

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
имени М.В. ЛОМОНОСОВА

---

НАУЧНО – ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ имени Д.В. СКОБЕЛЬЦИНА

А.Н. Пивкин, Ю.В. Павлов, Р.М. Умарходжаев

О СИНХРОНИЗАЦИИ СПИНОВОГО (КВАНТОВОГО)  
ГЕНЕРАТОРА НА ОБЕРТОНАХ

Препринт НИИЯФ МГУ № 2010-3/860

Москва 2010г.

УДК 539.186:537

А.Н. Пивкин, Ю.В. Павлов, Р.М. Умарходжаев  
e – mail : [uypavlov@yandex.ru](mailto:uypavlov@yandex.ru)

О СИНХРОНИЗАЦИИ СПИНОВОГО (КВАНТОВОГО)  
ГЕНЕРАТОРА НА ОБЕРТОНАХ  
Препринт НИИЯФ МГУ № 2010-3/860

Аннотация

В статье приведены результаты теоретического исследования воздействия внешней силы на один из видов квантовых генераторов – спиновый генератор. Показано, что при круговой поляризации поля внешней силы изохронный спиновый генератор синхронизируется только на основном тоне. При линейной поляризации поля внешней силы спиновый генератор синхронизируется на основном тоне и на нечётных обертонах. Синхронизация спинового генератора на чётных обертонах отсутствует. Объяснена модификация формы области синхронизации (языка Арнольда) спинового генератора при смене поляризации поля внешней силы с круговой на линейную.

ABOUT SPIN (QUANTUM) GENERATOR FREQUENCY  
LOCKING ON OVERTONES  
Preprint MSU SINP N 2010-3/860

U.V. Pavlov, A.N. Pivkin, R.M. Umarchodjaev

Abstract

The results of the theoretical research of external force action on one of quantum generators – spin generator are given in this paper. It is shown, that if the field polarization of the external force is circular, spin generator is frequency locked on base tone only. If the field polarization of the external force is linear, spin generator is frequency locked on the base tone and on odd overtones. The frequency locking of spin generator on even overtones is absent. The modification of Arnold tongue form in locked spin generator was explained as the result of changing external force field polarization from circular to linear.

© Пивкин А.Н., Павлов Ю.В., Умарходжаев Р.М.

© НИИЯФ МГУ, 2010, <http://www.sinp.msu.ru>

В данной работе на примере изохронного спинового генератора с оптической накачкой анализируется синхронизация квантового генератора (КГ) на обертонах. Под синхронизацией квантового генератора на обер (унтер) тонах будем понимать (согласно терминологии, установившейся в классической радиофизике) динамику КГ в присутствии внешней силы, частота которой  $\omega_l$  в  $n$  раз меньше (больше) частоты  $\omega_0$  колебаний автономного КГ. Частота  $\omega_0$  близка или равна частоте квантового перехода КГ.

Действие внешних сил на КГ рассмотрено в работах [1 – 5] (см. также ссылки в [1]). В публикациях [1 - 3] проанализирована синхронизация КГ на основном тоне ( $n = 1$ ,  $\omega_l \approx \omega_0$ ). В публикациях [4, 5] рассмотрена синхронизация низкочастотных колебаний интенсивности КГ с характерными частотами  $\omega_i \ll \omega_0$ , ( $i=1,2,3 \dots$ ). Эти колебания интенсивности обусловлены или особыми режимами работы КГ или дополнительными, специально введенными в генератор, цепями обратной связи. Синхронизация КГ на частотах этих колебаний не является синхронизацией на обер и унтертонах в определенном выше смысле. Публикации по синхронизации КГ на обер и унтертонах авторам не известны. Синхронизация радиотехнических генераторов на обер и унтер тонах детально изучена [6, 7, 13].

Цель настоящего сообщения:

1) Выявить физические предпосылки синхронизации спиновых генераторов (СГ) на обертонах.

2) Численным анализом уравнений, описывающих неавтономный СГ, показать, что синхронизация СГ на обертонах существует.

3) Рассмотреть различия в режимах синхронизации СГ на основном тоне и третьем оберitone.

Различия физических явлений, используемых для построения квантовых и радиотехнических генераторов, не позволяют априори утверждать, что в КГ возможна синхронизация на обер и унтертонах. Всем квантовым генераторам (лазерам, мазерам, СГ), отличающимся друг от друга агрегатным состоянием активных сред, способами их накачки, цепями обратной связи с распределенными или сосредоточенными параметрами и т.п., присущи, в отличие от радиотехнических генераторов (РТГ), следующие признаки.

1. Частоты колебаний в КГ определяются разницей энергии между рабочими уровнями активной среды. Генерация возможна лишь при наличии разности населенностей между рабочими уровнями, обязательно инверсной для лазеров и мазеров.

2. Цепь обратной связи в КГ, в отличие от РТГ, линейная. Ограничение роста колебаний в КГ осуществляется за счет эффекта насыщения - уменьшения разности населенностей с ростом мощности колебаний.

Однако радиотехнические и квантовые генераторы принадлежат к одному классу автоколебательных систем, генерирующих почти гармонические колебания. Поэтому, если синхронизация КГ на обер и унтер тонах возможна, то основные физические процессы, протекающие при синхронизации РТГ (например, описываемых уравнениями Ван-Дер-Поля [6,7,8]) должны быть присущи и КГ.

Согласно [6], механизм синхронизации РТГ внешней силой на основном тоне состоит в том, что в генераторах, в присутствии внешней силы, кроме собственных колебаний возникают вынужденные. Вынужденные колебания оказывают двоякое действие на собственные колебания синхронизируемых генераторов. Во-первых, происходит увлечение частоты собственных колебаний и её приближение к частоте внешней силы. Во-вторых, вынужденные колебания подавляют и, при определённых условиях, "гасят" полностью собственные колебания [6,9].

Поведение РТГ при синхронизации на обер и унтер тонах аналогично тому, что изложено выше. Различия обусловлены лишь физикой формирования в автогенераторах вынужденных колебаний, частоты которых близки к частоте автономного генератора. То колебание, которое при определённых условиях осуществляет синхронизацию "гашением", назовём "гасящим". В случае синхронизации генератора на обертонах, когда частота внешней силы  $\omega_1 = \omega_0/n$  ( $n=2,3,4 \dots$ ), "гасящее" колебание есть  $n$ -я гармоника частоты внешней силы  $\omega_1$ . При синхронизации генератора на унтертонах, когда частота внешней силы  $\omega_1 = n\omega_0$  ( $n=2,3,4 \dots$ ), частота "гасящего" колебания есть комбинационная частота  $n_1\omega_1 \pm n_2\omega_0 \approx \omega_0$ . Гармоники частоты  $\omega_1$  и комбинационные частоты образуются на нелинейном элементе РТГ [6].

В общем случае, в устойчивом синхронном режиме между частотами  $\omega_0$  и  $\omega_1$  имеет место соотношение

$$\omega_1 = (m/n)\omega_0 \quad (1)$$

Где  $m$  и  $n$  – целые числа. Величина  $Q = m/n$  – рациональное значение числа вращения Пуанкаре. Механизм синхронизации генераторов негармонических (в пределе релаксационных) колебаний существенно иной [6,9]. Однако и в этом случае в режиме синхронизации между частотой внешней силы  $\omega_1$  и основной частотой негармонических колебаний  $\omega_0$  так же устанавливается соотношение (1).

Причин выбора СГ, как объекта исследования, две. Во-первых, в СГ, подбором активной среды и параметров цепи обратной связи, всегда можно выполнить условие  $T_2^{-1} \ll \Delta\omega_{oc}$ , где  $T_2$  - время поперечной релаксации, а  $\Delta\omega_{oc}$  – полоса

пропускания цепи обратной связи. В этом случае цепь обратной связи можно описать алгебраическим, а не дифференциальным уравнением. При этом число неизвестных минимально и совпадает с числом уравнений, описывающих активную среду. Во-вторых, при экспериментальном исследовании синхронизации КГ, только в случае СГ амплитуда переменного поля  $\gamma H_1(\omega_1 t)$ , воздействующего на активную среду, может быть близка по величине к частоте квантового перехода.

В простейшем случае, активной средой в СГ является двухуровневая система магнитных моментов ядер или атомов, характеризуемая суммарным магнитным моментом  $\vec{M} = \{M_x, M_y, M_z\}$ , взаимодействующая с внешним магнитным полем  $H = \{H_1 \cos \omega t, H_1 \sin \omega t, H_0\}$ . Энергия взаимодействия магнитных моментов атомов с полем  $H_0$  определяет частоту квантового перехода - частоту Лармора  $\omega_0 = \gamma H_0$ , где  $\gamma$  - гиромагнитное отношение. Ориентация магнитных моментов атомов активной среды СГ (или создание неравновесной разности населённости между рабочими подуровнями) осуществляется методами, разработанными в технике двойного радио - оптического резонанса [10]. Радиочастотное поле  $H_1 e^{-j\omega t}$ , вращающееся в плоскости  $xOy$ , индуцирует переходы между зеемановскими подуровнями. Максимальная интенсивность переходов наступает при  $\omega = \omega_0$ . Сигнал магнитного резонанса детектируется оптическими методами. Из электрического сигнала с выхода фотоприемника формируется поле  $H_1 e^{-j\omega t}$ , поддерживающее незатухающую прецессию вектора намагниченности  $\vec{M}$ .

Изменение во времени компонент вектора намагниченности  $\vec{M}$  подчиняется уравнениям Блоха-Белла-Блума [10] – системе линейных дифференциальных уравнений с периодическими коэффициентами

$$d\vec{M} / dt = \gamma[\vec{M}\vec{H}] - i \frac{1}{T_2} M_x - j \frac{1}{T_2} M_y - k \frac{1}{T_1} (M_0 - M_z) \quad (2)$$

где  $\vec{H} = \{H_x(t), H_y(t), H_z\}$ ;  $T_1$  и  $T_2$  - времена продольной и поперечной релаксации,  $M_0$  - стационарная намагниченность, существующая при  $H_x = H_y = 0$ .

Если  $K_x$  и  $K_y$  - коэффициенты передачи цепи обратной связи,  $\{H_{1x} \cos \omega_1 t, H_{1y} \sin \omega_1 t\}$  -  $x$  и  $y$  компоненты внешней силы, то  $H_x$  и  $H_y$  записываются в виде

$$H_x = K_x M_y + H_{1x} \cos \omega_1 t, \quad H_y = -K_y M_x - H_{1y} \sin \omega_1 t \quad (3)$$

Динамика неавтономного СГ при эллиптически поляризованных полях цепи обратной связи и внешней силы описывается уравнениями (2) и (3). При  $K_x=K_y=K$ ,  $H_{1x}=H_{1y}$ , поля обратной связи и внешней силы имеют круговую поляризацию. При  $K_x=0$ ,  $K_y=2K$ ,  $H_{1x} = 2H_1$ ,  $H_{1y} = 0$  поля обратной связи и внешней силы линейно поляризованы.

Перейдем к анализу синхронизации СГ на обертонах. Если такая синхронизация возможна, то, согласно приведенному выше, в СГ под действием внешней силы с частотой  $\omega_l \approx \omega_0/n$ , далёкой от частоты квантового перехода, помимо вынужденных колебаний с частотой  $\omega_l$  должны возникнуть колебания с частотами  $n\omega_l$ . Поскольку цепь обратной связи в СГ линейная, то гармоники частоты  $\omega_l$  могут быть сформированы лишь за счёт свойств спиновой системы – активной среды генератора. Рассмотрим, при каких условиях в спиновой системе при воздействии на неё нерезонансной силы с частотой  $\omega_l$ , далёкой от частоты резонансного квантового перехода ( $\omega_l \ll \omega_0$ ), возникнут колебания с частотами  $n\omega_l$ .

Согласно общим положениям теории магнитного резонанса [10], движение вектора намагниченности в поле  $H_0$ , описываемое уравнениями (2), существенно зависит от вида поляризации поперечного магнитного поля  $H_1(t)$ , индуцирующего переходы между зеемановскими подуровнями. Если поляризация поля  $H_1(t) = H_1 e^{-j\omega t}$  круговая, то в спиновой системе существует резонансный отклик – сигнал магнитного резонанса (МР) – лишь вблизи частоты квантового перехода на частоте  $\omega_l \approx \omega_0$ . Это основной резонанс. Если поляризация поля  $H_1(t) = H_1 \cos \omega_l t$  – линейная, то существуют дополнительные резонансные отклики – нечетные многоквантовые переходы, – соответствующие условиям [11]

$$\omega_l = \frac{1}{2n+1} (\omega_0 + \Delta_n)$$

где  $n=0,1,2 \dots$  – номер резонанса,  $\Delta_n=f(n, \gamma H_1, \omega_l)$  – сдвиг частоты  $n$ -го резонансного перехода – эффект Блоха–Зигерта [10]. Случай  $n=0$  соответствует одноквантовому переходу. В радиотехнических терминах несущая частота  $\omega_n$   $n$ -го сигнала МР есть нечётная гармоника внешней силы. Гармоника с номером  $n = [(\omega_0 + \Delta_n) / 2\omega_l] - 1/2$  суть “гасящее” колебание.

Из изложенного следует, что синхронизация СГ на основном тоне возможна как при круговой, так и при линейной поляризации поля внешней силы. При линейной поляризации поля внешней силы синхронизация СГ, помимо основного тона, возможна только на нечётных обертонах. Достоверность этих выводов необходимо установить

решением системы уравнений (2) и (3). Полное исследование процесса синхронизации СГ для произвольных величин амплитуды внешней силы возможно только либо качественными, либо численными методами. Для численного анализа систему (2), с учетом (3), запишем в безразмерном виде

$$\begin{cases} dx/dt + x(1 - \kappa_y z) = \alpha y + b_{1y} z \sin \Omega \tau \\ dy/dt + y(1 - \kappa_x z) = -\alpha x + b_{1x} z \cos \Omega \tau \\ dz/dt + zn = -\kappa_y x^2 - \kappa_x y^2 - b_{1x} y \cos \Omega \tau - b_{1y} x \sin \Omega \tau + n \end{cases} \quad (4)$$

где  $x = \frac{M_x}{M_0}$ ,  $y = \frac{M_y}{M_0}$ ,  $z = \frac{M_z}{M_0}$ ,  $\kappa_{x(y)} = K_{x(y)} \gamma M_0 T_2$ ,  $\alpha = \omega_0 T_2$ ,  $b_{1x(y)} = \gamma H_{1x(y)} T_2$ ,

$\Omega = \omega_l T_2$ ,  $\tau = t/T_2$ ,  $n = T_2/T_1$ .

Уравнения (4) являются системой нелинейных уравнений с периодическими коэффициентами и, при  $\kappa > 1$ , описывают динамику генератора с полутора степенями свободы под действием внешней силы. При  $0 < \kappa \leq 1$ , внешняя сила воздействует на потенциально автоколебательную систему, в которой, в отсутствие внешней силы, колебания не возникают [3]. Расчеты проводились при следующих условиях:  $n = 1$  ( $T_2 = T_1$ ),  $\kappa_x = \kappa_y = 2$ ,  $\alpha = 100$ . Если  $\kappa_x = \kappa_y$ , то поляризация поля цепи обратной связи СГ круговая. В этом случае колебания автономного СГ - изохронны [3]. При  $\kappa_x = \kappa_y = 2$  амплитуда поля, действующего на спиновую систему, есть  $\rho = \kappa \gamma A$ .  $A$  – амплитуда колебаний автономного СГ, достигающая максимальной величины, равной  $\frac{1}{2} M_0 \sqrt{T_2/T_1}$  (см.[12]), или в безразмерном виде –  $\frac{1}{2} M_0 \sqrt{n}$ .

Численный анализ системы (4) показал, что синхронизация СГ существует:

- 1) при круговой поляризации поля внешней силы только на основном тоне,
- 2) при линейной поляризации поля внешней силы на основном тоне и нечётных обертонах,
- 3) синхронизация СГ на чётных обертонах отсутствует.

Результаты расчётов.

Область синхронизации на основном тоне при круговой и линейной поляризации поля внешней силы показана на рис. 1 и 2. Область синхронизации СГ на третьем обертоне приведена на рис. 3. На рисунках 1 и 2 по оси абсцисс отложена разность частот  $\Delta\Omega = (\alpha - \Omega)/\alpha$ , а по оси ординат - амплитуда внешней силы  $b_1/\rho$ . На рисунке 3 по оси абсцисс отложена разность частот  $\Delta\Omega = (\alpha - 3\Omega)/\alpha$ . Область синхронизации

заштрихована. Буквой  $f_i$  с индексом  $i = 1, 2, 3$  обозначены следующие кривые:  $f_1(b_1/\rho) = \alpha + \Delta_n(b_1/\rho)$  – зависимость частоты квантового перехода от амплитуды внешней силы  $b_1/\rho$ ;  $f_2(b_1/\rho)$  и  $f_3(b_1/\rho)$  – верхняя и нижняя границы области синхронного режима.

Модификация формы области синхронизации СГ при смене поляризации поля внешней силы с круговой на линейную иллюстрируется рисунками 1 и 2. При круговой поляризации частота квантового перехода не зависит от амплитуды внешней силы и равна частоте Лармора ( $f_i = \alpha$ ). Область синхронизации симметрична относительно частоты  $\alpha$  автономного СГ (см. рис.1) при произвольной величине амплитуды поля внешней силы.

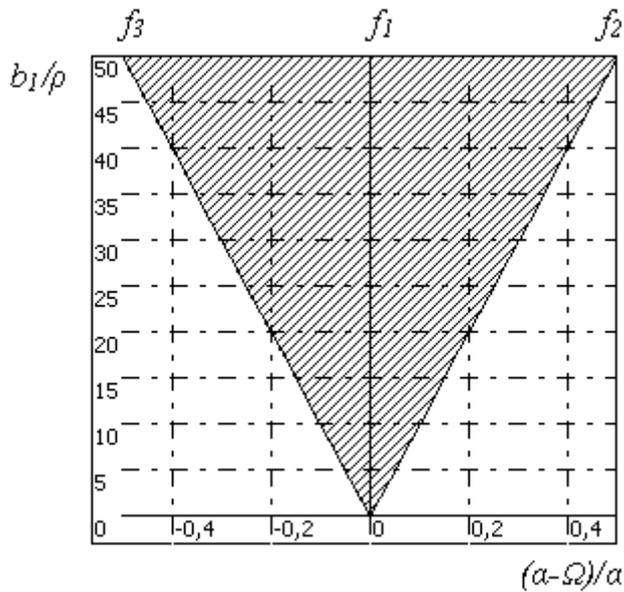


Рис.1

Симметричное расположение области синхронизации относительно частоты автономного СГ характерно и для изохронных РТГ [6,7].

При линейной поляризации поля внешней силы частота квантового перехода, из-за эффекта Блоха – Зигерта, изменяется с ростом  $b_1$  (см. рис.2 и 3). Области синхронизации не имеют осей симметрии.

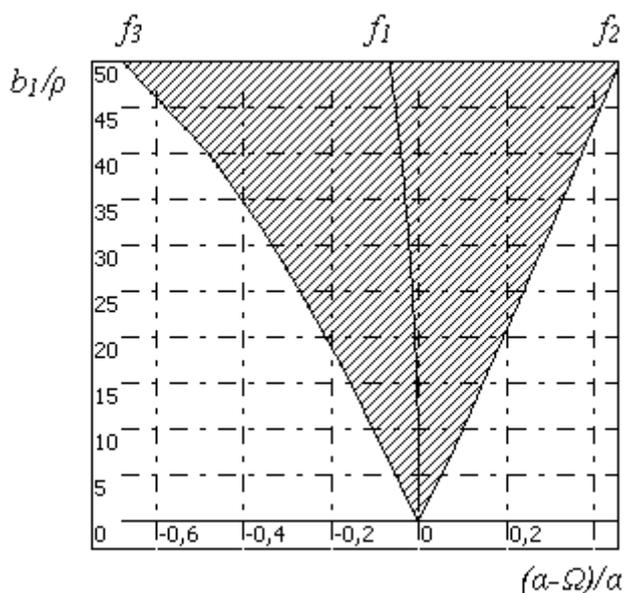


Рис.2

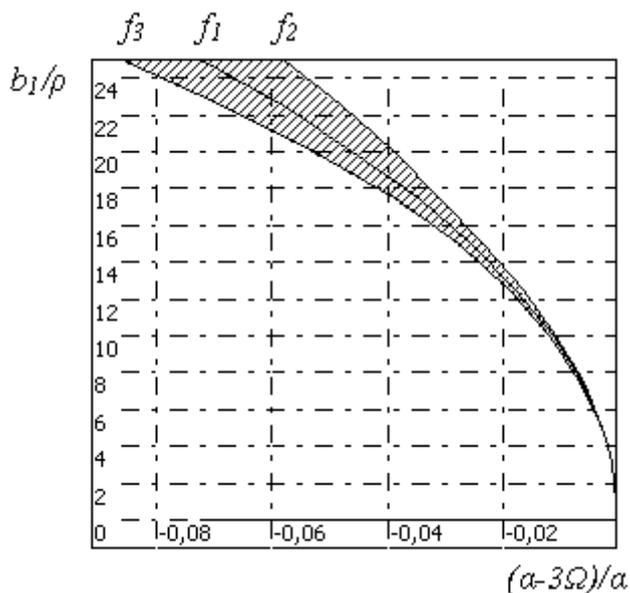


Рис.3

Область синхронизации СГ на обертоном, как и у РТГ, существенно уже области синхронизации на основном тоне.

Приведём физическую интерпретацию полученных результатов.

Действие внешней силы любой поляризации на СГ осуществляется путём параметрического воздействия на спиновую систему – активную среду генератора, поскольку компоненты внешней силы  $\{H_{1x} \cos \omega t, -H_{1y} \sin \omega t\}$  (или в безразмерном виде  $\{b_{1x} \cos \Omega \tau, -b_{1y} \sin \Omega \tau\}$ ) являются зависящими от времени коэффициентами уравнений Блоха (см. (3) и (4)). При смене поляризации внешней силы с круговой ( $H_{1x} = H_{1y} = H_1$ ) на линейную ( $H_{1x} \neq 0, H_{1y} = 0$ ) эти коэффициенты автоматически изменяются. При этом

меняется вид решения уравнений Блоха, описывающих динамику вектора намагниченности.

При круговой поляризации внешней силы  $H(\tau)=b_1 e^{j\Omega\tau}$  внутри области синхронизации (существующей только на основном тоне) устанавливается строго гармонические колебания с частотой  $\Omega$ . Компоненты вектора намагниченности  $\vec{M}=\{M_x, M_y, M_z\}$  даются [3] следующими выражениями, являющимися решением уравнений (4)

$$\begin{cases} M_x + jM_y = (U_R - jV_R)e^{-j\Omega\tau} \\ M_z = const \end{cases} \quad (5)$$

$U_R = U_R(\alpha-\Omega, \kappa, b_1)$  и  $V_R = V_R(\alpha-\Omega, \kappa, b_1)$  – амплитуды сигналов МР от регенерированной спиновой системы, т.к. в режиме синхронизации, когда собственные колебания СГ погашены, а цепь обратной связи лишь частично компенсирует потери в спиновой системе, внешняя сила взаимодействует с регенерированной спиновой системой. Решение (5) имеет простой геометрический смысл. Вектор  $\vec{M}$  прецессирует вокруг поля  $\vec{H}_0$ . Раствор угла прецессии, как и величина компоненты  $M_z$ , от времени не зависит. Сигналы  $U_R$  и  $V_R$  (или форма линии квантового перехода) от спиновой системы, взаимодействующей с резонансным полем круговой поляризации, изучены в работе [3]. При любом  $\kappa > 0$  ( $0 \leq \kappa \leq 1$ , и  $\kappa > 1$ ) форма сигналов  $U_R$  и  $V_R$  [3] отличается от Лоренцевых кривых дисперсии  $U_L = U_L(\alpha-\Omega, \kappa=0, b_1)$  и поглощения  $V_L = V_L(\alpha-\Omega, \kappa=0, b_1)$ . Однако, кривые  $U_R$  и  $V_R$ , как и кривые  $U_L$  и  $V_L$ , являются соответственно нечётными и чётными функциями расстройки. Амплитуда синхронизированных колебаний ( $\kappa > 1$ )  $A_R = \sqrt{U_R^2 + V_R^2}$  есть чётная функция расстройки, что и объясняет симметрию области синхронизации, показанной на рис.1. Фаза синхронизированных колебаний  $\varphi_R = \arctg(U_R/V_R)$ , отсчитываемая от фазы синхронизирующей силы, - нечётная функция расстройки. Из-за отличия формы кривых  $U_R$  и  $V_R$  от Лорцевой, величина фазы  $\varphi_R$  изменяется на угол, превышающий  $\pm\pi/2$  [3], тогда как в спиновой системе ( $\kappa = 0$ ) набег фазы  $\varphi_L = \arctg(U_L/V_L)$  не превышает  $\pm\pi/2$  [10].

При линейной поляризации внешней силы  $H(\tau) = 2b_1 \sin\Omega\tau$  в регенерированной спиновой системе возникают гармоники частоты  $\Omega$ . Поперечные ( $M_x, M_y$ ) и продольная ( $M_z$ ) компоненты вектора намагниченности  $\vec{M}$  содержат соответственно нечётные и чётные гармоники частоты внешней силы. Динамика вектора  $\vec{M}$  в синхронном режиме зависит от величины амплитуды синхронизирующей силы  $b_1$ . При  $b_1/\alpha \ll 1$  амплитуды

возникающих гармоник малы и вектор  $\vec{M}$ , как и в случае синхронизации СГ силой с круговой поляризацией, прецессирует вокруг направления поля  $\vec{H}_0$ , образуя прямой круговой конус. При величинах  $b_1/\alpha \leq 1$ , когда амплитуды возникающих гармоник велики, вектор  $\vec{M}$  движется по конической поверхности сложной формы. При этом внутри области синхронизации, в отличие от случая синхронизации СГ силой с круговой поляризацией, существуют строго периодические, но не гармонические колебания. Учёт влияния гармоник частоты внешней силы, возникающих в спиновой системе, приводит (предмет отдельной публикации) к асимметрии границ области синхронизации. Подчеркнём, что в областях синхронизации, показанных на рис. 1 и 2 спиновая система поглощает соответственно один квант из резонансного поля круговой и линейной поляризации. На рис. 3 показана область синхронизации, в которой спиновая система поглощает три кванта из нерезонансного поля линейной поляризации, частота которого в три раза меньше частоты квантового перехода.

Поскольку поляризация гармонических составляющих поперечных  $(M_x, M_y)$  компонент – круговая, механизмы синхронизации СГ на основном тоне и на обертонах одинаковы. Приведём, в качестве примера, механизм синхронизации СГ на третьем обертоне. Под действием внешней силы с линейной поляризацией и частотой, в три раза меньшей частоты квантового перехода, в спиновой системе возникает “гасящее” колебание – третья гармоника частоты внешней силы. Поле круговой поляризации, амплитуда которого пропорциональна амплитуде “гасящего колебания”, действует на спиновую систему как дополнительное по отношению к собственному полю СГ. Собственное поле СГ выполняет две функции: обеспечивает (в силу наличия положительной цепи внешней обратной связи) возникновение и рост амплитуды автоколебаний в СГ и осуществляет за счёт эффекта насыщения (внутренняя отрицательная обратная связь) стабилизацию амплитуды автоколебаний на стационарном уровне. В присутствии дополнительного насыщающего поля, разность населённостей, соответствующая амплитуде стационарных колебаний автономного генератора, уменьшается, собственные колебания СГ “гаснут” и в системе устанавливается синхронный режим.

### Заключение.

Проанализированы особенности синхронизации одного из типов квантовых генераторов - изохронного спинового генератора, обусловленные поляризацией поля синхронизирующей гармонической силы.

Эти особенности, связанные с параметрическим воздействием внешней силы на активную среду СГ, состоят в следующем.

1. При круговой поляризации поля внешней силы существует единственная область синхронизации СГ – область синхронизации на основном тоне. Внутри этой области синхронизации существуют строго гармонические колебания с частотой, равной частоте внешней силы  $\omega_l$ . При любой величине амплитуды внешней силы, границы области синхронизации как функции расстройки  $\Delta\omega = \omega_0 - \omega_l$  расположены симметрично относительно оси  $\Delta\omega = 0$ .  $\omega_0$  – частота автоколебаний СГ, равная частоте квантового перехода.

2. При линейной поляризации поля внешней силы, помимо синхронизации на основном тоне, существует  $n$  ( $n=0,1,2\dots$ ) областей синхронизации только на нечётных обертонах. В этих областях между частотой  $\omega_0$  и частотой внешней силы  $\omega_l$

устанавливается соотношение  $\omega_l = \frac{1}{2n+1}(\omega_0 + \Delta_n)$ , где  $\Delta_n$  – сдвиг Блоха-Зигерта –

нелинейная функция амплитуды внешней силы  $H_l$ . При малой величине отношения  $\frac{\gamma H_1}{\omega_0}$

границы области синхронизации на основном тоне ( $n=0$ ) – чётные функции расстройки  $\Delta\omega_n = \omega_l - 1/(2n+1)[\omega_0 + \Delta_n]$ . Границы всех остальных областей синхронизации (в работе проанализирован случай  $n=1$ ) являются нечётными функциями расстройки  $\Delta\omega_n$ . В общем случае произвольной величины амплитуды поля  $H_l$  ( $\gamma H_1/\omega_0 \approx 1$ )  $n$ -ая область синхронизации не имеет оси симметрии. Внутри любой области синхронизации существуют строго периодические (негармонические) колебания, содержащие нечётные гармоники частоты  $\omega_l$  внешней гармонической силы.

Несмотря на общность основных физических процессов, происходящих при синхронизации СГ и РТГ, между этими процессами есть и существенное отличие. Гармоники внешней силы с частотами, близкими к частоте квантового перехода, осуществляющие синхронизацию спинового генератора на обертонах, возникают непосредственно в активной среде спинового генератора в результате параметрического воздействия внешней силы на спиновую систему.

Физической предпосылкой синхронизации спинового генератора на обертонах являются нечётные многоквантовые переходы, индуцированные нерезонансным полем линейной поляризации. В радиотехнических генераторах гармоника внешней силы возникают на нелинейности генератора.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Even P., Ameer K., Stephan G.M. Phys. Rev. A, 55, 1441 (1997)
2. Lariontsev E.G., Zolotoverkh I., Besnard P., Stephan G.M. Eur. Phys. J. D, 5, 107 (1999)
3. Зубенко В.В., Иевская Н.М., Умарходжаев Р.М. Вестник МГУ, физика, астрономия, №2, 136 (1973)
4. Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г. Квантовая электроника, 34, 487 (2004)
5. Simonet J., Warden M., Brun E. Phys. Rev. E, 50, 3383 (1994)
6. Теодорчик К.Ф. Автоколебательные системы (М.,Л.: Государственное издательство технико-теоретической литературы, 1952)
7. Ланда П.С. Автоколебания в системах с конечным числом степеней свободы (М.: Наука, 1980)
8. Лифшиц Л.М. ЖТФ, 75, 106, (2005)
9. Коваленко А.С., Мигулин В.В. Вестник МГУ, физика, астрономия, №3, 314 (1971)
10. Померанцев Н.М., Рыжков В.М., Скроцкий Г.В. Физические основы квантовой магнитометрии (М.: Наука, 1972)
11. Аносов М.Д., Пестов Е.П., Цыгановский Н.С. Оптика и спектроскопия, 44, 436 (1978)
12. Иевская Н.М., Умарходжаев Р.М. Электричество, №7, 57 (1965)
13. Пиковский А., Розенблюм М., Куртс Ю. Синхронизация. Фундаментальное нелинейное явление (М.: Техносфера, 2003)

**Александр Николаевич Пивкин, Юрий Владимирович Павлов,**

**Рауф Муртазаевич Умарходжаев**

**О синхронизации спинового (квантового)**

**генератора на обертонах**

Препринт НИИЯФ МГУ № 2010 – 3/860

Работа поступила в ОНТИ 17.05.2010