

# ИНДУЦИРОВАНИЕ КОЛЛЕКТИВНОЙ ФАЗОВОЙ КОГЕРЕНТНОСТИ В КВАНТОВЫХ СИСТЕМАХ — БЕЗ РЕЗОНАНСНОГО ФАЗИРУЮЩЕГО ПОЛЯ

Е.Н.Пестов

*Научно-исследовательский институт автоматики и приборостроения  
117311, Москва*

Поступила в редакцию 15 августа 1991 г.

После переработки 30 октября 1991 г.

Индукция коллективной фазовой когерентности  $\delta$ -видеоимпульсом магнитного поля  $\vec{H}_{xy,\delta}$  (или электрического  $\vec{E}_{xy,\delta}$ ) длительностью  $\tau_\delta$  значительно меньшей периода  $T_0$  квантового перехода ( $\tau_\delta \ll T_0$ ) рассмотрено с позиции фазировки дипольных моментов в импульсном фазовом подпространстве. Приведены результаты эксперимента, демонстрирующего микроструктуру возникновения сигнала когерентности  $S_{y,\delta}$  на частоте  $\langle f_0 \rangle$  зеемановского перехода в спин-системе атомов  $^{133}\text{Св}$ . Предлагается осуществление этим методом квантовых переходов в СВЧ диапазоне,  $10^{10}$  Гц. При этом открывается возможность создания, в частности, высокостабильных атомных стандартов частоты с непрерывным сигналом свободных колебаний, индуцируемым без резонатора Рамзея и без системы синтеза частоты резонансного СВЧ поля.

Известно, что в квантовой системе с инверсией населенностей уровней  $|1\rangle$  и  $|2\rangle$  индукция коллективных когерентных переходов между ними всегда осуществляется воздействием, связанным с законом сохранения энергии  $\Delta E_{2,1} = \hbar\omega_0$ , непосредственно резонансным полем или косвенно, например, путем изменения подходящего параметра системы на частоте  $\omega$  вблизи резонанса. Фазирующее поле может вводиться в систему как адиабатически, так и неадиабатически - короткими импульсами, заполненными частотой  $\omega_0$ , лежащей в радиочастотном, СВЧ или оптическом диапазоне. Индуцированные резонансным взаимодействием  $\chi_{2,1}$  переходы идут с вероятностью  $W_{2,1} \sim 2\pi\hbar^1 |\chi_{2,1}|^2 \delta(E_2 - E_1 - \hbar\omega)$ .

В работе <sup>1</sup> автор отошел от устоявшейся традиции, впервые рассмотрев другой крайний случай - возможность индукции коллективных переходов без применения резонансного фазирующего поля, действующего на какой-либо переход, и предложил конкретную реализацию этого способа. Предложение состояло в воздействии на квантовую систему одиночным  $\delta$ -образным видеоимпульсом  $\vec{H}$ - или  $\vec{E}$ -поля длительностью  $\tau_\delta$  значительно меньшей периода  $T_0$  квантового перехода ( $\tau_\delta \ll T_0$ ). Явление было названо "ударным возбуждением коллективной фазовой когерентности". Несмотря на последовавшие затем предложения по использованию этого явления для целей построения абсолютного квантового магнитометра <sup>2</sup> и измерения компонент сверхслабого магнитного поля <sup>3</sup>, тем не менее ключевые положения, касающиеся механизма ударного возбуждения коллективной фазовой когерентности, вскрыты не были.

В данной статье на основе анализа исследований различных спин-систем обсуждается простая и наглядная модель механизма этого явления, позволяющая не только объяснить уже полученные результаты, но и предложить ряд изящных экспериментов, например, по отделению одной группы спин-пакетов от другой, скрытых общим контуром, и др. Формулируются основные положения явления и в подтверждение изложенного описывается эксперимент, демонстрирующий микроструктуру возникновения

сигнала когерентности  $S_{y,\delta}(t)$  при данном типе возбуждения; предлагаются квантовые системы разного типа, в которых можно реализовать коллективную фазовую когерентность  $\delta$ -видеоимпульсом  $\vec{H}$ - или  $\vec{E}$ -поля.

Механизм возбуждения коллективной фазовой когерентности магнитным  $\delta$ -видеоимпульсом  $\vec{H}_{x,\delta}$  рассмотрим на примере двухуровневой зеемановской спин-системы, состоящей из ансамбля  $k$  спинов состояния  $|1\rangle$  и  $l$  спинов состояния  $|2\rangle$  с большей населенностью. Спин-система находится в постоянном магнитном поле  $\vec{H}_0(z)$  и имеет на ось  $z$  результирующий магнитный момент  $\vec{M}_{2,1}(z) = \sum_l \vec{\mu}_2^{(l)}(z) - \sum_k \vec{\mu}_1^{(k)}(z) \equiv \vec{M}_z$ . Осциллирующие в плоскости  $XY$  проекции моментов отдельных спинов  $\vec{\mu}_1^{(k)}(x, y, t) = \vec{\mu}_\perp^{(k)}$  и  $\vec{\mu}_2^{(l)}(x, y, t) = \vec{\mu}_\perp^{(l)}$  характеризуются текущими фазами  $\phi_1^{(k)} = E_1 t / \hbar - \varphi_1^{(k)}$  и  $\phi_2^{(l)} = E_2 t / \hbar - \varphi_2^{(l)}$ . Начальные фазы спинов  $\varphi_1^{(k)}$  и  $\varphi_2^{(l)}$  изотропно распределены в плоскости  $XY$ , поэтому осциллирующий поперечный момент  $\vec{M}_{2,1}(x, y, t)$  отсутствует. На систему в момент времени  $t'$  по оси  $X$  воздействует видеоимпульс  $\vec{H}_{x,\delta}$  длительностью  $\tau_\delta$ , который можно представить в виде

$$\vec{H}_{x,\delta} = H_{1,\delta} \vec{e}_x \delta(t - t'), \quad (1)$$

где  $H_{1,\delta}$  - амплитуда  $\delta$ -импульса,  $\vec{e}_x$  - единичный орт.

Эксперимент показывает, что действие видеоимпульса  $\vec{H}_{x,\delta}$  на спин-систему по оси  $X$  создает макроскопический момент  $\vec{M}_x(t' + \tau_\delta) = \vec{M}_{x,\delta}$ , осциллирующий затем при  $t > t' + \tau_\delta$  на резонансной частоте  $\langle \omega_0 \rangle = \gamma \vec{H}_0$ . Появление поперечного момента  $\vec{M}_{x,\delta}$  можно было бы попытаться объяснить традиционно, разворотом вектора  $\vec{M}_z$  на плоскость  $XY$  в суммарном поле  $\vec{H}_\Sigma = \vec{H}_x + \vec{H}_0(z)$ , как это было выполнено в работе <sup>4</sup>, где рассматривался случай неадиабатического воздействия сильного ( $|\vec{H}_x| \gg H_0$ ) и продолжительного ( $\tau \leq \tau_2$  - времени релаксации) импульса типа импульса Хэвисайда  $\theta(\tau)$ , за время действия которого энергия системы изменяется. Однако в наших экспериментах поперечный момент  $\vec{M}_{x,\delta}$  индуцируется в противоположных условиях ( $|\vec{H}_{x,\delta}| < H_0(z)$  и  $\tau_\delta \ll T_0$ ). При этом скорость возникновения  $\vec{M}_{x,\delta}$  показывает практически безынерционное реагирование поперечных проекций  $\vec{\mu}_\perp^{(k)}$  и  $\vec{\mu}_\perp^{(l)}$  на изменение магнитного поля в плоскости  $XY$ . Все эти факторы позволяют рассматривать индуцирование коллективной фазировки спинов как результат прямого (ориентирующего) действия магнитного  $\delta$ -видеоимпульса  $\vec{H}_{x,\delta}$  на поперечные магнитные проекции  $\vec{\mu}_\perp^{(k)}$  и  $\vec{\mu}_\perp^{(l)}$ . Энергия взаимодействия, соответственно, равна

$$\chi_{1,\delta}^{(k)} = -(\vec{\mu}_\perp^{(k)} \vec{H}_{x,\delta}), \quad \chi_{2,\delta}^{(l)} = -(\vec{\mu}_\perp^{(l)} \vec{H}_{x,\delta}). \quad (2)$$

За ультракороткое время  $\tau_\delta$  видеоимпульс  $\vec{H}_{x,\delta}$  производит "привязку" к себе проекций  $\vec{\mu}_\perp^{(k)}$  и  $\vec{\mu}_\perp^{(l)}$  согласно (2), одновременно на двух подуровнях и в направлении оси  $X$ , синхронизируя таким образом текущие фазы  $\phi_1^{(k)}$  и  $\phi_2^{(l)}$  спинов. Тогда за время  $\tau_\delta$  формируются макроскопические параллельные проекции  $\vec{M}_1(x, t' + \tau_\delta)$  и  $\vec{M}_2(x, t' + \tau_\delta)$  (и соответствующие им импульсы  $\vec{P}_1(x, t' + \tau_\delta)$  и  $\vec{P}_2(x, t' + \tau_\delta)$ ) по оси  $X$ , имеющие одинаковые макроскопические начальные фазы  $\varphi_1(x, t' + \tau_\delta) = \varphi_2(x, t' + \tau_\delta)$ . Отсюда следует, что когерентная суперпозиция зеемановских подуровней  $|1\rangle$  и  $|2\rangle$  возникает при нулевой разности начальных фаз  $\Delta\varphi_{2,1}(x, t' + \tau_\delta) = 0$ .

После действия  $\vec{H}_{x,\delta}$  при  $t > t' + \tau_\delta$  интерференция компонент  $\vec{M}_1(x, t)$  и  $\vec{M}_2(x, t)$  стартует с текущей фазой  $\Phi_{2,1} = (E_2 - E_1)t / \hbar = \langle \omega_0 \rangle t$ , образуя

наблюдаемую компоненту когерентности  $\vec{M}_{2,1}(x, t) \equiv \vec{M}_{x,\delta}(t)$ , которая имеет вид, подобный функции Грина в импульсно-энергетическом представлении

$$\vec{M}_{x,\delta}(t) = \vec{M}_{x,\delta} \vec{e}_x \cos \langle \omega_0 \rangle t \exp(-\Gamma t), \quad (3)$$

где  $\Gamma$  - ширина зеемановского подуровня.

С другой стороны, при рассмотрении фазы состояния интерференции  $\Phi_{2,1}$  и вероятности переходов  $W_{2,1}$  от действия  $\vec{H}_{x,\delta}$  на импульсное подпространство вскрываются некоторые характерные свойства у этого вида коллективной фазировки дипольных моментов. Запишем  $\Phi_{2,1}$  в полном виде через фазу волновой функции

$$\Phi_{2,1} = \hbar^{-1}[(E_2 - E_1)t - (\vec{P}_2 - \vec{P}_1)\vec{X}]. \quad (4)$$

Преобразуя  $W_{2,1}$  и используя свойства  $\delta$ -функции, с учетом (4) получим

$$\vec{P}_2 = \vec{P}_1, \quad \vec{M}_2(x, t' + \tau_\delta) = \vec{M}_1(x, t' + \tau_\delta), \quad \varphi_2 = \varphi_1 \quad (5)$$

и формулу для вероятности индуцированных переходов  $W_{2,1}$  от действия  $\delta$ -видеоимпульса в виде

$$W_{2,1} \sim 4\pi m \hbar^{-1} |\chi_{2,1}|^2 \delta(P_2^2 - P_1^2) \delta(\varphi_2 - \varphi_1). \quad (6)$$

Из (5) и (6) следует, что созданные поперечные моменты вступают в интерференцию с равными значениями  $|\vec{M}_2| = |\vec{M}_1|$  и начальными фазами  $\varphi_2 = \varphi_1$ .

Фаза макроскопической интерференции  $\Phi_{2,1}$  подуровней  $|1\rangle$  и  $|2\rangle$  отображает единое когерентное фазовое пространство (4), состоящее из двух неразрывно связанных подпространств: энергетического  $\hbar^{-1}(E_2 - E_1)t$  с дискретным спектром и импульсного  $\hbar^{-1}(\vec{P}_2 - \vec{P}_1)\vec{X}$  с непрерывным спектром. Поэтому когерентность в квантовой системе может быть индуцирована воздействием на фазовое состояние одного из подпространств или на фазы обоих подпространств одновременно. Обобщим изложенное.

1. Коллективную когерентность в квантовую систему можно ввести практически мгновенно за время  $\tau_\delta \ll T_0$ , воздействуя на импульсное фазовое подпространство, или за время  $\tau \gg T_0$ , воздействуя на энергетическое подпространство гармоническим фазирующим полем.

2. В импульсном фазовом подпространстве оптимальным организатором когерентности является  $\delta$ -образный видеоимпульс поля  $\vec{H}_{xy,\delta}$ , осуществляющий не только нормировку амплитуд, но и нормировку начальных фаз волновых функций (6). Отсюда следует, что  $\delta$ -функция включает в себе определенный физический смысл - она является единичным оператором когерентности в импульсном фазовом подпространстве.

3. По отношению к энергетическому подпространству  $\delta$ -видеоимпульс  $\vec{H}_{xy,\delta}$  выступает в качестве макроскопического пространственно-временного коррелятора текущих фаз  $\phi_1^{(k)}$  и  $\phi_2^{(l)}$  волновых функций, создавая всегда нулевую разность начальных фаз  $\Delta\varphi_{1,2}$  интерферирующих подуровней  $|1\rangle$  и  $|2\rangle$ , строго фиксируемую в координатах-  $(x, y, t' + \tau_\delta)$

$$\Delta\varphi_{1,2}(x, y, t' + \tau_\delta) = 0. \quad (7)$$

Равенство (7) справедливо и для системы с  $n$  подуровнями  $\Delta\varphi_{1,2,\dots,n} = 0$ .

4. Возбуждение когерентности видеоимпульса  $\vec{H}_{x,\delta}$  вовлекает в интерференцию весь спиновый контур поглощения, при этом генерируется сигнал  $S_{xy,\delta}(t)$  свободных колебаний на средней частоте  $\langle \omega_0 \rangle$  и с большей амплитудой (в 1,5-2 раза) по сравнению с традиционным случаем возбуждения гармоническим

полем  $\vec{H}_1(x, t)$ , которое "вырезает" только часть спинов из контура поглощения в окрестности центральной частоты  $\sim \omega_0$ .

5. Возбуждение коллективной фазовой когерентности  $\delta$ -видеоимпульсом поля  $\vec{H}_{x, \delta}$ , действующим одновременно на каждый спин системы, осуществляется в рамках закона сохранения полного импульса как для всей системы спинов, так и для каждого спина в отдельности.

6. Выводы 1-5 справедливы и в случае возбуждения фазовой когерентности при электродипольных переходах от действия  $\delta$ -видеоимпульса  $\vec{E}_{x, \delta}$ -поля.

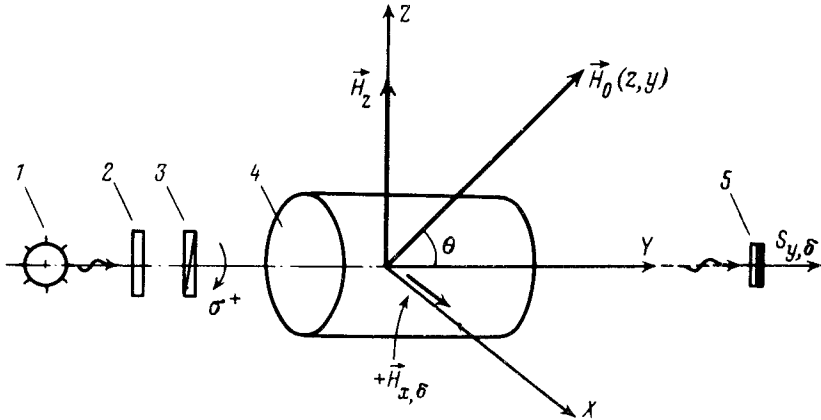


Рис. 1. Схема эксперимента по обнаружению явления ударного возбуждения фазовой когерентности в оптически ориентируемой спин-системе: 1 - цезиевая спектральная лампа; 2 - инфракрасный светофильтр; 3 - круговой поляризатор,  $\sigma^+$ ; 4 - ячейка поглощения с атомным газом  $^{133}\text{Cs}$ ; 5 - фотодиод типа ФД-7к,  $\theta \sim 45^\circ$

Эксперимент (рис.1) проводился на спин-системе атомов  $^{133}\text{Cs}$  в основном  $6^2S_{1/2}$ -состоянии, ориентируемых резонансным светом двух ( $D_1$  и  $D_2$ ) линий с  $\sigma^+$ -поляризацией в лабораторном магнитном поле  $H_0 \approx 0,46$  Э. При записи линии магнитного резонанса ( $f_0 \sim 160$  кГц) ширина контура определялась интенсивностью света накачки и составляла  $2\Gamma \sim 70$  Гц ( $\gamma/2\pi = 350$  кГц/Э). В этих условиях, как известно, сигнал магнитного резонанса в  $^{133}\text{Cs}$  с хорошим приближением можно считать эквивалентным сигналу от двухуровневой спин-системы.

Оптическая спиновая накачка и регистрация на фотодиоде сигнала когерентности  $S_{y, \delta}(t)$  осуществлялись вдоль оси  $Y$  по известной однолучевой схеме. Фотодиод соединялся со входом усилителя, выход которого был подключен к одному каналу двухлучевого осциллографа. На другом его канале регистрировался ударный  $\delta$ -видеоимпульс поля  $\vec{H}_{x, \delta}$ , который действовал по оси  $X$  с амплитудой  $H_{1, \delta} = 100 \cdot 2\Gamma$  в течение  $\tau_\delta \sim 0,25$  мкс, индуцируя сигнал когерентности  $S_{y, \delta}(t)$  с периодом  $T_0 \sim 6,25$  мкс.

На осциллограмме (рис.2) показан процесс возникновения сигнала когерентности  $S_{y, \delta}^{(1)}(t)$  на частоте  $\langle f_0 \rangle$  от действия первого видеоимпульса  $+\vec{H}_{x, \delta}^{(1)}$ . Первый (отрицательный) полупериод сигнала  $S_{y, \delta}^{(1)}(t)$  отчетливо не выявляется из-за недостаточной полосы пропускания усилителя ( $\sim 40$  кГц), которая определяет и время нарастания  $S_{y, \delta}^{(1)}(t)$  сигнала. Второй аналогичный видеоимпульс  $-\vec{H}_{x, \delta}^{(2)}$  был обратной полярности. Чтобы он воздействовал на спин-систему в фазе возникшему сигналу, он подавался через нечетное число полупериодов, на рис.2 - через  $9 \cdot T_0/2$ . На рис.3 второй  $\delta$ -видеоимпульс  $-\vec{H}_{x, \delta}^{(2)}$  действует через  $(70+1/2)$  периодов  $T_0$ , вовлекает в процесс когерентности очередную порцию

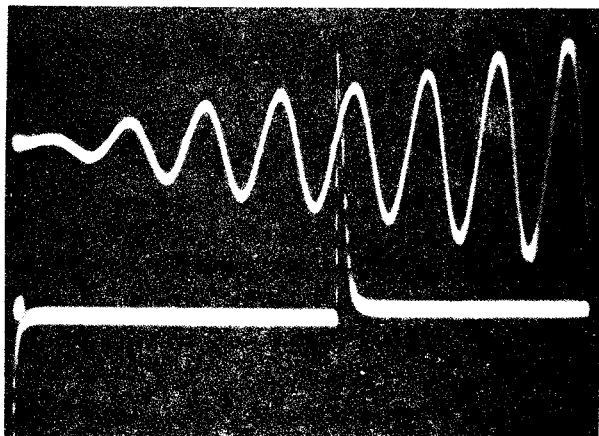


Рис. 2. Осциллограмма динамики возникновения  $S_{y,\delta}$ -сигнала зеемановской когерентности (а) от действия 1-го и 2-го магнитных  $\vec{H}_{x,\delta}$ -видеоимпульсов (б)

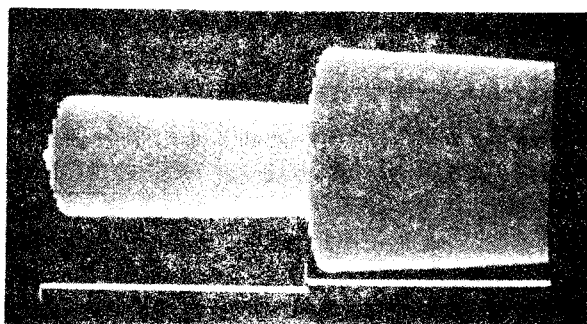


Рис. 3. Осциллограмма установившихся свободных колебаний на промежутке времени  $t > T_0$  ( $\tau_\delta \sim 0,25$  мкс,  $T_0 \sim 6,25$  мкс)

спинов и аддитивно увеличивает первичный  $S_{y,\delta}^{(1)}(t)$  сигнал до значения  $S_{y,\delta}^{(2)}(t)$ . Далее наблюдается слабое уменьшение сигнал свободных колебаний  $S_{y,\delta}^{(2)}(t)$ , которое описывается выражением

$$S_{y,\delta}^{(2)}(t) = S_{max}^{(2)}(\vec{H}_{x,\delta}^{(1)}; \vec{H}_{x,\delta}^{(2)}) \sin(\langle \omega_0 \rangle t) \exp(-t/\tau_2). \quad (8)$$

В данном случае время релаксации  $\tau_2 \sim 3$  мс.

Рассмотренное явление носит универсальный характер. Представляет интерес применение этого метода для исследования квантовых систем различных типов с высокими частотами переходов, включая область СВЧ диапазона. Наиболее близки к реализации эксперименты по  $\delta$ -возбуждению фазовой когерентности между:

- а) сверхтонкими состояниями в атомах  $^{41}\text{K}$ ,  $^{39}\text{K}$ ,  $^1\text{H}$ ,  $^{23}\text{Na}$ ,  $^{85}\text{Rb}$ ,  $^{87}\text{Rb}$ ,  $^{133}\text{Cs}$  - воздействием  $\vec{H}_{xy,\delta}$  видеоимпульса;
- б) ридберговскими состояниями атомов - воздействием  $\vec{E}_{xy,\delta}$  видеоимпульса;
- в) метастабильным состоянием  $2^2S_{1/2}$  атома водорода и состоянием  $2^2P_{1/2}$  (лэмбовский переход,  $\nu \sim 1057$  МГц) - воздействием  $\vec{E}_{xy,\delta}$  видеоимпульса;
- г) уровнями ЯКР - воздействием  $\vec{E}_{xy,\delta}$  видеоимпульса;
- д) энергетическими уровнями в сверхпроводниках с джозефсоновским переходом - воздействием видеоимпульса тока  $I_\delta$  или  $\vec{H}_{xy,\delta}$ -поля.

Эти эксперименты в настоящее время осуществимы, поскольку технически возможно формирование  $\delta$ -видеоимпульсов тока  $I_\delta$  и напряжения  $U_\delta$  пикосекундной длительности <sup>6</sup>.

Использование ударного возбуждения коллективной фазовой когерентности

в технике открывает возможность построения квантовых генераторов на "δ-функциях" типа <sup>2</sup>, в которых реализуется режим с непрерывным сигналом свободных колебаний, отличающийся наивысшей стабильностью. В развитие этой идеи предлагается создание высокостабильных атомных стандартов частоты с сигналом свободных колебаний, индуцируемым без резонатора Рамзея и без системы синтеза частоты резонансного СВЧ поля.

- 
1. Пестов Е.Н., Способ возбуждения квантовых систем. Заявка на изобретение N 1 605 621/26-25, М.: ВНИИГПЭ, 1970.
  2. Пестов Е.Н., Квантовый магнитометр. Автор. свид. СССР N 352 240 с приоритетом от 30.04.71.
  3. Пестов Е.Н., Соломахо Г.И., Тез.докл. II Всесоюзн. конф. по физич. основам квантовой магнитометрии, Саранск, 1973, с.13.
  4. Скроцкий Г.В., Соломахо Г.И., Квантовая электроника, 1974, 1, 711.
  5. Пестов Е.Н., Тез.докл. IX сессии семинара по проблемам построения и использования магнитометр. аппаратуры. Л.: Недра, 1973, с.29.
  6. Рябинин Ю.А., Смирнов Д.Н. Измерит. техника, 1984, 10, 50.