decogerentitation of condition in semi-conductor and molecular logic nanoelements for the quantum computer**

The association of ease of management of a charge in semi-conductor devices with an opportunity of use of a spin degree of freedom for a storage and transfer of the information is rather urgent in connection with necessity of processing of promptly growing now flows of the information. Probably, however, that the model Datty-Dasa of the spin transistor has exhausted(settled) opportunities for the experimental realization. Thereof it is expedient to consider alternative theoretical models spintron and polarizing devices, in particular, with use of the new materials, which have appeared at the end of 1990 years, - magnet controlled ferro of magnetic alloys Geysler Ni<sub>2</sub>+x+yMn<sub>1-x</sub>Ga<sub>1-y</sub> with effect of memory of the form. It is expected, that ferro a magnet on a basis Ni-Mn-Ga by virtue of occurrence in them huge (up to 10 %) magnet of deformations in the field of phase transformations will appear rather useful at creation of back - polarizing devices. The estimations of times decogerentitation of condition in semi-conductor and molecular logic nanoelements are given, within the limits of which the calculations in the quantum form of their realization are saved.

УДК 621.315.592; 539.216: 539.24/.27

**Кушнер Т.Л.**

**РАСЧЕТ ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКИХ ТЕМПЕРАТУР ДЕБАЯ ДЛЯ СОЕДИНЕНИЙ CuIn<sub>3</sub>Se<sub>5</sub>, CuGa<sub>3</sub>Se<sub>5</sub>, CuGa<sub>5</sub>Se<sub>8</sub>**

**Введение.** До настоящего времени изучение фундаментальных свойств тройных соединений I-III-VI<sub>2</sub> проводится, в основном, на создаваемых твердых растворах. Вместе с тем изучение фазового

взаимодействия в системах I-III-VI позволило установить, что в них могут образовываться наряду с известными фазами I-III-VI<sub>2</sub> еще множество позиционно упорядоченных фаз типа I-III<sub>n</sub>-VI<sub>m</sub> (где n = 3,5;

*Кушнер Татьяна Леонидовна, доцент кафедры физики Брестского государственного технического университета. Беларусь, БрГТУ, 224017, г. Брест, ул. Московская, 267.*