

МИНОБРНАУКИ РОССИИ
Государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования
«Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ»
им. В.И. Ульянова (Ленина)»
(СПбГЭТУ)

ЭЛЕКТРОННОЕ УЧЕБНОЕ ПОСОБИЕ

**СПИНОВЫЕ И ФОТОННЫЕ СИГНАЛЬНЫЕ
ПРОЦЕССОРЫ**

для подготовки магистров по направлению
210400.68 -" *Радиотехника*"
по программе 21453.68 "Микроволновые, оптические и цифровые средства
телекоммуникаций"

Санкт-Петербург
2011

СОДЕРЖАНИЕ

Глоссарий.....	2
1. ОСНОВЫ ТЕОРИИ МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА.....	5
1.1. Понятие о магнитном резонансе.....	5
1.2. Уравнения Блоха.....	7
1.3. Вопросы для самопроверки.....	14
2. СПИНОВОЕ ЭХО.....	15
2.1. Возбуждение спиновой системы дельтаобразными импульсами.....	16
2.2. Двухимпульсный режим возбуждения.....	19
2.3. Трехимпульсный режим возбуждения	26
2.4. Решение уравнений Блоха при возбуждении сложными сигналами...	28
2.5. Вопросы для самопроверки.....	33
3. СПИНОВЫЕ ПРОЦЕССОРЫ.....	35
3.1. Алгоритмы обработки сигналов в спиновых эхо- процессорах.....	35
3.2. Характеристики и параметры спиновых процессоров.....	47
3.3. Подавление паразитных сигналов.....	58
3.4. Вопросы для самопроверки.....	73
4. НЕЛИНЕЙНОЕ ЭХО И ЕГО ПРИМЕНЕНИЯ.....	75
4.1. Применение спиновых процессоров в радиотехнических системах.....	75
4.2. Нелинейные эхо-явления.....	88
4.3 Интроскопия ЯМР.....	97
4.4. Вопросы для самопроверки.....	108
Список литературы.....	109

ГЛОССАРИЙ

Время поперечной релаксации - интервал времени, в течение которого амплитуда поперечной компоненты вектора намагниченности уменьшается в e (основание натурального логарифма) раз.

Время продольной релаксации - интервал времени, в течение которого амплитуда продольной компоненты вектора намагниченности уменьшается в e (основание натурального логарифма) раз.

Дельтаобразные импульсы — короткие прямоугольные радиоимпульсы, спектр которых постоянен в пределах интервала, занимаемого неоднородно уширенной линией поглощения.

Нелинейное эхо - эхо безотражательного типа, основанное на нелинейном резонансном взаимодействии поля с веществом.

Неоднородно уширенная линия поглощения - функция, описывающая распределение частиц по резонансным частам и имеющая смысл плотности вероятности.

Первичное (двухимпульсное) эхо - отклик среды на нелинейное взаимодействие двух импульсов поля с веществом, возникающее в момент времени $2t_2$, если первый импульс поступает в момент времени $t=0$, а второй в момент времени t_2 .

Переходная матрица - матрица, описывающая переход вектора намагниченности или поляризации из одного состояния в другое. Явный вид переходной матрицы определяют решением уравнений Блоха.

Релаксация - процесс восстановления равновесного состояния вектора намагниченности в отсутствии возмущения, проявляющийся в затухании поперечных компонент вектора намагниченности и стремлении продольной компоненты к равновесному значению.

Стимулированное (трехимпульсное) эхо - отклик среды на нелинейное взаимодействие трех импульсов поля с веществом, возникающее в момент

времени $t_2 + t_3$, если первый импульс поступает в момент времени $t=0$, второй в момент времени t_2 , а третий - в момент времени t_3 .

Эхо-процессор - устройство обработки сигналов, основанное на использовании эффекта нелинейного эха.

СПИСОК ОСНОВНЫХ СОКРАЩЕНИЙ

ВКФ – взаимная корреляционная функция

ЛЧМ – линейная частотная модуляция

ССИ – сигнал свободной индукции

ТМП – тонкие магнитные пленки

ФЭ – функциональная электроника

ШПС – шумоподобный сигнал

ЭДС – электродвижущая сила

ЭП –эхо-процессор

ЭПР – электронный парамагнитный резонанс

ЯМР – ядерный магнитный резонанс

1. ОСНОВЫ ТЕОРИИ МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА

ЯМР был открыт в 1946 г, а за его открытие и объяснение американским ученым Феликсу Блоху и Эдуарду Пёрселлу в 1952 г. была присуждена Нобелевская премия по физике. О значимости ЯМР свидетельствует то, что впоследствии еще трижды Нобелевские премии присуждались за работы, связанные с ЯМР. В 1991 г. Ричард Эрнст был удостоен Нобелевской премии за ЯМР-спектроскопию высокого разрешения. И уже совсем недавно в 2002 г. Нобелевская премия присуждена К. Вютриху за получение трехмерного изображения макромолекул с помощью ЯМР-спектроскопии. И наконец, в 2003 году Нобелевскую премию по физиологии и медицине получили П. Лотербур и Менсфилд за использование магнитного резонанса для визуализации различных структур (ЯМР томография).

В данном разделе рассматриваются основы классической теории магнитного резонанса.

1.1. Понятие о магнитном резонансе

В методе магнитного резонанса используются переходы между энергетическими уровнями атомных частиц, вызываемые магнитной составляющей электромагнитного поля. Различают ядерный магнитный резонанс (ЯМР) и электронный парамагнитный резонанс (ЭПР), которые описываются одинаковыми математическими моделями, учитывающими взаимодействие магнитных моментов ядер (ЯМР) или электронов (ЭПР) с возбуждающим магнитным полем. Будем рассматривать основные понятия теории магнитного резонанса в терминах ЯМР.

Известно, что ядро обладает моментом количества движения $\mathbf{J}_\text{я} = \hbar \mathbf{I}_\text{я}$, где $\mathbf{I}_\text{я}$ - момент количества движения частицы, выраженный в единицах $\hbar = h/2\pi$, h - постоянная Планка, а также параллельным ему магнитным моментом

$$\mu_{\text{я}} = \gamma \mathbf{J}_{\text{я}} = \gamma \hbar \mathbf{I}_{\text{я}}, \quad (1.1)$$

где γ - гиромагнитное отношение для данного вида ядра.

Если ядро находится во внешнем магнитном поле с индукцией \mathbf{B}_a , то энергия взаимодействия магнитного момента $\mu_{\text{я}}$ с полем

$$\mathcal{E} = -(\mu_{\text{я}}, \mathbf{B}_a). \quad (1.2)$$

Пусть $\mathbf{B}_a = \mathbf{e}_z B_0$, тогда $\mathcal{E} = -\mu_z B_0 = -\gamma \hbar I_z B_0$. Проекция I_z квантована и может принимать значения $m_I = I, I-1, \dots, -I$, так что разрешенные значения энергии взаимодействия

$$\mathcal{E} = -\gamma \hbar B_0 m_I. \quad (1.3)$$

Максимальное значение проекции механического момента ядра, выраженное в единицах \hbar , называют спином ядра I .

В постоянном магнитном поле ядро со спином $I = 1/2$ может находиться в одном из двух энергетических состояний, соответствующих $m_I = \pm 1/2$ (рис. 1.1).

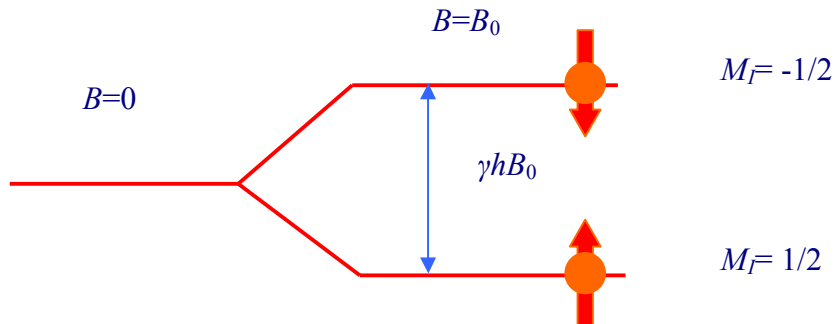


Рис. 1.1 Расщепление энергетических уровней ядра со спином 1/2

Разность энергий этих уровней $\mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1 = -\gamma \hbar B_0 (-1/2) - (-\gamma \hbar B_0) (1/2) = \gamma \hbar B_0$. Поскольку, с другой стороны, $\mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1 = \hbar \omega_0$, то в результате получается условие магнитного резонанса

$$\omega_0 = \gamma B_0, \quad (1.4)$$

связывающее резонансную частоту ω_0 с магнитной индукцией B_0 и гиромагнитным отношением γ данного ядра или электрона.

Рассмотрим поведение ядра с магнитным моментом $\mu_{\text{я}}$ в магнитном поле с индукцией \mathbf{B}_a с позиций классической механики. Скорость изменения механического момента

$$\mathbf{L} = d\mathbf{J}_я / dt \quad (1.5)$$

равна вращающему моменту. Для частицы с магнитным моментом $\mu_я$, помещенной в магнитное поле \mathbf{B}_a , вращающий момент определяется соотношением

$$\mathbf{L} = [\mu_я, \mathbf{B}_a]. \quad (1.6)$$

На основании (1.1)-(1.6) можно записать уравнение движения магнитного момента $\mu_я$ в магнитном поле \mathbf{B}_a :

$$d\mu_я / dt = \gamma [\mu_я, \mathbf{B}_a].$$

Обычно в поле \mathbf{B}_a находится большая группа ядер одного вида. При этом удобно оперировать макроскопической величиной – намагниченностью \mathbf{M} , которая определяется как сумма магнитных моментов $\mu_{ия}$, находящихся в единице объема вещества:

$$\mathbf{M} = \sum_i \mu_{ия}. \quad (1.7)$$

Используя (1.7), уравнение движения (1.6) можно преобразовать в уравнение движения вектора намагниченности.

$$d\mathbf{M} / dt = \gamma [\mathbf{M}, \mathbf{B}_a]. \quad (1.8)$$

1.2. Уравнения Блоха

Если поместить парамагнитное вещество в постоянное магнитное поле $\mathbf{B}_a = B_0 \mathbf{e}_z$, то в состоянии равновесия индуцируется намагниченность, параллельная приложенному магнитному полю

$$M_z = M_0 = \chi_0 B_0,$$

где χ_0 – статическая магнитная восприимчивость.

Выведенный из состояния равновесия вектор намагниченности начинает вращаться вокруг продольной оси z , причем этот процесс в принятой модели будет продолжаться бесконечно.

Однако в реальных ситуациях естественно ожидать, что существует механизм возврата вектора намагниченности с течением времени в исходное состояние равновесия параллельно полю $B_0 \mathbf{e}_z$. Такой механизм связан, главным образом, с взаимодействием магнитных моментов ядер с решеткой и

называется спин-решеточной или продольной релаксацией. При этом предполагается, что продольная компонента M_z приближается к равновесному значению со скоростью, пропорциональной отклонению M_z от равновесного значения M_0 (рис. 1.2):

$$\frac{dM_z}{dt} = \frac{M_0 - M_z}{T_1}. \quad (1.9)$$

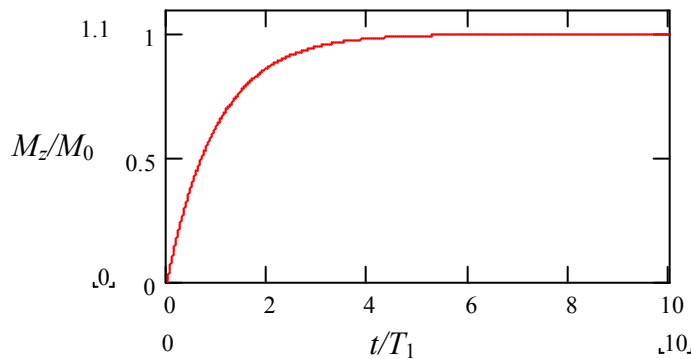


Рис. 1.2 Намагничивание образца в продольном магнитном поле

Введенный параметр T_1 называют временем спин-решеточной или продольной релаксации.

Если ненамагниченное вещество, у которого $M_x=M_y=M_z=0$, поместить в момент времени $t=0$ в магнитное поле $B_0\mathbf{e}_z$, то, проинтегрировав (1.9), получим решение $M_z(t) = M_0[1 - \exp(-t/T_1)]$, в соответствии с которым идет процесс установления стационарного состояния.

При установлении стационарного состояния должны уменьшаться поперечные компоненты M_x и M_y вектора намагниченности, выведенного из состояния равновесия. Этот процесс связан с взаимодействием магнитных моментов ядер между собой и называется спин-спиновой или поперечной релаксацией. Затухание поперечных компонент описывается уравнениями

$$\frac{dM_x}{dt} = -\frac{M_x}{T_2}; \quad (1.10)$$

$$\frac{dM_y}{dt} = -\frac{M_y}{T_2}, \quad (1.11)$$

где T_2 – параметр, называемый временем спин-спиновой или поперечной

релаксации. С течением времени компоненты M_x и M_y вектора намагниченности, прецессирующего вокруг оси x , затухают в принятой модели по экспоненциальному закону $\exp(-t/T_2)$.

Модифицированные уравнения движения вектора намагниченности \mathbf{M} во внешнем магнитном поле \mathbf{B}_a с учетом спин-спинового и спин-решеточного взаимодействия в форме (1.9)-(1.11) называются уравнениями Блоха:

$$\begin{aligned}\frac{dM_x}{dt} &= \gamma[\mathbf{M}, \mathbf{B}_a]_x - \frac{M_x}{T_2}; \\ \frac{dM_y}{dt} &= \gamma[\mathbf{M}, \mathbf{B}_a]_y - \frac{M_y}{T_2}; \\ (1.12) \\ \frac{dM_z}{dt} &= \gamma[\mathbf{M}, \mathbf{B}_a]_z + \frac{M_0 - M_z}{T_1}.\end{aligned}$$

Времена продольной и поперечной релаксации связаны соотношением $T_1 \geq T_2$ и зависят от вида ядер и от условий, в которых они находятся.

Необходимыми условиями существования эха, как это уже упоминалось, являются нелинейность в процессе взаимодействия поля с веществом и неоднородность параметров среды. Примером первого условия для спинового эха является нелинейная зависимость между вектором намагниченности и возбуждающим магнитным полем. Второе условие соблюдается, если индукция поляризующего магнитного поля $B_z \mathbf{e}_z$ неоднородна в объеме образца, помещенного в это поле (ранее рассматривалось однородное поляризующее магнитное поле $B_0 \mathbf{e}_z$). В силу неоднородности магнитного поля B_z резонансная частота магнитных моментов ядер в отличие от однородного случая (1.4) будет также неоднородной $\omega = \gamma B_z$.

Введем функцию $g(\omega)$, описывающую плотность вероятности распределения магнитных моментов по частоте и называемую функцией формы неоднородно уширенной линии поглощения. Эта функция удовлетворяет условию нормировки

$$\int_{-\infty}^{\infty} g(\omega) d\omega = 1.$$

Рассмотрим группу магнитных моментов, частота которых лежит в бесконечно узкой полосе частот $d\omega$ вокруг частоты ω , и назовем ее изохроматой. Статический магнитный момент изохроматы будет равен

$$M_0 g(\omega) d\omega. \quad (1.13)$$

Статическая намагниченность всех изохроматических групп находится интегрированием (5.13) по частоте:

$$M_0 \int_{-\infty}^{\infty} g(\omega) d\omega = M_0. \quad (1.14)$$

Среднее значение частоты магнитного резонанса обозначим $\omega_0 = \gamma B_0$, где B_0 - среднее значение B_z в объеме образца, а ширину неоднородно уширенной линии поглощения ЯМР обозначим $\Delta\omega_L = 2\pi\Delta F_L$ (рис. 1.3).

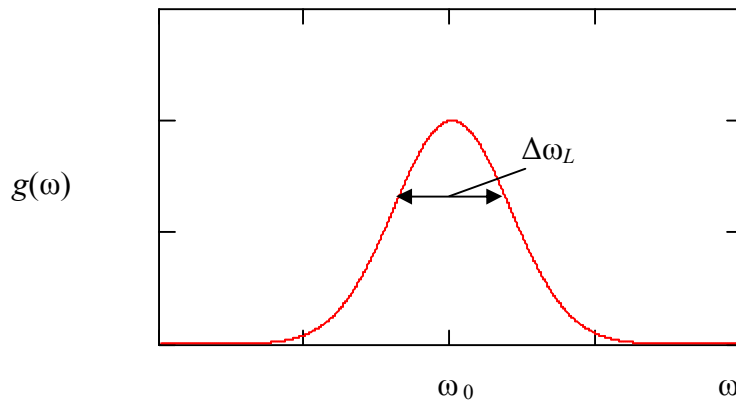


Рис.1.3 Неоднородно уширенная линия поглощения

Чтобы вывести магнитные моменты из состояния термодинамического равновесия, наряду с постоянным поляризующим магнитным полем $B_z \mathbf{e}_z$, задающим направление продольной оси, к образцу прикладывается переменное магнитное поле с индукцией $\mathbf{B}_1(t)$ и частотой ω_0 в поперечной плоскости. Для эффективного взаимодействия с вектором намагниченности это поле должно иметь круговую поляризацию, совпадающую с

направлением прецессии вектора намагниченности.

Обычно же возбуждение спиновой системы осуществляется линейно-поляризованным полем

$$\mathbf{B}_1(t) = 2B(t)\cos[\omega_0 t + \varphi(t)]\mathbf{e}_x, \quad (1.15)$$

где $B(t)$ и $\varphi(t)$ - функции, описывающие законы изменения амплитуды и фазы колебания.

Это линейно-поляризованное колебание можно представить в виде суммы двух колебаний с круговой поляризацией, вращающихся в разные стороны. Можно показать, что вблизи резонанса составляющей поля, вращающейся в противоположную по отношению к направлению прецессии сторону, можно пренебречь. Тогда можно считать, что в поперечной плоскости действует поле с круговой поляризацией

$$\mathbf{B}_1(t) = B(t)\cos[\omega_0 t + \varphi(t)]\mathbf{e}_x - B(t)\sin[\omega_0 t + \varphi(t)]\mathbf{e}_y, \quad (1.16)$$

с амплитудой в два раза меньшей, чем в (1.15) (рис. 1.4).

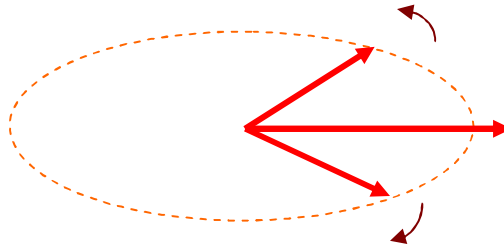


Рис. 1.4 Представление линейной поляризации в виде двух круговых

В дальнейшем удобно перейти в новую систему координат с осями x', y', z' , вращающуюся вокруг оси \mathbf{e}_z с частотой ω_0 в направлении вращения поля (1.16) (рис. 1.5).

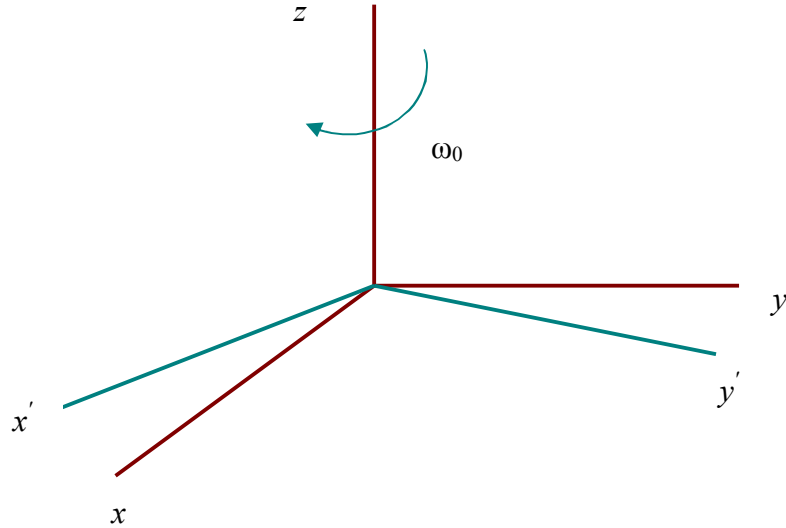


Рис. 1.5 Вращающаяся система координат

Связь производных $d\mathbf{M}/dt$ в неподвижной и вращающейся системах координат имеет вид

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \left(\frac{d\mathbf{M}}{dt} \right)_{\text{вр}} + [\boldsymbol{\omega}_0, \mathbf{M}], \quad (1.17)$$

где $(d\mathbf{M}/dt)_{\text{вр}}$ – производная во вращающейся системе координат, а

$$\boldsymbol{\omega}_0 = \omega_0 \mathbf{e}_z. \quad (1.18)$$

С учетом (5.8) можно переписать (5.17) в виде

$$\left(\frac{d\mathbf{M}}{dt} \right)_{\text{вр}} = \gamma \left[\mathbf{M}, \left(\mathbf{B}_a + \frac{\boldsymbol{\omega}_0}{\gamma} \right) \right], \quad (1.19)$$

где

$$\begin{aligned} \mathbf{B}_a(t) &= B(t) \cos[\varphi(t)] \mathbf{e}_{x'} - B(t) \sin[\varphi(t)] \mathbf{e}_{y'} + B_z \mathbf{e}_z = \\ &= B_{x'}(t) \mathbf{e}_{x'} + B_{y'}(t) \mathbf{e}_{y'} + B_z \mathbf{e}_z. \end{aligned} \quad (1.20)$$

На основании (1.18)-(1.20) можно представить уравнения Блоха (1.12) во вращающейся системе координат:

$$\begin{aligned} \frac{dM_{x'}}{dt} &= \Omega M_{y'} - R_{y'}(t) M_z - \frac{M_{x'}}{T_2}; \\ \frac{dM_{y'}}{dt} &= -\Omega M_{x'} + R_{x'}(t) M_z - \frac{M_{y'}}{T_2}; \\ \frac{dM_z}{dt} &= R_{y'}(t) M_{x'} - R_{x'}(t) M_{y'} + \frac{M_0 - M_z}{T_1}, \end{aligned}$$

где $\Omega = \gamma B_z - \omega_0 = \omega - \omega_0$, а $R_{x',y'}(t) = \gamma B_{x',y'}(t)$.

Введем комплексные поперечные компоненты:

$$\begin{aligned}\tilde{M} &= M_{x'} - iM_{y'}; & \tilde{R} &= R_{x'} - iR_{y'}; \\ \tilde{M}^* &= M_{x'} + iM_{y'}; & \tilde{R}^* &= R_{x'} + iR_{y'}.\end{aligned}$$

Для введенных компонент уравнения Блоха во вращающейся системе координат примут вид

$$\begin{aligned}\frac{d\tilde{M}}{dt} &= \left(i\Omega - \frac{1}{T_2}\right)\tilde{M} - i\tilde{R}(t)M_z; \\ \frac{d\tilde{M}^*}{dt} &= -\left(i\Omega + \frac{1}{T_2}\right)\tilde{M}^* + i\tilde{R}^*(t)M_z; \\ \frac{dM_z}{dt} &= -i\frac{\tilde{R}^*(t)\tilde{M}}{2} + i\frac{\tilde{R}(t)M^*}{2} - \frac{M_z}{T_1} + \frac{M_0}{T_1}.\end{aligned}\tag{1.21}$$

Система (1.21) в общем случае объединяет линейные дифференциальные уравнения с переменными коэффициентами и не имеет точного аналитического решения.

Решение уравнений Блоха (1.21) для свободных интервалов времени, когда $\tilde{R}(t) = \tilde{R}^*(t) = 0$ при заданных начальных условиях $\mathbf{M}(t_0, \Omega)$, может быть представлено в матричной форме

$$\begin{aligned}\mathbf{M}(t, \Omega) &= \mathbf{B}(t, t_0, \Omega)\mathbf{M}(t_0, \Omega) + \mathbf{B}_H(t, t_0), \\ (1.22) \\ \mathbf{B}(t, t_0, \Omega) &= \begin{bmatrix} \exp[(i\Omega - 1/T_2)(t - t_0)] & 0 & 0 \\ 0 & \exp[-(i\Omega + 1/T_2)(t - t_0)] & 0 \\ 0 & 0 & \exp[-(t - t_0)/T_1] \end{bmatrix}, \\ \mathbf{M} &= \begin{bmatrix} \tilde{M} \\ \tilde{M}^* \\ M_z \end{bmatrix}; \quad \mathbf{B}_H(t, t_0) = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ M_0 \{1 - \exp[-(t - t_0)/T_1]\} \end{bmatrix}.\end{aligned}$$

Из (1.22) следует, что поперечные компоненты \tilde{M} и \tilde{M}^* совершают круговое движение вокруг продольной оси и одновременно уменьшаются по амплитуде по экспоненциальному закону

$$\tilde{M}(t, \Omega) = \exp[(i\Omega - 1/T_2)(t - t_0)]\tilde{M}(t_0, \Omega).$$

Продольная компонента вектора намагниченности стремится к равновесному значению (рис. 1.6).

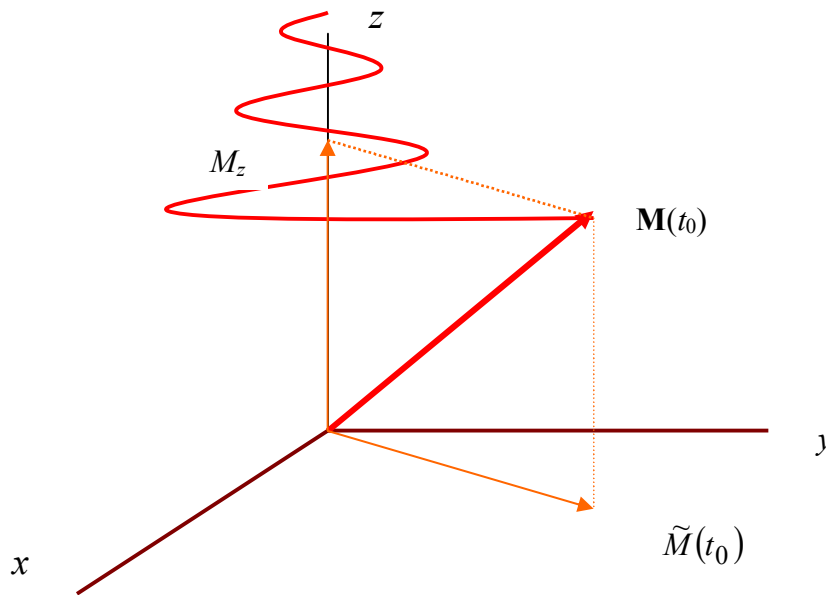


Рис. 1.6 Эволюция вектора намагниченности

$$M_z(t, \Omega) = \exp[-(t - t_0)/T_1] M_z(t_0, \Omega) + M_0 \{1 - \exp[-(t - t_0)/T_1]\}$$

1.3 Вопросы для самопроверки

1. Что такое магнитный резонанс?
2. Чем определяется частота магнитного резонанса?
3. Запишите условие нормировки для функции, описывающей неоднородно уширенную линию поглощения.
4. Как выглядят уравнения Блоха в неподвижной системе координат?
5. С какой целью в уравнение движения вектора намагниченности вводят релаксационные члены?
6. Как выглядят уравнения Блоха во вращающейся системе координат?
Для чего вводится вращающаяся система координат?
7. Что такое переходная матрица системы? Как выглядит переходная матрица для свободных интервалов?
8. Чему равен элемент b_{22} матрицы \mathbf{B} , описывающей решение уравнений Блоха на интервалах. Свободных от импульсов возбуждения?

2. СПИНОВОЕ ЭХО

В 1949 году американский студент-дипломник Эрвин Хан впервые наблюдал спиновое эхо. Оно возникало в результате воздействия на намагниченное вещество двух радиоимпульсов магнитного поля с задержкой во времени (рис. 2.1). В греческой мифологии Эхо - нимфа, которая была из-за своей болтливости наказана женой Зевса Герой: она не могла вести разговор, а могла лишь повторять чужие слова. Эхо влюбилась в Нарцисса, однако не могла с ним разумно говорить и умерла от неразделенной любви. От нее остался лишь один голос...

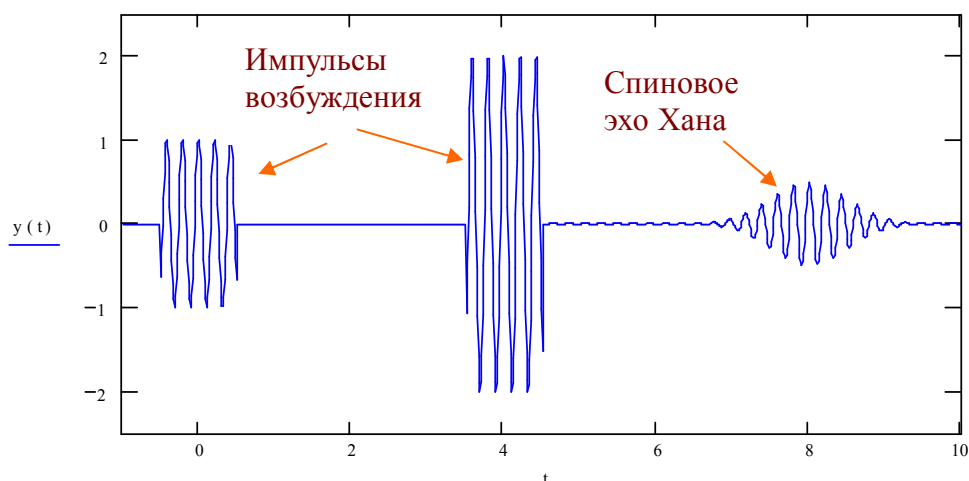


Рис. 2.1 Временная диаграмма возбуждения двухимпульсного эха

В этом мифе древние пытались объяснить физическое явление эхо, заключающееся в отражении звуковых волн от препятствия. Аналогичные явления могут происходить и с радиоволнами. Однако спиновое эхо принципиально отличается от линейного эха отражательного типа. Для его существования не требуется волн и препятствий. Необходимыми условиями существования нелинейного эха являются наличие нелинейного взаимодействия поля с веществом, а также наличие неоднородности некоторых параметров вещества.

Первое время спиновое эхо использовалось физиками в качестве импульсного метода наблюдения сигналов ядерного магнитного резонанса

(ЯМР), имевшего более высокую чувствительность по сравнению со стационарным методом наблюдения сигналов ЯМР. Однако уже в 1955 г. в США появились первые публикации по созданию управляемых линий задержки радиосигналов на основе спинового эха. Эти работы составили основу обзора Н.М. Померанцева в журнале "Успехи физических наук" в январе 1958 г.

В данном разделе описываются методы анализа эхо-откликов, основанные на формализме переходной матрицы состояния системы.

2.1. Возбуждение спиновой системы дельтаобразными импульсами

Пусть импульсы возбуждения представляют собой прямоугольные радиоимпульсы с амплитудами круговой поляризации B_1 и B_2 и начальными фазами $\varphi_1 = \varphi_2 = 0$. Пусть также их длительности τ_1 и τ_2 удовлетворяют условиям

$$\tau_1, \tau_2 \ll (\Delta F_L)^{-1}; \quad (2.1)$$

$$\tau_1, \tau_2 \ll T_1, T_2. \quad (2.2)$$

Импульсы, удовлетворяющие условиям (2.1) и (2.2), будем в дальнейшем называть дельтаобразными, в том смысле, что они имеют свойства, схожие со свойствами дельта-функции Дирака: они являются достаточно короткими импульсами, спектр которых примерно постоянен в полосе частот, обратно пропорциональной длительности импульса. Условие (2.1) позволяет не учитывать процессы расфазировки магнитных моментов изохромат во время действия импульсов возбуждения.

Если к тому же выполняются условия $\tau_2 \ll T_1, T_2$, то можно не учитывать процессы релаксации.

В дальнейшем удобно рассматривать процесс формирования первичного эха во вращающейся с частотой ω_0 системе координат. В этой системе поле круговой поляризации, соответствующее импульсам возбуждения, будет неподвижным, ориентированным вдоль оси x' .

При решении уравнений Блоха (1.21) для случая воздействия дельтаобразных импульсов с частотой заполнения ω_0 следует воспользоваться условиями (2.1) и (2.2), тогда уравнения Блоха упрощаются:

$$\begin{aligned}\frac{d\tilde{M}}{dt} &= -i\tilde{R}M_z; \\ \frac{d\tilde{M}^*}{dt} &= i\tilde{R}^*M_z; \\ \frac{dM_z}{dt} &= -i\frac{\tilde{R}^*\tilde{M}}{2} + i\frac{\tilde{R}M^*}{2}.\end{aligned}\tag{2.3}$$

Продифференцируем третье уравнение системы и подставим правые части первого и второго уравнений системы

$$\frac{d^2M_z}{dt^2} = -i\frac{\tilde{R}^*}{2}\frac{d\tilde{M}}{dt} + i\frac{\tilde{R}}{2}\frac{dM^*}{dt} = -i\frac{\tilde{R}^*}{2}(-i\tilde{R}M_z) - i\tilde{R}(i\tilde{R}^*M_z) = -R^2M_z.$$

Общее решение этого уравнения имеет вид

$$M_z(t) = C_1 \cos Rt + C_2 \sin Rt.$$

Для определения произвольных констант C_1 и C_2 воспользуемся заданными начальными условиями: $\tilde{M}(0)$, $\tilde{M}^*(0)$ и $M_z(0)$:

$$M_z(0) = C_1.$$

$$\frac{dM_z}{dt} = -RC_1 \sin Rt + RC_2 \cos Rt. \text{ Для } t=0 \quad \frac{dM_z}{dt} = RC_2.$$

С другой стороны из третьего уравнения системы следует

$$RC_2 = -i\frac{\tilde{R}^*\tilde{M}(0)}{2} + i\frac{\tilde{R}M^*(0)}{2}, \text{ откуда } C_2 = -\frac{i}{2}\frac{\tilde{R}^*}{R}\tilde{M}(0) + \frac{i}{2}\frac{\tilde{R}}{R}M^*(0).$$

Далее можно определить поперечную компоненту путем прямого интегрирования первого уравнения системы

$$\tilde{M}(t) = \int -i\tilde{R}M_z(t)dt + C = -i\frac{\tilde{R}}{R}C_1 \sin Rt + i\frac{\tilde{R}}{R}C_2 \cos Rt + C.$$

Определим произвольную константу C исходя из начальных условий:

$$\tilde{M}(0) = i\frac{\tilde{R}}{R}C_2 + C, \text{ откуда } C = \tilde{M}(0) - i\frac{\tilde{R}}{R}\left[-\frac{i}{2}\frac{\tilde{R}^*}{R}\tilde{M}(0) + \frac{i}{2}\frac{\tilde{R}}{R}\tilde{M}^*(0)\right].$$

$$C = \tilde{M}(0) - \frac{1}{2}\tilde{M}(0) + \frac{1}{2}\left(\frac{\tilde{R}}{R}\right)^2 \tilde{M}^*(0) = \frac{1}{2}\tilde{M}(0) + \frac{1}{2}\left(\frac{\tilde{R}}{R}\right)^2 \tilde{M}^*(0).$$

С учетом найденных констант получим:

$$\begin{aligned} \tilde{M}(t) = & -i\frac{\tilde{R}}{R}\sin(Rt)M_z(0) + i\frac{\tilde{R}}{R}\cos(Rt)\left[-\frac{i}{2}\frac{\tilde{R}^*}{R}\tilde{M}(0) + \frac{i}{2}\frac{\tilde{R}}{R}\tilde{M}^*(0)\right] + \\ & \frac{1}{2}\tilde{M}(0) + \frac{1}{2}\left(\frac{\tilde{R}}{R}\right)^2 \tilde{M}^*(0). \\ \tilde{M}(t) = & \left[\frac{1}{2} + \frac{1}{2}\cos Rt\right]\tilde{M}(0) + \left[\frac{1}{2}\left(\frac{\tilde{R}}{R}\right)^2 - \frac{1}{2}\left(\frac{\tilde{R}}{R}\right)^2 \cos Rt\right]\tilde{M}^* - i\frac{\tilde{R}}{R}\sin(Rt)M_z(0). \end{aligned}$$

В итоге после преобразований решение имеет вид:

$$\begin{aligned} \tilde{M}(t) = & \cos^2\left(\frac{Rt}{2}\right)\tilde{M}(0) + \left(\frac{\tilde{R}}{R}\right)^2 \sin^2\left(\frac{Rt}{2}\right)\tilde{M}^*(0) - i\frac{\tilde{R}}{R}\sin(Rt)M_z(0), \\ M_z(t) = & -\frac{i}{2}\frac{\tilde{R}^*}{R}\sin(Rt)\tilde{M}(0) + \frac{i}{2}\frac{\tilde{R}}{R}\sin(Rt)\tilde{M}^*(0) + \cos(Rt)M_z(0). \end{aligned}$$

Решение в момент окончания импульса $t = \tau$, можно представить в виде произведения переходной матрицы \mathbf{A} на вектор начальных условий

$$\mathbf{M}(\tau, \Omega) = \mathbf{A}(\tau, 0)\mathbf{M}(0, \Omega), \quad (2.4)$$

$$\mathbf{A}(\tau, 0) = \begin{bmatrix} \cos^2\left(\frac{\alpha}{2}\right) & \sin^2\left(\frac{\alpha}{2}\right)\exp(i2\varphi) & -i\sin\alpha\exp(i\varphi) \\ \sin^2\left(\frac{\alpha}{2}\right)\exp(-i2\varphi) & \cos^2\left(\frac{\alpha}{2}\right) & i\sin\alpha\exp(-i\varphi) \\ -\frac{i}{2}\sin\alpha\exp(-i\varphi) & \frac{i}{2}\sin\alpha\exp(i\varphi) & \cos\alpha \end{bmatrix}, \quad (2.5)$$

$$\alpha = R\tau, \quad \tilde{R} = R\exp(i\varphi).$$

2.2. Двухимпульсный режим возбуждения

Прежде чем перейти к математическому описанию процесса формирования эха, опишем этот процесс качественно. При наблюдении сигналов магнитного резонанса парамагнитный образец помещают в неоднородное продольное магнитное поле $B_z \mathbf{e}_z$, которое создает в образце намагниченность $M_0 \mathbf{e}_z$, ориентированную вдоль оси z . Эта намагниченность в соответствии с (1.13) и (1.14) является суммарной намагниченностью изохромат, характеризующихся различными резонансными частотами $\omega = \gamma B_z$. Пусть, например, имеется три изохроматы с частотами $\omega_1 = \omega_0$; $\omega_2 = \omega_0 + \Omega_1$ и $\omega_3 = \omega_0 - \Omega_1$ и магнитными моментами $M_0/3$, так что результирующая намагниченность равна M_0 .

На рис. 2.2 представлена временная диаграмма огибающих импульсов возбуждения и первичного эха. В моменты $t=0$ и $t=t_2$ на образец воздействуют двумя линейно-поляризованными импульсами магнитного поля с частотой ω_0 , которые создаются с помощью катушки индуктивности. Ее ось совпадает с осью x неподвижной системы координат. Как уже упоминалось, в резонансном взаимодействии участвует одна из двух составляющих компонент круговой поляризации магнитного поля, на которые раскладывается линейно-поляризованное поле.

Пусть импульсы возбуждения представляют собой прямоугольные радиоимпульсы с амплитудами круговой поляризации B_1 и B_2 и начальными фазами $\varphi_1 = \varphi_2 = 0$. Пусть также их длительности τ_1 и τ_2 удовлетворяют условиям

$$\tau_1, \tau_2 \ll (\Delta F_L)^{-1}; \quad (2.6)$$

$$\tau_1, \tau_2 \ll T_1, T_2. \quad (2.7)$$

Импульсы, удовлетворяющие этим условиям мы ранее называли дельтаобразными, в том смысле, что они имеют свойства, схожие со свойствами дельта-функции Дирака: они являются достаточно короткими

импульсами, спектр которых примерно постоянен в полосе частот, обратно пропорциональной длительности импульса. Условие (2.6) позволяет не учитывать процессы расфазировки магнитных моментов изохромат во время действия импульсов возбуждения.

Если к тому же выполняются условия $t_2 \ll T_1, T_2$, то можно не учитывать процессы релаксации.

В дальнейшем удобно рассматривать процесс формирования первичного эха во вращающейся с частотой ω_0 системе координат. В этой системе поле круговой поляризации, соответствующее импульсам возбуждения, будет неподвижным, ориентированным вдоль оси x' .

На рис. 2.3, а показано положение магнитных моментов трех изохромат, соответствующее положению термодинамического равновесия перед действием первого импульса возбуждения в момент $t=0$. Вектор магнитной индукции \mathbf{B}_1 направлен вдоль оси x' и создает в соответствии с (2.3) вращающий момент, поворачивающий магнитные моменты изохромат вокруг оси x' с частотой γB_1 . Если выбрать параметры первого импульса возбуждения такими, чтобы угол поворота был равен

$$\alpha_1 = \gamma B_1 \tau_1 = \pi/2, \quad (2.8)$$

то все магнитные моменты будут повернуты на угол $\pi/2$ и в поперечной плоскости в момент окончания импульса сформируется намагниченность $(M_0/3)\beta = M_0$, ориентированная вдоль оси y' (рис. 2.3, б).

По окончании первого импульса начинается прецессия трех магнитных моментов с частотами $\omega_1 = \omega_0$; $\omega_2 = \omega_0 + \Omega_1$ и $\omega_3 = \omega_0 - \Omega_1$ вокруг поляризирующего поля. Во вращающейся системе координат первый магнитный момент будет неподвижен и ориентирован вдоль оси y' , а два других момента будут вращаться вокруг оси z' в противоположных направлениях (рис. 2.3, в) с частотой Ω_1 . При этом фазы второго и третьего магнитных моментов относительно оси y' будут линейно нарастать со временем: $\pm \Omega_1 t$.

По окончании первого импульса возбуждения прецессирующие магнитные моменты создадут в катушке ЭДС, которая спадает по мере расфазировки векторов. Затухающий сигнал свободной индукции (ССИ) показан на рис. 2.2.

В момент t_2 включают второй импульс возбуждения, также ориентированный во вращающейся системе координат вдоль оси x' . К этому времени фазы магнитных моментов второй и третьей изохромат будут равны $\pm\Omega_1 t_2$. Вновь возникает вращающий момент, который поворачивает три вектора, соответствующих магнитным моментам изохромат, вокруг оси x' с частотой γB_2 . Если параметры второго импульса таковы, что

$$\alpha_2 = \gamma B_2 \tau_2 = \pi, \quad (2.9)$$

то все три вектора повернутся вокруг оси x' на угол π и вновь окажутся в поперечной плоскости в положении, представленном на рис. 2.2, *г*.

По окончании второго импульса возбуждения начинается процесс сближения векторов. Поскольку интервал сближения равен интервалу расхождения, то в момент $t = 2t_2$ все три вектора сойдутся (рис. 2.3, *д*) и сформируют максимальное значение вектора намагниченности в поперечной плоскости, равное M_0 . Эта поперечная намагниченность создаст в катушке ЭДС, соответствующую первичному или двухимпульсному эху.

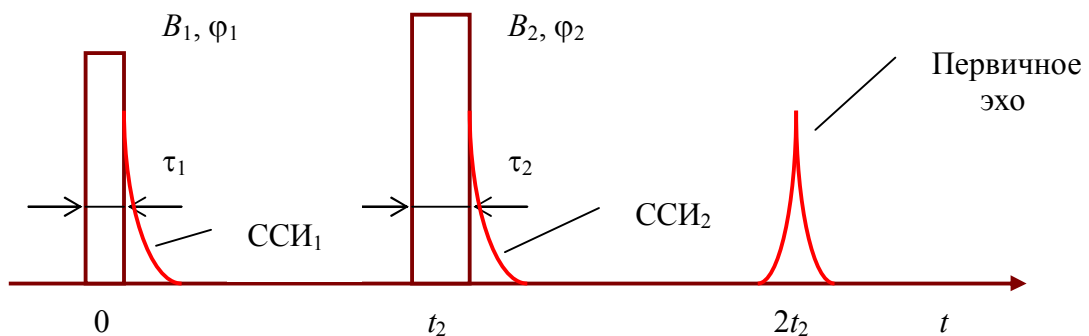


Рис. 2.2. Двухимпульсный режим возбуждения первичного эха

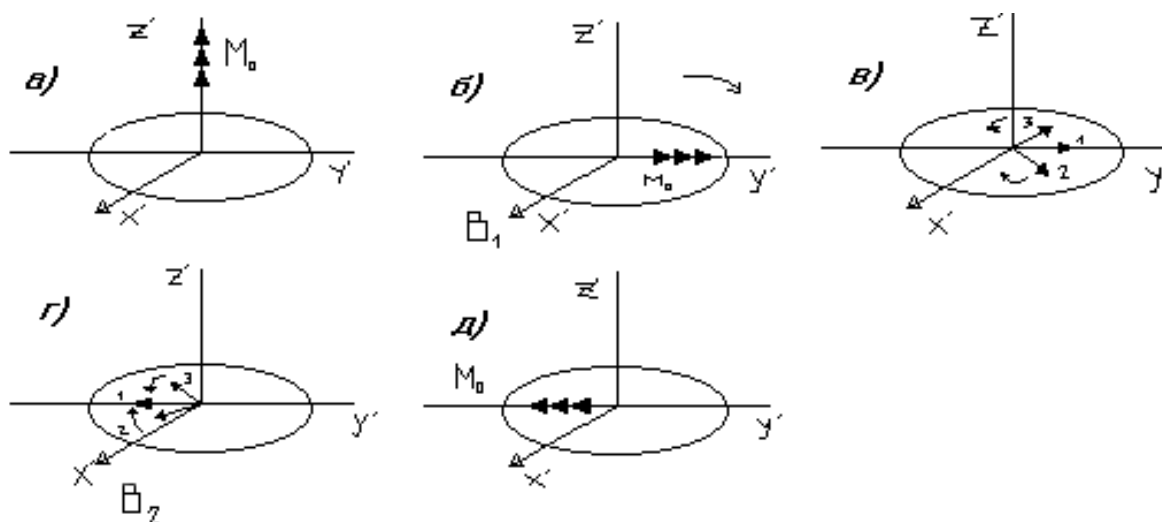


Рис. 2.3. Векторные диаграммы формирования первичного эха

В данной простейшей векторной модели были рассмотрены три изохроматические группы магнитных моментов, однако реально в процессе формирования эха участвует очень большое количество изохромат. Их магнитные моменты также испытывают под действием возбуждающих импульсов повороты на углы $\pi/2$ и π . После первого импульса возбуждения происходит их расфазирование, а после второго идет процесс их фазировки. Этот процесс заканчивается в момент времени $t = 2t_2$, когда фазы всех магнитных моментов изохромат совпадут.

Условия (2.8) и (2.9), как будет показано далее, не являются обязательными, однако при их выполнении амплитуда эха будет максимальной. Наряду с ССИ₁ по окончании второго импульса возбуждения формируется также ССИ₂ (рис. 2.2).

Перейдем далее к аналитическому рассмотрению процесса формирования двухимпульсного эха.

Анализ эхо-сигналов основан на решении уравнений Блоха на интервалах, на которых действуют импульсы возбуждения, и на свободных от них интервалах. В результате решение для интервала, на котором возникает эхо, может быть определено путем последовательного решения системы дифференциальных уравнений. При этом решение в момент

окончания предыдущего интервала определяет начальные условия для последующего интервала. Решение удобно представить в матричном виде, используя аппарат переходных матриц состояния.

Для определения состояния вектора $\mathbf{M}(t, \Omega)$ по окончании второго импульса возбуждения (рис. 2.2) необходимо последовательно использовать решение (2.5) для интервалов, на которых действуют дельтаобразные импульсы, и (1.22) для свободных интервалов. При этом решение для предыдущего интервала времени является начальным условием для последующего:

$$\mathbf{M}(t, \Omega) = \mathbf{B}_H^{(2)} + \mathbf{B}^{(2)} \mathbf{A}^{(2)} \left[\mathbf{B}_H^{(1)} + \mathbf{B}^{(1)} \mathbf{A}^{(1)} \mathbf{M}(-\tau_1/2) \right]. \quad (2.10)$$

Здесь цифры в скобках указывают порядковый номер импульса возбуждения и следующего за ним свободного интервала. Начальные условия для первого импульса соответствуют термодинамическому равновесию:

$$\mathbf{M}\left(-\frac{\tau_1}{2}\right) = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ M_0 \end{bmatrix}. \quad (2.11)$$

Умножив переходную матрицу $\mathbf{A}^{(1)}$ на вектор начальных условий (2.11), получают состояние вектора \mathbf{M} после первого импульса возбуждения. Это состояние является начальным условием в (2.10) для свободного интервала после первого импульса возбуждения. Записанное в квадратных скобках в (6.10) выражение является начальным условием для второго импульса возбуждения и так далее. При этом в алгоритме (2.10) используется формальная запись переходных матриц \mathbf{A} с элементами $a_{ik}(\Omega)$ и явный вид матриц \mathbf{B} и \mathbf{B}_H (1.22).

Сигнал эха индуцируется поперечной компонентой вектора намагниченности, поэтому в (2.10) интерес представляет состояние поперечной компоненты вектора намагниченности $\tilde{M}(t, \Omega)$ вектора $\mathbf{M}(t, \Omega)$.

В двухимпульсном режиме возбуждения $\tilde{M}(t, \Omega)$ содержит три составляющие

$$\tilde{M}(t, \Omega) = \sum_{n=1}^3 \tilde{m}_n(t, \Omega),$$

представленные в табл. 2.1. Эти составляющие соответствуют двум ССИ, формируемым после первого и второго импульсов возбуждения, и сигналу двухимпульсного эха 1-2, возникающему в момент $t = 2t_2$.

Таблица 2.1

**Составляющие поперечной компоненты вектора намагниченности
в двухимпульсном режиме возбуждения**

n	Тип отклика	$\tilde{m}_n(t, \Omega)$
1	ССИ ₁	$M_0 a_{11}^{(2)} a_{13}^{(1)} \exp[i\Omega(t - \tau_1 / 2 - \tau_2)] \exp[(-1/T_2)(t - \tau_1 / 2 - \tau_2)]$
2	Эхо 1-2	$M_0 a_{12}^{(2)} a_{23}^{(1)} \exp[i\Omega(t - 2t_2 + \tau_1 / 2)] \exp[(-1/T_2)(t - \tau_1 / 2 - \tau_2)]$
3	ССИ ₂	$\{M_0 a_{13}^{(2)} a_{33}^{(1)} \exp[(-1/T_1)(t_2 - \tau_1 / 2 - \tau_2 / 2)] +$ $+ M_0 a_{13}^{(2)} \{1 - \exp[(-1/T_1)(t_2 - \tau_1 / 2 - \tau_2 / 2)]\} \times$ $\times \exp[i\Omega(t - t_2 - \tau_2 / 2)] \exp[(-1/T_2)(t - t_2 - \tau_2 / 2)]$

Из табл. 2.1 видно, что двухимпульсному эху 1-2 ($n=2$) соответствует отклик

$$\tilde{m}_2(t, \Omega) = M_0 a_{12}^{(2)}(\Omega) a_{23}^{(1)}(\Omega) \exp[i\Omega(t - 2t_2 + \tau_1 / 2)] \times \exp[(-1/T_2)(t - \tau_1 / 2 - \tau_2)] \quad (2.12)$$

Комплексная огибающая сигнала двухимпульсного эха определяется интегрированием всех изохромат (2.12) с весом, определяемым функцией низкочастотного эквивалента неоднородно уширенной линии поглощения $g(\Omega) = g(\omega - \omega_0)$:

$$\begin{aligned} \tilde{M}_e(t) = M_0 \exp\left(-\frac{1}{T_2}\right) \left(t - \tau_2 - \frac{\tau_1}{2}\right) \times \\ \times \int_{-\infty}^{\infty} g(\Omega) a_{12}^{(2)}(\Omega) a_{23}^{(1)}(\Omega) \exp\left[i\Omega\left(t - 2t_2 + \frac{\tau_1}{2}\right)\right] d\Omega. \end{aligned} \quad (2.13)$$

После подстановки элементов матрицы \mathbf{A} в их явном виде (2.5) в выражение (2.13) получают комплексную огибающую сигнала двухимпульсного эха при его возбуждении дельтаобразными импульсами

$$\tilde{M}_e(t) = i2\pi M_0 \exp(-t/T_2) \sin \alpha_1 \sin^2(\alpha_2/2) G(t - 2t_2) \exp[i(-\varphi_1 + 2\varphi_2)], \quad (2.14)$$

где $G(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} g(\Omega) \exp(i\Omega t) dt$ - обратное преобразование Фурье от

функции низкочастотного эквивалента неоднородно уширенной линии поглощения, $\alpha_i = R_i \tau_i$ - площадь огибающей i -го импульса возбуждения, определяющая угол поворота вектора намагниченности под действием данного импульса.

Из (2.14) видно, что амплитуда двухимпульсного эха достигает максимального значения, если параметры импульсов возбуждения соответственно равны: $\alpha_1 = \gamma B_1 \tau_1 = \pi/2$ и $\alpha_2 = \gamma B_2 \tau_2 = \pi$, что соответствует условиям (2.8) и (2.9). В противном случае амплитуда двухимпульсного эха будет иметь меньшую величину.

Эхо-сигнал возникает в момент времени $t = 2t_2$, а его форма определяется обратным преобразованием Фурье от функции $g(\Omega)$. Кроме того, с увеличением интервала t_2 между импульсами возбуждения амплитуда эха уменьшается по закону $\exp(-2t_2/T_2)$. В соответствии с (2.14) начальная фаза двухимпульсного эха равна

$$\varphi_e = \pi/2 - \varphi_1 + 2\varphi_2.$$

2.3. Трехимпульсный режим возбуждения

Рассмотрим возбуждение образца тремя дельтаобразными импульсами, удовлетворяющими условиям (2.6) и (2.7). На рис. 2.4 представлена временная диаграмма огибающих импульсов возбуждения и стимулированного (трехимпульсного) эха в трехимпульсном режиме возбуждения.

Для определения состояния вектора $\mathbf{M}(t, \Omega)$ на интервале $t \geq t_3 + \tau_2 / 2$ после третьего импульса возбуждения следует продолжить алгоритм, описанный при рассмотрении двухимпульсного режима возбуждения, дополнив его соответствующими преобразованиями

$$\mathbf{M}(t, \Omega) = \mathbf{B}_H^{(3)} + \mathbf{B}^{(3)} \mathbf{A}^{(3)} \{ \mathbf{B}_H^{(2)} + \mathbf{B}^{(2)} \mathbf{A}^{(2)} [\mathbf{B}_H^{(1)} + \mathbf{B}^{(1)} \mathbf{A}^{(1)} \mathbf{M}(-\tau_1 / 2)] \}.$$

Поперечная компонента вектора $\mathbf{M}(t, \Omega)$ в трехимпульсном режиме содержит 9 слагаемых

$$\tilde{M}(t, \Omega) = \sum_{n=1}^9 \tilde{m}_n(t, \Omega).$$

Эти сигналы соответствуют трем ССИ, возникающим после каждого импульса возбуждения (позиции 1, 2, 4 на рис. 2.4), трем двухимпульсным эхо-сигналам, формируемым каждой парой импульсов возбуждения (позиции 3, 7, 8), комбинационному эху (позиция 5), стимулированному или трехимпульсному эху (позиция 6). Девятое слагаемое является, как правило, физически нереализуемым и поэтому не представлено на рис. 2.4.

Слагаемое, соответствующее стимулированному эху, имеет вид

$$\begin{aligned} \tilde{m}_6(t, \Omega) = & M_0 a_{13}^{(3)}(\Omega) a_{32}^{(2)}(\Omega) a_{23}^{(1)}(\Omega) \exp \left[i\Omega \left(t - t_3 - t_2 + \frac{\tau_1 + \tau_2 - \tau_3}{2} \right) \right] \times \\ & \times \exp \left[-\frac{1}{T_1} \left(t_3 - t_2 - \frac{\tau_2 + \tau_3}{2} \right) - \frac{1}{T_2} \left(t - t_3 + t_2 - \frac{\tau_1 + \tau_2 + \tau_3}{2} \right) \right]. \end{aligned} \quad (2.15)$$

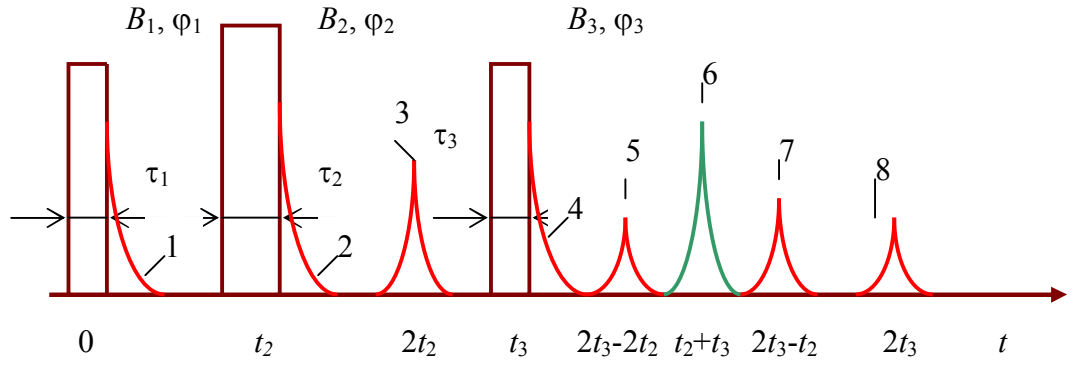


Рис. 2.4. Трехимпульсный режим возбуждения

После подстановки явного вида элементов матриц \mathbf{A} (2.5) и интегрирования по всем изохроматическим группам с весом $g(\Omega)$ получим выражение, описывающее комплексную огибающую стимулированного эха

$$\begin{aligned} \tilde{M}_s(t) = i\pi M_0 \exp\left[-\frac{t-t_3+t_2}{T_2} - \frac{t_3-t_2}{T_1}\right] \sin \alpha_1 \sin \alpha_2 \sin \alpha_3 G(t-t_2, -t_3) \times \\ \times \exp[i(-\varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3)] \end{aligned} \quad (2.16)$$

Из (2.16) следует, что трехимпульсное эхо формируется в момент времени $t = t_2 + t_3$ и зависит от положения на временной оси всех трех импульсов возбуждения (за начало отсчета принято $t_1=0$). Максимальная амплитуда эха соответствует параметрам импульсов возбуждения, при которых $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = \alpha = \gamma B \tau = \pi/2$. Если в (2.16) подставить момент формирования эха $t = t_2 + t_3$, то множитель, учитывающий релаксационное затухание, будет определяться выражением

$$\exp\left[-\frac{2t_2}{T_2} - \frac{t_3-t_2}{T_1}\right].$$

Затухание связано как с поперечной релаксацией, характеризуемой временем T_2 , так и с продольной, характеризуемой временем T_1 . Поперечная релаксация имеет место на интервалах между первым и вторым импульсами

возбуждения, а также между третьим импульсом возбуждения и стимулированным эхом. Суммарная длительность этих интервалов равна $2t_2$. На интервале длительностью $t_3 - t_2$ между вторым и третьим импульсами возбуждения идет процесс продольной релаксации. Форма сигнала стимулированного эха, как и в случае первичного эха, определяется обратным преобразованием Фурье от функции $g(\Omega)$. Наконец фаза стимулированного эха определяется соотношением

$$\varphi_s = (\pi/2) - \varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3.$$

2.4. Решение уравнений Блоха при возбуждении сложными сигналами

В общем случае система уравнений Блоха (1.21) представляет собой систему неоднородных линейных дифференциальных уравнений первого порядка с зависимыми от времени коэффициентами. Аналитическое решение в этом случае, как правило, получить не удастся. Однако можно найти приближенное решение. Для этого предположим, что длительность сигнала $\tau \ll T_1, T_2$. Тогда в уравнениях (1.21) можно не учитывать релаксационные члены и уравнения примут вид

$$\begin{aligned} \frac{d\tilde{M}}{dt} &= i\Omega\tilde{M} - i\tilde{R}(t)M_z; \\ \frac{d\tilde{M}^*}{dt} &= -i\Omega\tilde{M}^* + i\tilde{R}^*(t)M_z; \\ (2.17) \quad \frac{dM_z}{dt} &= -i\frac{\tilde{R}^*(t)\tilde{M}}{2} + i\frac{\tilde{R}(t)M^*}{2}. \end{aligned}$$

Пусть сигнал $\tilde{R}(t)$ действует на симметричном интервале времени $-\tau/2 \leq t \leq \tau/2$. Введем новый вектор

$$\mathbf{m}(t, \Omega) = \begin{bmatrix} \tilde{m}(t, \Omega) \\ \tilde{m}^*(t, \Omega) \\ m_z(t, \Omega) \end{bmatrix},$$

связанный с исходным $\mathbf{M}(t, \Omega)$ матричным соотношением

$$\mathbf{M}(t, \Omega) = \boldsymbol{\beta}(t, \Omega) \mathbf{m}(t, \Omega), \quad (2.18)$$

где

$$\boldsymbol{\beta}(t, \Omega) = \begin{bmatrix} \exp[i\Omega(t + \tau/2)] & 0 & 0 \\ 0 & \exp[-i\Omega(t + \tau/2)] & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}.$$

После подстановки (2.18) в (2.17) получим новую систему дифференциальных уравнений

$$\begin{aligned} \frac{d\tilde{m}}{dt} &= -i\tilde{R}(t) \exp\left[-i\Omega\left(t + \frac{\tau}{2}\right)\right] m_z(t); \\ \frac{d\tilde{m}^*}{dt} &= -i\tilde{R}^*(t) \exp\left[i\Omega\left(t + \frac{\tau}{2}\right)\right] m_z(t); \\ \frac{dm_z}{dt} &= -\frac{i}{2} \tilde{R}^*(t) \exp\left[i\Omega\left(t + \frac{\tau}{2}\right)\right] \tilde{m}(t) + \frac{i}{2} \tilde{R}(t) \exp\left[-i\Omega\left(t + \frac{\tau}{2}\right)\right] \tilde{m}^*. \end{aligned}$$

Эту систему можно представить в матричной форме:

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = \mathbf{F}(t) \mathbf{m}.$$

Решение в момент окончания импульса $t = \tau/2$ при известных начальных условиях $\mathbf{m}(-\tau/2, \Omega)$ определяется матричным уравнением

$$\mathbf{m}\left(\frac{\tau}{2}, \Omega\right) = \mathbf{A}'\left(\frac{\tau}{2}, -\frac{\tau}{2}, \Omega\right) \mathbf{m}\left(-\frac{\tau}{2}, \Omega\right). \quad (2.19)$$

Матрицу $\mathbf{A}'(\tau/2, -\tau/2, \Omega)$ можно определить по формуле Магнуса

$$\mathbf{A}'\left(\frac{\tau}{2}, -\frac{\tau}{2}, \Omega\right) = \exp\left\{\sum_{j=1}^{\infty} \mathbf{D}_j\left(\frac{\tau}{2}, -\frac{\tau}{2}, \Omega\right)\right\},$$

где первый член суммы имеет вид

$$\begin{aligned} \mathbf{D}_1\left(\frac{\tau}{2}, -\frac{\tau}{2}, \Omega\right) &= \int_{-\infty}^{\infty} dt \mathbf{F}(t) = \\ &= \begin{bmatrix} 0 & 0 & -iS(\Omega) \exp(-i\Omega\tau/2) \\ 0 & 0 & iS^*(\Omega) \exp(i\Omega\tau/2) \\ -\frac{i}{2} S^*(\Omega) \exp(i\Omega\tau/2) & \frac{i}{2} S(\Omega) \exp(-i\Omega\tau/2) & 0 \end{bmatrix}, \end{aligned}$$

$S(\Omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{R}(t) \exp(-i\Omega t) dt$ - спектральная плотность комплексной огибающей сигнала возбуждения.

Пусть $|S(\Omega)| \ll 1$, что соответствует малосигнальному или линейному режиму возбуждения. Представим матричную экспоненту рядом

$$\mathbf{A}'\left(\frac{\tau}{2}, -\frac{\tau}{2}, \Omega\right) \approx \exp \mathbf{D}_1 = \mathbf{I} + \mathbf{D}_1 + \frac{\mathbf{D}_1^2}{2!} + \frac{\mathbf{D}_1^3}{3!} + \dots, \quad (2.20)$$

где \mathbf{I} - единичная матрица.

Практической границей малосигнального режима принято считать уровень спектра $|S(\Omega)| \leq \pi/6$. Ограничившись в (6.20) тремя первыми членами, получим

$$\begin{aligned} & \mathbf{A}'(\tau/2, -\tau/2, \Omega) \approx \\ & \approx \begin{bmatrix} 1 - \frac{|S(\Omega)|^2}{4} & \frac{1}{4} S^2(\Omega) \exp(-i\Omega\tau) & -iS(\Omega) \exp\left(-i\frac{\Omega\tau}{2}\right) \\ \frac{1}{4} [S^*(\Omega)]^2 \exp(i\Omega\tau) & 1 - \frac{|S(\Omega)|^2}{4} & iS^*(\Omega) \exp\left(i\frac{\Omega\tau}{2}\right) \\ -\frac{i}{2} S^*(\Omega) \exp\left(i\frac{\Omega\tau}{2}\right) & \frac{i}{2} S(\Omega) \exp\left(-i\frac{\Omega\tau}{2}\right) & 1 - \frac{|S(\Omega)|^2}{2} \end{bmatrix}. \end{aligned}$$

Возвращаясь к старым переменным, на основании (2.18), (2.19), а также с учетом того, что $\mathbf{m}(-\tau/2, \Omega) = \mathbf{M}(-\tau/2, \Omega)$, получаем для малосигнального режима возбуждения

$$\mathbf{M}\left(\frac{\tau}{2}, \Omega\right) = \boldsymbol{\beta}\left(\frac{\tau}{2}\right) \mathbf{A}'\left(\frac{\tau}{2}, -\frac{\tau}{2}, \Omega\right) \mathbf{M}\left(-\frac{\tau}{2}, \Omega\right) = \mathbf{A}\left(\frac{\tau}{2}, -\frac{\tau}{2}, \Omega\right) \mathbf{M}\left(-\frac{\tau}{2}, \Omega\right),$$

где переходная матрица $\mathbf{A}\left(\frac{\tau}{2}, -\frac{\tau}{2}, \Omega\right) \approx$

$$\approx \begin{bmatrix} \left[1 - \frac{|S(\Omega)|^2}{4}\right] \exp(i\Omega\tau) & \frac{1}{4} S^2(\Omega) & -iS(\Omega) \exp\left(i\frac{\Omega\tau}{2}\right) \\ \frac{1}{4} [S^*(\Omega)]^2 & \left[1 - \frac{|S(\Omega)|^2}{4}\right] \exp(-i\Omega\tau) & iS^*(\Omega) \exp\left(-i\frac{\Omega\tau}{2}\right) \\ -\frac{i}{2} S^*(\Omega) \exp\left(i\frac{\Omega\tau}{2}\right) & \frac{i}{2} S(\Omega) \exp\left(-i\frac{\Omega\tau}{2}\right) & 1 - \frac{|S(\Omega)|^2}{2} \end{bmatrix}. \quad (2.21)$$

Аналогичное решение может быть получено и методом последовательных приближений.

Используя (2.21), можно определить комплексную огибающую двухимпульсного эха в малосигнальном режиме при возбуждении двумя произвольными по форме сигналами со спектрами комплексных огибающих $S_1(\Omega)$ и $S_2(\Omega)$. Для этого необходимо соответствующие элементы матрицы **A** подставить в (11.13). В результате получим

$$\tilde{M}_e(t) \approx i \frac{M_0}{4} \exp\left[-\frac{1}{T_2} \left(t - \tau_2 - \frac{\tau_1}{2}\right)\right] \int_{-\infty}^{\infty} g(\Omega) S_1^*(\Omega) S_2^2(\Omega) \exp[-i\Omega(t - 2t_2)] d\Omega.$$

Для коротких по сравнению с временами релаксации импульсов это выражение можно упростить

$$\tilde{M}_e(t) \approx i \frac{M_0}{4} \exp\left[-\frac{2t_2}{T_2}\right] \int_{-\infty}^{\infty} g(\Omega) S_1^*(\Omega) S_2^2(\Omega) \exp[-i\Omega(t - 2t_2)] d\Omega. \quad (2.22)$$

Если взять преобразование Фурье от (6.22), то спектральная плотность комплексной огибающей двухимпульсного эха будет равна

$$\begin{aligned} S_e(\Omega) &\approx i \frac{\pi}{2} M_0 \exp\left[-\frac{2t_2}{T_2}\right] g(\Omega) S_1^*(\Omega) S_2^2(\Omega) \exp(-i\Omega 2t_2) = \\ &= K_e g(\Omega) S_1^*(\Omega) S_2^2(\Omega) \exp(-i\Omega 2t_2), \end{aligned} \quad (2.23)$$

$$\text{где } K_e = i \frac{\pi}{2} M_0 \exp\left(-\frac{2t_2}{T_2}\right).$$

Подставив соответствующие элементы матрицы **A** (6.21) в (6.15), при тех же ограничениях получим комплексную огибающую стимулированного эха

$$\begin{aligned} \tilde{M}_s(t) \approx & i \frac{M_0}{2} \exp \left[-\frac{t_3 - t_2}{T_1} - \frac{2t_2}{T_2} \right] \times \\ & \times \int_{-\infty}^{\infty} g(\Omega) S_1^*(\Omega) S_2(\Omega) S_3(\Omega) \exp[-i\Omega(t - t_2 - t_3)] d\Omega \end{aligned} \quad (2.24)$$

и ее спектральную плотность

$$\begin{aligned} S_s(\Omega) \approx & i\pi M_0 \exp \left[-\frac{t_3 - t_2}{T_1} - \frac{2t_2}{T_2} \right] g(\Omega) S_1^*(\Omega) S_2(\Omega) S_3(\Omega) \exp[-i\Omega(t_2 + t_3)] = \\ & = K_s g(\Omega) S_1^*(\Omega) S_2(\Omega) S_3(\Omega) \exp[-i\Omega(t_2 + t_3)], \\ K_s = & i\pi M_0 \exp \left[-\frac{t_3 - t_2}{T_1} - \frac{2t_2}{T_2} \right]. \end{aligned} \quad (2.25)$$

Уравнения Блоха (1.21) представляют собой систему линейных дифференциальных уравнений в общем случае с зависящими от времени коэффициентами, которые определяются видом сигналов возбуждения. Точное аналитическое решение можно найти лишь в тех случаях, когда эти коэффициенты не зависят от времени, либо являются кусочно-независимыми.

Так известно решение уравнений Блоха для простых прямоугольных радиоимпульсов, длительность которых $\tau \ll T_1, T_2$. На его основе можно получать также соответствующие аналитические решения для случая возбуждения спиновых систем фазоманипулированными сигналами, комплексную огибающую которых можно рассматривать как кусочно-независимую функцию времени.

Трехимпульсный режим возбуждения и трехимпульсное эхо нашли наиболее широкое применение в спиновых процессорах, основанных на эффекте эха.

Наряду с двух- и трехимпульсными режимами возбуждения эхо существуют также алгоритмы с большим количеством импульсов возбуждения.

2.5. Вопросы для самопроверки

1. Какие параметры импульсов возбуждения обеспечивают максимальное значение амплитуды двухимпульсного эха?
2. Какие параметры импульсов возбуждения обеспечивают максимальное значение амплитуды трехимпульсного эха?
3. Чему равны максимально возможные амплитуды двух- и трехимпульсного эха?
4. Как зависит амплитуда двухимпульсно эха от моментов воздействия импульсов возбуждения?
5. Как зависит амплитуда трехимпульсно эха от моментов воздействия импульсов возбуждения?
6. Чему равен элемент a_{23} матрицы \mathbf{A} , описывающей решение уравнений Блоха для дельтаобразного импульса возбуждения?
7. Какие импульсы возбуждения называются дельтаобразными?
8. Запишите общее выражение для комплексной огибающей двухимпульсного эха через элементы матрицы \mathbf{A} .
9. Запишите общее выражение для комплексной огибающей трехимпульсного эха через элементы матрицы \mathbf{A} .
10. Запишите общее выражение для комплексной огибающей двухимпульсного эха при возбуждении дельтаобразными импульсами.
11. Запишите общее выражение для комплексной огибающей трехимпульсного эха при возбуждении дельтаобразными импульсами.

12. Из скольких сигналов состоит отклик спиновой системы при возбуждении двумя импульсами, что это за сигналы?
13. Из скольких сигналов состоит отклик спиновой системы при возбуждении тремя импульсами, что это за сигналы?
14. Запишите выражение для спектральной плотности комплексной огибающей двухимпульсного эха при возбуждении сигналами произвольной формы.
15. Запишите выражение для спектральной плотности комплексной огибающей трехимпульсного эха при возбуждении сигналами произвольной формы.
16. Как выглядит переходная матрица для дельтаобразных импульсов, для сигналов произвольной формы?
17. Поясните механизм формирования двухимпульсного спинового эха с помощью векторной модели.

3. СПИНОВЫЕ ПРОЦЕССОРЫ

Устройства, в основе работы которых лежит эффект фазированного или нелинейного эха часто называют эхо-процессорами (ЭП). Они являются многофункциональными и позволяют выполнять ряд интегральных преобразований над сигналами в реальном времени.

Режим работы процессора и его функциональные возможности определяются:

- количеством импульсов возбуждения, среди которых выделяют информационные и управляющие сигналы;
- видом сигналов возбуждения;
- выбором типа эхо или ССИ;
- хронологией следования информационных и управляющих сигналов.

В данном разделе рассматриваются алгоритмы работы процессоров, основанных на явлении эхо, структурная схема и параметры. Особое место уделено методам подавления паразитных сигналов в спиновых процессорах.

3.1. Алгоритмы обработки сигналов в спиновых эхо- процессорах

Будем считать, что длительности сигналов возбуждения удовлетворяют условию $\tau \ll T_1, T_2$, ширина спектра информационных сигналов не превосходит ширины линии поглощения рабочего вещества спинового процессора: $\Delta F \leq \Delta F_L$. Для простоты будем полагать, что неоднородно уширенная линия представляет собой идеальный полосовой фильтр, а ее низкочастотный эквивалент определяется выражением:

$$g(\Omega) = \begin{cases} g_0, & |\Omega| \leq \Delta\omega_L / 2; \\ 0, & |\Omega| > \Delta\omega_L / 2. \end{cases}$$

При реализации ряда алгоритмов обработки наряду с информационными сигналами используются управляющие. Одним из наиболее часто используемых управляющих сигналов является дельтаобразный импульс, с параметрами α и φ и со спектром, почти постоянным в пределах частотного интервала, занимаемого неоднородно уширенной линией. Матрица \mathbf{A} , описывающая решение для этого вида импульсов, определяется (2.5).

Рассмотрим функциональные возможности спиновых процессоров в двухимпульсном режиме возбуждения.

Зеркальная управляемая задержка сигналов. Огибающие импульсов возбуждения представлены на рис. 3.1. В этом алгоритме первый импульс возбуждения $R_1(t)$ является информационным со спектром комплексной огибающей $S_1(\Omega)$. Второй является управляющим дельтаобразным импульсом $R_\delta(t - t_2)$ с амплитудой R_δ и длительностью τ_δ . Этот импульс осуществляет поворот магнитных моментов изохромат на угол $\alpha_2 = \gamma R_\delta \tau_\delta$.

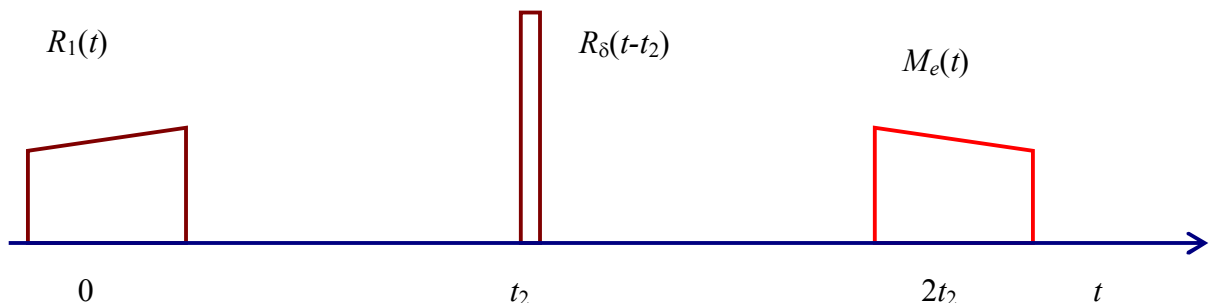


Рис. 3.1. Зеркальная задержка сигнала

Спектральная плотность комплексной огибающей двухимпульсного эха в малосигнальном приближении определяется выражением (2.23). Однако в данном случае режим возбуждения по второму (дельтаобразному) импульсу не является малосигнальным. Поэтому при определении спектральной плотности двухимпульсного эха (2.23) необходимо заменить

элемент матрицы $a_{12}^{(2)}(\Omega)$ из (2.21) соответствующим элементом матрицы (2.5). В результате

$$\begin{aligned} S_e(\Omega) &\approx i2\pi M_0 g_0 \sin^2\left(\frac{\alpha_2}{2}\right) \exp\left[-\frac{2t_2}{T_2}\right] S_1^*(\Omega) \exp(i2\varphi_2) \exp(-i\Omega 2t_2) = \\ &= 2\dot{K}(\Omega) \sin^2\left(\frac{\alpha_2}{2}\right) S_1^*(\Omega) \exp(i2\varphi_2), \end{aligned} \quad (3.1)$$

где $\dot{K}(\Omega) = i\pi M_0 g_0 \exp\left(-\frac{2t_2}{T_2}\right) \exp(-i\Omega 2t_2)$.

Из (3.1) следует, что эхо-сигнал представляет собой зеркальное отображение сигнала с задержкой его на время $2t_2$. Максимальная амплитуда эха достигается при $\alpha_2 = \pi$. Кроме того, эхо-отклик получает дополнительный фазовый сдвиг $(\pi/2 + 2\varphi_2)$.

Автосвертка. Если поменять местами информационный и управляющий сигналы, как это представлено на рис. 3.2, то можно получить автосвертку информационного сигнала. При этом спектральная плотность комплексной огибающей двухимпульсного эха имеет вид

$$\begin{aligned} S_e(\Omega) &\approx i\frac{\pi}{2} M_0 g_0 \sin(\alpha_1) \exp\left[-\frac{2t_2}{T_2}\right] S_2^2(\Omega) \exp(-i\varphi_1) \exp(-i\Omega 2t_2) = \\ &= \frac{1}{2} \dot{K}(\Omega) \sin(\alpha_1) S_2^2(\Omega) \exp(-i\varphi_1). \end{aligned}$$

Амплитуда эха максимальна при $\alpha_1 = \gamma R_\delta \tau_\delta = \pi/2$, фазовый сдвиг эхо-сигнала равен $(\pi/2 - \varphi_1)$.

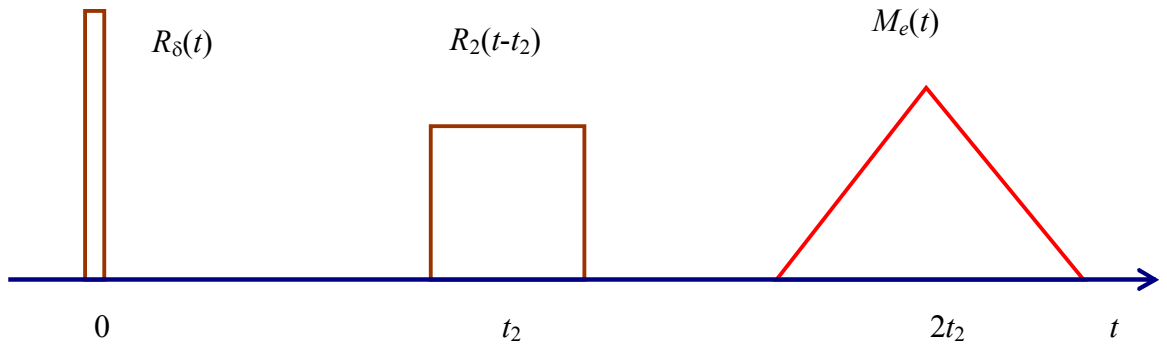


Рис. 3.2. Автосвертка сигнала

Когда оба сигнала имеют произвольную форму, а режим является малосигнальным, спектральная плотность эхо-сигнала определяется выражением (2.23), которое сочетает операции корреляции первого сигнала с автосверткой второго $\tilde{R}_1(t) \otimes \tilde{R}_2(t) * \tilde{R}_2(t)$.

Сжатие сигналов с линейной частотной модуляцией. Двухимпульсный режим возбуждения позволяет осуществлять согласованную фильтрацию ЛЧМ-сигналов с произвольной шириной спектра $\Delta F \leq \Delta F_L$ и длительностью $\tau \ll T_1, T_2$. Известно, что фильтр, согласованный с сигналом со спектральной плотностью $S_1(\Omega)$, имеет коэффициент передачи $K(\Omega) = \dot{c} S_1^*(\Omega) e^{-i\Omega t_0}$, где \dot{c} - произвольная комплексная постоянная, а t_0 - время задержки. В результате на выходе согласованного фильтра спектральная плотность сигнала $S_{\text{сф}}(\Omega) = \dot{c} |S_1(\Omega)|^2 e^{-i\Omega t_0}$ совпадает по форме со спектральной плотностью корреляционной функции сигнала. В случае ЛЧМ сигнала, у которого база $\Delta F_1 \tau_1 \gg 1$, модуль спектральной плотности на интервале $[-\Delta F_1 / 2, \Delta F_1 / 2]$ приближенно постоянен. Фазовый спектр на том же интервале с точностью до постоянной имеет квадратичный характер $\varphi_1(\Omega) = -\Omega^2 / (2\mu_1)$, где $\mu_1 = 2\pi \Delta F_1 / \tau_1$. Поскольку спектральная плотность двухимпульсного эха пропорциональна $S_1^*(\Omega) S_2^2(\Omega)$, то для формирования эхо-сигнала со спектральной плотностью $|S_1(\Omega)|^2$ необходимо в качестве второго, управляющего, сигнала возбуждения использовать также ЛЧМ сигнал с параметрами

$$\Delta F_2 = \Delta F_1, \tau_2 = \tau_1 / 2. \quad (3.2)$$

При этом $\mu_2 = 2\mu_1$, а $\varphi_2(\Omega) = -\Omega^2 / (2\mu_2) = -\Omega^2 / (4\mu_1)$ и при формировании произведения $S_1^*(\Omega) S_2^2(\Omega)$ фазовые спектры сомножителей оказываются равными по величине и противоположными по знаку. При этих

условиях эхо-сигнал совпадает по форме с корреляционной функцией ЛЧМ сигнала. На рис. 3.3 представлены огибающие сигналов возбуждения. Наклонные пунктирные линии символизируют линейное изменение частоты. Формирование сжатого сигнала в момент времени $2t_2$ качественно можно также представить как результат когерентного сложения двухимпульсных эхо-сигналов от изохроматических групп, последовательно возбуждаемых двумя ЛЧМ сигналами. При выполнении условий (3.2) эти элементарные эхо-отклики когерентно складываются в момент времени $2t_2$.

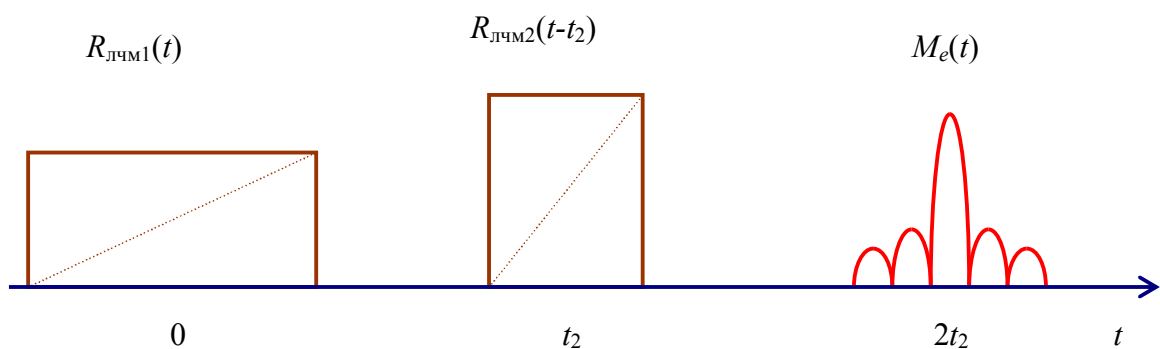


Рис. 3.3 Сжатие ЛЧМ-сигнала

Второй ЛЧМ сигнал в данном алгоритме можно рассматривать как управляющий, определяющий коэффициент передачи согласованного фильтра. Меняя его параметры ΔF_2 , τ_2 , а также частоту $f_0 = \omega_0 / 2\pi$, можно согласовывать фильтр с различными ЛЧМ-сигналами.

Более широкими функциональными возможностями обладает трехимпульсный режим возбуждения спинового процессора. В малосигнальном режиме спектральная плотность комплексной огибающей стимулированного эха, определяемая выражением (6.9), сочетает операции корреляции и свертки сигналов $\tilde{R}_1(t) \otimes \tilde{R}_2(t) * \tilde{R}_3(t)$. Рассмотрим основные алгоритмические возможности трехимпульсного режима работы спиновых процессоров.

Управляемая задержка сигналов. В данном случае один из трех импульсов возбуждения является информационным, а два оставшихся

управляющими. В качестве управляющих обычно используют дельтаобразные импульсы. При использовании дельтаобразных сигналов в выражении для спектральной плотности стимулированного эха (2.25) необходимо заменить матричные элементы из (2.15) для матрицы (2.21) соответствующими элементами матрицы (2.5). Фактически следует заменить $S(\Omega)$ на $\sin \alpha \exp(i\varphi)$ и $S^*(\Omega)$ на $\sin \alpha \exp(-i\varphi)$.

На рис. 3.4 представлен алгоритм зеркальной задержки произвольного сигнала $R_1(t)$. Второй и третий импульсы возбуждения являются при этом дельтаобразными управляющими. Спектральная плотность комплексной огибающей стимулированного эха равна

$$S_s(\Omega) \approx i\pi M_0 g_0 \exp\left[-\frac{t_3 - t_2}{T_1} - \frac{2t_2}{T_2}\right] \sin \alpha_2 \sin \alpha_3 S_1^*(\Omega) \times \\ \times \exp[i(\varphi_2 + \varphi_3)] \exp[-i\Omega(t_2 + t_3)]$$

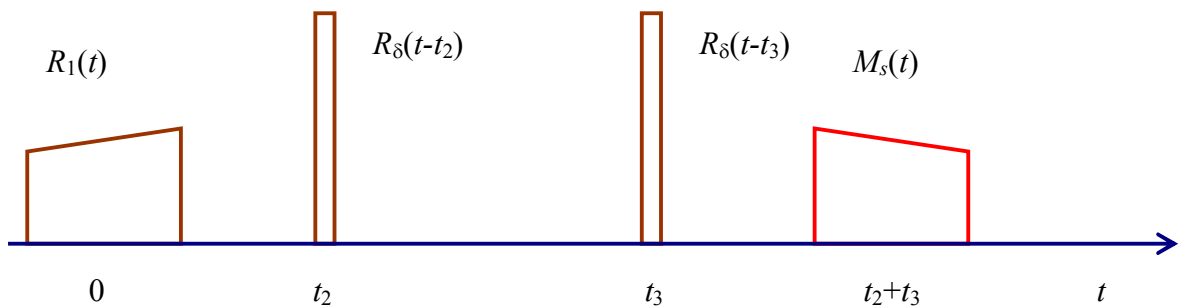


Рис. 3.4. Зеркальная задержка сигнала

Сигнал задерживается на время $t_0 = t_2 + t_3$ и инвертируется во времени. Максимум амплитуды соответствует параметрам $\alpha_2 = \alpha_3 = \pi/2$. Фазовый сдвиг для эхо-отклика равен $(\pi/2 + \varphi_2 + \varphi_3)$.

В отличие от двухимпульсного режима возбуждения трехимпульсный позволяет осуществлять также управляемую задержку сигналов без инверсии

во времени. Алгоритмы, осуществляющие эту операцию, представлены на рис. 3.5, 3.6.

В алгоритме, представленном на рис. 7.5, спектральная плотность комплексной огибающей стимулированного эха равна

$$S_s(\Omega) \approx i\pi M_0 g_0 \exp\left[-\frac{t_3 - t_2}{T_1} - \frac{2t_2}{T_2}\right] \sin \alpha_1 \sin \alpha_3 S_2(\Omega) \times \exp[i(\varphi_3 - \varphi_1)] \exp[-i\Omega(t_2 + t_3)] \quad (3.3)$$

В данном случае эхо-сигнал задерживается на время t_3 относительно входного сигнала в момент времени t_2 . Меняя t_3 , можно изменять время задержки входного сигнала. Для получения максимальной амплитуды эха необходимо иметь $\alpha_2 = \alpha_3 = \pi/2$. Фазовый сдвиг эхо-сигнала равен $(\pi/2 - \varphi_1 + \varphi_3)$.

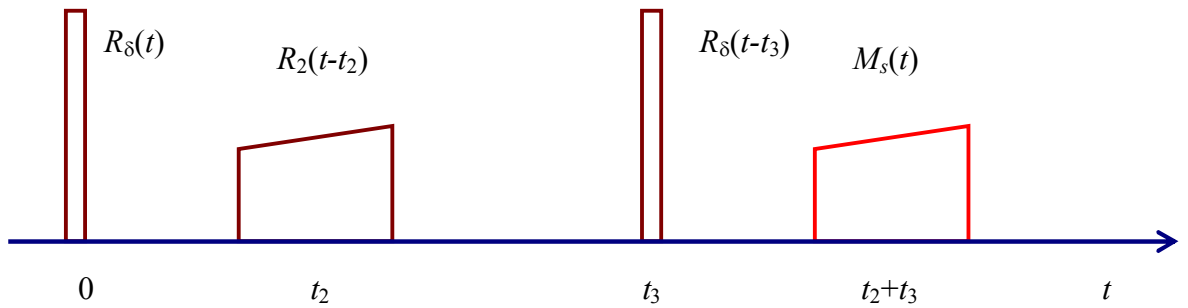


Рис. 3.5. Задержка сигнала

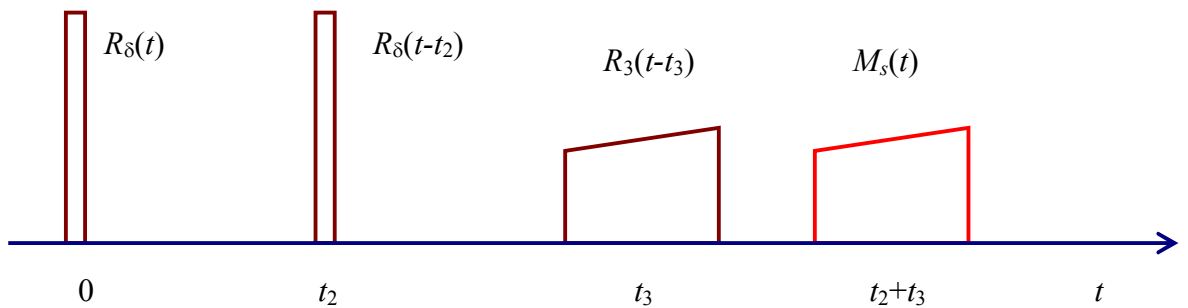


Рис. 3.6. Задержка сигнала

Спектральную плотность эхо-сигнала для алгоритма на рис. 3.6 легко получить из (3.3), если заменить индексы 2 и 3 везде, кроме моментов времени t_2 и t_3 . В этом алгоритме время задержки определяется параметром t_2 .

Сравнение алгоритмов задержки (рис. 3.5 и рис. 3.6) показывает, что при одинаковой задержке в первом случае амплитуда эхо-сигнала, как правило, больше, так как с увеличением t_3 она падает медленнее, чем с увеличением t_2 , поскольку $T_1 \geq T_2$. С другой стороны, в первом случае можно достичь больших времен задержки, чем во втором при одинаковой амплитуде эха.

Иногда для снижения пиковой мощности управляющих сигналов вместо дельтаобразных импульсов в этих алгоритмах используют сложные, например ЛЧМ сигналы. Такой вариант представлен на рис. 3.7. Здесь первый и третий импульсы возбуждения представляют собой одинаковые ЛЧМ сигналы с базой $\Delta F_1 \tau_1 = \Delta F_3 \tau_3 \gg 1$ так, что произведение их спектров в (2.25) с учетом комплексного сопряжения постоянно в некоторой полосе частот. Таким образом, спектр эхо-сигнала пропорционален $S_2(\Omega)$. Этот алгоритм эквивалентен алгоритму, представленному на рис. 3.5, однако мощность управляющих ЛЧМ сигналов может быть снижена в $\tau_{\text{ЛЧМ}}/\tau_\delta$ раз по сравнению с мощностью дельтаобразных сигналов ($\tau_{\text{ЛЧМ}}$ - длительность ЛЧМ сигнала).

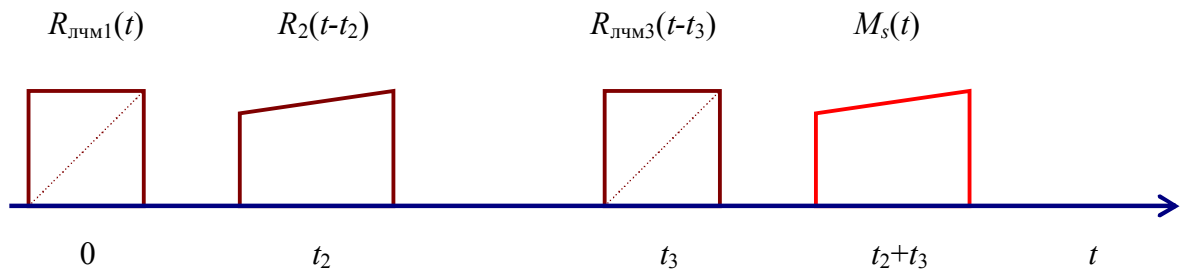


Рис. 3.7. Задержка сигнала с использованием ЛЧМ-импульсов

Свертка сигналов. Для получения свертки двух сигналов $\tilde{R}_2(t) * \tilde{R}_3(t)$ достаточно подать перед этими сигналами дельтаобразный импульс (рис. 3.8). При этом спектральная плотность комплексной огибающей эха будет равна

$$S_s(\Omega) \approx i\pi M_0 g_0 \exp\left[-\frac{t_3 - t_2}{T_1} - \frac{2t_2}{T_2}\right] \sin \alpha_1 S_2(\Omega) S_3(\Omega) \times \exp(-i\varphi_1) \exp[-i\Omega(t_2 + t_3)] \quad (3.4)$$

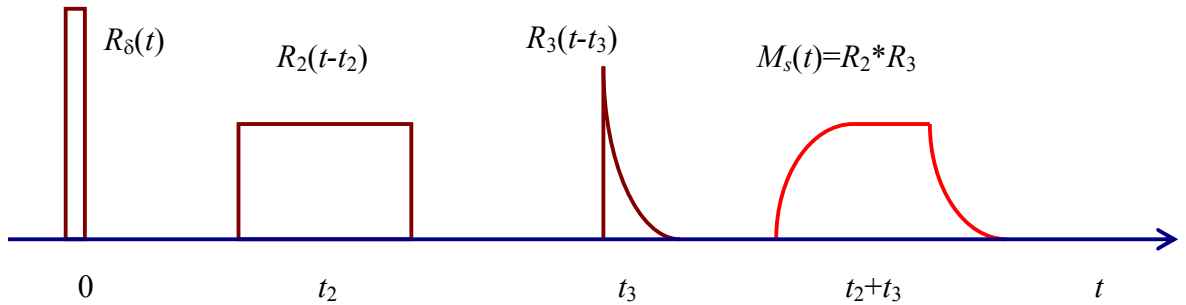


Рис. 3.8. Свертка двух сигналов

Входящее в (3.4) произведение спектров $S_2(\Omega)S_3(\Omega)$ можно также рассматривать как результат прохождения одного из сигналов, например $\tilde{R}_2(t)$, через фильтр с коэффициентом передачи $K(\Omega) = S_3(\Omega)$. Меняя вид сигнала $\tilde{R}_3(t)$, можно изменять коэффициент передачи фильтра и таким образом управлять им.

Корреляционная обработка сигналов. Для формирования взаимокорреляционной функции двух сигналов используют алгоритмы, представленные на рис. 3.9 и рис. 3.10. В первом случае после импульсов с комплексными огибающими $\tilde{R}_1(t)$ и $\tilde{R}_2(t)$ подают дельтаобразный импульс. При этом спектральная плотность комплексной огибающей эхо-сигнала равна

$$S_s(\Omega) \approx i\pi M_0 g_0 \exp\left[-\frac{t_3 - t_2}{T_1} - \frac{2t_2}{T_2}\right] \sin \alpha_3 S_1^*(\Omega) S_2(\Omega) \times \\ \times \exp(i\varphi_3) \exp[-i\Omega(t_2 + t_3)],$$

что соответствует во временной области функции взаимной корреляции двух сигналов $\tilde{R}_1(t) \otimes \tilde{R}_2(t)$. Если первый и второй сигналы одинаковы, то получают автокорреляционную функцию сигнала $\tilde{R}(t) = \tilde{R}_1(t) = \tilde{R}_2(t)$. В случае, представленном на рис. 3.10, получают взаимную корреляцию функций $\tilde{R}_1(t) \otimes \tilde{R}_3(t)$.

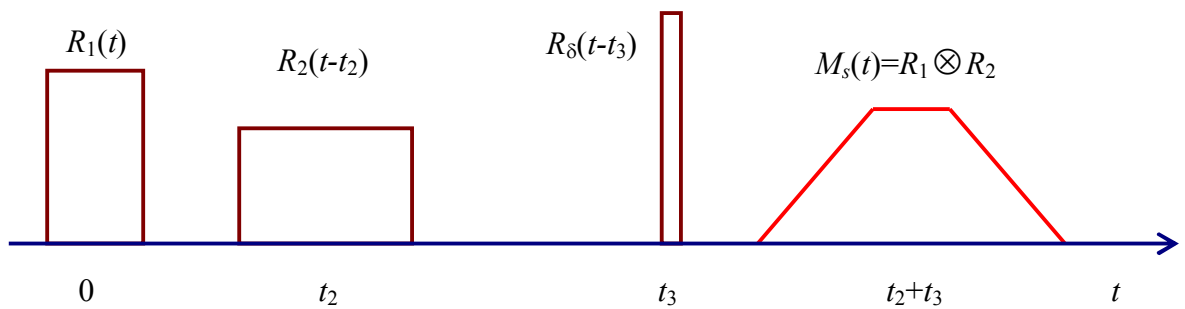


Рис. 3.9. Взаимная корреляция двух сигналов

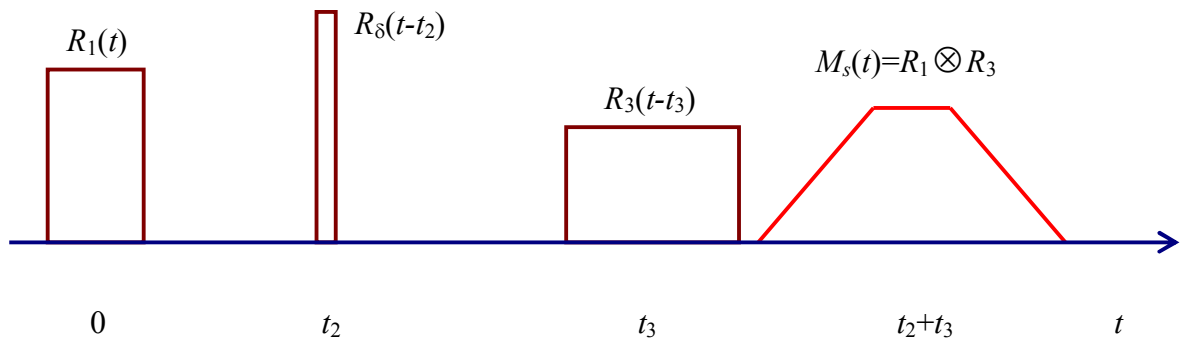


Рис. 3.10. Взаимная корреляция двух сигналов

Спектральный анализ сигналов. Если в алгоритме, реализующем операцию задержки сигнала $\tilde{R}_2(t)$ (рис. 3.11), заменить третий дельтаобразный импульс возбуждения ЛЧМ сигналом, то при выполнении условия $\tau_2 \ll (\tau_{\text{лчм}} / \omega_d)^{1/2}$, где $\tau_{\text{лчм}}$ и ω_d - длительность и девиация частоты ЛЧМ сигнала, можно получить эхо, совпадающее по форме со спектром второго импульса (преобразование Фурье) $F[R_2(t)]$. По принципу действия такой анализатор спектра относится к анализаторам

дисперсионного типа. Возникающая в нем задержка является линейной функцией частоты. Ее появление обусловлено в данном случае заменой дельтаобразного импульса на управляющий ЛЧМ сигнал.

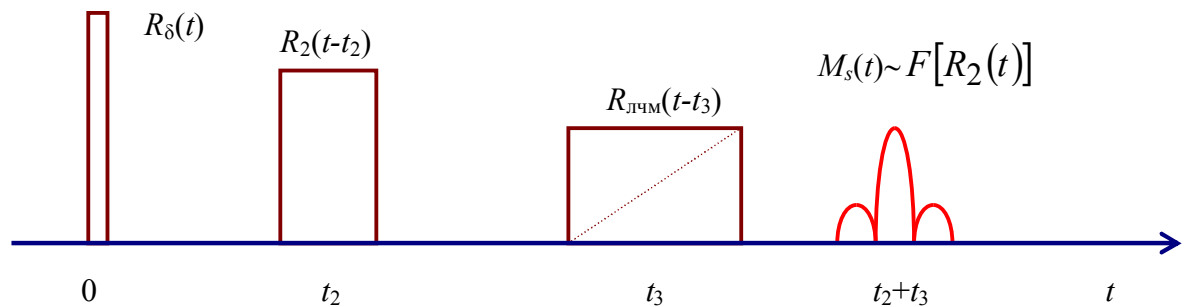


Рис. 3.11. Преобразование Фурье

Управляемая согласованная фильтрация. Формирование свертки и корреляционных функций сигналов в ЭП определяет возможность создания управляемых согласованных фильтров для сигналов произвольного вида, в том числе с изменяющейся структурой (а не только для ЛЧМ сигналов, как это имеет место в двухимпульсном режиме). На рис. 3.12-3.14 представлены три алгоритма управляемой согласованной фильтрации.

Из трех сигналов возбуждения один является информационным, представляющим аддитивную смесь сигнала и помехи, с комплексной огибающей $\tilde{R}(t) = \tilde{R}_c(t) + \tilde{n}(t)$, один – дельтаобразным и еще один – управляющим.

Управляющий сигнал с точностью до постоянного множителя \dot{c} должен совпадать с сигналом $\tilde{R}_c(t)$, причем в случае, иллюстрируемом рис. 3.12, управляющий сигнал к тому же еще должен быть инвертирован во времени в отличие от алгоритмов, представленных на рис. 3.13 и рис. 3.14. Это обусловлено тем, что первый алгоритм основан на операции свертки, а второй и третий на операции корреляции двух сигналов. Следует отметить, что согласованная фильтрация выполняется в течение времени, определяемого длительностью информационного импульса.

Управляемые согласованные фильтры целесообразны в системах с изменяющейся структурой сигнала. При этом следует подчеркнуть, что

изменение вида сигнала может быть как преднамеренным, так непреднамеренным. Примером непреднамеренного изменения характеристик сигнала может служить радиолокационная станция, зондирующий сигнал которой может изменять свой вид из-за нестабильности электрических и температурных режимов, а также из-за старения элементов. Если в качестве управляющего сигнала процессора использовать зондирующий сигнал станции, то в каждом периоде зондирования фильтр будет согласован не со штатным сигналом станции, а с сигналом, фактически излученным в данном периоде зондирования. Также важно подчеркнуть, что зондирующим сигналом

Рис. 3.12. Согласованная фильтрация сигнала: алгоритм 1

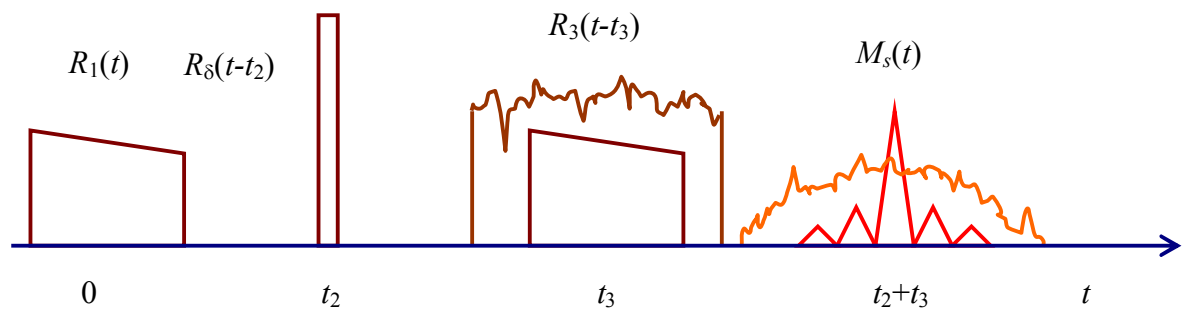


Рис. 3.13. Согласованная фильтрация сигнала: алгоритм 2

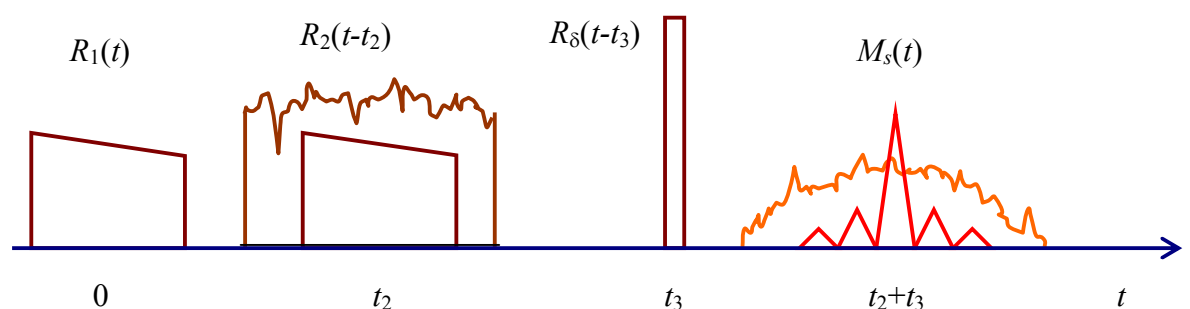


Рис. 3.14. Согласованная фильтрация сигнала: алгоритм 3

могут быть реализации шума, запоминаемые в спиновом процессоре в каждом периоде зондирования или выборки псевдослучайного процесса.

Все рассматриваемые алгоритмы могут быть реализованы в одном устройстве, что свидетельствует о многофункциональности спиновых процессоров. Следует отметить, что представленные в данном разделе алгоритмы обработки радиосигналов могут выполняться и над сигналами светового диапазона с помощью фотонных процессоров.

3.2. Характеристики и параметры спиновых процессоров

Основными параметрами спиновых процессоров являются:

рабочая частота f_0 ;

ширина полосы пропускания ΔF ;

максимальная длительность обрабатываемых сигналов τ_{\max} ;

время памяти $t_{\text{п}}$;

энергетические параметры: мощности сигналов возбуждения $P_{\text{в}}$ и эхосигналов $P_{\text{с}}$; динамический диапазон по выходу D ; и переходное затухание K ;

энерго-весовые и конструктивные характеристики.

Частотные характеристики спиновых процессоров определяются формой неоднородно уширенной линии поглощения рабочего вещества, а его центральная частота f_0 и полоса пропускания ΔF равны соответственно центральной частоте и ширине линии поглощения.

Поскольку ограничения, накладываемые на длительность сигналов, а также релаксационные искажения связаны, в первую очередь, с процессами поперечной релаксации, то максимальная длительность сигналов условно принимается равной времени поперечной релаксации $\tau_{\max} = T_2$.

Время памяти системы характеризует максимальное время хранения информации о записанном сигнале и связано с временем продольной релаксации. Целесообразно пояснить сказанное на примере алгоритма управляемой задержки сигнала (рис. 3.5). Второй импульс, вводимый в процессор в момент времени t_2 , задерживается на время t_3 . Изменяя момент подачи третьего импульса, можно изменять время задержки. Однако, как

видно из (3.3), амплитуда эхо пропорциональна $\exp(-t_3 / T_1)$. Таким образом, увеличение t_3 сопровождается экспоненциальным затуханием амплитуды отклика с характерным временем T_1 . Следовательно, время продольной релаксации определяет время памяти процессора. Чем больше T_1 , тем на большее время можно запомнить информацию.

Следует также отметить, что время продольной релаксации T_1 характеризует процесс возвращения спиновой системы в исходное состояние после каждого цикла возбуждения эха. Можно определить интервал времени, в течение которого устанавливается исходное состояние, как $(2...3)T_1$. Таким образом, параметр T_1 определяет также максимальную частоту повторения циклов возбуждения, равную $[(2...3)T_1]^{-1}$. В принципе эта частота может быть выше указанной. При этом с ростом частоты повторения амплитуда эхо-сигнала будет падать из-за неполного восстановления равновесной намагниченности M_0 . Кроме того, может возникнуть межпериодная интерференция эхо-сигналов, не описанная в литературе.

Таким образом, параметры линии поглощения и времена релаксации используемого рабочего вещества определяют информационные параметры процессоров.

В табл. 3.1 приведены параметры процессоров, использующих различные виды фазированного эха. Обычно для ЯМР выделяют два класса рабочих веществ: немагнитные и магнитоупорядоченные. В немагнитных веществах частота ЯМР и ЭПР и ширина линии определяются соответственно средним значением индукции внешнего магнитного поля B_0 и его неоднородностью ΔB_z , а также гиромангнитным отношением γ ядра или электрона. Так для ЯМР на протонах f_0 [МГц]=42.58 B_0 [Т], а в случае ЭПР f_0 [ГГц]=28.0 B_0 [Т].

Обычные значения индукции B_0 , которые получают в лабораторных условиях, достигают 0.1 ... 1 Т. Что касается ЭПР, то отличительной особенностью этого вида магнитного резонанса в отличие от ЯМР являются

Таблица 3.1

Параметры процессоров на основе фазированного эха

Тип эха и вещество	f_0 , МГц	ΔF_L , МГц	T_1 , мкс	T_2 , мкс	D , дБ
Ядерное спиновое ЯМР ^{59}Co в ТМП кобальта	216	10	150	25	100
Ядерное спиновое ЯМР ^{59}Co в ТМП Fe-Co-Ni	150-280	5-40, в пределах до 80	100-200	25	90
Ядерное спиновое ЯМР ^{57}Fe в ТМП Fe-Ni	50	20	10^4	$3 \cdot 10^2$	45
Ядерное спиновое ЯМР ^{57}Fe в феррите NiFe_2O_4	70	2.5	$3 \cdot 10^3$	500	60
Ядерное спиновое ЯМР ^{57}Fe в феррите $\text{Li}_{0.5}\text{Fe}_2\text{O}_4$	70	3.5	$3 \cdot 10^3$	700	60
Ядерное спиновое ЯМР ^{55}Mn в MnFe_2O_4	600	5-20	50	15	70
Электронное спиновое TiO_2 (4.2° K)	10^4	150	-	40	>100
Поляризационное (фононное)	1-100	-	10^{12}	100	>100
Ферромагнитное	10^4	450	-	10	>100
Фотонное	$6 \cdot 10^{14}$	10^4	$3 \cdot 10^8$	10^{-9}	>100

Примечание: ТМП- тонкие магнитные пленки

довольно короткие времена поперечной релаксации $T_2 \sim 10^{-5} \dots 10^{-8}$ с даже при гелиевых температурах. Исключением является электронное спиновое эхо от Е-центров в SiO_2 . В нем T_2 не зависит от температуры в диапазоне $4.2^\circ \dots 300^\circ$ К и составляет около 40 мкс. Существенным достоинством процессоров на электронном спиновом эхе является работа в сантиметровом диапазоне волн.

Частоты ЯМР для ядер водорода и фтора лежат в диапазоне 4... 50 МГц, а ширина линии определяется, в основном, неоднородностью внешнего магнитного поля и может лежать в пределах $0.1 \dots 10^5$ Гц. Однако существенным недостатком как ЭПР, так и ЯМР в парамагнитных средах является необходимость создания сильных поляризующих магнитных полей. Это обстоятельство, а также неудовлетворительные энергетические характеристики парамагнитных рабочих сред не позволяют использовать их при создании малогабаритных спиновых процессоров.

Эту задачу оказалось возможным решить с помощью ЯМР в магнитоупорядоченных рабочих средах: ферромагнетики а), антиферромагнетики б), ферримагнетики в), рис. 3.15). Электронная магнитная решетка этих веществ является упорядоченной. Влияние упорядоченной электронной системы на ядерную можно представить как воздействие локального магнитного поля, индукция которого на ядрах 3d-элементов может достигать $10^2 \dots 10^3$ Т. Частоты ЯМР в магнитоупорядоченных веществах лежат в широком диапазоне от единиц мегагерц до 7 ГГц (в ферромагнитном гольмии).

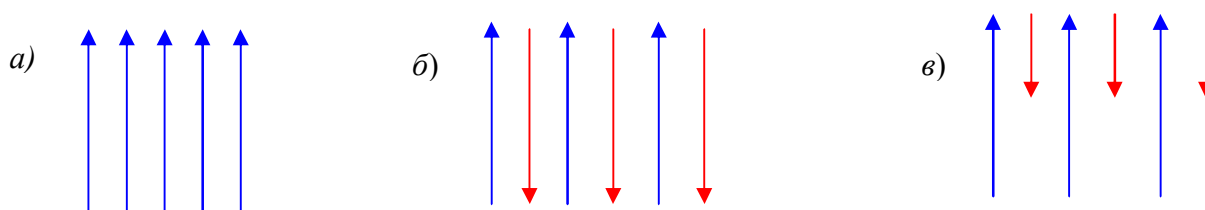


Рис. 3.15 Виды магнитных решеток

Вторая особенность ЯМР в магнитоупорядоченных материалах связана с эффектами усиления внешнего радиочастотного магнитного поля, а также

эхо-сигнала, формируемого колебаниями поперечной компоненты ядерной намагниченности. Эти обстоятельства также способствуют существенному улучшению энергетических показателей спиновых процессоров и обеспечивают возможность их миниатюризации.

Обе особенности ЯМР в магнитоупорядоченных средах объясняются сверхтонким взаимодействием электронной и ядерной спиновой систем. При этом возмущение одной из систем приводит к возмущению другой и наоборот. Возбуждение в этих средах отличается от парамагнитных тем, что на ядра действует не внешнее магнитное поле, а поперечная составляющая сверхтонкого поля, создаваемого колебаниями электронной намагниченности под действием внешнего поля \mathbf{B}_1 (рис. 3.16). Таким образом, на ядерную намагниченность действует поле $\eta_1 \mathbf{B}_1$, где η_1 - коэффициент усиления.

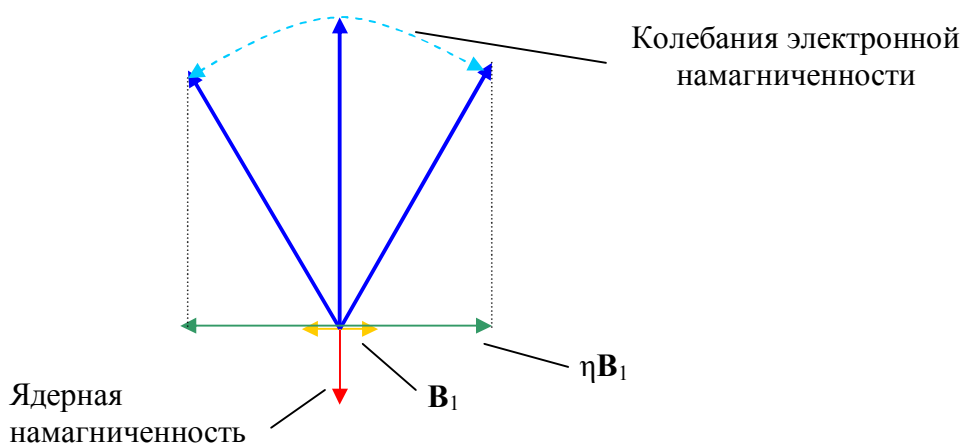


Рис. 3.16 Эффект усиления внешнего магнитного поля

Далее сформированная в ядерной системе поперечная намагниченность посредством сверхтонкого взаимодействия возбуждает колебания электронной намагниченности. Эти колебания индуцируют ЭДС в катушке резонансного контура процессора. Поскольку намагниченность электронной системы значительно больше ядерной, то эхо сигналы усиливаются в η_2 раз. Коэффициенты усиления в магнитоупорядоченных веществах могут достигать значений $10^2 \dots 10^5$ раз. Большие значения коэффициента усиления

имеют место тогда, когда процесс перемагничивания обусловлен смещением доменных границ. Если же перемагничивание происходит методом вращения, то значение коэффициента усиления несколько меньше. В последнем случае $\eta_1 = \eta_2 = \eta$.

Еще одна особенность спиновых процессоров на основе магнитоупорядоченных рабочих сред связана с тем, что внутренний коэффициент усиления η носит неоднородный характер. При этом различные ядра испытывают даже при однородном внешнем возбуждающем поле различную степень насыщения. Для учета неоднородности этого параметра сначала определяют сигнал спинового эха для парамагнитной модели рабочего вещества, вводят в нее коэффициент усиления и полученный результат усредняют с помощью заданной плотности вероятности $p(\eta)$. Хотя вид закона распределения $p(\eta)$ обычно точно не известен, его определяют по результатам экспериментов. К счастью отмечается, что форма эхо слабо зависит от вида этой функции. Поэтому к ее определению не предъявляются жесткие требования.

В диапазоне до 100 МГц может быть использован ЯМР ядер ^{51}V , ^{53}Cr , ^{57}Fe , ^{61}Ni , ^{155}Gd , ^{157}Gd , ^{19}F в различных химических соединениях и сплавах. Времена релаксации T_1 и T_2 в зависимости от температуры могут достигать $10^{-2} \dots 10^{-1}$ с. Среди перечисленных ядер следует выделить ядра железа ^{57}Fe , которые даже при естественной концентрации изотопа 2.2 % дают достаточно интенсивные эхо-сигналы. При обогащении изотопом ^{57}Fe интенсивность сигнала возрастает пропорционально концентрации изотопа в единице объема. Характерные при комнатных температурах параметры ЯМР изотопа ^{57}Fe :

$f_0 = 40 \dots 80$ МГц, $\Delta F = 0.1 \dots 10$ МГц, T_1 и $T_2 = 10^{-2} \dots 10^{-3}$ с. Предельное значение базы обрабатываемых сигналов может достигать 10^4 . Чаще всего из веществ данного типа используются ферриты со структурой шпинели с ядрами ^{57}Fe .

В диапазоне 100...700 МГц следует выделить ЯМР ядер ^{55}Mn , ^{59}Co , ^{63}Cu , ^{65}Cu , ^{151}Eu , ^{147}Sm и ^{149}Sm в различных соединениях. Типичные времена релаксации $10^{-5} \dots 10^{-3}$ с. Из ядер этой группы следует выделить ядра ^{55}Mn и ^{59}Co , поскольку они формируют интенсивные эхо-сигналы и характеризуются 100 % концентрацией данного изотопа. Для ^{55}Mn $f_0 \approx 530$ МГц, $\Delta F \approx 10$ МГц, T_1 и $T_2 \approx 10$ мкс.

При использовании ЯМР ^{59}Co $f_0 \approx 200$ МГц, $\Delta F \approx 10 \dots 40$ МГц и более, $T_1 \approx 50 \dots 250$ мкс, $T_2 \approx 30$ мкс. Соответствующая база сигналов около 10^3 .

В данном частотном диапазоне хорошо зарекомендовали себя рабочие среды на основе тонких магнитных пленок кобальта и его сплавов с резонансом на ядрах ^{59}Co . Тонкой магнитной пленкой называют структуру, толщина магнитного слоя которой соизмерима с линейными размерами доменов в монокристаллах. Обычно толщина пленки колеблется от 20 до 1000 нм.

В массивных магнитоупорядоченных средах сигнал ЯМР формируется от ядер, расположенных в доменных границах, объем которых составляет 1 ...5 % объема рабочего вещества. Процесс перемангничивания этих материалов обусловлен смещением доменных границ. В ТМП же процесс перемангничивания происходит в результате вращения, когда домены образца меняют ориентацию магнитного момента. В этом случае сигналы эха формируются от всех ядер домена, что увеличивает активный объем материала, сопровождающийся ростом мощности эхо-сигналов. Коэффициент усиления в ТМП обратно пропорционален полю анизотропии

$$\eta = H_n / H_a$$

где H_n - величина сверхтонкого магнитного поля на ядре, а H_a - величина поля наведенной анизотропии. Так в тонких поликристаллических пленках кобальта $H_n = 211$ кОе, а $H_a = 30$ кОе, что дает $\eta \approx 7 \cdot 10^3$. В отличие от пленок

поле анизотропии в монокристаллах на один – два порядка выше, поэтому коэффициенты усиления в пленках выше, чем в массивных образцах.

Для увеличения мощности эхо-сигналов пленки делают многослойными, а также пакетируют.

Среди пленочных сред можно выделить пленки кобальта с резонансом на ядрах ^{59}Co , для которых $f_0 = 217$ МГц, $\Delta F \approx 10$ МГц, $T_1 \approx 50 \dots 250$ мкс, $T_2 \approx 25 \dots 28$ мкс. Переходное затухание K около 30 дБ.

Внедрение в ферромагнитную матрицу кобальта примесей железа и никеля (сплав Fe-Co-Ni) позволяет существенно расширить линию поглощения ядер ^{59}Co в этом сплаве по сравнению с чистым кобальтом. Для этих пленок $f_0 = 195$ МГц, а полоса частот $\Delta F \approx 30 \dots 40$ МГц и может быть доведена до 80 МГц, времена релаксации остаются примерно теми же.

Несомненный интерес представляют процессоры на основе ЭПР в парамагнитном образце на основе двуокиси титана (рутила), обогащенного никелем. Дело в том, что внутренне электрическое поле в кристалле рутила расщепляет энергетический уровень никеля, и сигналы спинового эха формируются без приложения поляризирующего магнитного поля. Правда, чтобы достичь времен релаксации $T_2 \approx 40$ мкс, приходится охлаждать кристалл

до температур жидкого гелия. При этом $f_0 = 8.25$ ГГц, $\Delta F \approx 150$ МГц, что соответствует базе около 6000.

Ферромагнитное эхо, механизм формирования которого основан на ангармоничности и отличается от механизма формирования спинового эха, наблюдалось в монокристаллах железоиттриевого граната. Параметры: $f_0 \sim 10$ ГГц, $\Delta F \approx 450$ МГц, длительность сигналов невелика - около 1 мкс. Отличительной особенностью данного вида эха является усиление эхо-сигнала (до 50 дБ), который значительно превышает по уровню первый импульс возбуждения.

На рис. 3.17 представлена структурная схема спинового процессора. Она содержит два ключа K_1 и K_2 , сумматор Σ , усилитель сигналов

возбуждения, резонансную систему с рабочим веществом РС с РВ, усилитель эхо-сигналов, генератор управляющих сигналов ГУС, генератор дельтаобразных импульсов ГДИ, генератор импульсов тока ГИТ, а также блок синхронизации и управления.

Блок синхронизации и управления задает хронологию следования управляющих сигналов и дельтаобразных импульсов, вырабатываемых ГУС и ГДИ, а также управляет работой ключей K_1 и K_2 , служащих для временного стробирования входных и выходных сигналов процессора.

На вход ключа K_1 поступает информационный сигнал, который стробируется по времени, поскольку спиновые процессоры обрабатывают импульсные радиосигналы. Если же радиосигнал импульсный, то при стробировании ограничивается по времени шумовой процесс и (или) помеха, на фоне которых производится прием полезного сигнала. После ключа K_1 входной сигнал поступает на сумматор Σ , где объединяется с управляющим и дельтаобразным импульсами, после чего усиливается до требуемого уровня в усилителе сигналов возбуждения и поступает на РС с РВ. После РС с РВ сигнал усиливается в усилителе эхо-сигналов и поступает на ключ K_2 .

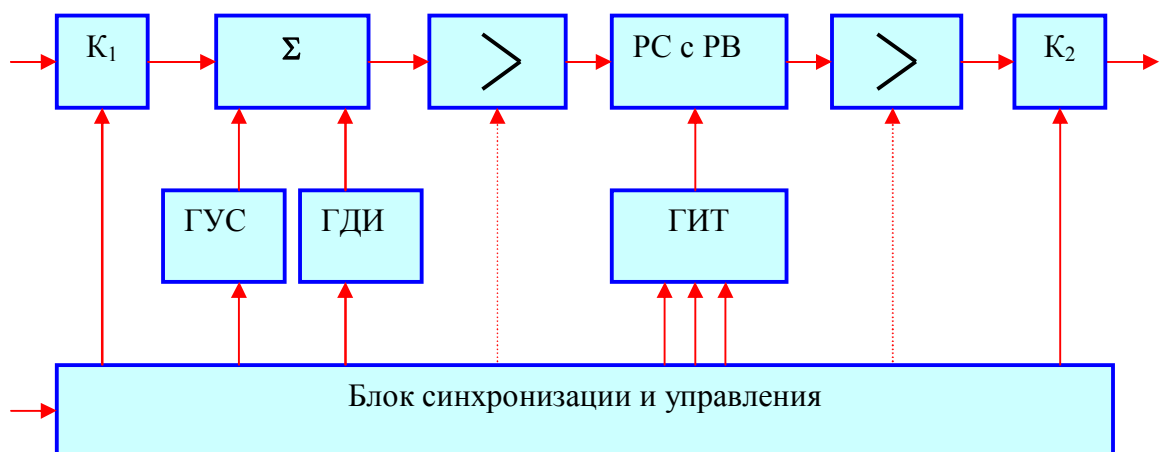


Рис. 3.17. Структурная схема спинного процессора

Центральным узлом спинного процессора является РС с РВ. Чаще всего она представляет собой резонансный контур, в катушке индуктивности которого расположено рабочее вещество. Параметры контура должны быть согласованы по частоте с формой неоднородно уширенной линии поглощения. Возбуждаемые эхо-сигналы усиливаются в усилителе эхо-

сигналов, после чего также стробируются по времени ключом K_2 для отделения выходных сигналов процессора от входных, поскольку спиновый процессор является двухполюсником.

Импульсы тока, вырабатываемые генератором импульсов тока ГИТ, поступают на катушку стирания и создают дополнительные импульсы магнитного поля для подавления паразитных сигналов процессора. Если процессор работает в трехимпульсном режиме возбуждения, то паразитными являются все ССИ, а также двухимпульсные эхо. Иногда для выделения нужных откликов удается использовать метод временной селекции, иногда для подавления паразитных откликов используют компенсационные методы. В этом случае процессор содержит два канала и генератор импульсов тока не используется. Блок синхронизации и управления задает хронологию работы ГИТ, а также, если требуется, вырабатывает импульсы управления для введения ВАРУ в усилители с целью коррекции релаксационных искажений.

Одна из проблем, связанных с работой спиновых процессоров, касается паразитных сигналов и методов их подавления. Эти методы можно разделить на три группы.

1. Метод временного разделения сигналов. Этот метод самый простой, однако имеет весьма ограниченное применение, поскольку далеко не всегда можно создать условия, при которых полезные и паразитные отклики процессора не перекрываются во времени.
2. Метод, основанный на создании дополнительных магнитных полей, с помощью которых нарушают процессы фазировки изохромат и, тем самым, разрушают паразитные сигналы. Метод дает хорошие результаты в магнитоупорядоченных средах, особенно в ТМП, где коэффициент подавления мешающих откликов достигает до 60 дБ и более, что вполне достаточно в большинстве режимов обработки.
3. Компенсационный метод. Этот метод требует создания, по крайней мере, еще одного дополнительного резонатора с рабочим веществом. Далее за счет начальных фаз возбуждающих сигналов создают такие условия

возбуждения, чтобы полезные эхо-сигналы резонаторов суммировались в фазе, а паразитные – в противофазе. Положительным моментом этого метода является увеличение амплитуды полезного сигнала за счет суммирования эхо-сигналов двух резонаторов. Приведем методику оценки параметров спиновых процессоров с парамагнитными рабочими веществами.

1. Рабочее вещество выбирают исходя из заданных длительностей обрабатываемых сигналов τ и ширины их спектра ΔF . При этом выбранное вещество должно удовлетворять следующим требованиям: $T_2 \geq \tau$; $\Delta F_L \geq \Delta F$.

Для вещества, удовлетворяющего этим требованиям, можно оценить энергетические параметры процессора. Первоначальная оценка этих параметров проводится для двухимпульсного режима возбуждения дельтаобразными импульсами, поворачивающими вектор намагниченности на 90° и 180° (рис. 6.3).

2. Мощность 90-градусного дельтаобразного импульса, который создает линейно-поляризованное магнитное поле, равна

$$P_\delta = (\pi \Delta F_L)^3 V / (\mu_0 \gamma^2),$$

где V - объем вещества в резонансной системе.

3. Максимальная мощность двухимпульсного эхо-сигнала

$$P_e = \omega_0 Q V \mu_0 M_0^2 / 2, \quad (3.5)$$

Q - добротность неоднородно уширенной линии поглощения.

4. По найденным значениям мощностей возбуждения и эхо можно определить переходное затухание в децибелах

$$K_\delta = 10 \lg(P_\delta / P_e).$$

5. Динамический диапазон процессора D_δ ограничен сверху максимальной мощностью эхо-сигнала P_e , а снизу – мощностью шумов усилителя эхо-сигналов $P_{ш}$, пересчитанной к его входу,

$$D_\delta = 10 \lg(P_e / P_{ш}) \text{ дБ}.$$

Динамический диапазон спинового процессора является одной из основных его характеристик. Проще всего определить динамический диапазон для двух- или трехимпульсного режимов возбуждения дельтаобразными импульсами для случая парамагнитной модели рабочего веществ. Так для двухимпульсного режима возбуждения 90- и 180-градусными импульсами получают максимально возможную амплитуду двухимпульсного эха (2.13). В трехимпульсном режиме возбуждения 90-градусными импульсами максимальная амплитуда эха будет в два раза меньше (2.16). При этом мощность стимулированного эха P_s будет в 4 раза меньше мощности первичного эха P_e . Максимальный уровень эха определяет верхнюю границу динамического диапазона, нижняя граница определяется уровнем собственных шумов усилителя эхо-сигналов с подключенной на его вход резонансной системой с рабочим веществом. При возбуждении спинового эха сложными сигналами верхняя граница динамического диапазона, определяемая максимальным уровнем эхо-сигнала, может измениться. Прежде всего, эта граница зависит от алгоритма работы процессора.

3.3 Подавление паразитных сигналов

Качественная модель подавления

Изменение локальных частот ЯМР в магнитоупорядоченных веществах под действием дополнительных нерезонансных импульсных магнитных полей с одной стороны позволяет производить количественные оценки неоднородностей магнитной структуры, а с другой - позволяет выделять любой тип эхо или ССИ за счет подавления остальных откликов спиновой системы. Структурная селекция откликов используется в устройствах обработки сигналов на основе эффекта спинового эха, в частности, при реализации алгоритмов согласованной и субоптимальной фильтрации.

В данном разделе исследуется влияние амплитуды, длительности и формы нерезонансного импульсного магнитного поля на амплитуду ядерного

спинового эха в магнитоупорядоченных веществах. Экспериментально исследуется влияние этого поля на ядерное спиновое эхо в тонких магнитных пленках кобальта. Уменьшение амплитуды двухимпульсного эха под действием нерезонансного импульсного магнитного поля на интервале между импульсами возбуждения вызвано нарушением фазовой когерентности внутри изохроматических групп ядерных спинов за счет неоднородного изменения локальных частот ЯМР. Причиной является изменение сверхтонких полей на ядрах, обусловленное движением микромагнитной структуры. Это движение представляет собой изменение ориентации магнитных моментов в образце. Вращение этих моментов приводит к изменению дипольных составляющих сверхтонких полей, создаваемых ими на ядрах. При этом величина сдвига локальной частоты ЯМР W , вызванная нерезонансным импульсным магнитным полем h , и исходная локальная частота ЯМР являются независимыми величинами. В отличие от линейной модели, учитывается в общем случае нелинейный характер изменения сдвига частоты W от величины внешнего нерезонансного магнитного поля h . Это дало возможность объяснить эффекты, не поддающиеся интерпретации в рамках линейного приближения. Нелинейный в общем случае характер изменения локальных частот ЯМР в магнитоупорядоченных веществах под действием внешнего магнитного поля вытекает, в частности, из угловой зависимости частоты ЯМР в доменной границе, где линейная зависимость наблюдается лишь для ядер, находящихся в центре границы.

Сначала рассмотрим качественную модель подавления паразитных сигналов, основанную на фазо-временных диаграммах. На рис. 3.18 представлена фазо-временная диаграмма формирования двухимпульсного эха, соответствующая векторной модели (рис. 2.2 и 2.3). На интервале между первым и вторым импульсами возбуждения фазы поперечных компонент векторов намагниченности (представлено 5 изохромат) расходятся, а после

второго импульса начинают сходиться и в момент времени $2t_2$ разность фаз между всеми изохроматами становится равной 0.

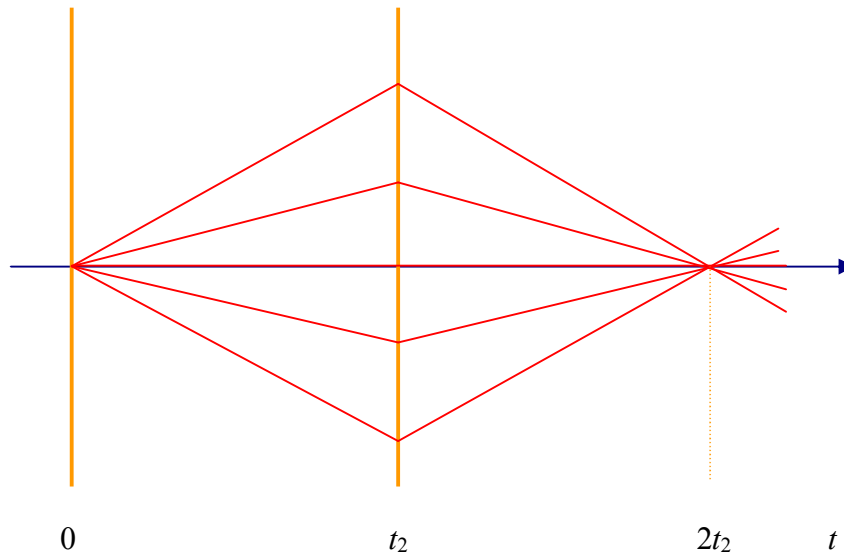


Рис. 3.18 Фазо-временная диаграмма двухимпульсного эха

Если между первым и вторым импульсами возбуждения создать дополнительное неоднородное импульсное поляризующее магнитное поле, то каждая составляющая изохроматы изменит свою частоту ЯМР, что приведет к изменению наклона фазовой траектории и изохромата рассыплется (на рис. 3.19 на три составляющие). Это приведет к подавлению двухимпульсного эха, поскольку аналогично рассыплются все изохроматы. Их фазы перестанут когерентно складываться в момент времени $2t_2$.

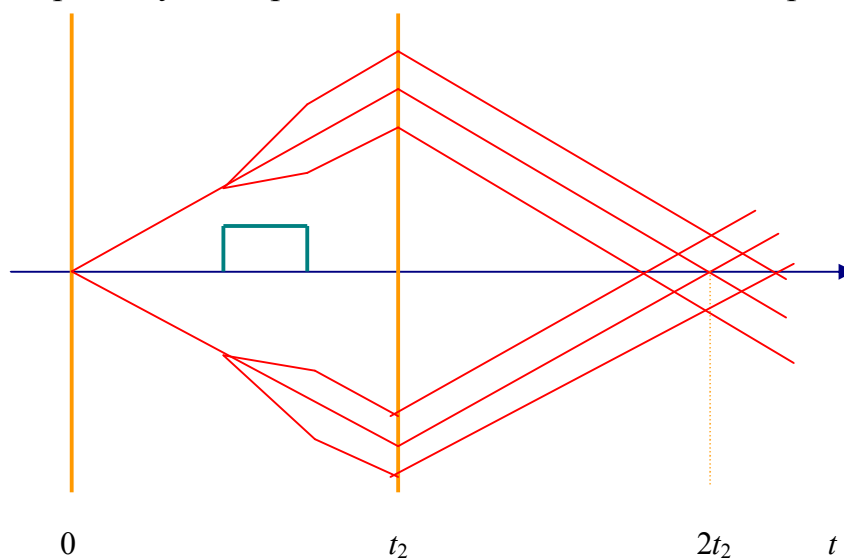


Рис. 3.19 Разрушение двухимпульсного эха

Однако, если после второго импульса возбуждения подать идентичный импульс магнитного поля, то двухимпульсное эхо можно восстановить (рис. 3.20).

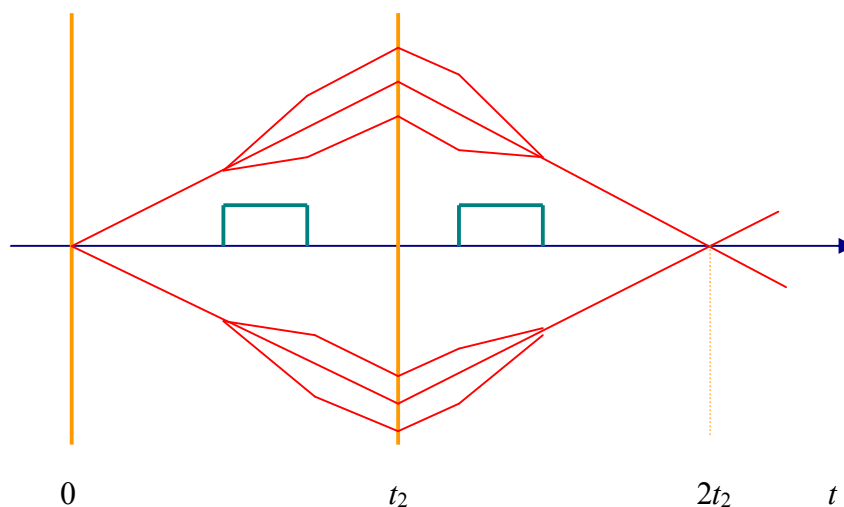


Рис. 3.20 Восстановление двухимпульсного эха

На рис. 3.21 представлена фазо-временная диаграмма формирования стимулированного эха. На интервале между первым и вторым импульсами возбуждения фазы поперечных компонент векторов намагниченности (представлено 5 изохромат) расходятся, а после третьего импульса начинают сходиться и в момент времени $t_2 + t_3$ разность фаз между всеми изохроматами становится равной 0. Так как между вторым и третьим импульсами возбуждения задействована не поперечная, а продольная компонента вектора намагниченности, то фазы изохромат на этом интервале не меняются

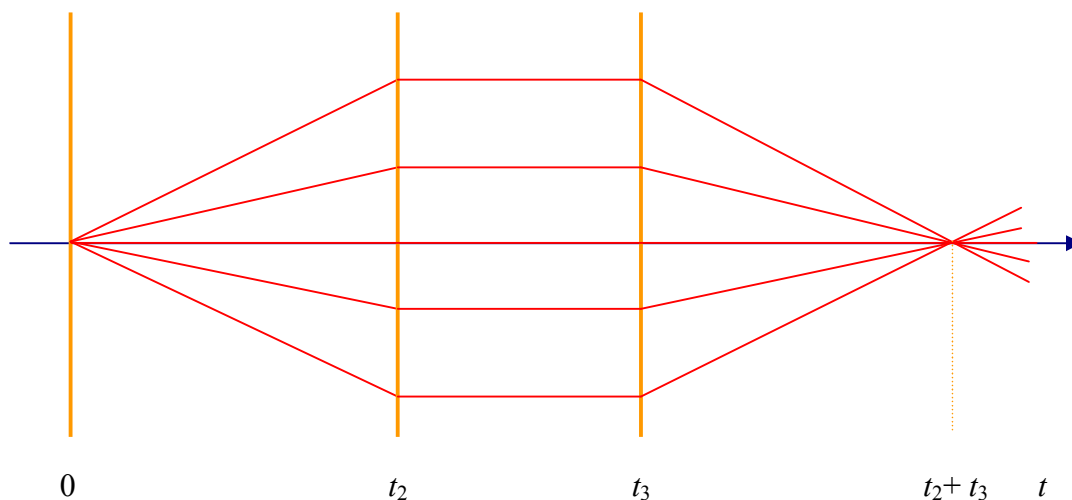


Рис. 3.21 Фазо-временная диаграмма трехимпульсного эха

На рис. 3.22 и 3.23 представлены фазо-временные диаграммы подавления и восстановления стимулированного эха

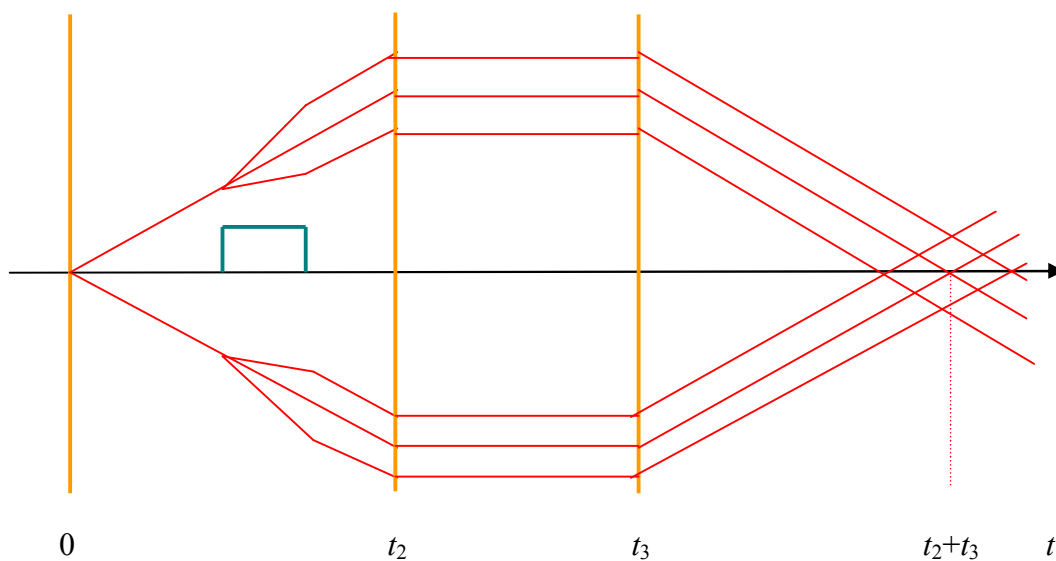


Рис. 3.22 Разрушение трехимпульсного эха

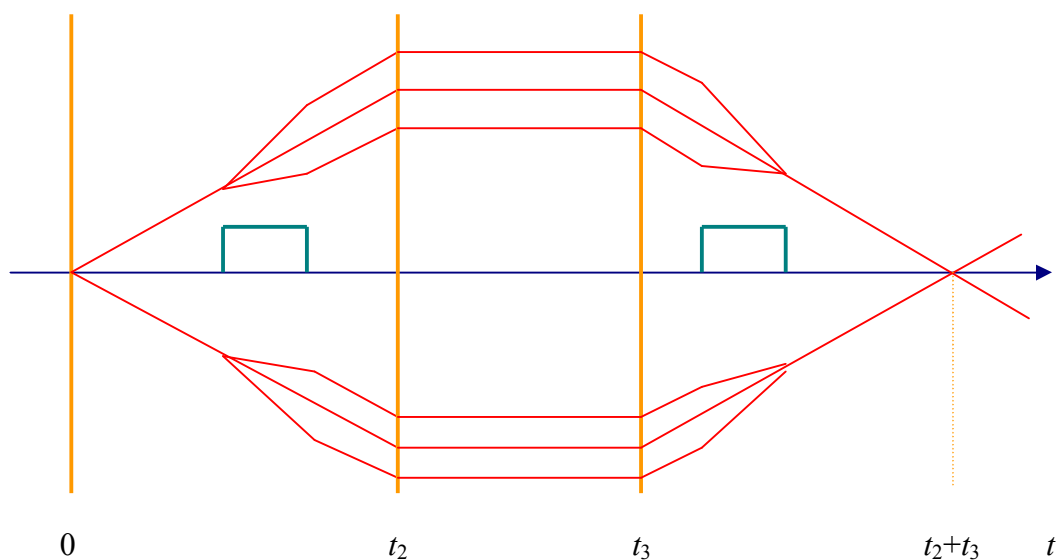


Рис. 3.23 Восстановление трехимпульсного эха

Дополнительное неоднородное импульсное поляризующее магнитное поле, сформированное на интервале между вторым и третьим импульсами возбуждения на стимулированное эхо влияния не оказывает так как на этом интервале задействована не поперечная, а продольная компонента вектора намагниченности.

Эквивалентные фазы откликов

Будем считать, что после каждого резонансного импульса возбуждения H_i на магнитоупорядоченное вещество воздействуют нерезонансным импульсом продольного магнитного поля произвольной формы $h_i(t)$ (скорость изменения этого поля $dh_i(t)/dt$ ограничена, чтобы не вызвать инверсию населенностей ядерных спинов), где i – номер импульса. На рис. 3.24 представлена временная диаграмма двухимпульсного режима возбуждения.

Под действием импульса $h_i(t)$ фаза поперечной компоненты магнитного момента изменится на величину

$$\Psi_i = \int_{t_i}^{t_i+t_{ki}} W_i(t) dt, \quad (3.6)$$

где t_i – момент начала воздействия нерезонансного импульса h_i , $W_i(t)$ – закон изменения сдвига локальной частоты ЯМР, вызванного импульсом $h_i(t)$, t_{ki} – момент его окончания. Эквивалентные фазы ССИ₁ после первого импульса возбуждения, ССИ₂ после второго импульса возбуждения и двухимпульсного эха 1-2 определяются соотношением

$$\Psi_{\text{эн}} = \Psi_2 + p_n \Psi_1, \quad (3.7)$$

где значения фазового коэффициента в зависимости от типа отклика p_n представлены в табл. 7.2.

Таблица 3.2

Фазовые коэффициенты откликов в двухимпульсном режиме возбуждения

Тип отклика	n	p_n
ССИ ₁	1	1
ССИ ₂	2	0
1-2	3	-1

Следует иметь в виду, что соотношение (3.7) справедливо для временных интервалов, находящихся справа от импульса h_2 . Если же какой-либо отклик либо его часть формируется раньше, чем импульс h_i , то для данного отклика либо его части следует положить в (3.6) $\Psi_i = W_i = h_i = 0$.

На рис. 3.25 представлена диаграмма трехимпульсного режима возбуждения. В данном случае физически реализуемый отклик может содержать три ССИ, три двухимпульсных эха 1-2, 2-3 и 1-3, одно трехимпульсное эхо 1-2-3, а также комбинационное эхо (1-2)-3, формируемое в момент времени $2(t_3-t_2)$, если $2t_2 < t_3$. Эквивалентные фазы этих откликов, если они расположены справа от импульса h_3 , определяются соотношением

$$\Psi_{эн} = \Psi_3 + q_n \Psi_2 + p_n \Psi_1, \quad (3.8)$$

где значения фазовых коэффициентов представлены в табл. 7.3. Если какой-либо отклик, либо его часть формируется раньше, чем импульс h_i , то для них $\Psi_i = W_i = h_i = 0$. Так $\Psi_3 = W_3 = h_3 = 0$ в случае, представленном на рис. 3.25 для эха 1-2. В таблице также указано, как правило, физически нереализуемое эхо в момент времени $t_3 - t_2$, содержащееся в решении для поперечной компоненты вектора намагниченности.

Таблица 3.3

Фазовые коэффициенты откликов в трехимпульсном режиме возбуждения

Тип отклика	n	p_n	q_n
ССИ ₁	1	1	1
ССИ ₂	2	0	1
1-2	3	-1	1
ССИ ₃	4	0	0
(1-2)-3	5	1	-1
1-2-3	6	-1	0
2-3	7	0	-1
1-3	8	-1	-1
Нереализуемый	9	1	0

Изменение локальных частот и усреднение эквивалентных фаз откликов

В силу неоднородного характера величины W в объеме образца с учетом независимости исходной частоты ЯМР и сдвига частоты W необходимо усреднить значения эквивалентных фаз откликов $\Psi_{эн}$. Для этого необходимо знать вид функции $W=f(h)$. Ранее предполагалось, что эта зависимость носит линейный характер $W=\lambda h$, где λ – коэффициент, характеризующийся распределением $g(\lambda)$. Усреднение фаз, таким образом,

сводится к усреднению по этому параметру. Однако реальная зависимость $W=f(h)$ имеет более сложный вид, изменяющийся от ядра к ядру в зависимости от магнитной структуры.

Представим функцию $W=f(h)$ в некотором диапазоне изменения h степенным рядом

$$W \approx \sum_{s=1}^v \lambda_s h^s, \quad (3.9)$$

где $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_v$ – зависимые коэффициенты, характеризующиеся в объеме образца v -мерным распределением $g_v(\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_v)$. Тогда, согласно (3.6) и (3.9) можно записать

$$\psi_i = \sum_{s=1}^v \lambda_s \alpha_{si}, \quad (3.10)$$

$$\alpha_{si} = \int_{t_i}^{t_i+t_{ki}} h_i^s(t) dt. \quad (3.11)$$

В результате эквивалентные фазы соответствующих типов откликов, вызванные наличием нерезонансного импульсного магнитного поля, согласно (3.7), (3.8) и (3.10), могут быть представлены в виде

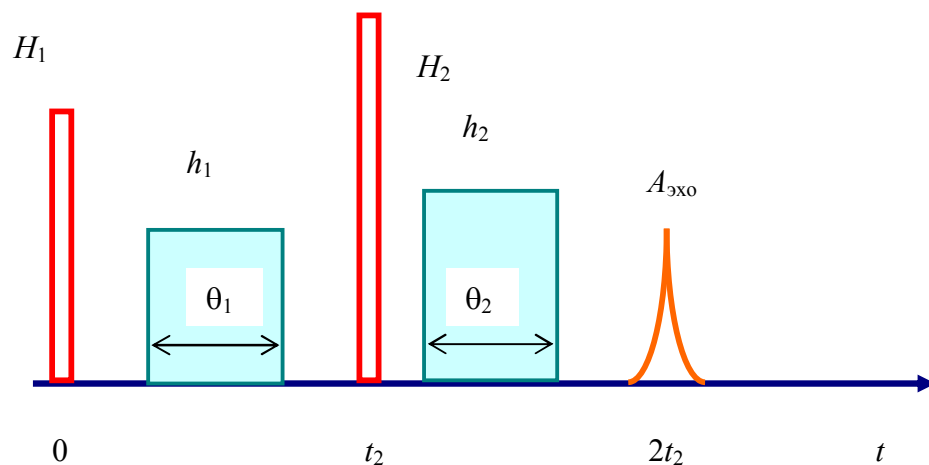


Рис. 3.24. Временная диаграмма двухимпульсного режима возбуждения первичного эха и дополнительных видеоимпульсов магнитного поля h_i длительностью θ_i

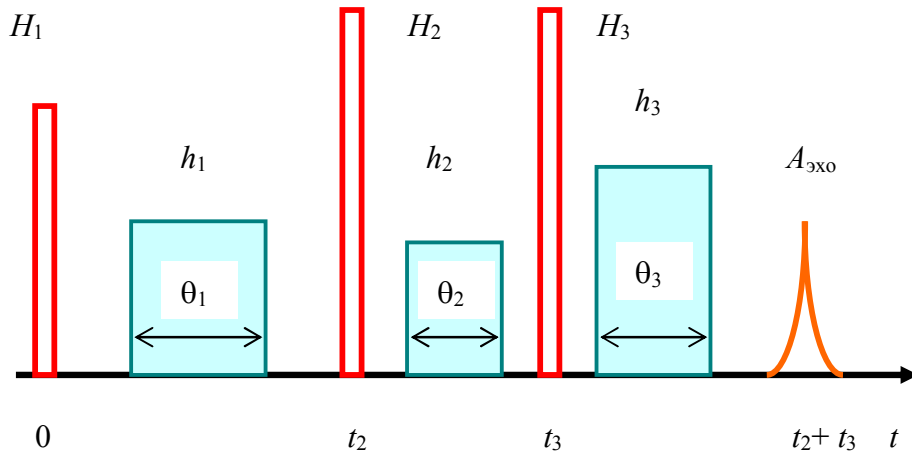


Рис. 3.25. Временная диаграмма трехимпульсного режима возбуждения стимулированного эха и дополнительные видеоимпульсы магнитного поля h_1 , h_2 и h_3

$$\Psi_{\text{эн}} = \sum_{s=1}^v \lambda_s \beta_{sn}, \quad (3.12)$$

где соответственно для двух- и трехимпульсного режимов возбуждения используются соотношения:

$$\beta_{sn} = \alpha_{s2} + p_n \alpha_{s1}; \quad (3.13)$$

$$\beta_{sn} = \alpha_{s3} + q_n \alpha_{s2} + p_n \alpha_{s1}. \quad (3.14)$$

Амплитуда n -го типа отклика изменяется под действием приложенного нерезонансного магнитного поля в соответствии со средним значением эквивалентной фазы $\langle \Psi_{\text{эн}} \rangle$ в (7.12) и может быть представлена в виде

$$I_n = I_{n0} |P_v(\beta_{1n}, \dots, \beta_{vn})|, \quad (3.15)$$

где I_{n0} — амплитуда n -го типа отклика в отсутствие нерезонансного магнитного поля, $P_v(\beta_{1n}, \dots, \beta_{vn})$ — v -мерная характеристическая функция, соответствующая распределению $g_v(\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_v)$:

$$P_v(\beta_{1n}, \dots, \beta_{vn}) = \int_{-\infty}^{\infty} \dots \int_{-\infty}^{\infty} \exp[j(\lambda_1 \beta_{1n} + \dots + \lambda_v \beta_{vn})] \times \\ \times g_v(\lambda_1, \dots, \lambda_v) d\lambda_1 \dots d\lambda_v.$$

Определим коэффициент подавления для n -го типа отклика

$$K_n = 20 \lg |P_v(\beta_{1n}, \dots, \beta_{vn})|^{-1}. \quad (3.16)$$

Из свойств характеристической функции следует, что

$$|P_v(\beta_{1n}, \dots, \beta_{vn})| \leq P_v(0, \dots, 0) = 1. \quad (3.17)$$

Очевидно, что при $\beta_{sn} = 0$ для всех $s \quad 1 \leq s \leq v$ нерезонансное магнитное поле не влияет на n -ый тип отклика. В остальных случаях происходит уменьшение амплитуды отклика.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Исследовалось влияние нерезонансного импульсного магнитного поля на спиновое эхо от ядер ^{59}Co в тонких магнитных пленках поликристаллического кобальта. Поле наведенной анизотропии $H_k \sim 2000$ А/м. Толщина слоя $\sim 1000 \text{ \AA}$. Поле h ориентировано перпендикулярно оси легкого намагничивания (ОЛН) пленки и параллельно возбуждающему полю (рис. 3.26, а). В приведенных экспериментах определялась зависимость амплитуды эхо-сигналов от длительности, амплитуды и формы нерезонансного магнитного поля. На рис. 3.26, б представлена временная диаграмма импульсов возбуждения двухимпульсного эха и дополнительный видеоимпульс магнитного поля $h_1 = h$ длительностью $\theta_1 = \theta$. На рис. 3.27 представлена экспериментальная зависимость коэффициента подавления K_3 , соответствующего (3.16), от длительности прямоугольного импульса θ_1 при различных значениях h_1 для двухимпульсного эха 1-2 ($n=3$). Здесь же для сравнения эффективности подавления эхо-откликов в пленочных и массивных средах представлена характеристика подавления, соответствующая порошковому кобальту (нижняя кривая). Как видно из представленных графиков, для одинакового подавления в пленочных средах требуется создать видеоимпульсы магнитного поля с напряженностью магнитного поля в 40 раз меньшей, нежели в порошковом материале. Это еще одно преимущество тонкопленочных сред при их использовании в

качестве рабочих сред спиновых процессоров по сравнению с массивными средами.

Если ограничиться в дальнейшем квадратичной аппроксимацией $v=2$ в (3.9) для $h_i \ll H_k$, то для двухимпульсного эха $n=3$ будем иметь в соответствии с (3.11), (3.13) и табл. 3.2 выражения:

$$\beta_{13} = \alpha_{12} - \alpha_{11} = \int_{t_2}^{t_2+t_{k2}} h_2(t) dt - \int_{t_1}^{t_1+t_{k1}} h_1(t) dt; \quad (3.18)$$

$$\beta_{23} = \alpha_{22} - \alpha_{21} = \int_{t_2}^{t_2+t_{k2}} h_2^2(t) dt - \int_{t_1}^{t_1+t_{k1}} h_1^2(t) dt. \quad (3.19)$$

Если импульсы прямоугольные и имеют длительности θ_i , то выражения (3.18) и (3.19) переходят в соотношения:

$$\beta_{13} = h_2\theta_2 - h_1\theta_1; \quad \beta_{23} = h_2^2\theta_2 - h_1^2\theta_1.$$

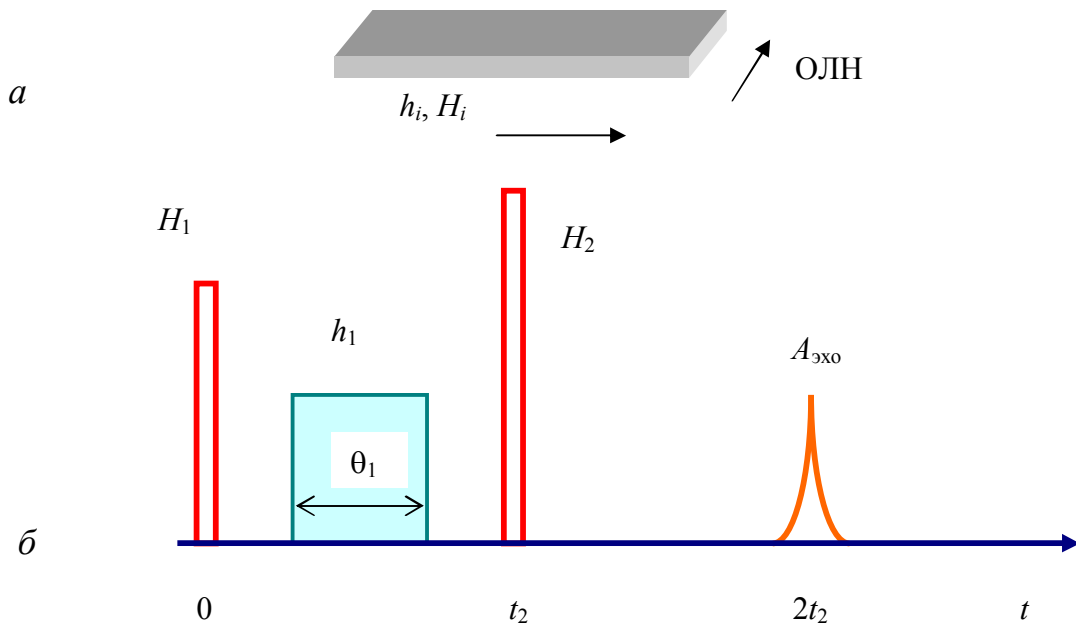


Рис. 3.26. Тонкая магнитная пленка с ориентацией магнитных полей (а) и временная диаграмма импульсов возбуждения первичного эха и дополнительного видеоимпульса магнитного поля $h_1=h$ длительностью $\theta_1=\theta$ (б)

Из (3.17)- (3.19) следует, что амплитуда двухимпульсного эха не зависит от нерезонансного импульсного магнитного поля, если импульсы h_1 и h_2 идентичны. Если же импульсы имеют одинаковую площадь $\beta_{13}=0$, $\beta_{23} \neq 0$,

то амплитуда эха уменьшается по сравнению с исходной, что наблюдается

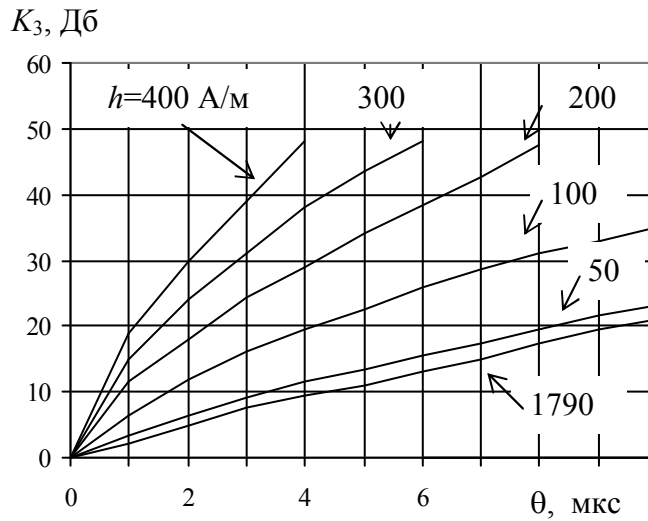


Рис. 3.27. Характеристики подавления K_3 от длительности прямоугольного импульса $\theta_1 = \theta$ при различных значениях $h_1 = h$ для двухимпульсного эха 1-2 ($n=3$) в процессоре на основе тонких магнитных пленок кобальта (нижняя кривая относится к порошковому кобальту)

экспериментально. В то же время в рамках линейной аппроксимации амплитуда эха не должна уменьшаться. В представленном на рис. 3.26 случае $h_2=0$, а $\alpha_{12}=0$, $\alpha_{22}=0$, $\alpha_{11}=h_1\theta_1$, $\alpha_{21}=h_1^2\theta_1$. Таким образом, спад амплитуды двухимпульсного эха определяется согласно (3.15) модулем характеристической функции $|P_2(-h_1\theta_1, -h_1^2\theta_1)| = |P_2(-\alpha_{11}, -\alpha_{21})|$.

Если вместо импульса h_1 подать импульс h_2 , идентичный импульсу h_1 , то в силу того, что $\alpha_{12}=\alpha_{11}$ и $\alpha_{22}=\alpha_{21}$, а $|P_2(\alpha_{12}, \alpha_{22})| = |P_2(-\alpha_{11}, -\alpha_{21})|$ амплитуда эха будет такой же, как и в предыдущем случае.

На рис. 3.28 представлена временная диаграмма возбуждения двухимпульсного эха, а на рис. 3.29 экспериментальная зависимость коэффициента подавления K_3 двухимпульсного эха от длительности импульса θ при различных значениях h для случая, когда импульс h_1 представляет собой два разнесенных во времени разнополярных прямоугольных импульса с параметрами $h_{11} = -h_{12} = h$ и $\theta_{11} = \theta_{12} = \theta$.

В этом случае, согласно (3.18), (3.19), $\beta_{13}=0$, а $\beta_{23}=-2h_2\theta$. Коэффициент подавления определяется модулем характеристической функции

$\left| P_2(0, -2h^2\theta) \right| = \left| P_{\lambda_2}(-2h^2\theta) \right|$, где P_{λ_2} - одномерная характеристическая функция, соответствующая одномерной функции распределения $g(\lambda_2)$. В рассматриваемом случае одинаковые коэффициенты имеют место при $h^2\theta = \text{const}$. Отметим, что в данном эксперименте происходит компенсация фазовых набегов, вызванных нечетными членами суммы в (3.12). Следует заметить, что в условиях линейной аппроксимации в данном эксперименте амплитуда

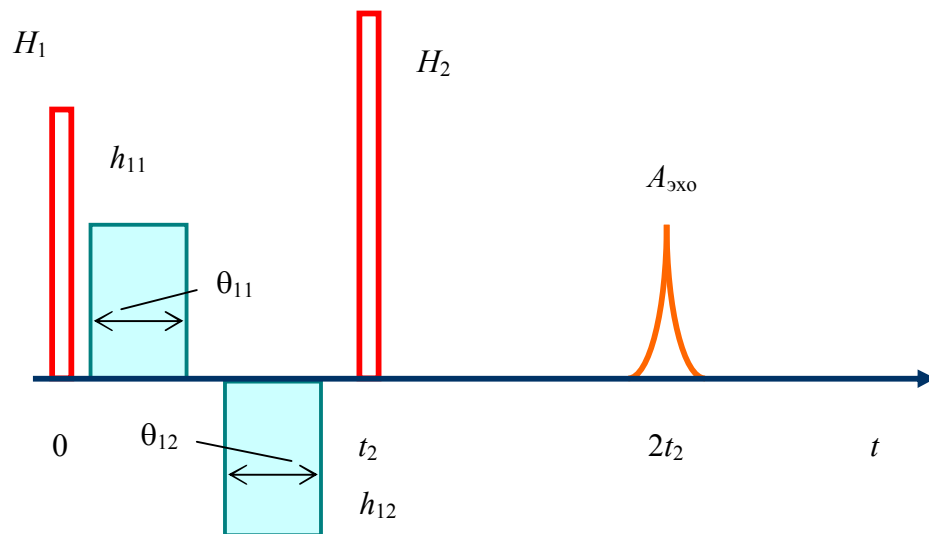


Рис. 3.28. Временная диаграмма возбуждения двухимпульсного эха для случая, когда импульс h_1 представляет собой два разнесенных во времени разнополярных прямоугольных импульса с параметрами $h_{11} = -h_{12} = h$ и $\theta_{11} = \theta_{12} = \theta$

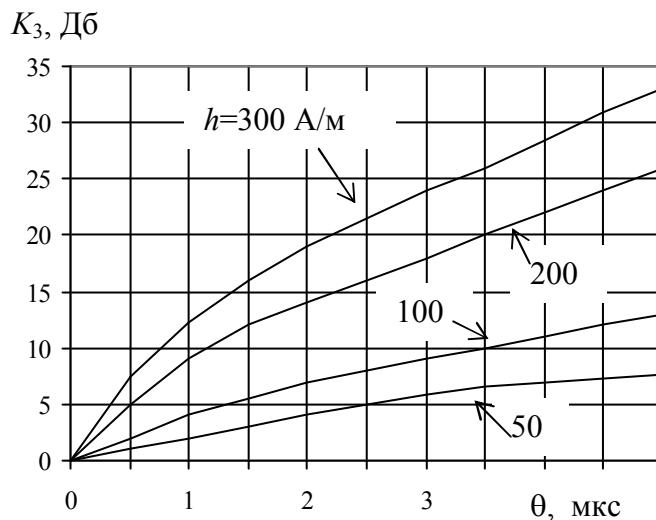


Рис. 3.29. Характеристики подавления K_3 при $h_{11} = -h_{12} = h$ и $\theta_{11} = \theta_{12} = \theta$

двухимпульсного эха не должна меняться. Следовательно, предположение о нелинейном характере изменения сдвига частоты является правомерным.

На рис. 3.30 представлена временная диаграмма возбуждения двухимпульсного эха, а на рис. 3.31 экспериментальная зависимость коэффициента подавления КЗ от длительности импульса θ при различных значениях h в случае, когда импульсы h_1 и h_2 являются прямоугольными импульсами разной полярности так, что $h_1 = -h_2 = h$ и $\theta_1 = \theta_2 = \theta$. При этом, в соответствии с (3.18) и (3.19), $\beta_{13} = -2h\theta$, а $\beta_{23} = 0$. Коэффициент подавления определяется модулем характеристической функции $|P_2(-2h\theta, 0)| = |P_{\lambda_1}(-2h\theta)|$, где P_{λ_1} -одномерная характеристическая функция, соответствующая распределению $g(\lambda_1)$. В данном случае равные коэффициенты подавления имеют место при одинаковых площадях $h\theta = \text{const}$. В отличие от предыдущего случая в данном эксперименте происходит компенсация фазовых набегов, вызванных четными членами суммы (3.12).

Таким образом, изменение полярности импульса h_2 на противоположную не только не приводит к восстановлению амплитуды двухимпульсного эха, но и увеличивает коэффициент подавления по сравнению со случаем, представленным на рис. 3.9.

Изменяя форму нерезонансного импульсного магнитного поля, его амплитуду и длительность можно получать вид $|P_2(\beta_{13}, \beta_{23})|$ в различных сечениях.

Очевидно, что при больших коэффициентах подавления в случае, представленном на рис. 3.11 и 3.12, сигнал эха формируется от ядер с линейным законом изменения частоты, поскольку квадратичный член вызывает расфазировку. Этими ядрами могут быть ядра, находящиеся в центре доменных границ.

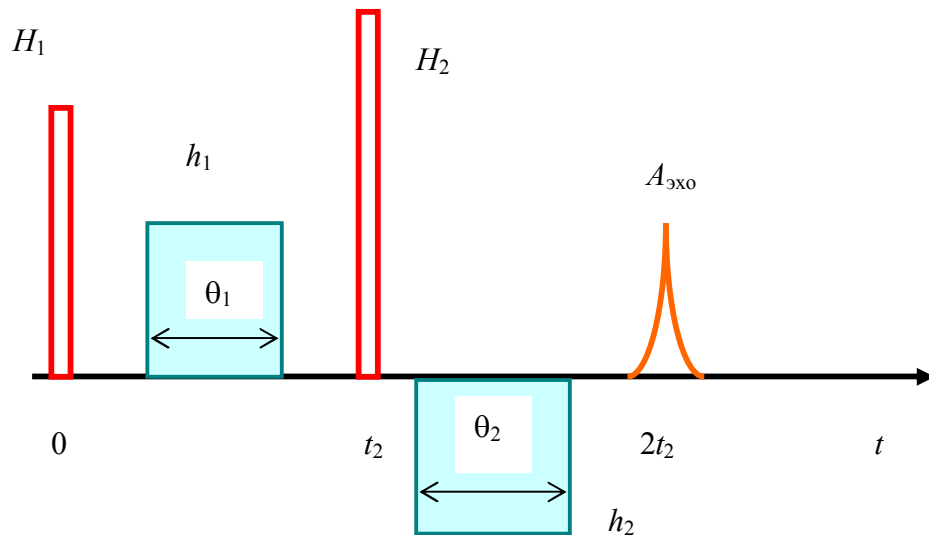


Рис. 3.30. Временная диаграмма возбуждения двухимпульсного эха для случая, когда импульсы h_1 и h_2 являются прямоугольными импульсами разной полярности так, что $h_1 = -h_2 = h$ и $\theta_1 = \theta_2 = \theta$.

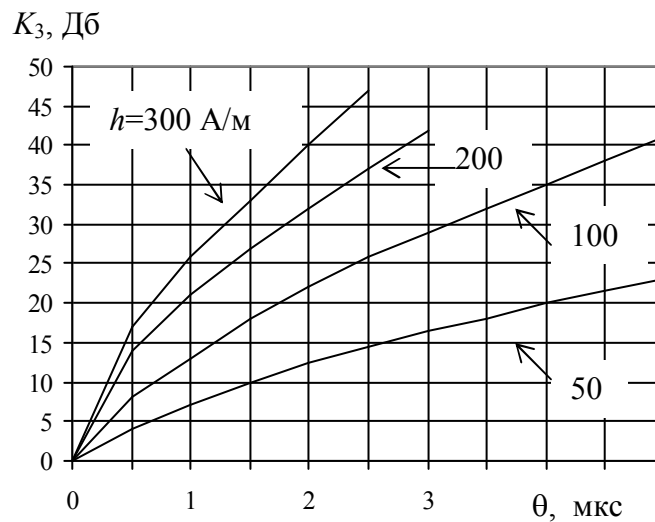


Рис. 3.31. Характеристики подавления K_3 при $h_1 = -h_2 = h$ и $\theta_1 = \theta_2 = \theta$

Для трехимпульсного эха ($n=6$), согласно (3.14) и табл. 3.3, при квадратичной аппроксимации имеют место соотношения:

$$\beta_{16} = \alpha_{13} - \alpha_{11}; \quad \beta_{26} = \alpha_{23} - \alpha_{21}.$$

В частности, если импульсы прямоугольные, то $\beta_{16} = h_3\theta_3 - h_1\theta_1$; $\beta_{26} = h_3^2\theta_3 - h_1^2\theta_1$. Таким образом, влияние импульсов h_1 и h_3 на амплитуду

трехимпульсного эха аналогично влиянию импульсов h_1 и h_2 на амплитуду двухимпульсного эха. Амплитуда трехимпульсного эха не зависит в рамках данной теории от импульса h_2 , так как между вторым и третьим импульсами возбуждения информация о трехимпульсном эхе хранится в продольных компонентах вектора намагниченности и потери когерентности не происходит. Экспериментально наблюдалась слабая зависимость амплитуды трехимпульсного эха от импульса h_2 . Максимальное уменьшение амплитуды составляло ~ 2.5 дБ при $h_2=300$ А/м и $\theta_2=6$ мкс. При меньших значениях h_2 и θ_2 спад амплитуды был еще меньше.

С помощью нерезонансного импульсного магнитного поля может быть выделен любой тип отклика за счет подавления остальных. Для этого необходимо выполнить условия $\beta_{1n}=\beta_{2n}=0$. В частности, для выделения трехимпульсного эха (рис. 3.25) необходимо подать три импульса h_1 , h_2 и h_3 , при этом импульсы h_1 и h_3 должны быть одинаковыми. Параметрами, формой и полярностью импульса h_2 можно варьировать.

При увеличении h до значений, соизмеримых с полем наведенной анизотропии, следует учитывать более высокую степень аппроксимации, нежели квадратичная.

Следует подчеркнуть, что эффективность подавления нежелательных откликов не зависит от формы сигналов возбуждения. Поэтому полученные в режиме возбуждения дельтаобразными импульсами результаты распространяются на любые алгоритмы обработки сигналов в спиновых процессорах на основе магнитоупорядоченных сред, в том числе и на алгоритмы согласованной и субоптимальной фильтрации.

3.4 Вопросы для самопроверки

1. При каких условиях происходит сжатие ЛЧМ сигналов в двухимпульсном режиме возбуждения?

2. Какой из сигналов возбуждения в двухимпульсном методе согласованной фильтрации ЛЧМ сигналов является информационным, а какой управляющим? Ответ обоснуйте.
3. При каких условиях происходит сжатие ЛЧМ сигналов в трехимпульсном режиме возбуждения?
4. Какие алгоритмы обработки сигналов можно осуществлять в двухимпульсном режиме возбуждения?
5. Какие алгоритмы обработки сигналов можно осуществлять в трехимпульсном режиме возбуждения?
6. Как реализуются алгоритмы управляемой согласованной фильтрации в спиновом процессоре?
7. Перечислите информационные параметры спиновых процессоров. от чего они зависят?
8. Перечислите энергетические параметры спиновых процессоров.
9. Перечислите все особенности ЯМР в магнитоупорядоченных средах.
10. Приведите структурную схему спинового процессора. Для чего необходимо стробирование в усилителях?
11. Нарисуйте фазово-временную диаграмму подавления двухимпульсного эха импульсом дополнительного магнитного поля, расположенным за вторым импульсом возбуждения.
12. В чем состоит отличие парамагнитных материалов от магнитоупорядоченных? Что такое внутренний коэффициент усиления магнитоупорядоченных материалов.
13. Как осуществляется подавление паразитных сигналов в спиновых процессорах? Как можно использовать при этом фазово-временные диаграммы?

4. НЕЛИНЕЙНОЕ ЭХО И ЕГО ПРИМЕНЕНИЯ

Раздел начинается с применения спиновых процессоров в радиотехнических системах. Рассматриваются особенности линейных и нелинейных алгоритмов фильтрации сигналов, особенности использования спиновых процессоров при приеме информации по многолучевым каналам связи, а также в измерителях параметров сигналов.

Рассмотрены также фотонное и фононное эхо, которые относятся к нелинейным эхо-явлениям наряду со спиновым эхом. Отмечаются их особенности, а также возможные применения. Заключительный параграф раздела посвящен ЯМР-интроскопии и методам формирования изображений в ней.

4.1 Применение спиновых процессоров в радиотехнических системах

Субоптимальный приемник для системы передачи информации сигналами с расширенным спектром

Системы связи с применением шумоподобных сигналов, в которых ширина спектра передаваемого сигнала может на несколько порядков превышать ширину спектра сообщения, имеют ряд преимуществ перед традиционными системами связи. В частности, это высокая помехозащищенность в отношении мощных помех, энергетическая скрытность, возможность кодового разделения сигналов, а также работа в условиях многолучевого распространения радиоволн. В данном разделе изложена концепция построения и результаты исследований системы передачи аналоговой информации сигналами с расширенным спектром. Обработка принимаемого сигнала осуществляется субоптимальным приемником на основе спиновых процессоров, выполняющих роль согласованного фильтра и нелинейного фильтра подавления интенсивных узкополосных помех с априорно неизвестными параметрами.

Структурная схема передающей части рассматриваемой системы передачи информации представлена на рис. 8.1, *а*. Аналоговое сообщение с

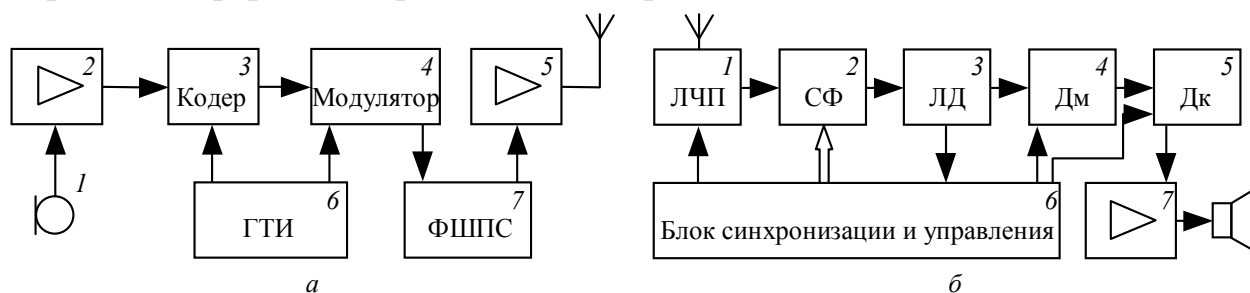


Рис. 4.1 Структурная схема системы передачи информации

выхода микрофона 1 усиливается (2) и преобразуется кодером 3, роль которого выполняет адаптивный дельта-модулятор, в последовательность двоичных символов, следующих с частотой 60 кГц. Эти символы поступают на модулятор 4, который управляет задержкой передаваемого шумоподобного сигнала (ШПС), создаваемого формирователем ШПС (ФШПС) 7. Сформированный ШПС передается для излучения в эфир через усилитель 5. Кодер 3 и модулятор 4 управляются генератором тактовых импульсов (ГТИ) 6.

Структурная схема приемной части системы представлена на рис. 4.1, б. Принимаемая последовательность сигналов с время-импульсной манипуляцией (ВИМ) усиливается линейной частью приемника (ЛЧП) 1 и поступает на согласованный фильтр (СФ) 2. После амплитудного детектирования на выходе линейного детектора (ЛД) 3 получают последовательность импульсов, задержка которых соответствует исходной ВИМ-последовательности (рис. 4.2). Демодулятор (Дм) 4 представляет собой компаратор, сравнивающий уровни напряжений в два момента времени, соответствующих символам 1 и 0. Далее двоичная последовательность поступает на декодер 5, функцию которого выполняет адаптивный дельта-модулятор, на выходе которого аналоговое сообщение усиливается (7) и передается потребителю.

Для синхронизации работы приемного устройства с выхода линейного детектора 3 сигнал поступает в блок синхронизации и управления 6, осуществляющий фазовую автоподстройку частоты тактового генератора, работающего с частотой следования символов 60 кГц.

Рис. 4.2 Сигнал на выходе ЛД

Рис.4.3 Тонкая магнитная пленка

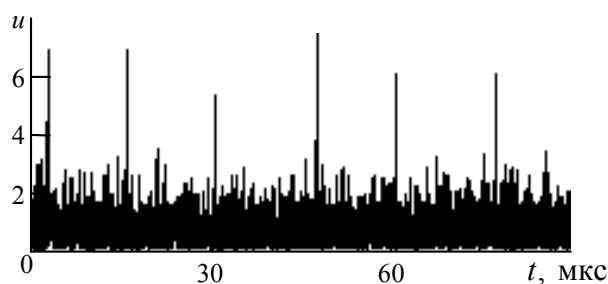


Рис. 8.2

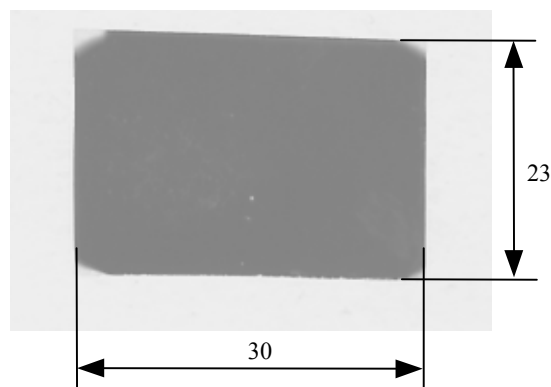


Рис. 8.3

Согласованную фильтрацию выполняет блок спиновых процессоров (БСП) на основе тонких магнитных пленок сплава железо-кобальт-никель с резонансом ядер ^{59}Co . Пленки напылены на слюдяную подложку (рис. 4.3), что позволило уменьшить толщину пакета, состоящего из 80-ти пленок. БСП реализован на двух попеременно работающих спиновых процессорах на основе ядерного магнитного резонанса (ЯМР). Процессоры имеют центральную частоту 195 МГц и обрабатывают сигналы с шириной спектра 30 МГц. При длительности сигнала 12.5 мкс его база равна 375.

Чувствительность приемного устройства составила 2 мкВ, что на 14 дБ ниже уровня его собственных шумов. Сквозные потери на обработку, определяющие проигрыш идеальному согласованному фильтру, составили 2 дБ.

В системах связи с шумоподобными сигналами для подавления узкополосных помех, попадающих в полосу частот приемного тракта, часто используют субоптимальные фильтры, состоящие из согласованного и

режекторных фильтров, настроенных на частоты узкополосных помех и имеющих соответствующие полосы пропускания. В отсутствие информации о спектральных характеристиках узкополосных помех структура субоптимального приемника перед согласованным фильтром состоит из параллельных узкополосных полосовых фильтров, последовательно с которыми соединены нелинейные элементы (ограничители уровня или выключатели). В узкополосных трактах с интенсивными узкополосными помехами происходит их ограничение или даже отключение.

Подобная структура может быть реализована на основе спиновых процессоров, в которых наряду с согласованной фильтрацией сигналов реализуется алгоритм субоптимальной фильтрации широкополосных сигналов на фоне узкополосных помех, попадающих в полосу пропускания системы. При этом слабые спектральные компоненты сигналов и помех подвергаются согласованной фильтрации, а спектральные компоненты, пораженные интенсивными узкополосными помехами, ограничиваются за счет эффекта насыщения, обусловленного нелинейностью спиновой системы.

Тонкие ферромагнитные пленки кобальта и его сплавов, используемые в качестве рабочих сред спиновых процессоров, являются магнитоупорядоченными веществами. При этом ЯМР в таких веществах характеризуется некоторыми особенностями. За счет сверхтонкого взаимодействия электронной и ядерной магнитных систем, во-первых, не требуются внешние полярирующие магнитные поля, во-вторых, происходит усиление внешнего магнитного поля и, в-третьих, усиливаются сами сигналы ЯМР, индуцированные колебаниями поперечной компоненты ядерной намагниченности. Последние два эффекта характеризуются внутренним коэффициентом усиления η , который в тонких магнитных пленках с одноосной анизотропией определяется отношением сверхтонкого поля на ядре к полю наведенной анизотропии. По имеющимся в литературе данным, среднее значение внутреннего коэффициента усиления в пленках кобальта составляет $\langle \eta \rangle \approx 8 \cdot 10^3$, что существенно улучшает динамический диапазон и

переходное затухание таких процессоров по сравнению с парамагнитными аналогами.

Внутренний коэффициент усиления η является неоднородным параметром среды и характеризуется плотностью вероятности его распределения $p(\eta)$. Для учета неоднородности внутреннего коэффициента усиления сначала определяют сигнал спинового эха для парамагнитной модели, вводят в нее коэффициент усиления η и полученный результат усредняют.

Спектральная плотность комплексной огибающей помехи в виде радиоимпульса на входе процессора имеет вид

$$S_1(j\Omega) = R_{\Pi} \tau [\sin(\Omega\tau/2)/(\Omega\tau/2)], \quad (4.1)$$

где R_{Π} – амплитуда радиоимпульса помехи; τ – длительность импульса помехи; Ω – круговая частота.

При этом спектр комплексной огибающей поперечной компоненты вектора намагниченности помехи после нелинейного преобразования имеет вид

$$S(j\Omega) = \left[\frac{2\tilde{R}_{\Pi}^* \Omega}{\beta^2} \sin^2\left(\frac{\beta\tau}{2}\right) + j \frac{\tilde{R}_{\Pi}^* \sin \beta\tau}{\beta} \right] M_0, \quad (4.2)$$

где $\beta^2 = R_{\Pi}^2 + \Omega^2$, $\tilde{R}_{\Pi} = R_{\Pi} \exp(j\varphi)$, R_{Π} – амплитуда, φ – начальная фаза радиоимпульса помехи, M_0 – величина равновесной намагниченности.

При переходе к магнитоупорядоченным средам амплитуда R_{Π} в соотношениях (4.1) и (4.2) должна быть умножена на коэффициент η и результирующие спектры также умножаются на значение η .

Система сохраняла работоспособность при воздействии гармонической помехи на частоте, совпадающей с несущей частотой сигнала (наихудшая ситуация) и превышающей уровень шума на 40 дБ (по показаниям селективного микровольтметра SMV 8.5 с полосой частот 120 кГц), если уровень сигнала превышал пороговую чувствительность разработанной системы на 3 дБ. При пересчете к полосе частот 30 МГц отношение мощности узкополосной помехи к мощности шума составило $P_{\Pi}/P_{\text{ш}}=40$ (16 дБ), отношение мощности шума к мощности сигнала $P_{\text{ш}}/P_{\text{с}}=14-3=11$ дБ.

На рис. 4.4 представлены нормированные к величине ядерной намагниченности M_0 спектральные характеристики комплексных огибающих помехи, шума и сигнала. В силу того, что процессор работает в импульсном режиме, гармоническая помеха преобразуется в прямоугольный радиоимпульс [5], длительность которого несколько больше длительности сигнала и равна $\tau=16.67$ мкс. При описанных соотношениях $P_{\text{п}}/P_{\text{ш}}$ и $P_{\text{ш}}/P_{\text{с}}$ амплитуды помехи и сигнала установлены равными $R_{\text{п}}=113.6$ рад/с и $R_{\text{с}}=5$ рад/с (в единицах круговой частоты), что обеспечивало нелинейное преобразование интенсивных спектральных компонент помехи, сосредоточенных вокруг первых лепестков. Распределение внутреннего коэффициента усиления η принято соответствующим одностороннему нормальному закону с параметром

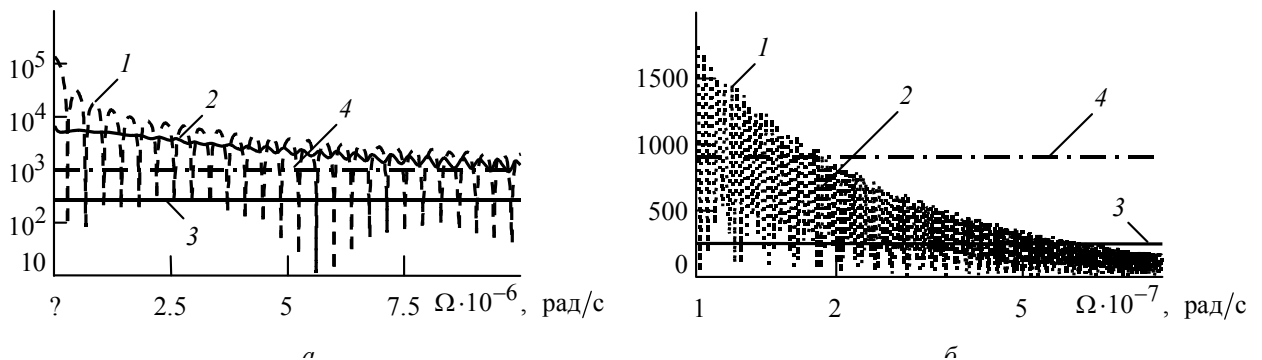


Рис. 4.4 Спектральные характеристики помехи, шума и сигнала

$\sigma_{\eta}=8.77 \cdot 10^3$, что соответствует среднему значению $\langle \eta \rangle = 7 \cdot 10^3$ для тонких кобальта. На рис. 4.4, а (масштаб по вертикальной оси логарифмический, по горизонтальной – линейный) представлены усредненные по параметру η амплитудные нормированные спектры $|S_{\text{н}}(\Omega)|$ комплексной огибающей радиоимпульса помехи на входе 1 и выходе 2 процессора, здесь же отмечены уровни модулей спектральных плотностей сигнала 3 и шума 4. Этот участок спектра подвергался сугубо нелинейной обработке. При этом модуль спектральной плотности помехи на выходе процессора выбеливался и терял лепестковую структуру, свойственную спектру его прямоугольной огибающей.

По мере роста частоты модуль спектральной плотности помехи уменьшался, на выходе процессора появлялись пульсации модуля спектральной плотности помехи. Эта ситуация представлена на рис. 4.4, б (масштаб по вертикальной оси линейный, а по горизонтальной оси – логарифмический). Постепенно разница между входным 1 и выходным 2 спектрами уменьшалась, что свидетельствовало о том, что эти участки спектра подвергались линейной обработке. Таким образом, спектральные компоненты сигнала и помехи, удаленные от центрального лепестка спектра помехи, запоминались в процессоре без искажений. В процессе нелинейного преобразования энергия помехи в полосе 30 МГц уменьшилась в 48.9 раза.

Коррелятор на основе 4-канального спинового процессора

Коррелятор предназначен для измерения времени задержки отраженного от движущегося объекта сигнала РЛС относительно зондирующего, пришедших к антенне коррелятора разными путями (рис. 8.5).

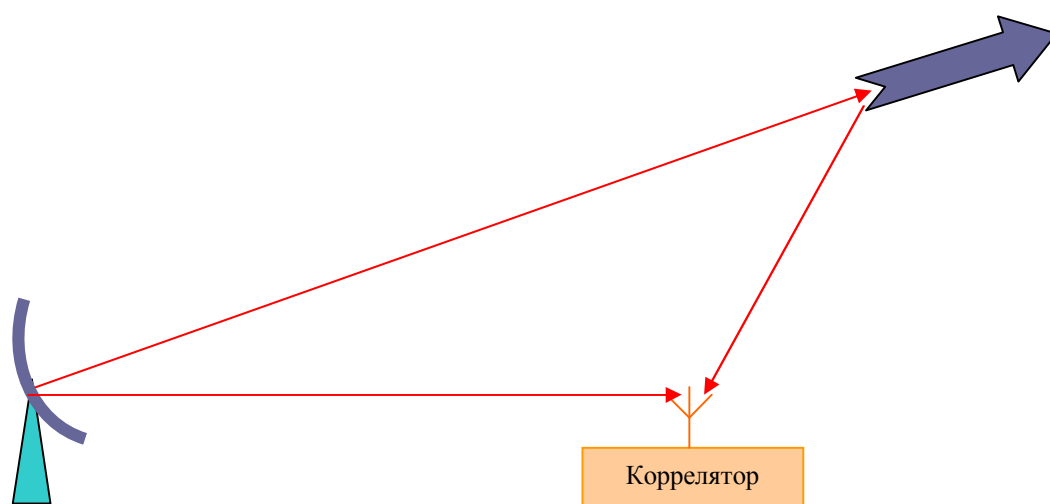


Рис. 4.5 определение задержки отраженного сигнала

Принцип работы коррелятора поясняют временные диаграммы (рис.8.6).

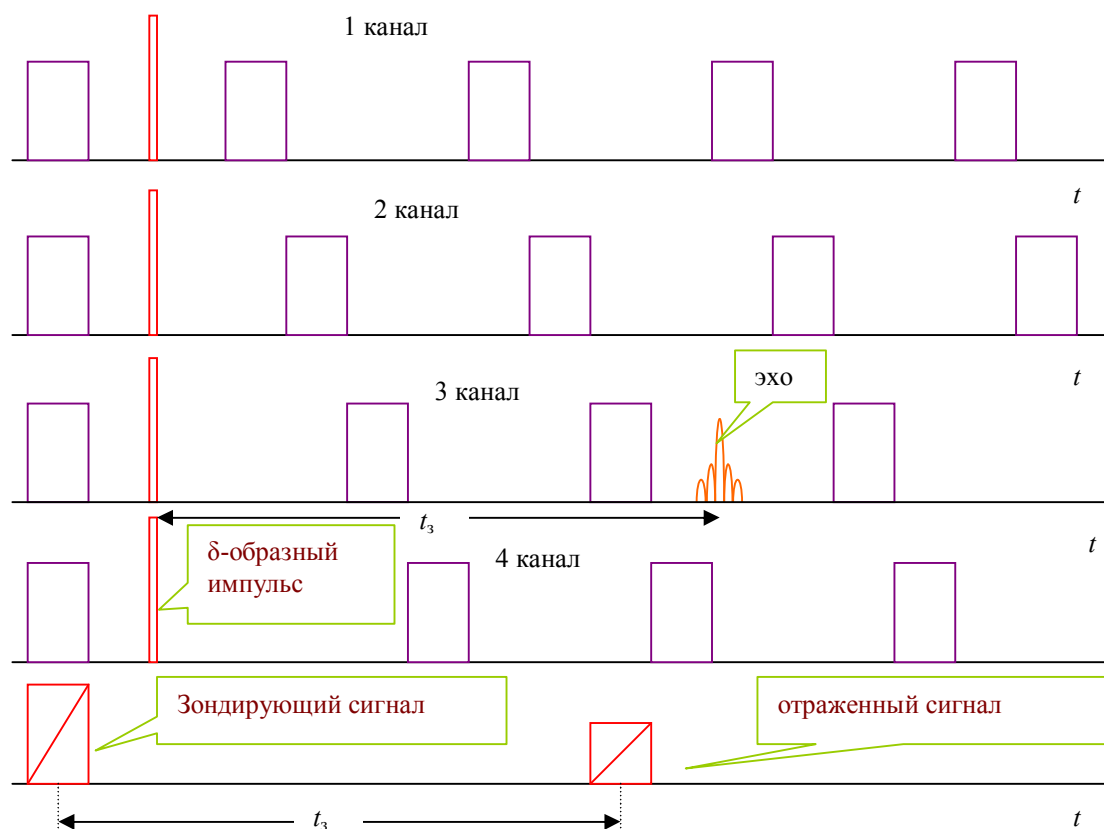


Рис.4.6 Диаграммы работы четырехканального коррелятора

Коррелятор синхронизируется от мощного зондирующего сигнала, поступающего одновременно на все 4 канала. Затем одновременно на все четыре канала поступает δ -образный импульс. Далее каналы работают попеременно со скважностью, равной 4. На первых четырех диаграммах представлены стробирующие импульсы каналов. Корреляционное эхо возникает в том канале, в который попадает отраженный импульс. В представленном примере это 2-ой канал. Время задержки между сигналами t_3 равно задержке эхо относительно поступает δ -образного импульса. Коррелятор может работать в режиме обзора и в режиме сопровождения.

Система передачи информации шумоподобными сигналами в многолучевом канале.

Многолучевое распространение радиоволн приводит к интерференции лучей, что сопровождается ухудшением качества связи. Если вместо узкополосных сигналов использовать шумоподобные сигналы, то после обработки в согласованном фильтре можно разделить лучи, что уменьшает влияние интерференции. Качество связи можно еще улучшить, если удастся когерентно сложить сигналы от всех лучей. Такая система может быть реализована на основе автокорреляционного приема и эхо-процессора.

Если передавать информацию двумя идентичными шумоподобными сигналами $s(t)$ и $s(t-t_0)$, сдвинутыми друг относительно друга на время, равное t_0 , то информационным параметром можно сделать значение t_0 . Из-за многолучевого распространения каждый из этих сигналов может попадать на вход приемной антенны разными путями. Как видно из рис. 16.7, можно реализовать режим сложения автокорреляционных функций сигналов, пришедших разными путями, в стимулированном эхо-сигнале. В данном примере показан трехлучевой канал.

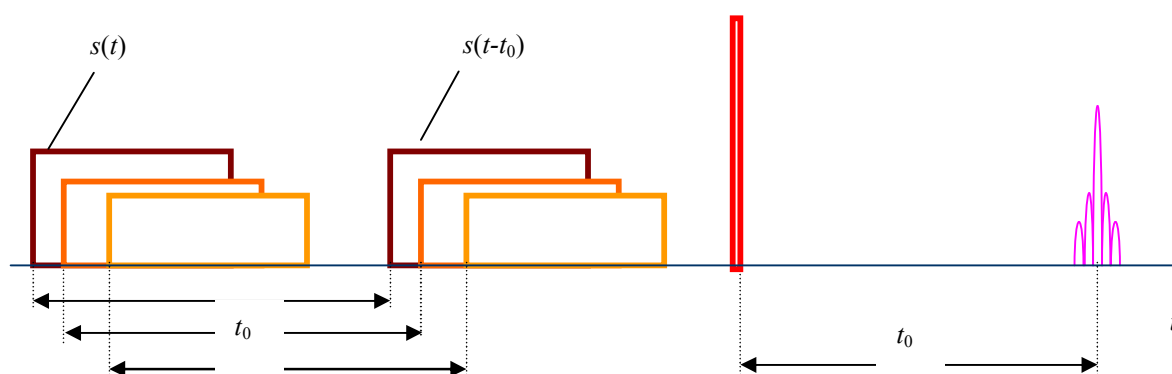


Рис. 4.7 Формирование отклика для многолучевого канала

Управляемые согласованные фильтры на основе тонких магнитных пленок кобальта и его сплавов

Устройства оптимальной обработки сигналов, применяемые в системах радиосвязи, зачастую содержат согласованные фильтры, максимизирующие отношение сигнал/шум на выходе. Современная элементная база располагает широкими возможностями реализации таких фильтров на основе цифровых технологий, устройств на ПАВ, акустооптических процессоров, а также спиновых процессоров, основанных на спиновом эхе. При этом аналоговые методы продолжают успешно конкурировать с цифровыми в случае обработки сигналов с большой шириной спектра, а также там, где существуют ограничения на энергетические и габаритные параметры аппаратуры.

Анализ характеристик спиновых процессоров показывает на их конкурентоспособность, в частности по отношению к конвольверам на ПАВ, используемым для обработки шумоподобных сигналов с расширенным спектром в системах связи множественного доступа. В данном разделе представлены результаты экспериментальных исследований спиновых согласованных фильтров на основе тонкопленочных магнитных сред с резонансом на ядрах кобальта. Особое внимание уделяется исследованию динамического диапазона спиновых процессоров, работающих в режиме управляемого согласованного фильтра. Нелинейность спиновой системы, обусловленная эффектом насыщения, приводит к ограничению динамического диапазона процессора. Рассматриваются различные алгоритмы согласованной фильтрации и исследуются амплитудные характеристики согласованных фильтров.

Динамический диапазон спинового процессора определяется режимом его работы. Максимальный динамический диапазон кобальтовых процессоров в режиме возбуждения спинового эха дельтаобразными импульсами достигает до 90-100 дБ в двухимпульсном режиме. В частности, экспериментально наблюдалось двухимпульсное эхо амплитудой 400 мВ при

уровне собственных шумов спинного процессора на основе тонких многослойных поликристаллических магнитных пленок кобальта 6 мкВ, что соответствует динамическому диапазону 96.5 дБ. Для получения такого динамического диапазона использовалось пакетирование пленок, количество которых составляло от 60 до 80 штук. Максимальная амплитуда стимулированного эха при возбуждении дельтаобразными импульсами в два раза меньше максимальной амплитуды первичного эха, что уменьшает динамический диапазон на 6 дБ. В процессе проведенных исследований установлено, что переход к шумоподобным сигналам с равномерным спектром уменьшает величину линейного участка динамического диапазона процессора в режиме согласованной фильтрации на 2,5... 4,9 дБ в зависимости от алгоритма без учета релаксационного затухания, возрастающего при увеличении длительности обрабатываемых сигналов.

В результате динамический диапазон процессора в режиме согласованной фильтрации с использованием стимулированного эха, выраженный в децибелах, может быть определен по формуле

$$D = D_{\delta 2} - D_3 - D_s - D_l - D_n - D_r - D_F ,$$

где $D_{\delta 2}$ - максимальная величина динамического диапазона при возбуждении первичного эха дельтаобразными импульсами; D_3 - поправка, учитывающая переход к стимулированному эху; D_s - поправка, учитывающая переход к сложным сигналам; D_l - поправка, учитывающая переход в линейный режим; D_n - поправка, учитывающая наличие входного шума; D_r - поправка, учитывающая релаксационное затухание; D_F - поправка, учитывающая неполное восстановление термодинамического равновесия спиновой системы при высоких частотах следования импульсов возбуждения.

В качестве примера приведем расчет реального динамического диапазона процессора на основе тонких многослойных поликристаллических магнитных пленок ^{59}Co при обработке сигналов с равномерным спектром шириной 10 МГц и длительностью 10 мкс при частоте следования импульсов

возбуждения 1 кГц. При заданных параметрах $D_s + D_l = 2,5 \dots 4,9$ дБ в зависимости от используемого алгоритма согласованной фильтрации; $D_n = 10,7$ дБ при отношении сигнал/шум на входе $q = 0,316$ (с ростом q потери уменьшаются); $D_r = 8,7$ дБ; $D_F = 0$. Тогда при $D_{\delta 2} = 96,5$ дБ и $D_3 = 6$ дБ получим $D = 66,2 \dots 68,6$ дБ в зависимости от используемого алгоритма.

Динамический диапазон процессора на основе ЯМР ядер ^{59}Co в тонких многослойных поликристаллических магнитных пленок сплава Fe-Co-Ni при одинаковом объеме магнитных сред несколько меньше, чем у кобальтового процессора. Это, прежде всего, связано с меньшим количеством ядер ^{59}Co , так как используемый сплав содержит 60% кобальта, 30% железа и 10% никеля, а также с большим уровнем собственных шумов процессора, так как его полоса частот в 3 раза больше. Сплав изготовлен в ЦНИИ черной металлургии им. И.П.Бардина, все пленки изготовлены в ЗАО "Авангард-Элионика". Разработанный процессор имел уровень собственных шумов 10 мкВ. В целом, динамический диапазон этого процессора на 11 дБ меньше, чем у кобальтового процессора.

Хотя эффект эха присущ лишь нелинейным системам с нелинейностью не ниже кубической, тем не менее в режиме слабого сигнала, когда $|S(\Omega)| < \pi/6$, спиновая или фотонная система ведет себя в отношении каждого такого сигнала как линейная, запоминая спектр вводимого импульса без нелинейных искажений. При обеспечении этого условия в отношении первого и второго (третьего) импульсов возбуждения реализуется алгоритм согласованной фильтрации (рис. 3.13, 3.14), причем коэффициент передачи фильтра может перестраиваться в зависимости от вида обрабатываемого сигнала. Возбужденное стимулированное эхо совпадает в этом случае по форме с автокорреляционной функцией сигнала $R(t)$. На рис. 4.8-4.10 представлены осциллограммы стимулированного спинового эха на выходе кобальтового процессора, реализующего алгоритм управляемой согласованной фильтрации для различных сигналов.

На рис. 4.8 представлена осциллограмма отклика фильтра, согласованного с прямоугольным радиоимпульсом длительностью $\tau = 3$ мкс.

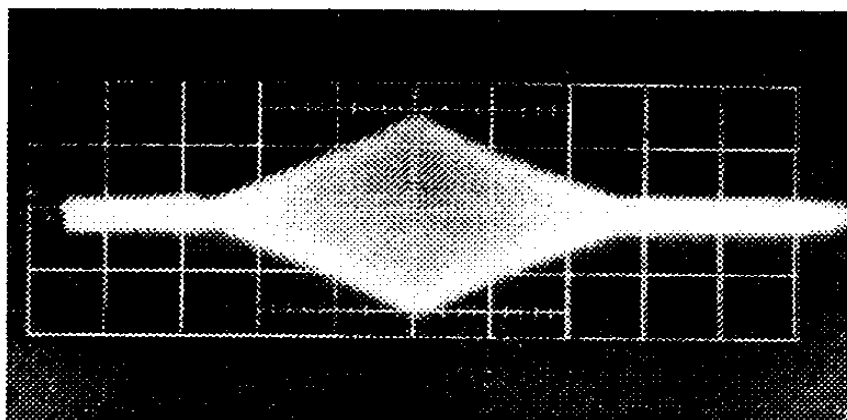


Рис. 4.8. Отклик управляемого согласованного фильтра для прямоугольного радиоимпульса, масштаб 1 мкс/дел.

На рис. 4.9 представлена осциллограмма отклика того же процессора, реализующего согласованную фильтрацию сигнала с линейной частотной модуляцией. Девиация частоты сигнала $F_d = 5$ МГц, длительность $\tau = 10$ мкс. Масштаб 0.2 мкс/дел.

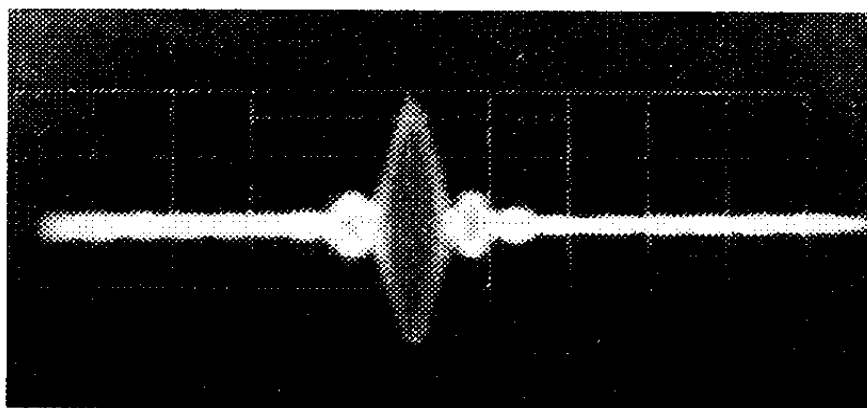


Рис. 4.9. Отклик управляемого согласованного фильтра для сигнала с линейной частотной модуляцией, масштаб 0.2 мкс/дел.

Процессоры на основе спинового и фотонного эха позволяют реализовывать управляемую согласованную фильтрацию не только

детерминированных, но и шумовых сигналов при условии ввода копии реализации шумового импульса в качестве опорного сигнала. На рис. 4.10 представлена осциллограмма отклика процессора, работающего в качестве согласованного фильтра, для импульса полосового белого гауссовского шума.

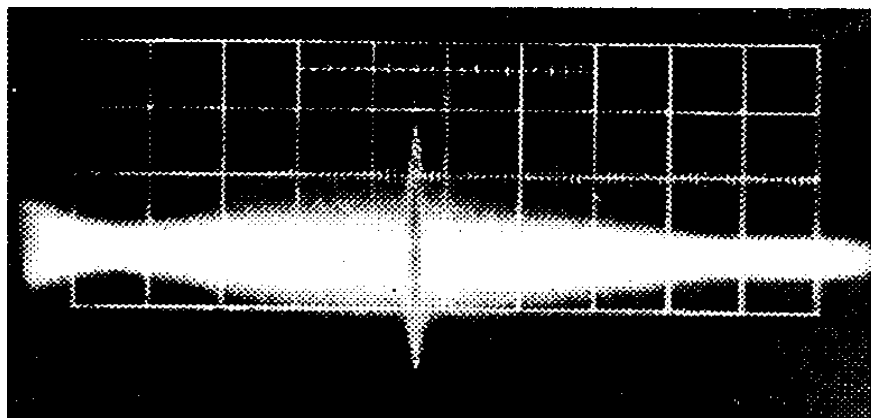


Рис. 4.10. Отклик управляемого согласованного фильтра для реализаций полосового белого гауссовского шума длительностью $\tau = 8$ мкс. Ширина спектра шума $\Delta F = 8$ МГц, масштаб 2 мкс/дел.

4.2 Нелинейные эхо-явления

Среди когерентных процессов особый интерес представляют эхо-явления, в которых используется фундаментальное свойство вещества самопроизвольно генерировать отклики за счет энергии, заложенной в систему частиц предшествующим процессом возбуждения. Эхо-сигнал представляет собой когерентный отклик среды, содержащий информацию об амплитудах, фазах и моментах воздействия возбуждающих импульсов и сформированный в строго определенный момент времени, запаздывающий относительно этих импульсов.

К настоящему времени известно довольно большое число различных эхо-явлений:

ядерное спиновое эхо;
электронное спиновое эхо;
фотонное (световое) эхо;
фононное (электроакустическое или поляризационное) эхо;
ферримагнитное (магнитостатическое) эхо;
квадрупольное эх;
циклотронное эхо;
плазменно-волновое эхо и другие.

В 1972 году вышел в свет большой обзор, в котором впервые авторы попытались с общих позиций рассмотреть известные к тому времени эхо-явления перечисленного типа. Обзор назывался “Zeitliche phasenmischungsechoes”, что в переводе с немецкого можно перевести как “Временные эхо смещения фаз”. Так впервые был введен термин, обобщающий названия различных эхо. Однако в силу специфики немецкого языка и своей громоздкости он не прижился. Тем не менее, авторы обзора впервые сформулировали необходимые условия существования эха:

Наличие нелинейности в процессе взаимодействия поля с веществом.

Наличие неоднородности некоторых параметров среды.

Следующая попытка ввести обобщающий эхо-явления термин была предпринята в обзоре, в котором авторы применили к этим явлениям термин “нелинейное эхо”, подчеркивающий одно из необходимых условий существования этих эхо в отличие от обычного акустического эха, связанного с отражением волн.

В одной из монографий предложен термин “поляризационное эхо”. Ранее этот термин имел более узкий смысл и подразумевал только эхо, обусловленные восстановлением динамической поляризации, в частности, фононное или электроакустическое эхо в сегнето- и пьезоэлектриках. Авторы монографии попытались придать термину “поляризационное эхо” более широкий смысл. Как известно, в момент возникновения эха система возвращается в некоторое упорядоченное состояние, которое в начале цикла

возбуждения нарушается. Это нарушение является обратимым. Авторы монографии называют восстановление порядка в системе при формировании эха “поляризационным эхом”, так как слово “поляризация” в физике означает наведение порядка среди некоторой совокупности предметов или частиц в веществе. В такой ситуации и появился термин “поляризационное эхо”, который объединяет в широком смысле все известные эхо на спинах, эффективных спинах и осцилляторах, обнаруженные в последнее время методами квантовой электроники, квантовой акустики и квантовой оптики. Технические средства современной радиотехники, акустики и оптики позволяют наблюдать поляризационное эхо во многих веществах как в радио-, так и в световом диапазоне.

Поскольку ни один из рассмотренных ранее терминов не стал общепринятым, то в дальнейшем будет использован термин “фазированное эхо”, отражающий процесс установления упорядоченного состояния системы при формировании эха за счет фазовых соотношений.

Близкий к этому термин “сфазированное эхо” использован авторами другой монографии, в которой рассмотрен широкий спектр вопросов, связанных с обработкой радиосигналов в процессорах, основанных на спиновом эхе. Среди процессоров, основанных на фазированном эхе, этот вид процессоров появился ранее других и поэтому к настоящему времени исследован наиболее полно. Среди других видов сигнальных процессоров, основанных на фазированном эхе, будут рассмотрены фононные, также предназначенные для обработки сигналов радиодиапазона, а также фотонные процессоры, позволяющие осуществлять обработку сигналов светового диапазона. Основное внимание будет уделено спиновым процессорам, основанным на магнитном резонансе.

Процессоры, основанные на эффекте фазированного (нелинейного) эха, часто называют эхо-процессорами (ЭП). Эффект фазированного (нелинейного) эха проявляется в переизлучении веществом части энергии возбуждающего его импульсного электромагнитного поля с

задержкой во времени. Процесс обработки сигналов происходит непосредственно в рабочем веществе процессора.

Среди других видов фазированного эха рассмотрим также фононное и фотонное эхо, которые также представляют интерес с точки зрения обработки информации. Первое из них может использоваться для обработки радиосигналов, в то время как второе – для обработки сигналов светового диапазона.

По характеру динамики фазированное эхо можно разделить на два класса:

- динамика углового момента (спиновое и фотонное эхо);
- динамика осциллятора (фононное эхо).

Механизм формирования осцилляторного эха в системе осцилляторов, каждый из которых обладает некоторой величиной \mathbf{d} , характеризующей его динамику и каким-либо образом сигнализирующей о состоянии осциллятора, поясняет рис. 4.11. Динамика осциллятора описывается точкой на фазовой плоскости (d_x, d_y) .

В результате действия импульса переменного поля, направленного вдоль оси x , все осцилляторы приобретают одинаковую величину d , и суммарный вектор D оказывается направленным вдоль горизонтальной оси (рис. 4.11, а). Затем из-за различия собственных частот осцилляторов величины d отдельных осцилляторов расходятся по фазе, и суммарный вектор D распадается. На рис. 4.11 б представлены четыре изохроматические группы осцилляторов, которые к моменту подачи второго импульса t_2 имеют фазы $d(\pi/2)$, $d(\pi)$, $d(3\pi/2)$, $d(2\pi)$.

Второй импульс переменного магнитного поля действует в том же направлении, что и первый. В случае линейного взаимодействия импульса с осцилляторами все они получают одинаковое приращение величины \mathbf{d} . Состояние изохромат к моменту окончания второго импульса показано на рис. 4.11, в. При линейном взаимодействии к моменту времени $t=2t_2$

величины $\mathbf{d}(2\pi)$ и $\mathbf{d}(\pi/2) + \mathbf{d}(3\pi/2)$ полностью компенсируют друг друга ($\mathbf{d}(\pi)=0$) и никакого эха не возникает (рис. 4.11, *а*).

В случае же нелинейного взаимодействия импульса с осцилляторами (если, например, влияние импульса тем сильнее, чем больше величина d_x осциллятора) изохромата $\mathbf{d}(2\pi)$ получит во время действия второго импульса приращение на $\Delta\mathbf{d}$ большее, чем остальные изохроматы, и займет на фазовой плоскости положение $\mathbf{d}'(2\pi)$ (рис. 4.11, *б*). В этом случае к моменту времени $t=2t_2$ компенсация величин $\mathbf{d}'(2\pi)$ и $\mathbf{d}(\pi/2) + \mathbf{d}(3\pi/2)$ будет неполной и результирующая величина $\Delta\mathbf{d}$ излучит сигнал эха (рис. 4.11, *в*).

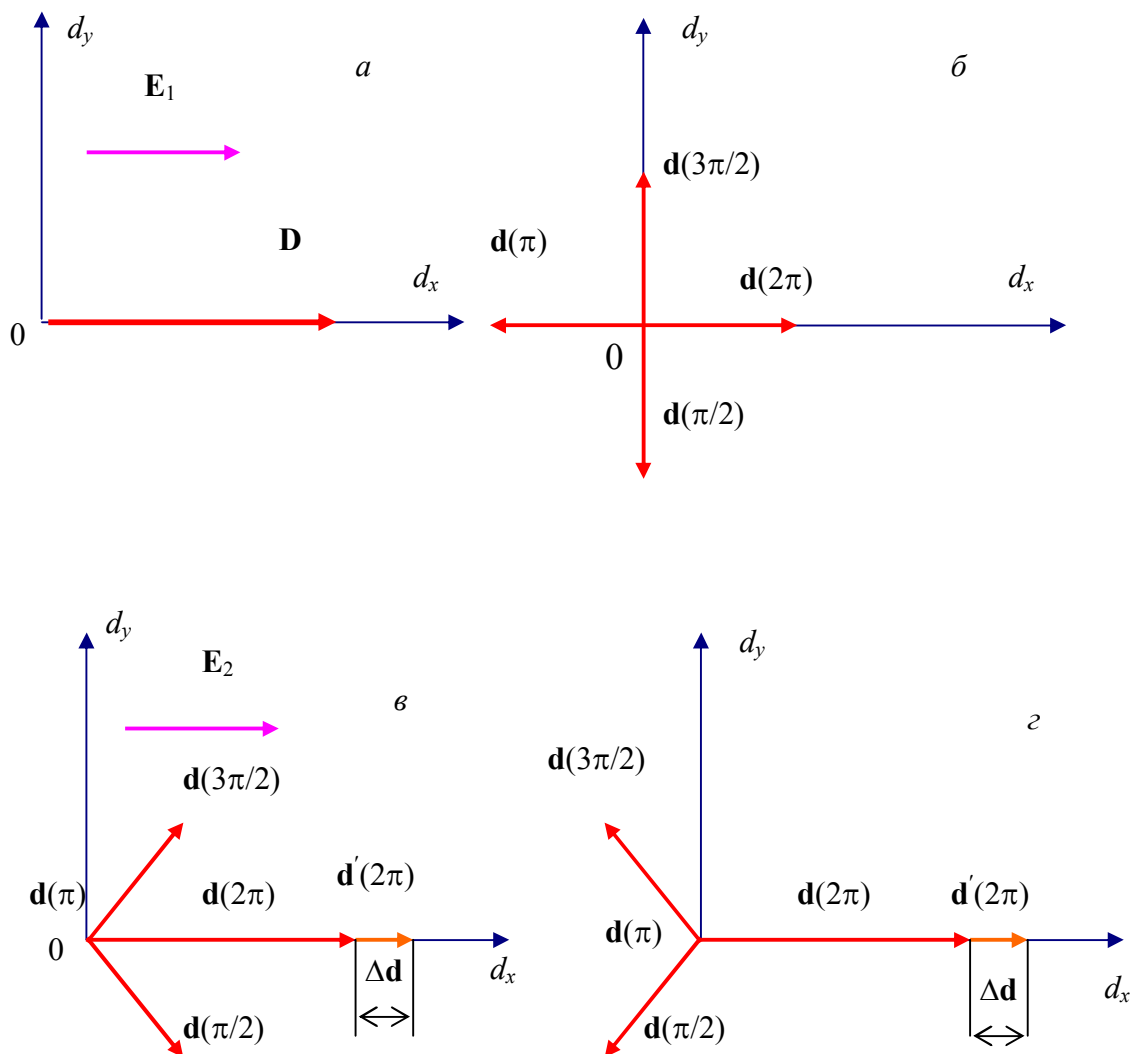


Рис. 4.11. Геометрическая модель формирования осцилляторного эха

При возбуждении сложными сигналами при малых уровнях возбуждающих импульсов получают такие же соотношения для двух- и трехимпульсного фононного эха, как и в случае спинового. По аналогии со спиновыми процессорами на эффекте фононного эха создают процессоры, осуществляющие запоминание сигналов, корреляционный и спектральный анализ, управляемую фильтрацию, в том числе согласованную.

Важным преимуществом этого вида эха является большое время памяти T_1 (статическое поляризационное эхо), а также то, что спектр акустических колебаний частиц в порошке обычно значительно шире, чем в магнитном резонансе. Статическое поляризационное эхо наблюдается в порошковых материалах (ферритах, ферромагнитных материалах, пьезоэлектриках). Исследованы возможности корреляционной обработки сигналов на основе фононного эха. Этот принцип положен в основу устройств распознавания сигналов в многоимпульсном режиме возбуждения фононного эха на больших интервалах времени (до нескольких суток). Следует отметить, что проблема стирания информации в фононных процессорах остается в известной степени открытой.

Фотонное эхо, как и спиновое, описывается в терминах динамики углового момента. Если в случае спинового эха имеет место магнитодипольное взаимодействие электромагнитного поля с магнитными моментами частиц, то в случае фотонного эха оно заменяется электродипольным взаимодействием. При этом поглощение и излучение энергии наблюдается не в радио, а в световом диапазоне. Несмотря на это механизм формирования фотонного эха имеет много общего с механизмом формирования спинового эха. При анализе явлений, связанных с фотонным эхо, часто используют векторную модель, аналогичную модели формирования спинового эха и рассмотренную ранее. При этом вводят понятие псевдоэлектрического поля \mathbf{E} и псевдоэлектрического диполя \mathbf{P} . Псевдоэлектрическое поле кроме реальных поперечных компонент электрического поля содержит продольную составляющую, равную ω_0 / γ_e ,

где ω_0 - частота резонансного перехода, $\gamma_e = 2p/\hbar$ - гироэлектрическое отношение, p - модуль дипольного момента резонансного перехода. Псевдоэлектрический диполь кроме поперечных составляющих включает в себя продольную псевдосоставляющую $P_z = (\gamma_e \hbar / 2)(N_1 - N_2)$, где N_1 и N_2 - населенности уровней двухуровневой системы. При этом вводят оптические уравнения Блоха

$$\frac{d\mathbf{P}}{dt} = \gamma_e [\mathbf{P} \times \mathbf{E}] - \frac{P_x}{T_2} \mathbf{x} - \frac{P_y}{T_2} \mathbf{y} - \frac{P_z - P_0}{T_1} \mathbf{z},$$

$$P_0 = \frac{\gamma_e \hbar}{2} N,$$

где N - активное число излучающих частиц в единице объема, $\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z}$ орты декартовой системы координат. По внешнему виду эти уравнения совпадают с уравнениями Блоха в магнитном резонансе, что позволяет рассматривать два эти вида эха с общих позиций.

Таким образом, существует прямая аналогия описания спинового и фотонного эха, а также сигналов магнитной и световой индукции в двухуровневых системах. Отличительной же особенностью фотонного эха является условие пространственного синхронизма, из которого определяется направление распространения эхо-отклика. Так для двухимпульсного фотонного эха волновой вектор определяется выражением

$$\mathbf{k}_e = 2\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1,$$

а для стимулированного эха имеет вид

$$\mathbf{k}_e = \mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_3 - \mathbf{k}_1,$$

где \mathbf{k}_i - волновой вектор i -го импульса возбуждения.

Пространственный синхронизм позволяет осуществлять пространственное выделение полезных откликов, а также отделять их от импульсов возбуждения, что невозможно в спиновых процессорах.

Первое экспериментальное наблюдение фотонного эха относится к 1964 году. С тех пор этот метод успешно используется в когерентной оптической спектроскопии.

В 1979 году обнаружено долгоживущее фотонное эхо в кристалле фтористого лантана со временем памяти, достигающим 3 ... 30 мин. Это обстоятельство привлекло внимание исследователей в США и в нашей стране и послужило началом работ в области создания оптических запоминающих устройств большой емкости. Так фирма Advanced Technology Laboratories разрабатывала запоминающее устройство емкостью 10^{15} бит с плотностью записи 10^{12} бит·см⁻³ с временем записи-считывания около 1 нс.

Еще одно направление, связанное с обработкой информации на основе фотонного эха связано с динамической голографией. При этом запись информации осуществляется “образами”, заложенными в волновой фронт второго импульса возбуждения. Волновой фронт сигнала стимулированного эха будет совпадать с волновым фронтом этого импульса.

Наряду с рассмотренными задачами фотонное эхо может быть использовано при создании аналоговых сигнальных процессоров светового диапазона, которые могут выполнять операции задержки, фильтрации, корреляционного и спектрального анализа аналогично спиновым сигнальным процессорам радиодиапазона.

В многоуровневых системах с неэквидистантным спектром возможно осуществление преобразования масштаба сигнала. Аналогичные преобразования можно осуществлять и в спиновых процессорах.

Среди существующих в этой области проблем следует отметить те же нелинейные эффекты, описанные при рассмотрении спиновых процессоров, которые связаны с насыщением и определяют верхнюю границу динамического диапазона, а также позволяют осуществлять частотно-избирательное ограничение спектров сигналов.

Безусловный интерес также представляет возбуждение фотонного эха шумовыми некогерентными импульсами и их обработка. В этой связи

следует упомянуть, что первое экспериментальное наблюдение фотонного эха, возбуждаемого некогерентным источником света, описано в работе.

Был предложен также алгоритм возбуждения аккумулированного стимулированного фотонного эха двумя шумовыми импульсами, полученными от одного источника путем расщепления, и одним дельтаобразным импульсом. Уровни шумовых импульсов соответствовали отсутствию насыщения (линейный режим). Было показано, что форма аккумулированного эха соответствует корреляционной функции электрического поля некогерентного источника. При этом интервал корреляции электрического поля обратно пропорционален ширине энергетического спектра источника и определяет длительность сигнала фотонного эха, на несколько порядков меньшую длительности шумовых импульсов. Длительность эха определяет разрешающую способность по времени в экспериментах по исследованию релаксационного затухания эха. Первоначально достигнутая разрешающая способность составляла 220 фс. Позднее, в работе за счет использования светодиода в качестве источника некогерентного светового излучения была достигнута разрешающая способность порядка 80 фс.

4.3. Интроскопия ЯМР

Магнитно-резонансная томография

В 2003 году Paul Lauterbur и Peter Mansfield получили Нобелевскую премию по медицине за достижения в области магнитно-резонансной томографии. Первые результаты были опубликованы ими в журнале – Nature в 1973 г.

Первое изображение *in vivo* (сечение пальца) методом селективного облучения– *P.Mansfield & A.A. Maudsley, 1977*. Изображение кисти человека методом «чувствительной точки» - *W.Hinshaw, 1977*

Первый медицинский промышленный ЯМР-томограф «для всего тела» - ЕМІ, 1980 (фирма звукозаписи).

Здесь следует сделать одну оговорку. Дело в том, что в 1984 г. ленинградскому ученому (впоследствии профессору ЛИТМО) В.А. Иванову было выдано авторское свидетельство с приоритетом от 21 марта 1960 г. на «Устройство для наблюдения внутреннего строения тел, основанное на явлении свободной прецессии ядер атомов в магнитном поле»!!! Другими словами авторское свидетельство было выдано через 24 года после подачи заявки, когда появились в печати первые зарубежные публикации по данной теме. Все это время эксперты ВНИИГПЭ не верили в возможность предложенного Ивановым метода.

Если рассматривать ослабление излучения (электромагнитного, акустического, рентгеновского) тканями человеческого тела, то природа оставила 3 окна прозрачности (рис. 4.12 и 4.13):



Рис. 4.12 Поглощение электромагнитного излучения



Рис. 4.13 Поглощение ультразвукового излучения

Первое окно – рентгеновское излучение служит с 1895 г., однако не является абсолютно безопасным. Второе окно – ультразвук обеспечивает достаточно хорошее качество и быстроедействие. Третье – радиочастотное окно не использовалось вплоть до 1972 г. Максимальная частота в этом

окне не превышает 100 МГц и из-за соотношения неопределенности этой частоте соответствует разрешающая способность порядка 3 м, что явно недостаточно для получения изображения даже слона! Основополагающая идея повышения разрешающей способности при использовании ЯМР связана с созданием градиента поляризующего магнитного поля g . При этом создается разброс частот ЯМР, связанный с пространственным положением ядер. Частота ЯМР оказывается однозначно связанной с координатой ядра (рис. 4.14, 4.15). Такая одномерная спектроскопия позволяет получать одномерные проекции трехмерных плотностей изотопов (чаще всего протонов) на направление градиента магнитного поля.

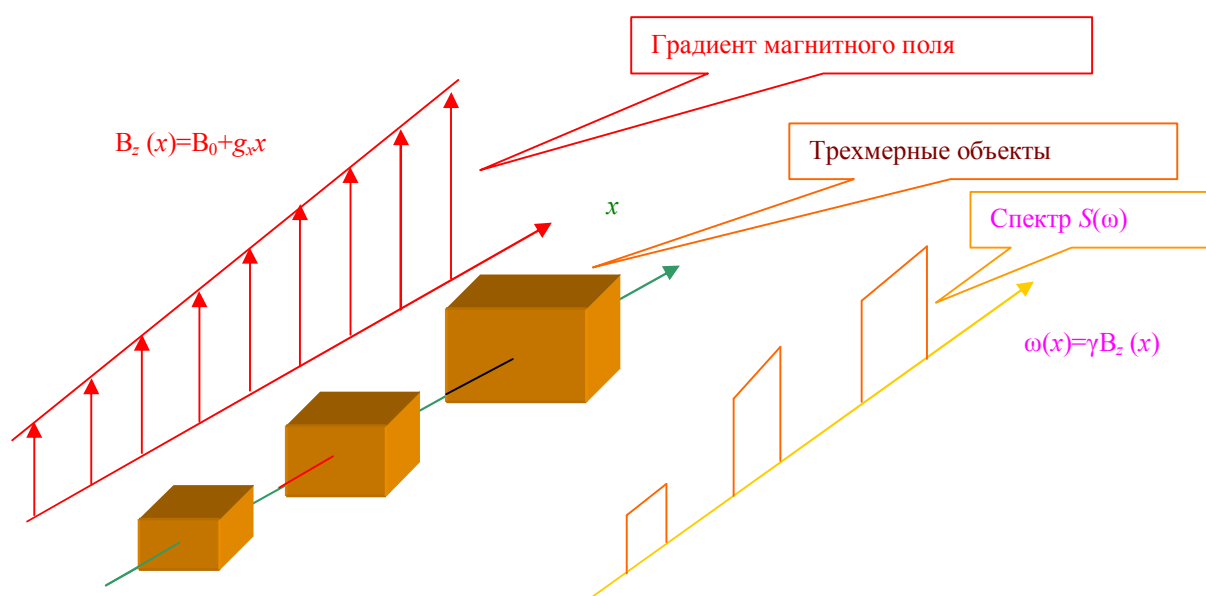


Рис. 4.14 Использование градиента магнитного поля для получения ЯМР изображений

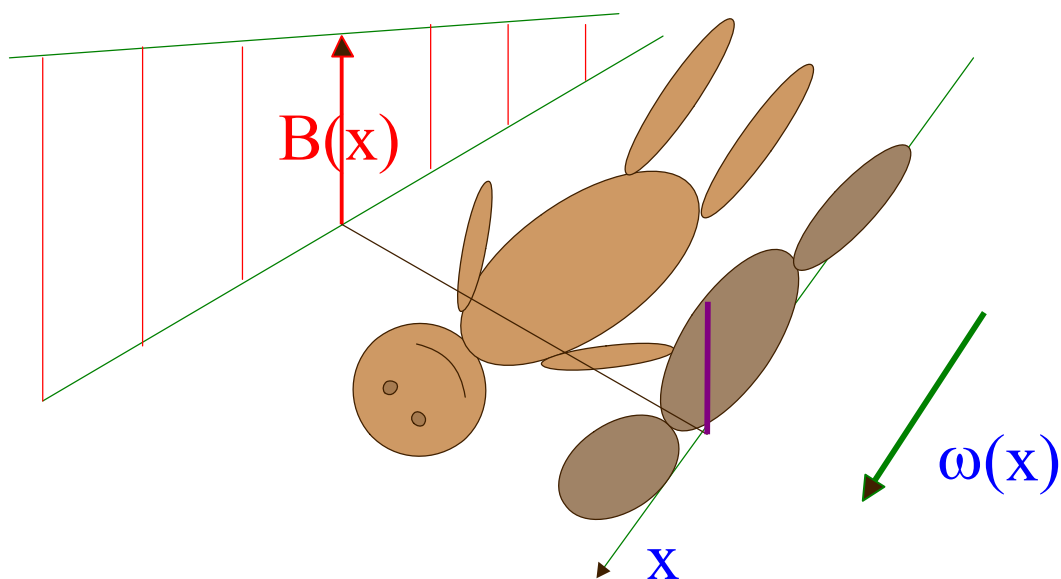


Рис. 4.15 ЯМР изображение тела человека

Для формирования полного изображения трехмерного объекта каждый элемент объема в физическом пространстве должен иметь свое соответствие в частотной области $\omega(x, y, z) = \gamma B_z(x, y, z)$. Следовательно, полное ЯМР изображение имеет форму трехмерного спектра, в котором интенсивность соответствует значению локальной спиновой плотности (числу ядер данного изотопа в единице объема).

Уже в первых опытах было получено пространственное разрешение ЯМР изображений порядка 0,3 мм. Поскольку содержание воды в различных тканях человека различается во много раз, то контрастность получаемых изображений оказывается весьма высокой. Очевидно, что при этом для ЯМР интроскопии человека в первую очередь следует использовать протоны ^1H . У них большое значение гиромагнитного отношения γ , значит при этом магнитное поле можно сделать поменьше. При этом частота ЯМР для протонов составляет 4 ...10 МГц. Наряду с получением контрастности за счет спиновой плотности можно получать контрастные изображения за счет различных времен релаксации ядер в разных тканях.

Основной недостаток ЯМР - низкая чувствительность, обусловленная слабыми сигналами ЯМР. Этот недостаток можно компенсировать за счет накопления сигналов, увеличивая время измерения. Однако в медицине время часто ограничено. Таким образом, первостепенными вопросами являются чувствительность и время получения изображения. Что касается чувствительности, то чем больше элементов объема (число ядер) наблюдаются одновременно, тем выше интенсивность сигнала и выше чувствительность.

Методы формирования изображений

Используются следующие методы формирования ЯМР изображений (рис. 4.16)

1. *Последовательная выборка по точкам.* Селективное возбуждение единственного выделенного элемента объема. Для построения всего изображения необходимо последовательно просканировать весь объем. Однако чувствительность этого метода очень низкая, а время получения изображения оказывается очень большим.
2. *Последовательная выборка по линиям.* Для увеличения чувствительности возбуждают и наблюдают одновременно целую линию элементов объема. Для получения дисперсии частот вдоль этой линии накладывают градиент статического продольного магнитного поля, в результате координата и частота оказываются однозначно связанными. Восстановление изображения по зарегистрированному сигналу $s(t)$ осуществляется с помощью преобразования Фурье (по амплитудному спектру)

$$S(j\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} s(t) \exp(-j\omega t) dt.$$

3. *Последовательная выборка по плоскостям.* Чувствительность еще более возрастает. А время построения изображения падает. Восстановление

изображения осуществляется через двумерное преобразование Фурье. Иногда также применяют *метод реконструкции по проекциям*. При этом поворачивают направление градиента магнитного поля и получают проекции изображения на направление градиента, по которым восстанавливают изображение. Для увеличения чувствительности возбуждают и наблюдают одновременно целую линию элементов объема. Для получения дисперсии частот вдоль этой линии накладывают градиент статического продольного магнитного поля, в результате координата и частота оказываются однозначно связанными. Восстановление изображения по зарегистрированному сигналу $s(t)$ осуществляется с помощью преобразования Фурье (по амплитудному спектру)

$$S(j\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} s(t) \exp(-j\omega t) dt.$$

4. *Одновременное сканирование всего объема.* Чувствительность метода самая высокая, однако, при этом предъявляются очень высокие требования по отношению к объему получаемой информации.

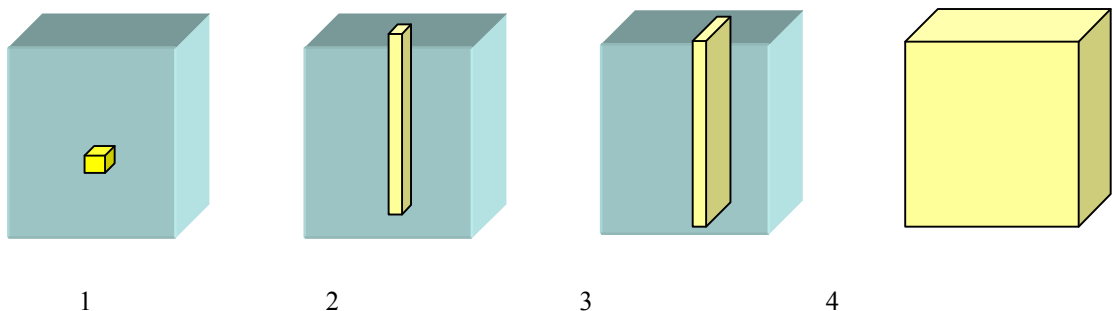
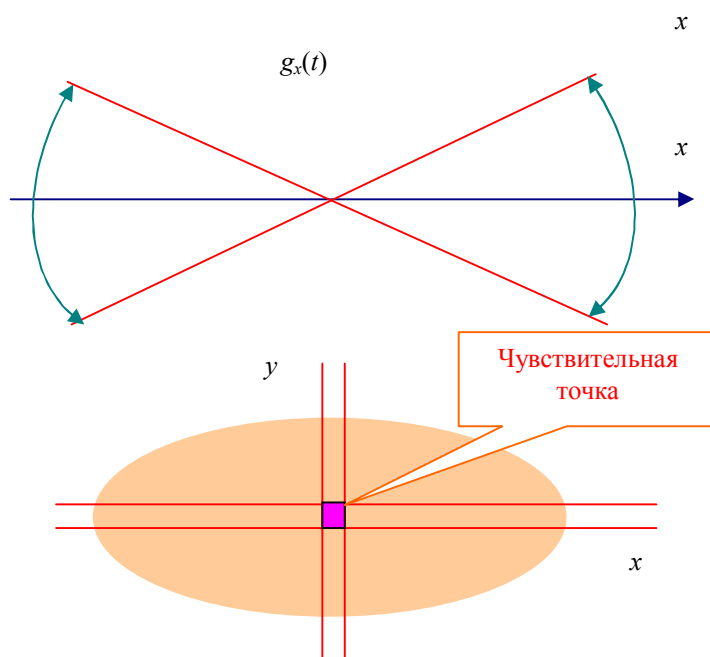


Рис. 4.16 Методы получения ЯМР изображений

Рассмотрим наиболее распространенные методы формирования изображений при *последовательной выборке по точкам*. При этом используют следующие методы:

1. Избирательное возбуждение элемента объема.
2. Неизбирательное возбуждение и избирательное разрушение
нежелательной намагниченности.
3. Избирательное наблюдение отдельного элемента объема.

Среди этих методов отметим *метод чувствительной точки* (*метод Хиншоу*), при этом используют неселективные возбуждающие импульсы и расфокусировку нежелательной намагниченности с помощью зависящих от времени градиентов магнитного поля. Используют 3 зависящих от времени градиента магнитного поля (один из них показан на рис. 4.17).



Три градиента магнитного поля модулируют резонансную частоту всех элементов объема за исключением чувствительной точки. Намагниченность разрушается во всех точках образца за исключением чувствительной точки.

Рис. 4.17 Метод чувствительной точки

ЯМР с фокусирующим полем

В этом методе создают поляризирующее поле B_z , причем высокая однородность поля имеет место только в одной точке, в остальном объеме поле имеет сильную неоднородность. В результате большая часть объекта дает вклад в широкий фоновый сигнал в частотной области (рис. 8.18). В то же время около седловой точки имеет место вклад на единственной частоте. Фоном можно пренебречь. В этом методе для сканирования всего объема перемещают относительно магнитного поля сам объект.

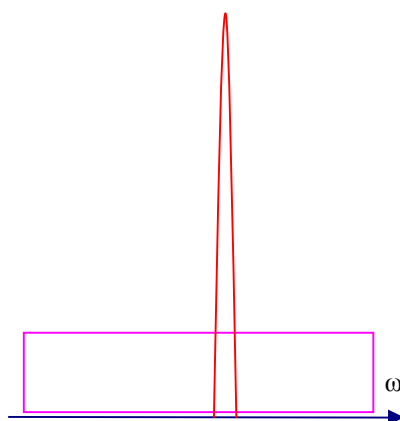


Рис. 4.18 ЯМР с фокусирующим полем

Метод чувствительной линии. В этом методе вместо трех градиентов магнитного поля, зависящих от времени, создают лишь два. Еще один статический градиент прикладывают вдоль продольной оси z . Импульсы возбуждают весь объем, однако вся намагниченность, кроме одной линии (чувствительная линия) разрушается (рис. 4.19).

В большинстве случаев медицинской томографии достаточно получать плоские срезы исследуемого объекта. Для этой цели также применим *метод восстановления по проекциям*. Пусть есть две трубки, наполненные водой. С помощью градиента магнитного поля выделяют слой (если градиент направлен вдоль оси z , то слой будет перпендикулярен этой оси). Затем его возбуждают и создают градиент в плоскости слоя, направление

которого меняют. Можно получить набор спектров, соответствующих набору проекций объекта на направление градиента (рис. 4.20).

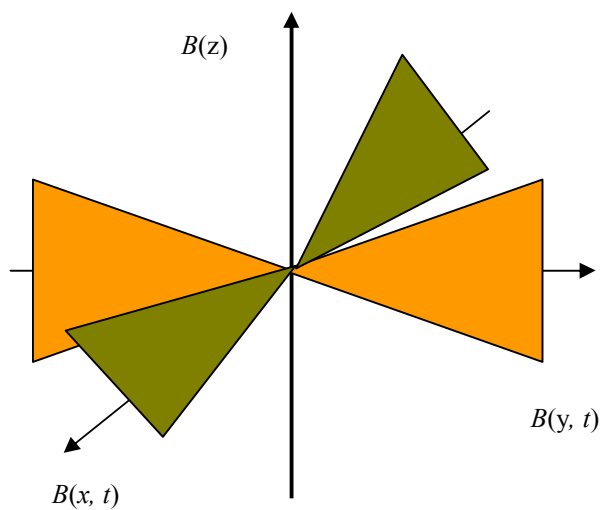


Рис. 4.19 Метод чувствительной линии

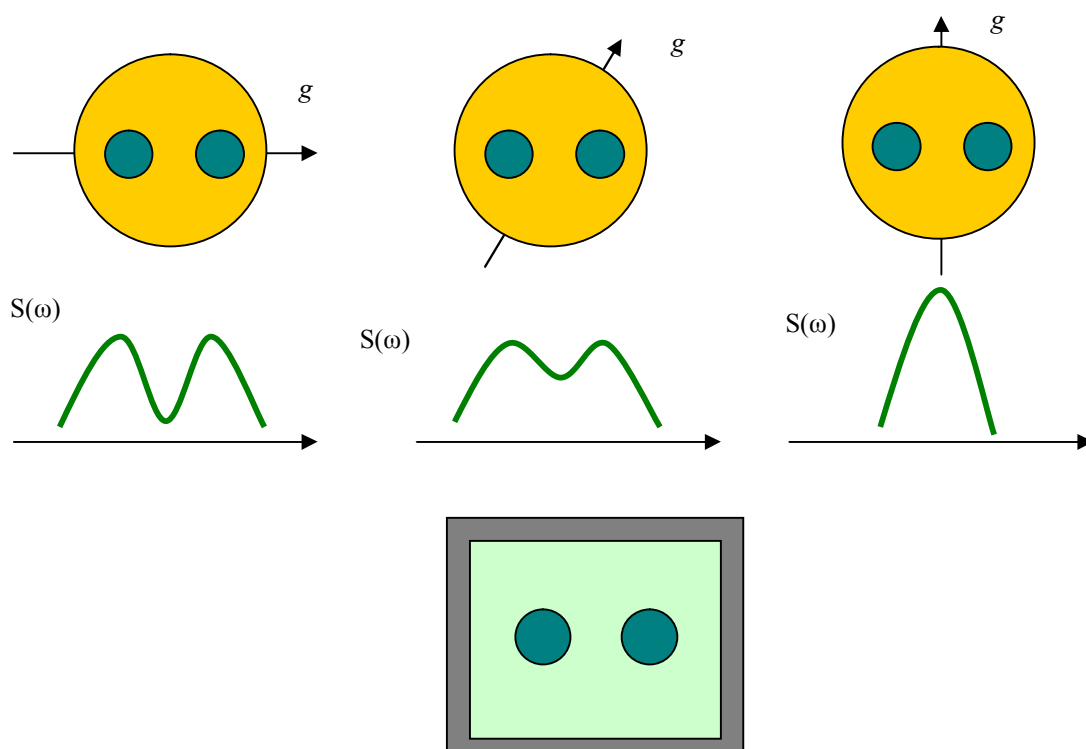


Рис. 4.20 Метод реконструкции по проекциям

Еще один метод получения двумерных изображений основан на двумерном преобразовании Фурье. Последовательно во времени создают три статических градиента. Плоскость выделяется приложением селективного импульса в присутствии градиента магнитного поля g_x (это плоскость, параллельная плоскости yz). Этап эволюции происходит в присутствии градиента g_y , а регистрация в присутствии g_z . Проводят серию экспериментов, изменяя t_1 и t_2 с шагом Δt (рис.4.21).

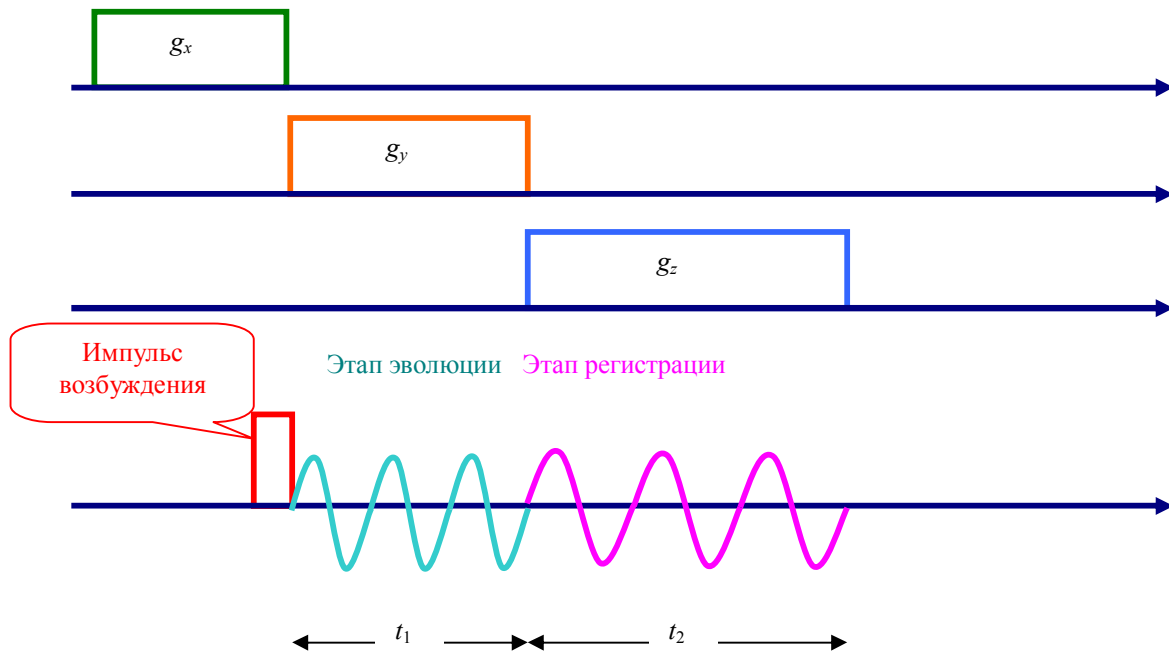


Рис. 4.21 Получение изображения на основе двумерного преобразования Фурье

По записанной серии сигналов $s(t_1, t_2) = s(0,0) \exp(-i\gamma y g_y t_1 - i\gamma z g_z t_2)$ с помощью двумерного преобразования Фурье получают двумерное изображение среза: $S(\omega_y, \omega_z) = \iint s(0,0) \exp(-i\omega_y t_1 - i\omega_z t_2) dt_1 dt_2$, где $\omega_y = \gamma y g_y$, $\omega_z = \gamma z g_z$. При этом частоты ω_y и ω_z .

Жидкостные расходомеры

В заключении рассмотрим принцип работы *бесконтактного ЯМР-расходомера* жидкости в трубопроводе. Такие устройства могут, в частности, использоваться для контроля расхода нефти в нефтепроводе.

Скорость течения жидкости v , площадь сечения трубопровода S_T и расход жидкости в единицу времени P связаны соотношением $P=S_T v$. При известной площади сечения S_T задача сводится к измерению скорости жидкости в трубопроводе v . На рис. 4.22 представлена схема измерителя.

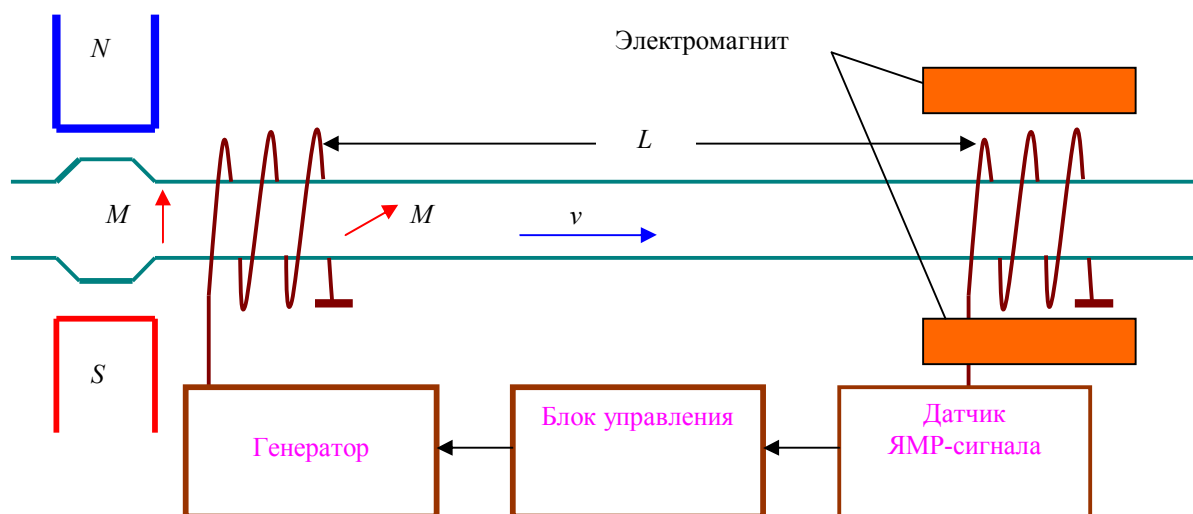


Рис. 4.22 Принцип работы жидкостного расходомера

Протекающая жидкость намагничивается в поляризаторе, расположенном между полюсами постоянного магнита. Блок управления в некоторый момент времени $t=0$ формирует импульс, создающий в катушке нутации магнитное поле, поворачивающее вектор намагниченности M . Пройдя расстояние L намагниченная жидкость попадает в поле электромагнита, где начинает прецессировать вокруг направления этого поля и создает в катушке датчика ЯМР ЭДС, которая регистрируется датчиком спустя время, равное Δt . Этот интервал измеряется в блоке управления. При известном расстоянии L скорость жидкости определяется соотношением $v=L / \Delta t$.

4.5. Вопросы для самопроверки

1. Как работает субоптимальный фильтр подавления узкополосных помех на основе спинового процессора?
2. Почему в алгоритме получения корреляционной функции от прямоугольного радиоимпульса ширина корреляционной функции уменьшается с ростом амплитуды импульсов возбуждения?
3. Приведите необходимые условия существования нелинейного эха.
4. Поясните с помощью векторных диаграмм механизм формирования нелинейного эха осцилляторного типа.
5. Перечислите методы сканирования изображений в ЯМР-интроскопии и перечислите их достоинства и недостатки.
6. Поясните принцип формирования изображения в ЯМР-интроскопии методом чувствительной точки.
7. Поясните принцип формирования изображения в ЯМР-интроскопии методом чувствительной линии.
8. Как реализуется метод реконструкции изображений по проекциям в ЯМР-интроскопии?
9. Как работают измерители скорости движения жидкости на основе ЯМР?
10. Как используются нелинейные свойства спиновых процессоров в системах передачи информации сигналами с расширенным спектром?
11. Что такое фоновое эхо? По какому принципу оно формируется?
12. Что такое фотонное эхо? По какому принципу оно формируется?

Список литературы

1. В.И. Дудкин, Л.Н. Пахомов Квантовая электроника. Приборы и их применение.-М: Техносфера, 2006
2. В.Б. Устинов. Квантовые устройства обработки сигналов. Учебное пособие, ГЭТУ, С. Пб., 1984.
3. Принципы и теория акустооптических, акустоэлектронных, спин-волновых и эхо-процессоров. Учебн. пособие / С.А. Баруздин, А.И. Елисеев, К.П. Наумов и др., под ред. Ю.В. Егорова. Л.: ЛЭТИ, 1989.
4. Функциональные устройства обработки сигналов (основы теории и алгоритмы)): Учебн. пособие для вузов / С.А. Баруздин, Ю.В. Егоров, Б.А. Калиникос и др.; под ред. Ю.В. Егорова. М.: Радио и связь, 1997.