

НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК БЕЛАРУСИ

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА И ПОЛУПРОВОДНИКОВ

УДК 548: [537.611.43: 539.124]
539.143.43

КУЗЬМИН ВЛАДИМИР СЕМЕНОВИЧ

**НЕСТАЦИОНАРНЫЕ МАГНИТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ
В СПИНОВЫХ СИСТЕМАХ С НЕОДНОРОДНО УШИРЕННЫМИ
КВАНТОВЫМИ ПЕРЕХОДАМИ**

01.04.07 - физика твердого тела

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Минск 2000

Федосюк В.М.

доктор физико-математических наук

Работа выполнена в Институте физики твердого тела и полупроводников
Национальной академии наук Беларуси

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических
наук профессор Самарцев В.В.
доктор физико-математических
наук профессор Афанасьев А.А.
доктор физико-математических
наук Троянчук И.О.

Оппонирующая организация:

Белорусский государственный университет

Защита диссертации состоится 30 июня 2000 г. в 14.00 на заседании
Совета по защите диссертаций Д 01.06.01 в Институте физики твердого
тела и полупроводников НАН Беларуси по адресу: 220072, г. Минск,
ул. П. Бровки, 17, конф.- зал, тел. 284-27-91.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИФТТП НАНБ.

Автореферат разослан 29 мая 2000 года.

Ученый секретарь
Совета по защите диссертаций
доктор физико-математических наук



Федосюк В.М.

Общая характеристика работы

Актуальность темы диссертации. Тесная взаимосвязь различных физических свойств вещества — механических, электрических, оптических с магнитными позволяет использовать магнитные явления в качестве тонкого источника информации о характеристиках процессов, непосредственное исследование которых труднодоступно или вообще невозможно другими методами. Этим объясняется большое внимание, уделяемое в различных областях науки магнитным методам исследования, среди которых важное место принадлежит резонансным методам (магнитный резонанс).

Исторически магнитный резонанс (МР) с начала своего открытия наблюдался в стационарных условиях, когда собственная частота магнитных моментов вещества медленно изменяется при помощи постоянного магнитного поля. При совпадении этой частоты с частотой непрерывного внешнего радиочастотного генератора реализуется избирательное поглощение энергии внешнего генератора магнитными моментами вещества. Наряду со стационарным методом регистрации магнитного резонанса широкое распространение в науке и технике получили нестационарные методы наблюдения сигналов МР. В этих методах собственная частота магнитных моментов вещества равна частоте внешнего генератора, который работает в импульсном режиме. Поведение намагниченности вещества регистрируется как во время действия импульсов переменного магнитного поля, так и после их окончания в виде затухающих во времени колебаний. Измерение временных характеристик этого затухания позволяет определять релаксационные характеристики вещества. В отличие от стационарной ситуации, где они предстают усредненными во времени, в нестационарном режиме они являются истинными.

С момента первых успешных экспериментов по наблюдению нестационарных сигналов МР этот метод превратился в эффективный способ исследования вещества и повлек за собой возникновение нового направления — магнитной нестационарной спектроскопии. К настоящему времени в рамках этого направления накоплен большой экспериментальный материал, который не полностью объяснен теоретически. Одним из таких экспериментальных результатов являются одноимпульсный и множественные сигналы эха, генерирующиеся после возбуждения системы магнитных моментов импульсами переменного магнитного поля. Существующие теоретические модели или носят качественный характер (модель нерезонансного возбуждения) или основаны на приближенных оценках (модель искажений возбуждающих импульсов) или численных расчетов (модель неоднородного распределения коэффициента усиления в магнитоконцентрированных средах). Они не в состоянии объяснить всю совокупность экспе-

риментальных результатов по наблюдению этих особенностей отклика в различных условиях эксперимента. Применение той или иной модели в каждой конкретной ситуации страдает неоднозначностью.

Поэтому существует необходимость разработки теоретических представлений, способствующих как объяснению, так и пониманию явлений и процессов, происходящих в веществе в импульсных условиях возбуждения. В частности, актуальным является обобщение теории нестационарных магнитных явлений на случаи конечного значения неоднородной ширины линии квантового перехода, нерезонансности возбуждения и различного рода искажений импульсов переменного магнитного поля. Обобщение теории в этом направлении представляет интерес не только с научной, но и с практической стороны, если речь идет о получении точнейшей и надежной информации. Дело в том, что импульсный режим генерации сигналов МР лежит в основе работы спиновых процессоров, которые осуществляют обработку радиосигналов, поступающих извне на их вход. Полоса пропускания спиновых процессоров, как правило, имеет конечную ширину. Поэтому кроме резонансных импульсов спиновый процессор может реагировать и на нерезонансные сигналы. Внешние импульсы могут иметь различного рода искажения (амплитудные или фазовые). Информация, которую несут обладающие такими особенностями внешние радиосигналы, может исказиться. Поэтому при конструировании спиновых процессоров это обстоятельство необходимо учитывать. Далее, импульсный магнитный резонанс широко используется в медицине (ЯМР-томографы) при диагностике различных заболеваний. Если не предпринимать специальных мер, то качество изображения, полученное в ЯМР-томографе при использовании импульсов, обладающих упомянутыми особенностями, может ухудшиться.

Таким образом, задача по обобщению теории нестационарных магнитных явлений на случаи конечного значения неоднородной ширины линии спектроскопического перехода, нерезонансности возбуждения и различного рода искажений импульсов переменного магнитного поля является актуальной. Ее решение позволит глубже понять процессы взаимодействия излучения с веществом, выявить свойства вещества и поля, приводящие к тем или иным эффектам, развить теорию нестационарных магнитных явлений, возникающих как в присутствии поля, так и на интервале свободной эволюции системы магнитных моментов, объяснить их физическую причину и выявить оптимальные условия их возникновения.

Связь работы с научными программами, темами. Диссертационная работа выполнялась в рамках государственных программ фундаментальных исследований "Кристалл-1", "Кристалл-2", "Структура", а также тем, финансируемым Белорусским республиканским фондом фундаментальных исследований Ф50-205, 95-308, 98-235.

Цель работы. Обобщение теории нестационарных магнитных явлений на случаи конечного значения неоднородной ширины линии квантового перехода, нерезонансности возбуждения и различного рода искажений импульсов переменного магнитного поля с целью объяснения имеющихся экспериментальных результатов и выяснения новых возможностей нестационарных магнитных явлений в исследовании вещества.

Задачи работы. 1. Рассмотреть особенности реализаций нестационарных магнитных явлений на интервале свободной эволюции двух- и трехуровневой квантовой системы, возбужденной одним или двумя резонансными или нерезонансными РЧ-импульсами различной длительности и амплитуды.

2. Получить аналитические выражения для намагниченности двухуровневой квантовой системы во время действия первого и второго нерезонансных или резонансных импульсов переменного магнитного поля.

3. С учетом конечного значения неоднородной ширины линии квантового перехода вычислить намагниченность двухуровневой квантовой системы, подвергавшейся одно- и двухкратному возбуждению зеемановскими импульсами, осуществляющими переключение частоты квантового перехода.

4. Определить влияние формы возбуждающих импульсов на интенсивность двухимпульсного сигнала спинового эха.

5. Выяснить роль фазовых и амплитудных искажений возбуждающих импульсов в формировании нестационарных магнитных явлений.

6. Обосновать возможность многоквантового возбуждения нестационарных магнитных явлений при неортогональном расположении векторов постоянного и переменного магнитных полей.

7. Определить закон затухания нутационного сигнала электронного парамагнитного резонанса в двухуровневой квантовой системе (на примере кварца) с учетом конечной неоднородной ширины линии квантового перехода.

8. Обсудить условия применимости уравнений Блоха при описании затухания сигнала импульсного насыщения в рубине.

9. Сравнить полученные теоретические результаты с экспериментальными данными.

Методы проведенного исследования. Проведенные в диссертации теоретические расчеты базировались на методе матрицы плотности и феноменологических уравнениях Блоха. Оценка интегралов производилась с помощью методов стационарной фазы, Лапласа и интегральных представлений.

Научная новизна. 1. В рамках проведенного обобщения теории нестационарных магнитных явлений на нерезонансный случай их возбуждения впервые объяснены экспериментально наблюдаемые: а) одноимпульсное эхо и множественная структура сигналов индукции после первого и второ-

го импульсов а также сигнала двухимпульсного эха, б) нутационное эхо и множественная структура нутационного сигнала, генерирующегося во время второго импульса, в) одноимпульсное эхо, генерирующееся при штарковском переключении частоты квантового перехода.

2. В рамках проведенного обобщения теории нестационарных магнитных явлений на случай конечной неоднородной ширины квантового перехода впервые объяснены экспериментально наблюдаемые зависимости: а) интенсивности двухимпульсного эха от формы возбуждающего импульса, б) амплитуды одноимпульсного эха от степени амплитудных искажений возбуждающего импульса на его фронте или спаде, в) амплитуды одноимпульсного эха от степени фазовых искажений возбуждающего импульса на его фронте или спаде.

3. Показана справедливость уравнений Блоха при описании нутационных сигналов электронного парамагнитного резонанса в кварце.

4. Очерчены границы применимости уравнений Блоха при описании затуханий сигнала импульсного насыщения в рубине.

5. Обоснована возможность многоквантового возбуждения нестационарных магнитных явлений при неортогональном расположении векторов постоянного и переменного магнитных полей.

Практическая значимость. 1. Полученные в результате обобщения теории нестационарных магнитных явлений на случай конечной неоднородной ширины линии аналитические выражения для намагниченности двухуровневых спиновых систем могут быть использованы для контроля резонансных или нерезонансных условий эксперимента. Это может быть полезным при изучении твердотельных материалов с неизвестными спектроскопическими константами.

2. Полученные в результате обобщения теории нестационарных когерентных явлений на случай амплитудно- или фазово-искаженных импульсов аналитические выражения для намагниченности двухуровневых спиновых систем могут быть использованы для оптимизации режима работы спиновых процессоров и ЯМР-томографов.

4. Предложен способ определения времени продольной релаксации при изучении амплитуды нерезонансных откликов в сигнале индукции после второго импульса.

5. Предложен способ определения времени поперечной релаксации по соотношению амплитуд множественных сигналов эха, возникающих при нерезонансном возбуждении. Данный способ позволяет измерять время поперечной релаксации при неизменной задержке между возбуждающими импульсами.

6. Полученные с учетом конечности неоднородной ширины линии аналитические выражения для затухания сигнала импульсного насыщения и нутационного сигнала могут быть использованы в эксперименте для кор-

ректного определения неоднородной ширины линии и времен продольной и поперечной релаксации.

Основные положения диссертации, выносимые на защиту.

1. Обобщение теории нестационарных магнитных явлений в двух- и трехуровневой квантовых системах на случай конечного значения неоднородной ширины линии.
2. Обобщение теории нестационарных магнитных явлений в двух- и трехуровневой квантовых системах на нерезонансный случай их возбуждения.
3. Разработка теории нестационарных магнитных явлений в двухуровневых квантовых системах на случай их возбуждения фазово- и амплитудно-искаженными импульсами переменного магнитного поля.
4. Закон затухания сигнала импульсного насыщения и нутационного сигнала электронного парамагнитного резонанса в двухуровневых квантовых системах
5. Закон изменения амплитуды и частоты Раби нестационарных магнитных явлений в многоквантовом режиме их возбуждения при неортогональном расположении векторов постоянного и переменного магнитных полей.
6. Способ детектирования призрачного эха в условиях нерезонансного возбуждения двухуровневой спиновой системы.
7. Разработка теории нестационарных магнитных явлений и классификация откликов, генерирующихся после зеемановского (или штарковского) переключения частоты квантового перехода.

Личный вклад соискателя. Личный вклад автора состоял в постановке задач, выполнении теоретических расчетов и оценок, анализе и интерпретации полученных результатов. Соавторы выполняли экспериментальные работы по проверке полученных результатов, участвовали в выработке некоторых подходов к решению поставленных задач, проведении математического моделирования, компьютерной обработке результатов и их обсуждений.

Апробация результатов диссертации. Основные результаты работы докладывались и обсуждались на XVII и XIX Всесоюзных конференциях по физике магнитных явлений (Донецк, 1985; Ташкент, 1991), III и IV Всесоюзных симпозиумах по световому эхо и когерентной спектроскопии (Харьков, 1985; Куйбышев, 1989), Всесоюзном семинаре "Спиновое эхо: Применение для анализа свойств магнитных материалов и создания устройств" (Симферополь, 1986), IX International Workshop AMPERE (Новосибирск, 1987), Всесоюзной конференции "Применение магнитного резонанса в народном хозяйстве" (Казань, 1988), Всесоюзном семинаре по магнитомикроэлектронике СВЧ (Симферополь, 1991), IV и V Международных семинарах по квантовой оптике (Минск, 1992, 1994), XXVII и XXVIII Congress AMPERE (Kazan, 1994; Canterbury, 1996), International

Workshop on Laser Physics LPHYS-96 (Moscow, 1996), International Symposium PECS-97 (Yoshkar-Ola, 1997), Международной конференции по магнитным материалам (Минск, 1998), International Reading on Quantum Optics IRQO-99 (Kazan, 1999).

Опубликованность результатов. По результатам исследований опубликовано 39 статей (из них 2 в сборнике).

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, общей характеристики работы, пяти глав, заключения, списка использованных источников из 144 наименований. Изложена на 204 страницах, включая 65 рисунков.

Содержание работы

Во **введении** описана сущность и предмет нестационарной когерентной спектроскопии, проведена классификация нестационарных когерентных явлений, а также методов возбуждения и условий их формирования. Обозначено место нестационарной магнитной спектроскопии, которое она занимает в ряду других нестационарных явлений. Проведен критический анализ имеющихся теоретических работ в области нестационарных магнитных явлений. Указаны экспериментальные результаты, которые до сих пор не получили однозначной теоретической трактовки. Обоснована необходимость проведения соответствующих теоретических исследований и сформулирована цель диссертации.

Начало первой главы посвящено краткому изложению *аналитической схемы расчета*, на основе которой были получены основные результаты работы. С помощью *векторной модели* прослежена динамика магнитных моментов вещества при импульсном возбуждении спиновой системы с неоднородно уширенными квантовыми переходами и последовательно описаны нестационарные магнитные явления, возникающие на различных этапах эволюции системы.

Теоретически рассмотрено влияние конечности неоднородной ширины линии и нерезонансности возбуждения на *сигнал свободной индукции (СИ)*, генерирующийся двухуровневой спиновой системой после окончания импульса радиочастотного (РЧ) поля длительностью t_1 . Частота РЧ-импульса ω отстроена от центральной частоты неоднородно уширенной линии ω_0 на величину δ . Полученное в работе аналитическое выражение для магнитного момента содержит две осциллирующие составляющие, фаза φ одной из которых зависит от параметров импульса t_1 и амплитуды переменного магнитного поля H_1 , а фаза другой - не зависит. Анализ первой составляющей СИ показал, что основной вклад в интеграл, возникающий в результате ее усреднения по контуру неоднородно уширенной линии, описываемому форм-фактором $g(x)$ с полушириной σ , дают участки ин-

тегрирования, на которых фаза осцилляций примерно постоянна. Для определения этих участков использовалось уравнение $d\varphi/d\Delta = 0$, где Δ - разброс частот магнитных моментов за счет неоднородного уширения. Это уравнение имеет решение лишь на интервале $0 < t < t_1$. Определение соответствующих корней $\Delta_{1,2} = \pm\omega_1 t / (t_1^2 - t^2)^{1/2}$ (стационарные точки) позволило оценить интеграл с помощью метода стационарной фазы. В итоге компонента поглощения для такой "нерезонансной" намагниченности при $\omega_1 t_1 > 1$ равна

$$\langle v_1(t < t_1) \rangle \cong w_0 \frac{\sqrt{2\pi\omega_1(1-z)^{3/4}}}{\sqrt{t_1(1+z)^{1/4}}} \sin\left(\omega_1 \sqrt{t_1^2 - (t-t_1)^2} + \frac{\pi}{4}\right) (g(\omega_1 t^* - \delta) + g(\omega_1 t^* + \delta)), \quad (1)$$

где $z = t/t_1$, $\omega_1 = \mu H_1$ - частота Раби, μ - величина магнитного момента атома, w_0 - равновесное значение намагниченности.

На временах $t_1 < t$ данная составляющая СИ1 осциллирует на частоте отстройки, затухая по экспоненциальному закону со скоростью σ . Усреднение второй составляющей СИ1 приводит к следующему выражению для v -компоненты намагниченности

$$\langle v_1(t) \rangle = -\frac{w_0 \omega_1}{(\alpha_+^2 - 4\omega_1^2 \sigma^2)} \{ [\delta \alpha_+ \sin \delta(t-t_1) - \sigma \alpha_+ \cos \delta(t-t_1)] \exp(-\sigma(t-t_1)) + \sigma \alpha_+ \exp(-\omega_1(t-t_1)) \}, \quad (2)$$

где $\alpha_{\pm} = \delta^2 + \sigma^2 \pm \omega_1^2$.

Таким образом, на интервале $0 < t < t_1$ за колебания намагниченности на частоте отстройки ответственны магнитные моменты, ларморовы частоты которых равны несущей частоте импульса (2) (резонансные магнитные моменты), а колебания намагниченности на переменной частоте (1) соответствуют нерезонансным магнитным моментам. Из (1) видно, что намагниченность максимальна при $\Delta_1 = \delta$, что соответствует равенству мгновенной частоты $\Omega \equiv \Delta_1$ колебаний намагниченности частоте отстройки - нулевые биения. Если $\delta > \sigma$, то последние реализуются в момент времени $t_0 = (|\delta| / (\omega_1^2 + \delta^2)^{1/2}) t_1$. По мере увеличения δ максимум СИ1 (одноимпульсное эхо (ОЭ)) приближается к t_1 . Амплитуда ОЭ при $\delta > \omega_1$ пропорциональна $(\omega_1^2 / \delta \sigma) (\delta t_1)^{-1/2}$, откуда следует, что его минимальная нелинейность квадратичная. Оптимальными условиями для наблюдения ОЭ являются неравенства $\delta > \omega_1 > \sigma$. Теория хорошо согласуется с экспериментальными данными по ядерной индукции в $MnCo_3$ [1] (рис. 1) и протонов в глицерине [2].

При подаче на спиновую систему импульсного РЧ-поля в условиях неортогонального расположения векторов постоянного H_0 и переменного H_1 магнитных полей происходит *параметрическое возбуждение СИ1*. В этом

случае внешнее поле кроме инициирования переходов между уровнями вызывает еще модуляцию энергетического зазора (параметр системы) на несущей частоте. Гамильтониан такой задачи при переходе во вращающуюся с частотой $\omega(p+1)$ и осциллирующую по гармоническому закону систему координат можно свести к гамильтониану, применяющемуся в теории магнитного резонанса. В этой системе координат магнитный момент взаимодействует с набором гармоник на кратных ω частотах. При совпадении частоты одной из этих гармоник с ларморовой частотой магнитного момента происходит $(p+1)$ -квантовое поглощение энергии РЧ-поля этой гармоники двухуровневой спиновой системой. В этом случае несущая частота в $(p+1)$ раз меньше средней ларморовой частоты магнитных моментов. Частота Раби при таком режиме возбуждения становится равной $\varpi_1 = \omega_1 J_p(\omega_1/\omega)$, где $J_p(x)$ - функция Бесселя p -го порядка, $\omega_1 = \omega_0 \cos\theta$, θ - угол между векторами \mathbf{H}_0 и \mathbf{H}_1 . При $\omega_1/\omega \ll 1$ выражение для СИ1, генерирующегося на частоте $\omega(p+1)$, равно $\langle \nu^{(p)}(t) \rangle = J_0^2(\omega_1 \cos\theta/\omega) \langle \nu(\varpi_1, t) \rangle$, где $\nu(\varpi_1, t)$ - выражение для СИ1 с заменой $\omega_1 \rightarrow \varpi_1$.

Физическая причина генерации СИ1 в таких условиях возбуждения заключается в следующем. Из-за того, что спектр возбуждения в результате суперпозиции осциллирующих поперечной и продольной компонент поля содержит множество гармоник на кратных частотах, то в процессе возбуждения двухуровневой квантовой системы будут участвовать один "поперечный" и p "продольных" фотонов, суммарная частота которых $\omega(p+1) \approx \omega_0$, т.е. реализуется $(p+1)$ -фотонный резонанс. Возбужденная таким образом спиновая система излучает на $(p+1)$ -ой гармонике СИ1, характеристики которого и отражают специфику возбуждения. Теория хорошо согласуется с экспериментальными данными по двухквантовому возбуждению СИ1 в электронном парамагнитном резонансе (ЭПР) в кварце [3].

При возбуждении СИ1 в трехуровневой эквидистантной спиновой системе ее поведение в общих чертах напоминает поведение в двухуровневых, но имеются различия вследствие двухфотонных процессов, которые вкупе с однофотонными обуславливают когерентное связывание всех уровней системы. Поскольку оба разрешенных перехода в такой системе возбуждаются полями с лево- и право-круговой поляризациями соответственно, то и поляризация СИ1 на смежных переходах отличаются друг от друга. Суммарный СИ1 состоит из двух составляющих, одна из которых соответствует эффективной двухуровневой системе, а другая обусловлена комбинационными процессами возбуждения, реализующимися за счет одновременного двухфотонного излучения (поглощения) между нижним и верхним уровнями, и однофотонного поглощения (излучения) на одном из смежных переходов. Наличие подобного канала возбуждения приводит к

тому, что вторую составляющую СИ1 можно трактовать как результат воздействия на смежные переходы двух импульсных полей длительностями t_1 и $2t_1$, соответственно. Следовательно, после воздействия этих импульсов генерируются два СИ1, в каждом из которых существуют интервалы $0 < t < t_1$ и $0 < t < 2t_1$, на которых намагниченность осциллирует на переменной частоте. Тогда при нерезонансном возбуждении на каждом из этих интервалов в моменты $t_{01} = (|\delta| / (\omega_1^2 + \delta^2)^{1/2}) t_1$, $t_{02} = (|\delta| / (\omega_1^2 + \delta^2)^{1/2}) 2t_1$ возникают нулевые биения между колебаниями намагниченности на переменной частоте и частоте отстройки. Минимальная нелинейность ОЭ в момент t_{01} квадратичная, а в момент t_{02} биквадратичная. Приведенные на рисунке 2 временные зависимости СИ1 с линейной и круговой поляризациями свидетельствуют о том, что при увеличении δ сигналы ОЭ сдвигаются в сторону t_1 и $2t_1$. При $t > t_1$ и $t > 2t_1$ обе составляющие СИ1 спадают по осцилляционно-затухающим законам с постоянной затухания σ и частотой δ . Достоверность полученных результатов подтверждается их сводимостью в частном случае $\delta = 0$ к известным ранее в литературе формулам.

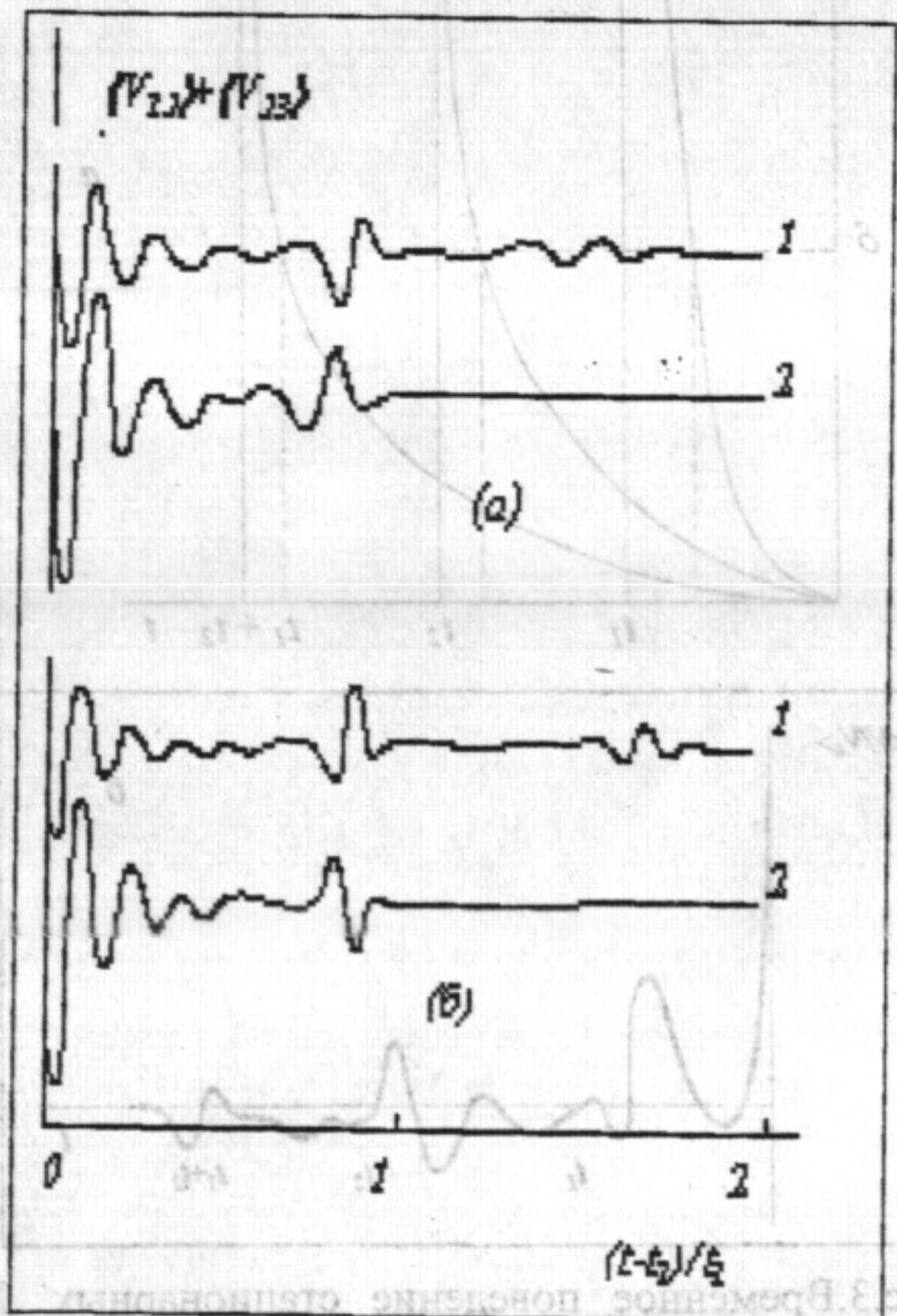
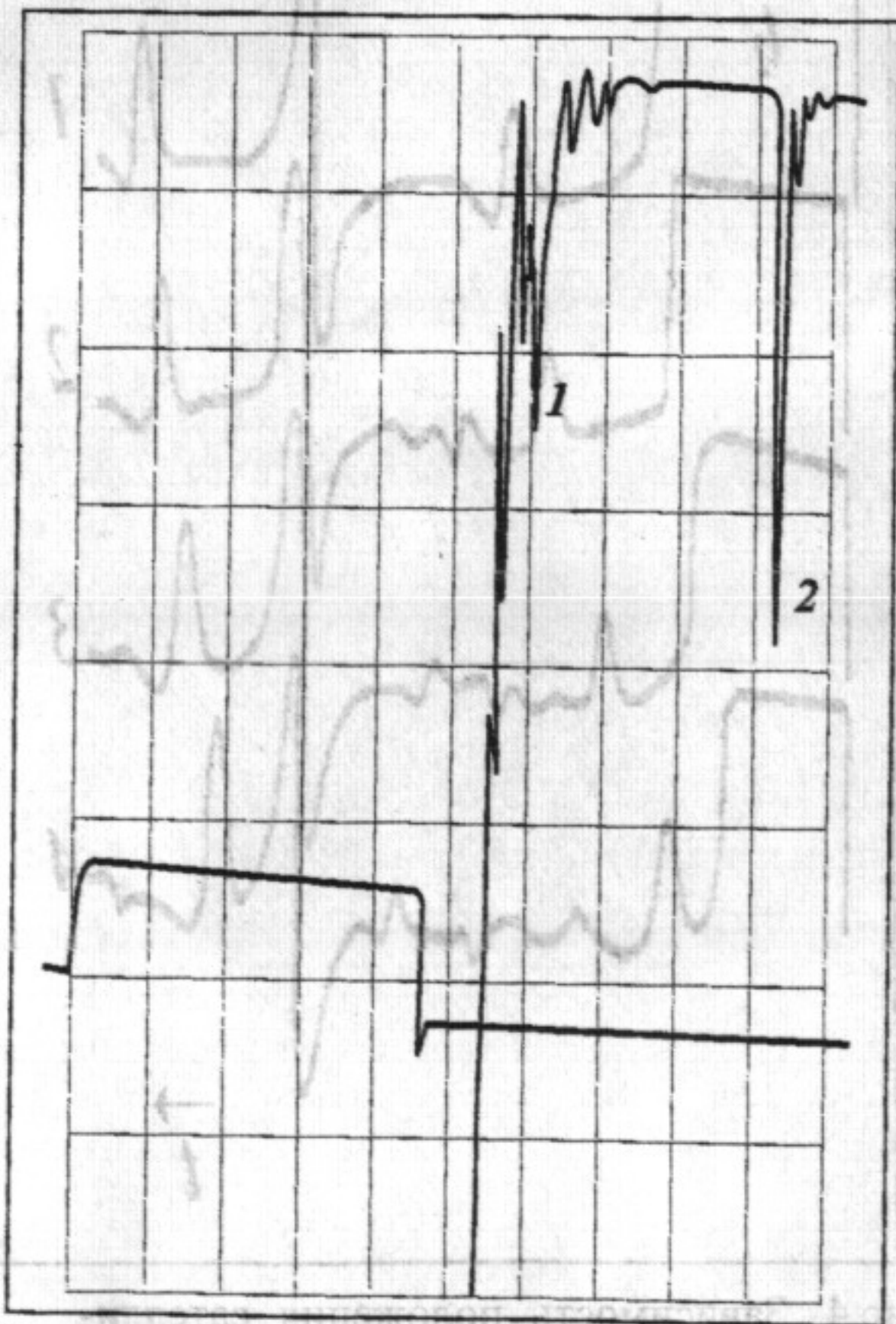


Рис.1. Осциллограмма сигнала ОЭ Mn^{55} в $MnCo_3$. 1 – сигнал СИ1, 2 – сигнал ОЭ. Длительность импульса 47 мкс.

Рис.2. Временные зависимости СИ1 с линейной (1) и круговой (2) поляризациями при $\omega_1 t_1 = 10\pi$, $\sigma/\omega_1 = 3$ и $\delta/\omega_1 = 1.25$ (а), 1.5 (б).

Во второй главе рассматриваются нестационарные магнитные явления, возникающие после воздействия двух импульсов РЧ-поля длительностями t_1 и t_2 , разделенных интервалом τ . В выражении для сигнала индукции после второго импульса (СИ2) также как и в СИ1 содержатся два слагаемых, соответствующих "резонансным" и "нерезонансным" магнитным моментам. Второе слагаемое СИ2 осциллирует на частоте отстройки и убывает по экспоненциальному закону со скоростями затухания σ и ω_1 . Первое слагаемое СИ2 можно представить в виде четырех СИ1, генерирующихся после приложения к системе четырех "кажущихся" импульсов длительностями $t_1, t_2, t_1 + t_2 = t_3, |t_1 - t_2| = t_4$, которые все оканчиваются в момент $t_3 + \tau$. Тогда в каждом из четырех СИ1 существуют интервалы $(0, t_1), (0, t_2), (0, t_3), (0, t_4)$, на которых намагниченность осциллирует на переменной частоте. После оценки интегралов по методу стационарной фазы выражение для второго слагаемого при $\omega_1 t_i > 1$ равно

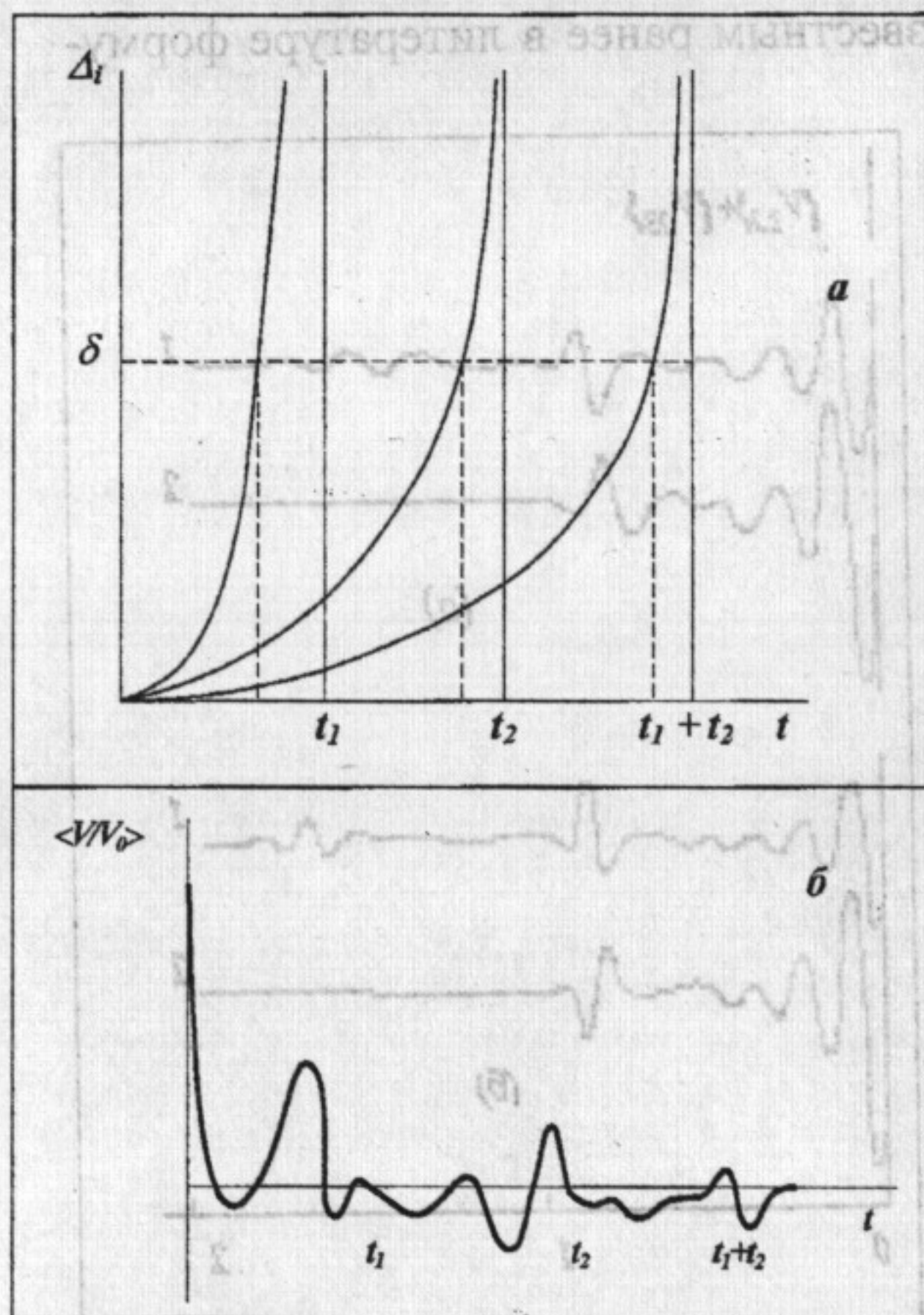


Рис.3. Временное поведение стационарных точек для СИ2 при $t_2 = 2t_1$ (а) и множественные сигналы СИ2 (б).

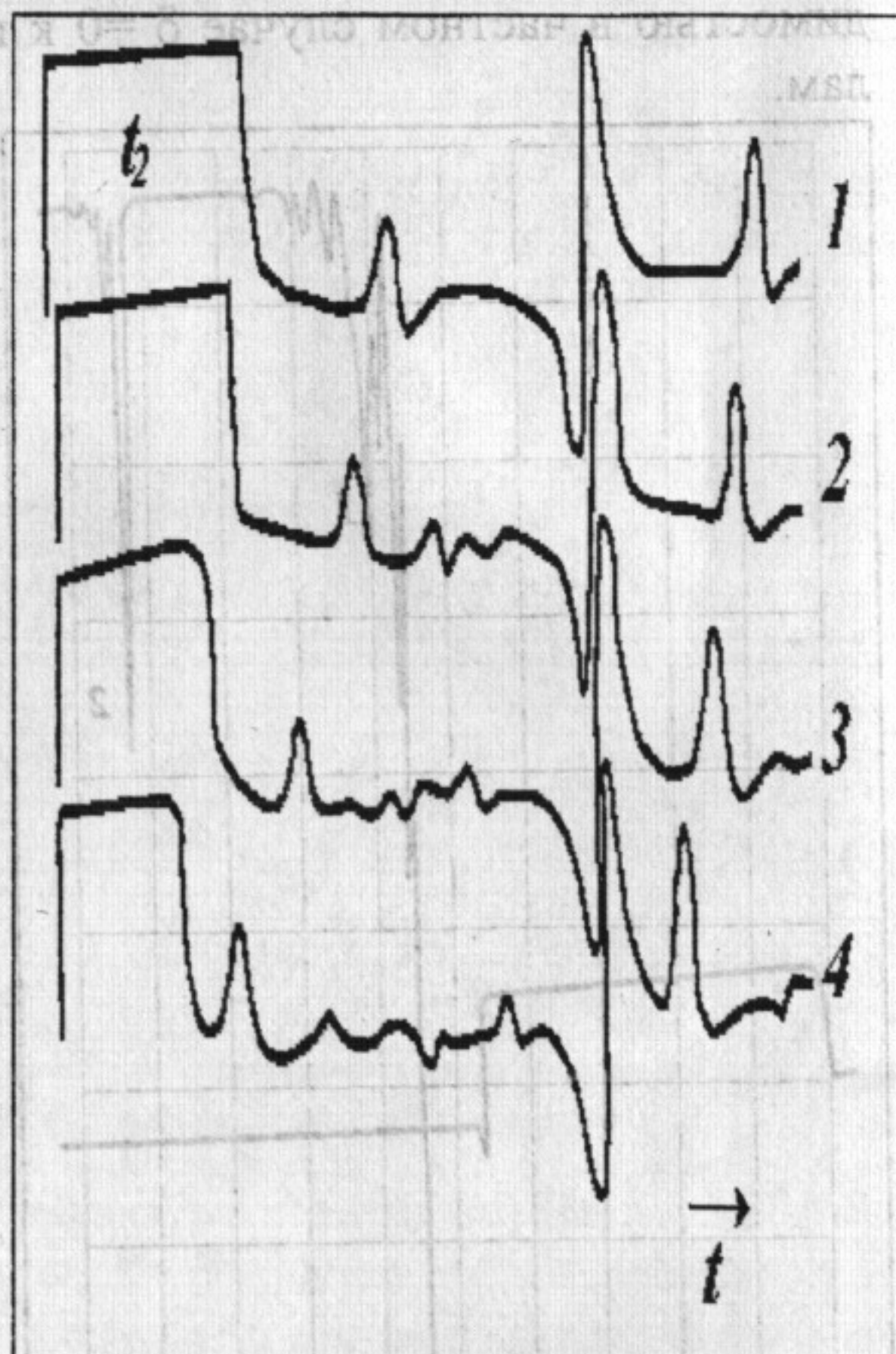


Рис.4. Зависимость положения сателлитов ядерного ДЭ от длительности возбуждающих импульсов в Fe^{51}V при $t_1 = t_2 = 18$ мкс (1), 15 (2), 12 (3), 9 (4).

$$\langle v_2(t < t_3) \rangle \cong \sum_{i=1}^4 f_i(\Delta_i) \sin(\omega_i(t_i^2 - t^2)^{1/2} + \frac{\pi}{4})(g(\Delta_i - \delta) + g(\Delta_i + \delta)) \quad (3)$$

где $f_i(\Delta_i)$ - амплитуды колебаний, $\Delta_i = \pm \omega_i t / (t_i^2 - t^2)^{1/2} \equiv \Omega_i$.

При нерезонансном возбуждении СИ2 на каждом из указанных выше интервалов в моменты времени $t_{0i} = (|\delta| / (\omega_i^2 + \delta^2)^{1/2}) t_i$ возникает интерференция между колебаниями намагниченности на переменных частотах и частоте отстройки (нулевые биения), приводящая к возникновению четырех максимумов в СИ2 (рис.3). Для первых двух максимумов минимальная нелинейность является квадратичной, а для последних двух - биквадратичной. Наблюдение данных сигналов позволяет определить время релаксации T_1 при изменении τ . Наиболее удобными для этой цели являются сигналы в моменты времени t_{01}, t_{03}, t_{04} , поскольку их амплитуды зависят от τ только через релаксационный множитель. Теория хорошо согласуется с экспериментальными данными по ядерной индукции на протонах в глицерине [4], в ферромагнитных сплавах Fe^{51}V , Fe^{51}Fe [5] (рис.4), пленках FeNiCo [6] и затуханию свободной поляризации в $\text{LaF}_3:\text{Pr}^{3+}$ [7]. Анализ выражения для сигнала двухимпульсного эха (ДЭ), формирующегося в момент времени $\tau \gg t_{1,2}$ после окончания второго возбуждающего импульса, показывает, что на интервале $t < \tau$ ДЭ является результатом "обращения" во времени СИ1 и одной части компонент СИ2, а на интервале $t > \tau$ - результатом восстановления СИ1 и другой части компонент СИ2. Поэтому все особенности СИ1 и СИ2 проявляются как на восходящем, так и на нисходящем крыльях ДЭ. Это видно из усредненного выражения для ДЭ, соответствующего нерезонансным магнитным моментам

$$\langle v_e(-t_3 < t < t_3) \rangle \cong \sum_{i=1}^4 \Psi_i(\Delta_i) \sin(\omega_i(t_i^2 - (t - \tau)^2)^{1/2} + \frac{\pi}{4})(g(\Delta_i - \delta) + g(\Delta_i + \delta)) \quad (4)$$

в котором $\Psi_i(\Delta_i)$ обозначают амплитуды колебаний, $\Delta_i = \pm \omega_i(t - \tau) / (t_i^2 - (t - \tau)^2)^{1/2}$.

Поскольку знак Δ_i определяется разностью $t - \tau$, то каждая составляющая форм-фактора в (4) имеет максимум как при $t > \tau$, так и $t < \tau$. Мгновенные частоты каждой составляющей намагниченности (4) $\Omega_i \equiv |\Delta_i|$ изменяются от нуля (в момент $t = \tau$) до бесконечности (в моменты $t = \tau + t_i$ и $t = \tau - t_i$) (рис.5), т.е. интервалы, на которых намагниченность колеблется на переменных частотах, равны $(-t_i, t_i)$. При нерезонансном возбуждении на каждом из данных интервалов нулевые биения возникают дважды. Моменты формирования нулевых биений равны $t_{ei}^{(\pm)} = \tau \pm (|\delta| / (\omega_i^2 + \delta^2)^{1/2}) t_i$. Минимальная нелинейность для соответствующих сигналов в моменты $t_{e1}^{(+)}$ и $t_{e3}^{(+)}$ на временах $t - \tau > 0$ квадратична, а в моменты $t_{e1}^{(-)}$ и $t_{e3}^{(-)}$ - биквадратична. Для спутников, генерирующихся в моменты времени $t_{e2}^{(\pm)}$ она квадратична на любых временах. При $t_4 > 0$ ($t_4 < 0$) спутник в момент $t_{e4}^{(-)}$ будет

биквадратичен (квадратичен), а в момент $t_{ed}^{(+)}$ - квадратичен (биквадратичен). Поэтому их амплитуды существенно различны. Усредненное выражение для ДЭ, соответствующего колебаниям резонансных магнитных моментов равно

$$\langle v_e'(t-\tau) \rangle = -v_{e0}' \operatorname{sgn}(t-\tau) \frac{\omega_1^3 \sigma}{2} \left\{ \left[A_1 + \frac{\alpha_- |t-\tau|}{2\omega_1 (\alpha_-^2 + 4\delta^2 \omega_1^2)} \right] \exp(-\omega_1 |t-\tau|) + [-A_1 \cos \delta (t-\tau) + B_1 \frac{\delta}{\sigma} \sin \delta |t-\tau|] \exp(-\sigma |t-\tau|) \right\} \quad (5)$$

где A_1 и B_1 - функции, зависящие от ω_1 , σ и δ .

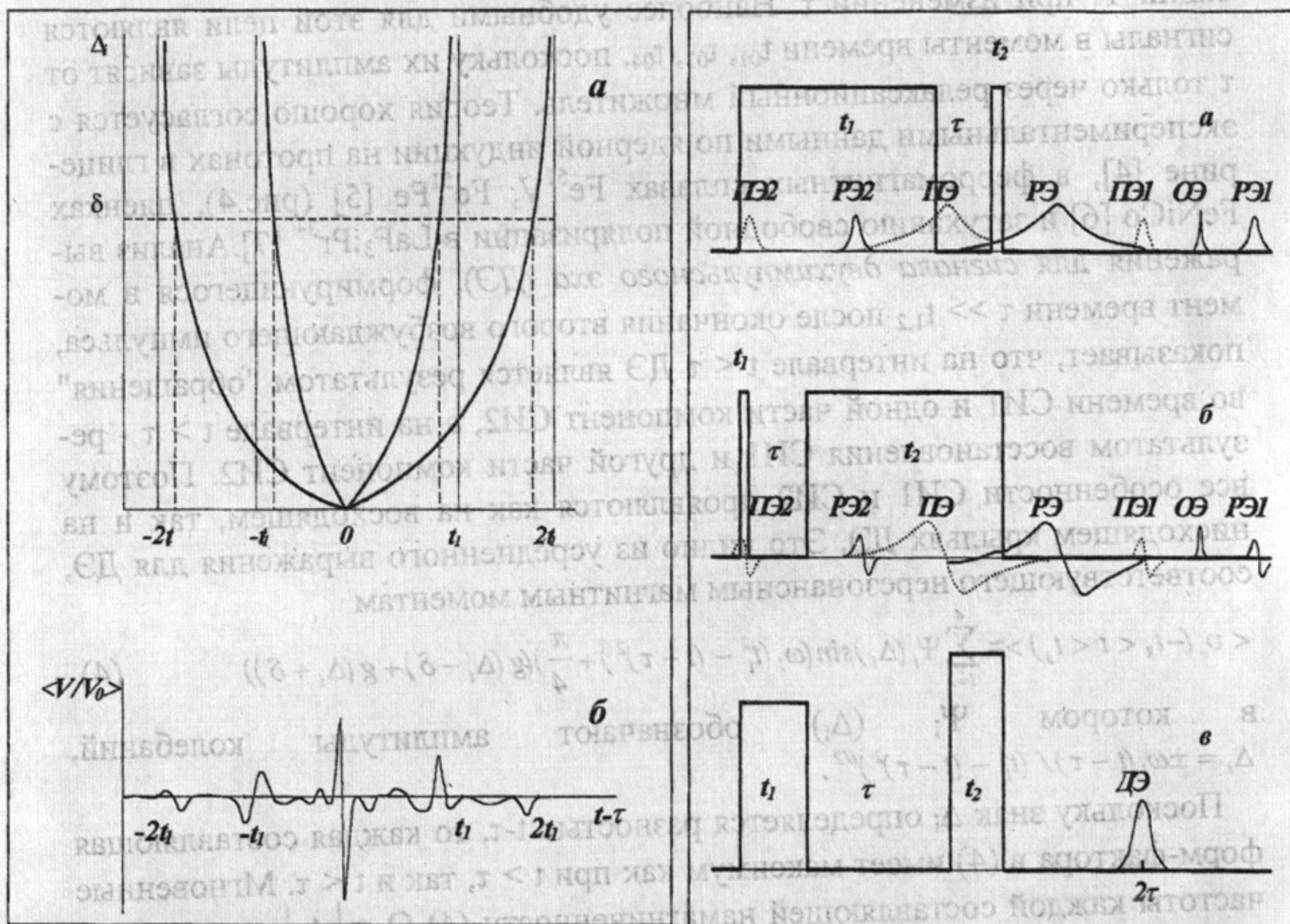


Рис.5. Временное поведение стационарных точек для сигнала ДЭ при равных длительностях возбуждающих импульсов ($t_1=t_2$) (а) и обусловленная нулевыми биениями его множественная структура (б).

Рис.6 Генерирующиеся сигналы при возбуждении квантовой системы комбинацией протяженного и короткого импульсов ($t_1 \gg t_2, \tau$) (а), комбинацией короткого и протяженного импульсов ($t_1, \tau \ll t_2$) (б); комбинацией импульсов различной амплитуды ($\omega_1 \neq \omega_2$) (в).

В случае $t_1 \neq t_2$ ДЭ состоит из центрального пика, имеющего биполярную форму, и симметрично расположенных относительно него восьми сател-

литов. Если $t_1 = 2t_2$ или $t_1 = t_2$, то число сателлитов уменьшается до шести и четырех, соответственно (рис.5). Показана возможность определения времени релаксации T_2 с помощью сравнения амплитуд сопряженных сателлитов. Наиболее предпочтительным в этом плане является изучение сателлитов, генерирующихся в моменты $t_2^{(\pm)}$, поскольку отношение их амплитуд определяется только релаксационным множителем. Теория хорошо согласуется с экспериментальными данными по ядерному эхо на протонах в глицерине [4], в ферромагнитных сплавах $Fe^{51}V$, $Co^{51}V$, $Fe^{51}Fe$, $Ni^{51}Ni$ [5] (рис.4), пленках $FeNiCo$ [6]. При возбуждении отклика в двухуровневой спиновой системе комбинациями протяженного и короткого импульсов при условиях $t_1 \gg t_2$ ($t_1 \ll t_2$) и $\tau < t_1$ ($\tau < t_2$) в выражении для него необходимо учитывать слагаемое, отвечающее так называемому "призрачному" эхо, т.е. сигналу эха, формирующемуся в "виртуальной" временной области $t = -\tau$. Оно является зеркальным отражением обычного двухимпульсного эха относительно момента времени $t_1 + t_2 + \tau$. В реальном времени кроме СИ2 и ДЭ можно наблюдать лишь "хвост" этого сигнала, амплитуда которого при $\tau \gg t_{1,2}$ пренебрежимо мала. При нарушении этого неравенства его амплитуда будет иметь вполне конечное значение. Аналитическое выражение для отклика, отвечающего нерезонансной намагниченности спиновой системы для случая $t_1 \gg t_2$ и $\tau < t_1$ (время t' отсчитывалось от момента окончания второго импульса)

$$\langle v_v(t^*) \rangle = w_0 [\Psi_1(\Delta_1) \sin(\omega_1 \sqrt{t_1^2 - t'^2} + \frac{\pi}{4}) G(\Delta_1) + \Psi_2(\Delta_2) \sin(\omega_1 \sqrt{t_1^2 - (t' + \tau)^2} + \frac{\pi}{4}) G(\Delta_2) + \Psi(\Delta_3) \sin(\omega_1 \sqrt{t_1^2 - (t' - \tau)^2} + \frac{\pi}{4}) G(\Delta_3)] \quad (6)$$

($\Delta_{2,3} = \omega_1(t' \pm \tau)[t_1^2 - (t' \pm \tau)^2]^{-1/2}$, $\Delta_1 = \omega_1 t' [t_1^2 - t'^2]^{-1/2}$, $G(\Delta_k) = g(\Delta_k - \delta) + g(\Delta_k + \delta)$) состоит из слагаемых, описывающих СИ2, "призрачное" (ПЭ) и реальное эхо (РЭ), соответственно. Мгновенные частоты осцилляций намагниченности расположены внутри интервалов $(0, t_1)$, $(-(t_1 + \tau), t_1 - \tau)$, и $(\tau - t_1, \tau + t_1)$. Поэтому при нерезонансном возбуждении в реальном времени генерируются правые сателлиты "призрачного" (ПЭ1) и реального (РЭ1) эха и сигнал ОЭ на основе СИ2 в моменты $|\delta| / (\omega_1^2 + \delta^2)^{1/2} t_1$, $|\delta| / (\omega_1^2 + \delta^2)^{1/2} t_1 - \tau$ и $\tau + (|\delta| / (\omega_1^2 + \delta^2)^{1/2}) t_1$. Левые сателлиты ПЭ2 и РЭ2 являются ненаблюдаемыми (рис.6). Аналогичное описание было применено и для случая возбуждения двухуровневой спиновой системы комбинацией короткого и протяженного импульсов ($t_1 \ll t_2$ и $\tau < t_2$) (рис.6б). Теория хорошо согласуется с экспериментальными данными по фотонному эхо, возбуждаемому комбинацией протяженного и короткого резонансных импульсов (и наоборот) в рубине [8]. Наблюдается также хорошее соответствие между теорией и экспериментом по ядерному спиновому эхо на протонах в воде в нерезонансных условиях возбуждения комбинацией протя-

женного и короткого импульсов [9] (рис.7). Следовательно, при нерезонансном возбуждении двухуровневой спиновой системы магнитных атомов комбинацией короткого и протяженного импульсов возможна регистрация "призрачного" эха.

В случае возбуждения ДЭ в двухуровневой спиновой системе импульсами различной амплитуды интервалы и законы изменения мгновенных частот колебаний нерезонансных магнитных моментов такие же как и в случае обычного ДЭ, но абсолютные значения мгновенных частот отличаются друг от друга. Это связано с тем, что частота Раби во время первого (ω_1) и второго (ω_2) импульсов неодинакова (рис. 6в). Поэтому начальные фазы и мгновенные частоты намагниченности после действия второго импульса равны $\omega_1 t_1$, $\omega_2 t_2$, $\Omega_+(t_1 + t_2)$, $\Omega_- (|t_1 - t_2|)$ ($\Omega_{\pm} = |\omega_1 t_1 \pm \omega_2 t_2| / |t_1 \pm t_2|$) и $\Omega_{1,2} = \omega_{1,2} (t - \tau) / (t_{1,2}^2 - (t - \tau)^2)^{1/2}$, $\Omega_{3,4} = \Omega_{\pm} (t - \tau) / ((t_1 \pm t_2)^2 - (t - \tau)^2)^{1/2}$. Такая асимметрия приводит к тому, что экстремумы амплитуд соответствующих колебаний сдвигаются относительно момента формирования ДЭ в ту или иную сторону, причем величина и знак сдвига зависят от отношений ω_1/ω_2 и t_1/t_2 . В итоге ДЭ обнаруживает дополнительные экстремумы даже в резонансном режиме возбуждения. Его амплитуда и форма также зависят от ω_1/ω_2 . При $\omega_1/\omega_2 > 1$ он имеет колоколообразную форму, а при $\omega_1/\omega_2 < 1$ становится биполярным. Асимметрия отклика проявляется и при нерезонансном возбуждении отклика, когда реализуются нулевые биения между колебаниями намагниченности на переменных частотах и частоте отстройки. В этом случае амплитуды сателлитов и их число зависят от отношений между ω_1 , ω_2 и δ . При $\omega_{1,2} > \delta$ и $\omega_1/\omega_2 > 1$ вид отклика меняется очень слабо, но по мере увеличения δ начинается поэтапное возникновение сателлитов: сначала формируется первая пара сопряженных сателлитов, затем вторая и т.д., причем амплитуда правых сателлитов превышает амплитуду левых. При $\omega_{1,2} < \delta$ их число становится максимальным (восемь). При $\omega_1/\omega_2 < 1$ и $\omega_{1,2} < \delta$ асимметрия сателлитной структуры выражена сильнее чем в первом случае: амплитуда правого сателлита сравнима по величине с амплитудой ДЭ и значительно превышает амплитуду левого. Полученные результаты привлечены для объяснения так называемого дополнительного ядерного эха, формирующегося в ферромагнетике $MnFe_2O_4$ [10].

При подаче двух РЧ-импульсов на двухуровневую спиновую систему в условиях неортогонального расположения векторов постоянного H_0 и переменного H_1 магнитных полей происходит параметрическое возбуждение ДЭ. Так же, как и в случае СИ1 амплитуда соответствующего выражения для сигнала ДЭ и входящая в него частота Раби испытывают перенормировку

$$v_e^{(p)}(t - t_1 - t_2 - 2\tau) = J_0^4 \left(\frac{\omega_1'}{\omega} \right) v_e(\bar{\omega}_1, t - t_1 - t_2 - 2\tau), \quad (7)$$

где $v_e(\omega_1, t - t_1 - t_2 - 2\tau)$ соответствует v -компоненте сигнала ДЭ (4) - (5), в которой произведена замена $\omega_1 \rightarrow \omega_1 J_p(\omega_1 / \omega_1) \equiv \omega_1$. Из этой замены видно, что в неортогональной геометрии \mathbf{H}_0 и \mathbf{H}_1 даже при возбуждении спиновой системы на первой гармонике ($p = 0$) частота Раби изменяется.

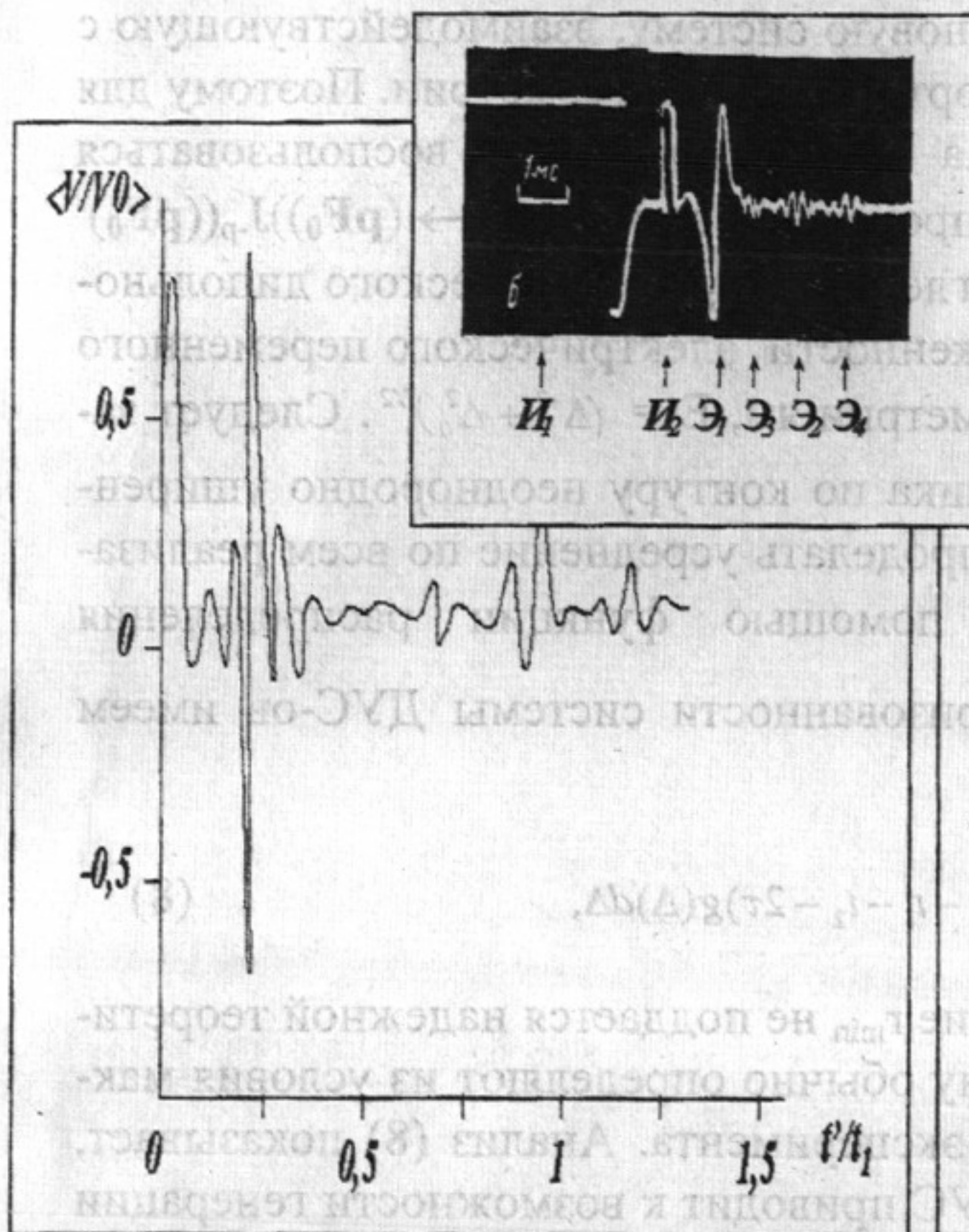


Рис.7. Временная зависимость отклика после воздействия комбинации протяженного и короткого импульсов площадью $\omega_1 t_1 = 10\pi$ и $\theta_2 = \pi/2$, соответственно, при $\sigma/\omega_1 = 0.8$, $\delta/\omega_1 = 3$, $\tau/t_1 = 0.25$. На вставке: сигнал ядерного ДЭ при возбуждении протонов в воде комбинацией протяженного и короткого импульсов [9].

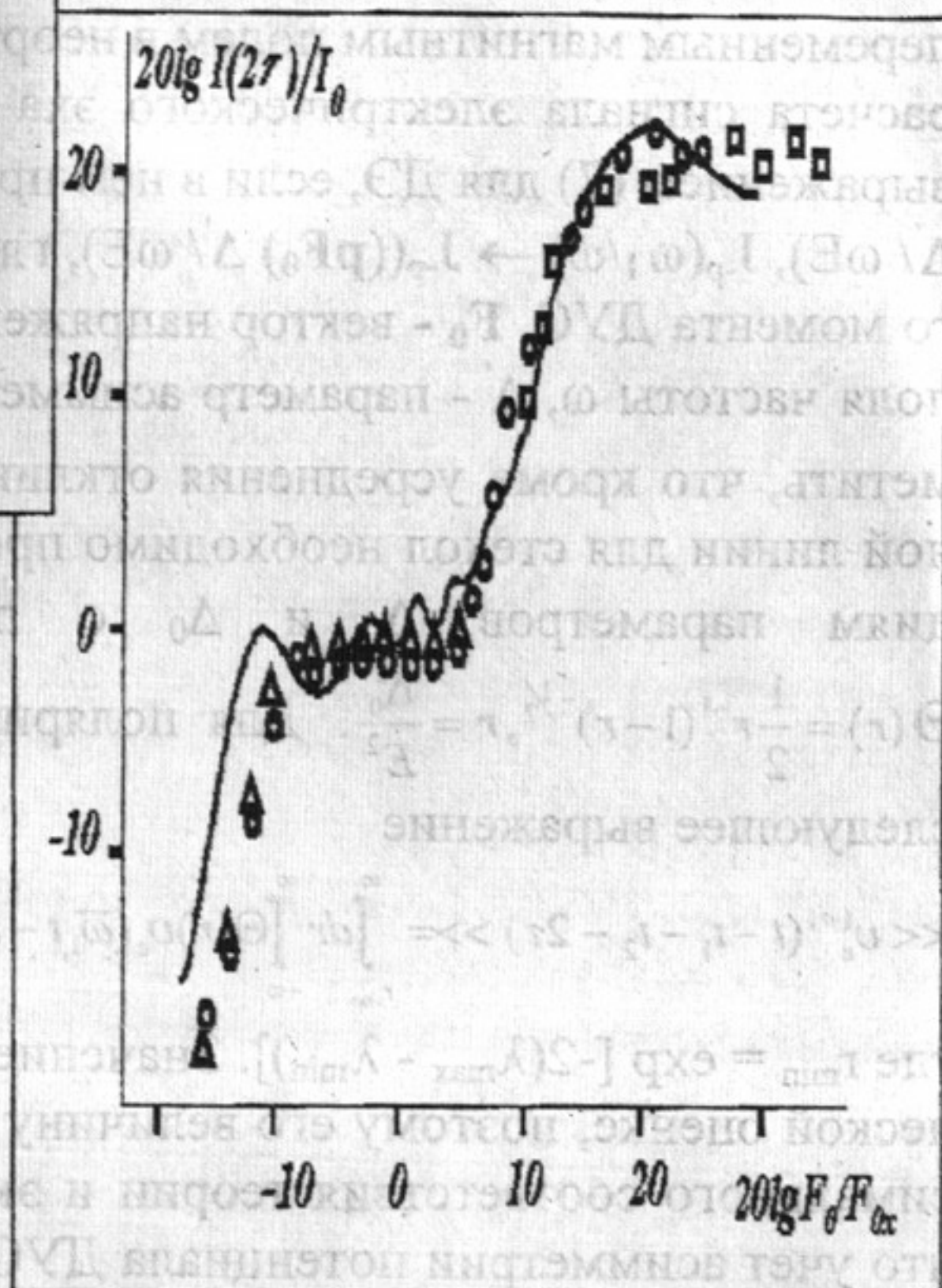


Рис.8. Полевая зависимость интенсивности электрического эха на первой гармонике в кварце. Символы \triangle - экспериментальные данные, сплошная кривая - теоретический расчет.

Вышеизложенный формализм использован для описания электрического дипольного эха в стеклах. Согласно последним теоретическим моделям в стеклах имеются объекты (атомы или группы атомов), которые могут находиться в двух энергетически и пространственно близких состояниях (ямах), разделенных потенциальным барьером. Переходы между этими состояниями при низких температурах происходят в основном за счет туннельных процессов. В стекле имеется большое количество таких двух-

уровневых систем (ДУС), которые характеризуются разностью энергий ΔE в двух состояниях и амплитудой вероятности туннельного перехода $\Delta_0 = \exp(-\lambda)$ (λ - туннельный интеграл). Значения этих величин статистически распределены в некотором интервале. Поскольку теоретическое описание ДУС базируется на псевдоспиновом формализме, то гамильтониан ДУС, взаимодействующей с переменным электрическим полем эквивалентен гамильтониану, описывающему спиновую систему, взаимодействующую с переменным магнитным полем в неортогональной геометрии. Поэтому для расчета сигнала электрического эха на ДУС-ах можно воспользоваться выражением (7) для ДЭ, если в нем произвести замены $\varpi_1 \rightarrow (\mathbf{pF}_0) J_p((\mathbf{pF}_0) \Delta' / \omega E)$, $J_p(\omega_1 / \omega) \rightarrow J_p((\mathbf{pF}_0) \Delta' / \omega E)$, где \mathbf{p} вектор электрического дипольного момента ДУС, \mathbf{F}_0 - вектор напряженности электрического переменного поля частоты ω , Δ' - параметр асимметрии ям, $E = (\Delta'^2 + \Delta_0^2)^{1/2}$. Следует заметить, что кроме усреднения отклика по контуру неоднородно уширенной линии для стекол необходимо проделать усреднение по всем реализациям параметров Δ' и Δ_0 с помощью функции распределения $\Theta(r) = \frac{1}{2} r^{-1} (1-r)^{-1/2}$, $r = \frac{\Delta_0^2}{E^2}$. Для поляризованности системы ДУС-ов имеем следующее выражение

$$\langle\langle v_e^{(p)}(t-t_1-t_2-2\tau) \rangle\rangle = \int_{r_{\min}}^{\infty} dr \int_{-\infty}^{\infty} \Theta(r) v_e(\bar{\omega}_1 t - t_1 - t_2 - 2\tau) g(\Delta) d\Delta, \quad (8)$$

где $r_{\min} = \exp[-2(\lambda_{\max} - \lambda_{\min})]$. Значение r_{\min} не поддается надежной теоретической оценке, поэтому его величину обычно определяют из условия максимального соответствия теории и эксперимента. Анализ (8) показывает, что учет асимметрии потенциала ДУС приводит к возможности генерации эха на p -ой гармонике, амплитуда которого зависит от функции Бесселя $J_p[(\mathbf{pF}_0) \Delta' / \omega E]$. Учет асимметрии потенциала ДУС сказывается и на сигнале эха на первой гармонике. Теория хорошо согласуется с экспериментальными данными по полевой зависимости сигнала электрического ДЭ в кварце [11] (рис.8).

В третьей главе теоретически изучены нестационарные магнитные явления (нутационные эффекты) в двухуровневых спиновых системах, возникающие во время действия импульсных РЧ-полей. Получены аналитические выражения для одноимпульсной нутации с учетом конечного значения неоднородной ширины линии и отстройки от резонанса. Показано, что частота нутации для симметричного форм-фактора неоднородно уширенной линии в условиях $\omega_1 / \sigma < 1$ не зависит от величины отстройки до тех пор, пока δ не станет превышать σ в несколько раз. Получено обобщенное аналитическое выражение для одноимпульсной нутации, генерирующейся в условиях неортогональной геометрии \mathbf{H}_0 и \mathbf{H}_1 , отличающееся от обычного выражения заменой в нем $\omega_1 \rightarrow \omega_1 J_p(\omega_1 / \omega_1) \equiv \varpi_1$ и перенормировкой

его амплитуды на величину $(J_0(\omega_1/\omega_1) + J_{2p+2}(\omega_1/\omega_1))$. Теоретические результаты согласуются с экспериментальными данными по одноквантовой [12] и двухквантовой [13] нутации в ЭПР кварца.

Если спустя время τ двухуровневую спиновую систему возбудить еще одним импульсом, то во время его действия при $t_2 > t_1$ кроме нутации намагниченности на частоте Раби (двухимпульсная запаздывающая нутация (ДЗН)), возникает интересное явление: в момент t_1 после начала второго импульса на фоне нутации намагниченности формируется биполярный сигнал запаздывающего нутационного эха (ЗНЭ). Анализ выражения для продольной намагниченности показывает, что при этом происходит ее

восстановление $W(t_1) = W_0 \left[1 - \frac{\omega_1^2}{\beta^2} (1 - \text{Cos} \beta \tau_1) \right]^2$, т.е. в данный момент времени

текущая продольная намагниченность равна квадрату продольной намагниченности, существующей до начала второго импульса. Анализ выражения для ν -компоненты поглощения намагниченности

$$\langle \nu \rangle \cong W_0 \frac{\omega_1 \sqrt{2\pi}}{\sqrt{\omega \tau_1}} \sum_{i=1}^3 \psi_i(\Delta_i) \text{Sin}(\omega_1 \sqrt{(t - \zeta_i)^2 - \tau^2} + \frac{\pi}{4}) [g(\omega_1 \Delta_i - \delta) + g(\omega_1 \Delta_i + \delta)] \quad (9)$$

$$(\Delta_i = \tau [(t - \zeta_i)^2 - \tau^2]^{1/2} \omega_1, \zeta_1 = 0, \zeta_{2,3} = \mp t_1)$$

свидетельствует о том, что как и для СИ1, СИ2, существуют интервалы $(\tau - t_1, \infty)$, (τ, ∞) , $((\tau + t_1), \infty)$, на которых поперечная намагниченность колеблется на переменных частотах $\Omega_i = \omega_1 (t - \zeta_i) [(t - \zeta_i)]$. В отличие от СИ1, в котором $\Delta = \Omega$, в данном случае $\Omega = (\Delta^2 + \omega_1^2)^{1/2}$ и при $t - \zeta_i \rightarrow \infty$ $\Omega \rightarrow \omega_1$, т.е. частота нутационных колебаний лишь на больших временах равняется частоте Раби. Другим отличием является иной закон изменения во времени стационарной точки (рис.9а). Нулевые биения реализуются каждый раз, когда прямая $(\omega_1^2 + \sigma^2)^{1/2}$ (обобщенная частота Раби) пересекается с семейством кривых $\Omega_i (t - \zeta_i)$. Моменты возникновения нулевых биений равны $t_{0i} = \zeta_i + (\omega_1^2 + \delta^2)^{1/2} \tau / \delta$. Поэтому наряду с сигналом нутационного эха в ДЗН возникает три сателлита (рис.9б). На временах $t < \tau + \zeta_i$ все три составляющих (9) видоизменяются, например, первая составляющая намагниченности становится равной:

$$\langle \nu_{H1}(t) \rangle = W_0 \frac{\sigma}{\sqrt{\omega_1^2 - \sigma^2}} \left\{ \frac{\sigma}{\sqrt{\omega_1^2 - \sigma^2}} (\exp(-\sigma \tau) + (1 - \omega_1 \tau) \exp(-\omega_1 \tau)) - \left[\text{Sin}(\sqrt{\omega_1^2 - \sigma^2} t) - \frac{\sigma}{\sqrt{\omega_1^2 - \sigma^2}} (1 - \text{Cos}(\sqrt{\omega_1^2 - \sigma^2} t)) \right] \exp(-\sigma \tau) + \frac{\omega_1^2}{\omega_1^2 - \sigma^2} \text{Sin}(\sqrt{\omega_1^2 - \sigma^2} t) \exp(-\sigma \tau) \right\} \quad (10)$$

Выражения для оставшихся двух составляющих имеют такой же вид, если в (10) произвести соответствующую замену ζ_i . Затухание всех составляющих за время τ происходит не только за счет неоднородного ушире-

ния, но и за счет поля (полевое затухание). В то же время на временах $t < \tau - t_1$ затухание отклика за время τ происходит лишь за счет неоднородного уширения. Частоты колебаний намагниченности всех трех составляющих типа (10) не зависят от времени, т.е. происходит смена закона изменения их фаз. Теория хорошо согласуется с экспериментальными данными по ЗНЭ ЭПР в кварце [14], ЯМР в FeCo [15] и на протонах в глицерине [16]. Наши теоретические результаты инициировали постановку соответствующего эксперимента в оптическом диапазоне [16], в котором А. Szabo et.al. в рубине обнаружили оптический аналог ЗНЭ (рис.10).

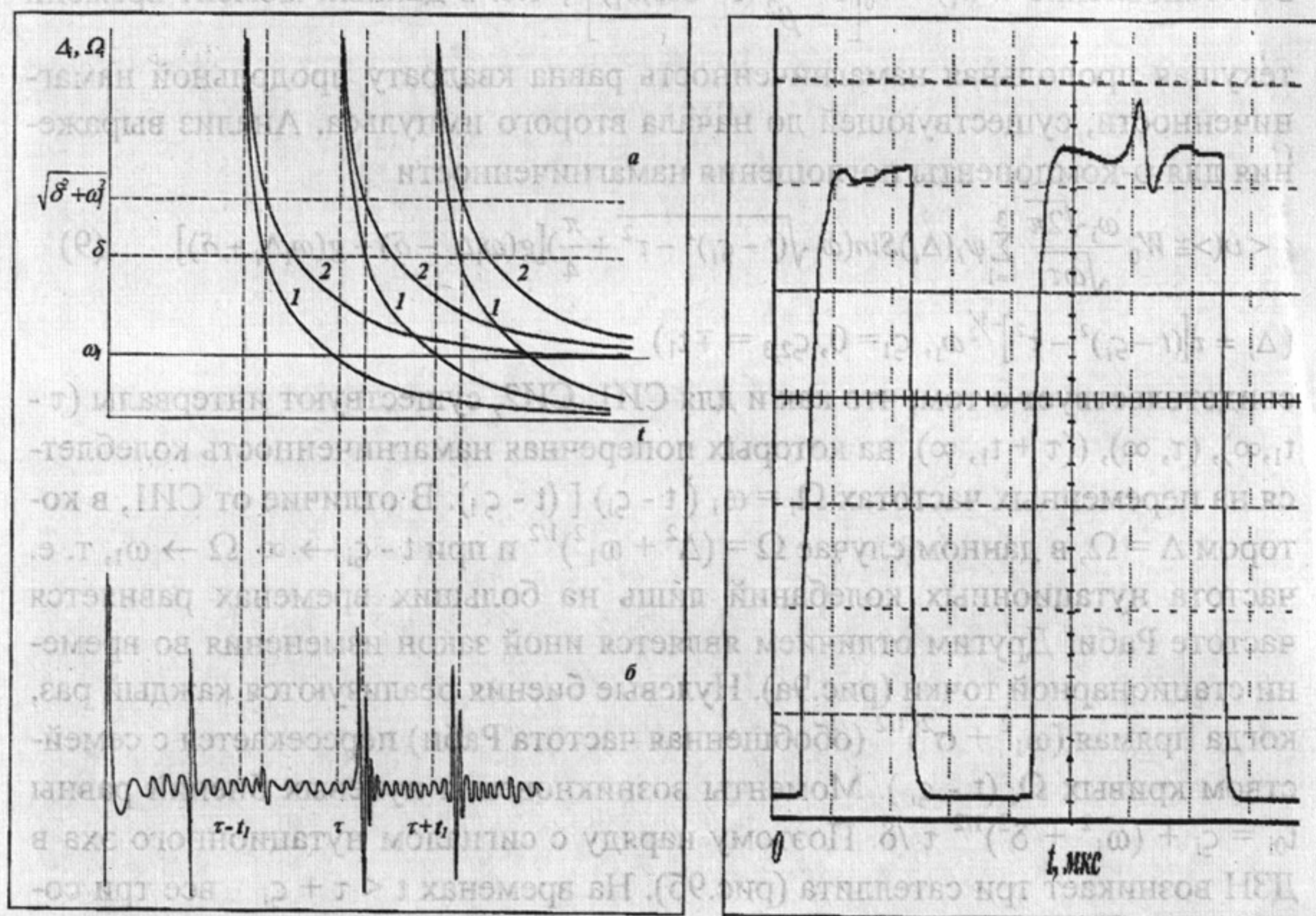


Рис.9. Временные зависимости стационарных точек Δ_i и мгновенных частот колебаний Ω_i в ДЗН (а) и нерезонансные сигналы (б). Рис.10. Сигнал ДЗН в рубине.

Если вместо интервала свободной эволюции в ДЗН на двухуровневую спиновую систему подается импульс длительности t_2 , амплитуда которого ω_2 или больше или меньше амплитуды первого и второго импульсов ω_1 , то такая ситуация эквивалентна тому, что система как бы подвергается воздействию *сдвоенного импульса*. Так же как и в ДЗН в момент времени t_1 после его окончания формируется сигнал нутационного эха, которое обя-

зано восстановлению продольной намагниченности

$W(t_1) = W_0(1 - \frac{\omega_2^2}{\beta_2^2})(1 - \frac{\omega_1^2}{\beta_1^2}(1 - \text{Cos}\beta_1 t_1))^2$, амплитуда которой уменьшена за счет

сомножителя $(1 - \omega_2^2/\beta_2^2)$. В отличие от ДЗН в данном случае существуют интервалы, на которых поперечная намагниченность обнаруживает свойства либо индукции либо нутации. Соответствующие этим интервалам стационарные точки можно выразить в виде

$$\Delta_i^{(-)}(t') = \left\{ \left(\frac{\omega_2(t - \zeta_i)}{\sqrt{t_2^2 - (t - \zeta_i)^2}} \right)^2 + \left(\frac{\omega_1 t_2}{\sqrt{(t - \zeta_i)^2 - t_2^2}} \right)^2 \right\}^{1/2}. \text{ Первое слагаемое есть не что}$$

иное, как квадрат стационарной точки для СИ1 после возбуждения импульсом длительностью t_2 , а второе соответствует квадрату стационарной точки для ДЗН. Вклады данных точек определяются соотношениями ω_1/ω_2 и t_1/t_2 . Если $\omega_2 \gg \omega_1$, то доминирует первое слагаемое и, следовательно, отклик будет проявлять свойства СИ1. В противоположном случае ($\omega_2 \ll \omega_1$) он будет напоминать сигнал ДЗН. В промежуточной ситуации сигнал будет проявлять черты как нутации, так и индукции. При $\omega_1 > \omega_2$, $t_2 > t_1$ все три стационарные точки соответствуют стационарным точкам для ДЗН. Отличие в том, что стационарные точки последних убывают до нуля асимптотически, а в нашем случае обращаются в нуль во вполне определенные моменты времени $(\omega_1/\omega_2) t_2$; $(\omega_1/\omega_2) t_2 - t_1$; $(\omega_1/\omega_2) t_2 + t_1$. Если $\omega_1 > \omega_2$, но $t_2 < t_1$, то одна из стационарных точек трансформируется в стационарную точку, соответствующую СИ1, с той лишь разницей, что в данном случае они начинаются с момента $(\omega_1/\omega_2)t$, а не с момента $t = 0$. Если же $\omega_1 < \omega_2$, $t_2 > t_1$, то все три стационарные точки похожи на стационарные точки для СИ1. Однако при $t_2 < t_1$ одна из них превращается в "нутационную" стационарную точку. Временная зависимость мгновенных частот колебаний дипольных моментов отличается от соответствующего поведения стационарных точек: в моменты времени, когда последние обращаются в нуль, мгновенные частоты становятся равными ω_1 .

Эволюцию когерентного отклика можно трактовать как осцилляционный процесс, в котором можно выделить колебания на постоянной и переменных частотах. Если колебания на постоянной частоте ω_1 происходят во всей временной области, то колебания на переменных частотах реализуются лишь в определенные промежутки времени. На каждом из указанных выше интервалов мгновенная частота в процессе своего изменения совпадает с обобщенной частотой Раби, поэтому при $\delta > \omega_1$ в моменты времени $|t' - \zeta_i| = \pm (\delta^2 + \omega_1^2)^{1/2} (\delta^2 + \omega_2^2)^{-1/2} t_2$ возникают нулевые биения. При $\delta = 0$ условие максимальности форм-факторов реализуется при $\Delta_i = 0$, что соответствует временам $|t' - \zeta_i| = \pm (\omega_1/\omega_2)t_2$. В эти моменты времени

происходят нулевые биения между колебаниями на переменных частотах и частоте ω_1 .

В современной нестационарной технике широкое применение нашел метод *зеemanовского (штарковского) переключения частоты спектроскопического перехода*. В этом методе вместо импульсов электромагнитного поля, управление которыми представляет определенные трудности, изменяют энергетический интервал между уровнями с помощью импульсов постоянного магнитного (электрического) поля, в то время как интенсивность и частота излучения остаются постоянными во времени.

Если двухуровневая спиновая квантовая система в момент времени $t = 0$ подвергается воздействию возбуждающего поля, частота ω которого сдвинута от центральной частоты ω_0 спектроскопического перехода на величину $\delta_1 = \omega_0 - \omega$, а через интервал времени t_1 под воздействием *одного зеemanовского импульса* происходит смещение центральной частоты перехода $\omega_0 \rightarrow \omega_0'$ (сдвиг от несущей частоты равен $\delta_2 = \omega_0' - \omega$), то результирующий отклик является смесью нутационного сигнала (поглощение энергии магнитными моментами, вошедшими в резонанс) и сигнала индукции (излучение энергии магнитными моментами, вышедшими из резонанса). Он представляет собой осцилляционно-затухающий процесс, происходящий по сложному степенному закону на частотах ω_1 и $\Omega_i = ((\Delta_i - (\delta_2 - \delta_1)/2)^2 + \omega_1^2)^{1/2}$, причем область изменения Ω_i зависит от знака разности $t - 2t_1$. Это видно из вида стационарных точек

$$\Delta_{1,3} = \omega_1 \operatorname{arth} \left(\frac{t}{2t_1 - t} \right) \frac{1}{\operatorname{sh} \frac{2\delta}{\omega_1}} \mp \sqrt{1 + \frac{t^2}{(2t_1 - t)^2} \frac{1}{\operatorname{sh}^2 \frac{2\delta}{\omega_1}}}, \quad \Delta_{2,4} = \omega_1 \operatorname{arth} \left(\frac{2t_1 - t}{t} \right) \frac{1}{\operatorname{sh} \frac{2\delta}{\omega_1}} \mp \sqrt{1 + \frac{(2t_1 - t)^2}{t^2} \frac{1}{\operatorname{sh}^2 \frac{2\delta}{\omega_1}}}$$

При $t_1 < t < 2t_1$ Ω_1 находится в области $((4\delta^2 + \omega_1^2)^{1/2}, (\delta^2 + \omega_1^2)^{1/2})$, а Ω_2 - в области $((4\delta^2 + \omega_1^2)^{1/2}, \infty)$, в то время, как при $2t_1 < t < \infty$ Ω_3 находится в интервале $((\delta^2 + \omega_1^2)^{1/2}, \omega_1)$, а Ω_4 - в области (∞, ω_1) . Т. е. одна из мгновенных частот непрерывно уменьшается от начального значения $(4\delta^2 + \omega_1^2)^{1/2}$ в момент включения зеemanовского импульса до асимптотического значения ω_1 , а другая в момент $t = 2t_1$ испытывает скачок, принимая бесконечно большое значение, и приближаясь при больших $t - t_1$ к ω_1 (рис.11). Соответствующие нулевые биения возникают при совпадении мгновенной частоты колебаний намагниченности с обобщенной частотой Раби в моменты времени $t - t_1 = t_1 \operatorname{th}(\delta_1/\omega_1) \operatorname{cth}(\delta_2/\omega_1)$. Для того, чтобы они возникли в области $t < 2t_1$ (рис.11) необходимо выполнение условия $\operatorname{th}(\delta_1/\omega_1) \operatorname{cth}(\delta_2/\omega_1) < 1$, которое в свою очередь ведет к неравенству $\delta_2 > \delta_1$. Таким образом, в зависимости от знаков отстроек экстремумы могут возникать в любые мо-

менты времени после включения зеемановского импульса, причем на интервале $t < 2t_1$ они формируются на основе сигнала индукции, а при $t > 2t_1$ - на основе нутации.

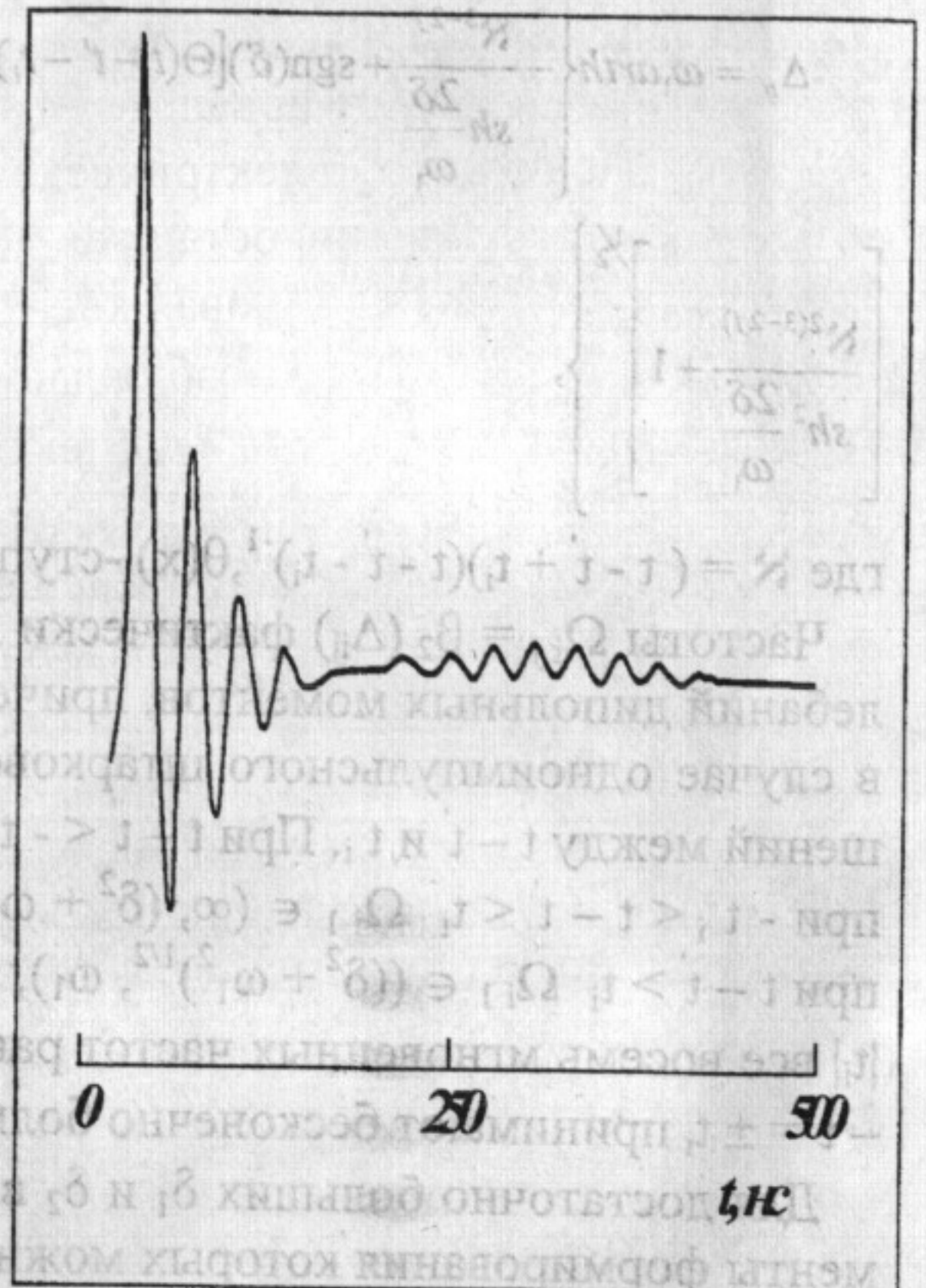
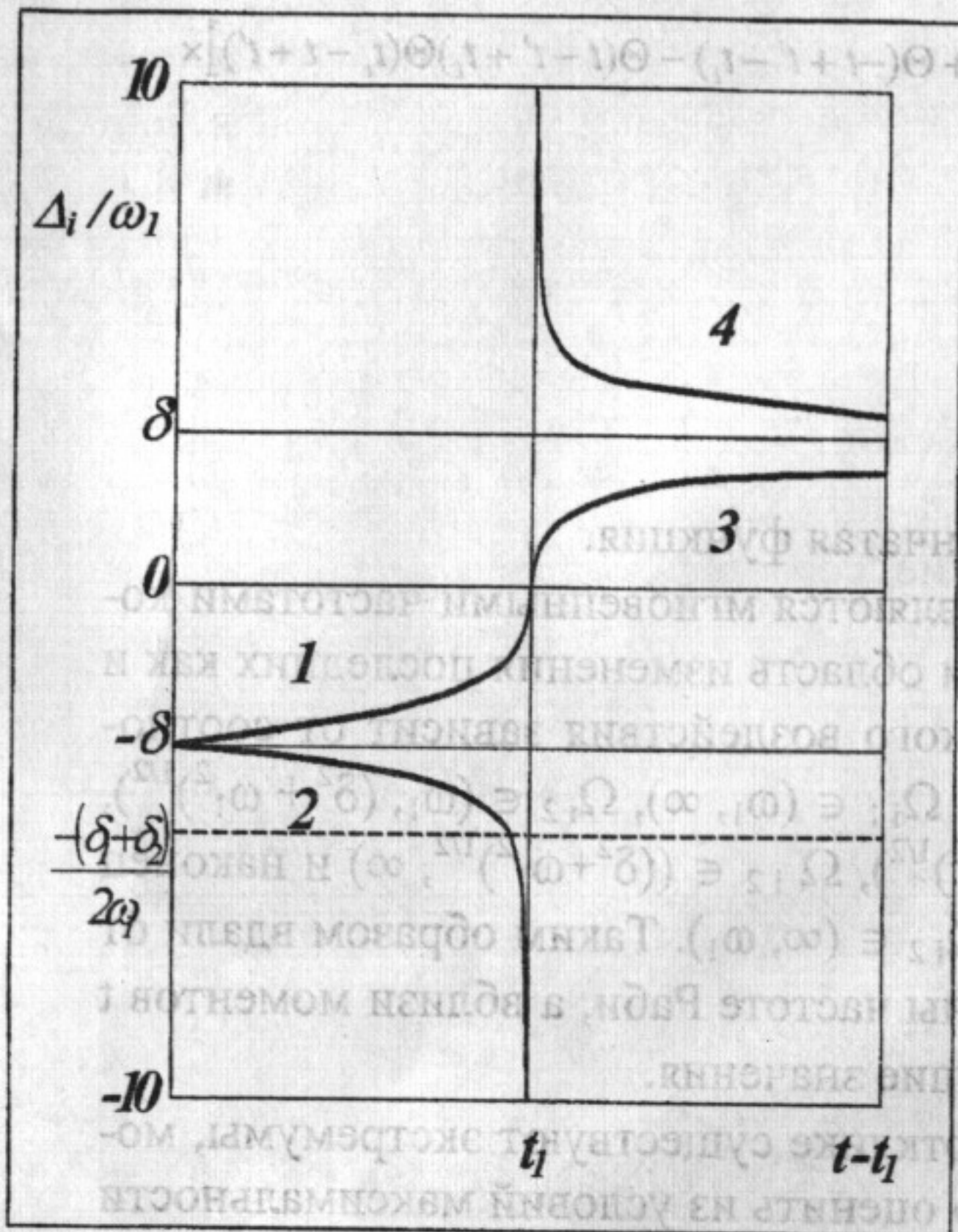


Рис.11. Временное поведение точек стационарной фазы после воздействия на двухуровневую спиновую систему одного зеемановского (штарковского) импульса площадью $\omega_1 t_1 = 4\pi$.

Рис.12. Сигнал затухания свободной поляризации в рубине после воздействия штарковского импульса площадью 4π .

Теория хорошо согласуется с экспериментом по наблюдению затухания свободной поляризации в рубине при штарковском переключении частоты перехода [18] (рис.12). Если на фоне воздействующего на двухуровневую систему электромагнитного поля с отстройкой δ_1 осуществить *двухимпульсное зеемановское переключение*, сдвигающее центральную частоту спектроскопического перехода на величину δ_2 , то "нерезонансный" сигнал эха состоит из нутационной и индукционной частей, отвечающим поглощению энергии магнитными моментами, вошедшими в резонанс и излучению энергии вышедшими из резонанса магнитными моментами, соответственно. Центральный пик, отвечающий "резонансным" магнитным моментам, соответствует сигналу эха и имеет осцилляционную регулярную структуру, максимум которой расположен

вблизи $t = t'$ ($t' = t_1 + t_2 + 2\tau$). "Нерезонансный" отклик представляет собой осцилляционно-затухающий процесс, происходящий на частотах $\Omega_{ij} = ((\Delta_{ij} - (\delta_2 - \delta_1)/2)^2 + \omega_1^2)^{1/2}$, где Δ_{ij} есть стационарные точки:

$$\Delta_{ij} = \omega_1 \operatorname{arth} \left\{ \frac{N^{3-2j}}{\operatorname{sh} \frac{2\delta}{\omega_1}} + \operatorname{sgn}(\delta) [\Theta(t-t'-t_i) + \Theta(-t+t'-t_i) - \Theta(t-t'+t_i)\Theta(t_i-t+t')] \right\} \times \left[\frac{N^{2(3-2j)}}{\operatorname{sh}^2 \frac{2\delta}{\omega_1}} + 1 \right]^{1/2},$$

где $N = (t-t'+t_i)(t-t'-t_i)^{-1}$, $\Theta(x)$ - ступенчатая функция.

Частоты $\Omega_{ij} = \beta_2(\Delta_{ij})$ фактически являются мгновенными частотами колебаний дипольных моментов, причем область изменения последних как и в случае одноимпульсного шарковского воздействия зависит от соотношений между $t-t'$ и t_i . При $t-t' < -t_i$ $\Omega_{i1} \in (\omega_1, \infty)$, $\Omega_{i2} \in (\omega_1, (\delta^2 + \omega_1^2)^{1/2})$, при $-t_i < t-t' < t_i$ $\Omega_{i1} \in (\infty, (\delta^2 + \omega_1^2)^{1/2})$, $\Omega_{i2} \in ((\delta^2 + \omega_1^2)^{1/2}, \infty)$ и наконец при $t-t' > t_i$ $\Omega_{i1} \in ((\delta^2 + \omega_1^2)^{1/2}, \omega_1)$, $\Omega_{i2} \in (\infty, \omega_1)$. Таким образом вдали от $|t_i|$ все восемь мгновенных частот равны частоте Раби, а вблизи моментов $t-t' = \pm t_i$ принимают бесконечно большие значения.

Для достаточно больших δ_1 и δ_2 в отклике существуют экстремумы, моменты формирования которых можно оценить из условий максимальности форм-факторов линии: $\Delta_{ij} + (\delta_1 + \delta_2)/2 = 0$. Для возникновения экстремумов в каждом из восьми слагаемых отклика необходимы определенные соотношения между величинами δ_1 и δ_2 . Это видно из рисунка 13, на котором приведены временные зависимости стационарных точек $\Delta_{i1,2}$. Условие экстремума $\Delta_{i1,2} + (\delta_1 + \delta_2)/2 = 0$ соответствует пересечению ветвей $\Delta_{i1,2}$ с прямой $\Delta = -(\delta_1 + \delta_2)/2$. В зависимости от знака разности $\delta_1 - \delta_2$ прямая $\Delta = -(\delta_1 + \delta_2)/2$ будет пересекать ту или иную ветвь $\Delta_{i1,2}$. В качестве примера на рисунке 13 приведен случай $\delta_{1,2} > 0$, когда прямая пересекает ветви $\Delta_{i1,2}$ в области $|t-t'| < t_i$. Из выражений для моментов формирования соответствующих сателлитов $t_{ij} - t' = (-1)^j t_i \operatorname{th}(\delta_1/\omega_1) \operatorname{cth}(\delta_2/\omega_1)$ следует, что для того, чтобы они возникали в данной области, необходимо выполнение неравенства $\operatorname{cth}(\delta_2/\omega_1) \operatorname{th}(\delta_1/\omega_1) < 1$, что в свою очередь приводит к условию $\delta_2 > \delta_1$. Анализ показывает, что в области $|t-t'| < t_i$ сателлиты реализуются в случаях $|\delta_2| > |\delta_1|$, в то время как в области $|t-t'| > t_i$ - в случаях $|\delta_2| < |\delta_1|$. Значит, в зависимости от знаков отстроек сателлиты могут возникать в любые моменты времени. Сателлиты, формирующиеся на интервале $|t-t'| < t_i$ при $|\delta_2| > |\delta_1|$, формируются на основе индукции, а при $|t-t'| > t_i$ и $|\delta_2| < |\delta_1|$ - на основе нутации. Физически их наличие объясняется так же как и в

случае одноимпульсного (зеemanовского) штарковского переключения нулевыми биениями между колебаниями дипольных моментов на переменных частотах и обобщенной частоте Раби.

В четвертой главе теоретически изучено влияние формы, а также амплитудных и фазовых искажений возбуждающих резонансных импульсов на формирование нестационарных магнитных явлений в двухуровневых спиновых системах с учетом неоднородного уширения квантового перехода. Показано, что по мере трансформации импульса от его прямоугольной формы к треугольной интенсивность сигнала двухимпульсного эха увеличивается в два с лишним раза. Для корректного определения влияния формы импульсов на отклик необходимо, чтобы ширина спектра импульса любой формы была меньше неоднородной ширины линии. Качественно это объясняется тем, что чем короче импульс, тем шире его спектр: импульс, имеющий вид дельта-функции, например, имеет бесконечно протяженный спектр. Для импульсов конечной длительности ширина спектра также становится конечной. Так, для прямоугольного импульса ширина спектра в два раза меньше, чем для треугольного той же длительности. Это значит, что во втором случае в пределах неоднородной ширины линии возбуждается большее число излучателей, чем в первом. Теоретические оценки находятся в хорошем согласии с результатами экспериментальных данных по электронному спиновому эхо в кварце [19].

Изучено влияние амплитудных искажений возбуждающего импульса на его фронте или спаде на сигнал свободной индукции при произвольных соотношениях между неоднородной шириной линии и амплитудой протяженной части импульса. Амплитудные искажения фронта (спада) моделировались прямоугольными выступами, длительность которых существенно меньше длительности протяженной части импульса. Их амплитуда была или больше или меньше амплитуды протяженной части импульса. Тогда прямоугольный импульс представляет собой сумму двух прямоугольных импульсов с разными амплитудами E_1, E_2 и длительностями t_1, t_2 .

Эволюция СИ1 после окончания искаженного импульса трактуется как осцилляционно-затухающий процесс, происходящий со скоростями затухания ω_1, ω_2 и σ и частотами $\omega_{1,2} (t - t_1 - t_2) [t_{1,2}^2 - (t - t_1 - t_2)^2]^{-1/2}$, $\Omega_{\pm} (t - t_1 - t_2) [(t_1 \pm t_2)^2 - (t - t_1 - t_2)^2]^{-1/2}$, где $\omega_{1,2}$ - частота Раби, соответствующая искажению фронта и протяженной части импульса при $t_1 < t_2$, а при $t_1 > t_2$ - протяженной части и искажению спада импульса, соответственно. Эффект возбуждения импульсом такой формы представляется как результат воздействия на спиновую систему четырех "кажущихся" импульсов длительностями $t_1, t_2, t_1 + t_2, |t_1 - t_2|$, оканчивающимися в один и тот же момент времени.

Поскольку фазы колебаний всех четырех слагаемых СИ1 во времени изменяются по различным законам, то при совпадении мгновенных частот

этих колебаний возникают резонансы. Они реализуются в моменты времени

$$t_{(m)} - t_1 - t_2 = \left[\frac{\omega_k^2 (\pm t_1 \mp t_2)^2 - \Omega_-^2 t_k^2}{\omega_k^2 - \Omega_-^2} \right]^{1/2}; \left[\frac{\omega_k^2 (t_1 + t_2)^2 - \Omega_+^2 t_k^2}{\omega_k^2 - \Omega_+^2} \right]^{1/2};$$

$$\left[\frac{\Omega_-^2 (t_1 + t_2)^2 - \Omega_+^2 (\pm t_1 \mp t_2)^2}{\Omega_-^2 - \Omega_+^2} \right]^{1/2}, \quad (m=1,2,3)$$

где $k=1$ и знак (+) отвечают случаю $t_1 > t_2$, а $k=2$ и знак (-) - $t_1 < t_2$.

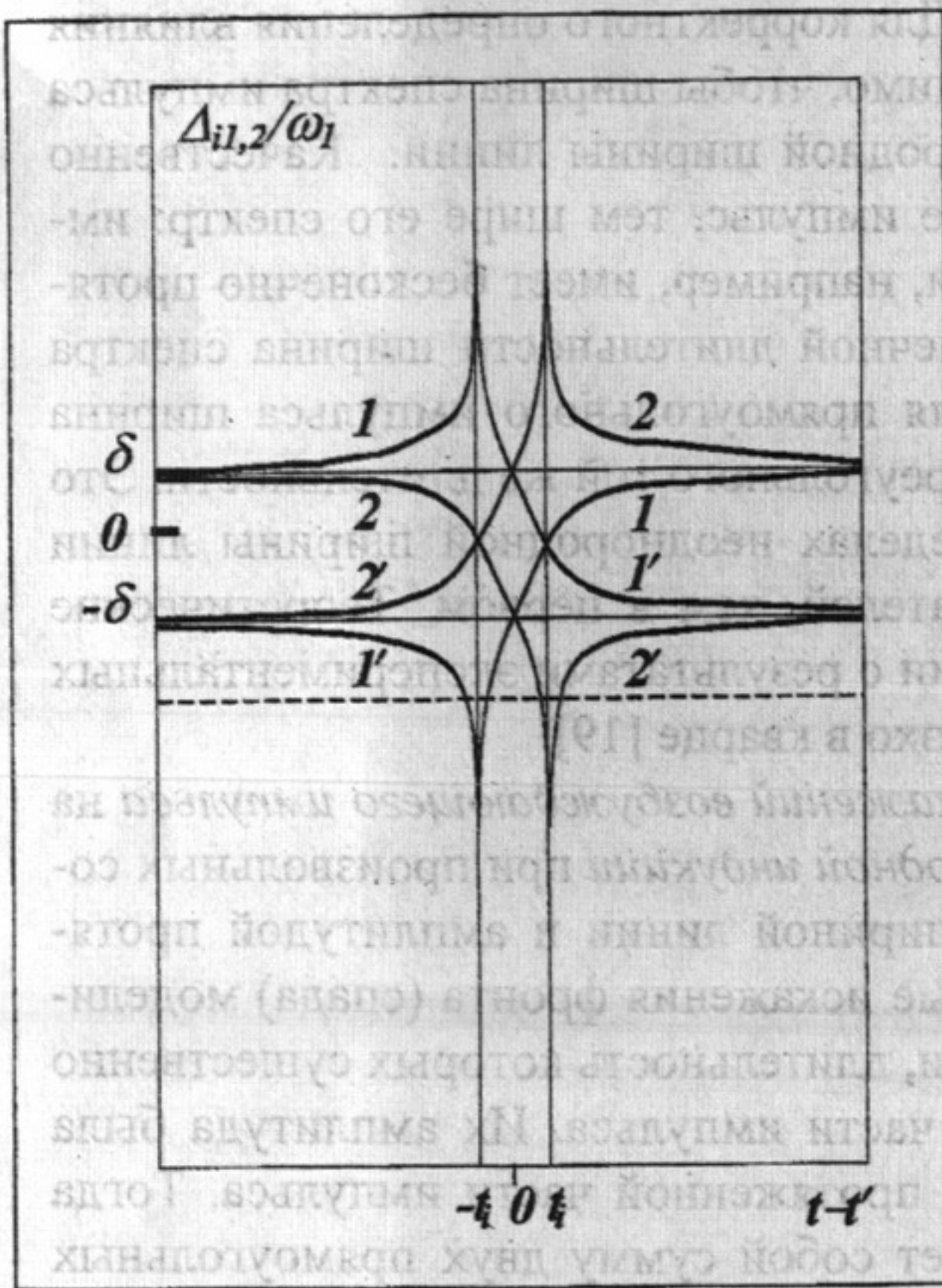


Рис.13. Временное поведение точек стационарной фазы после воздействия зеемановских (штарковских) импульсов. Ветви 1 и 2 соответствуют стационарным точкам Δ_{i1}/ω_1 и Δ_{i2}/ω_1 при $\delta_2 > \delta_1$, а ветви 1' и 2' - при $\delta_2 < \delta_1$.

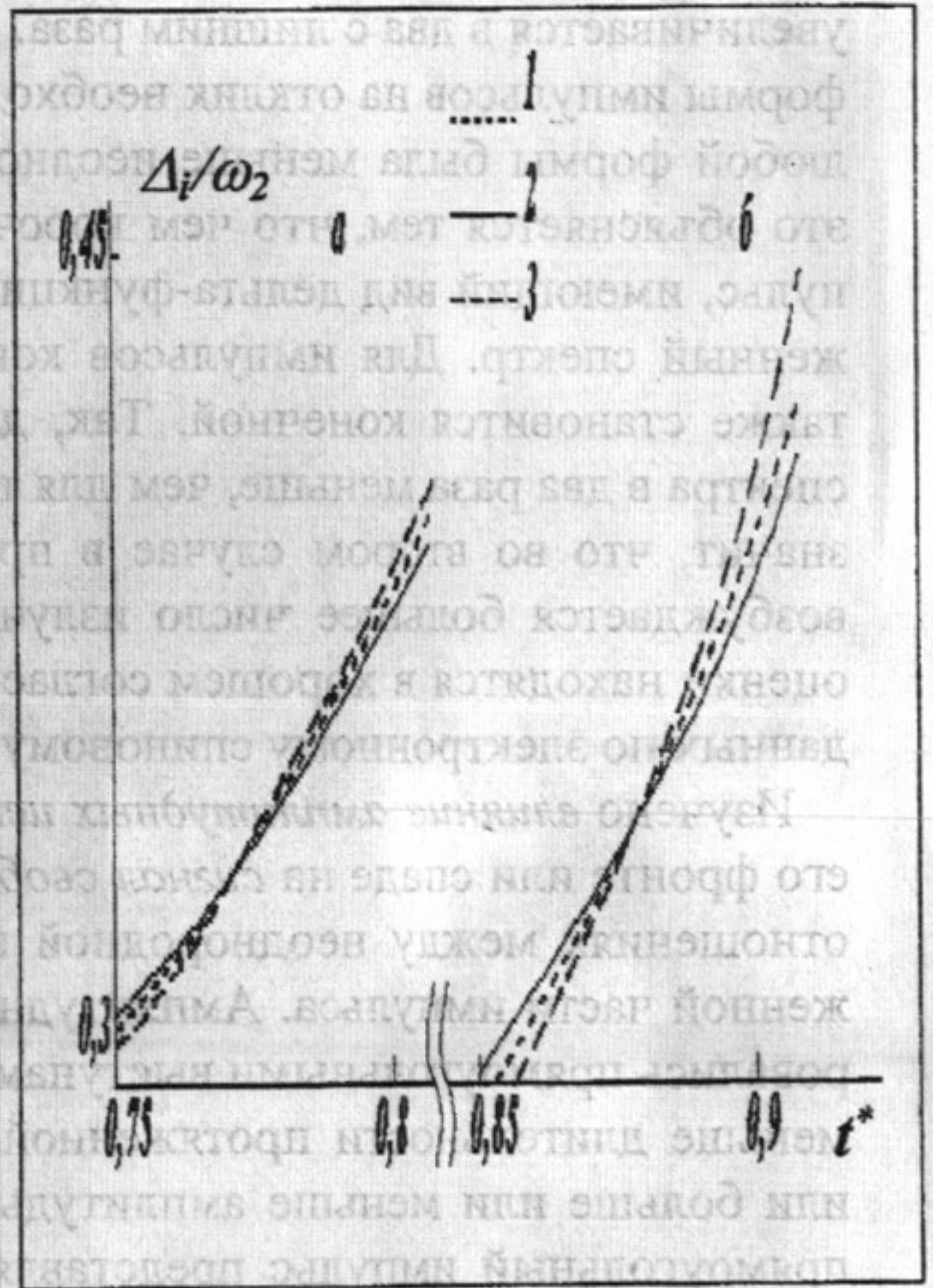


Рис.14. Зависимость нормированных мгновенных частот колебаний Δ_i/ω_2 от времени при $t_1 > t_2$, $i=1(1), 3(2), 4(3)$; $\omega_1/\omega_2=0.3$ (а), 0.2 (б); $t_2/t_1=0.025$ ($t^* = (t-t_1-t_2)/(t_1-t_2)$)

Резонансы мгновенных частот колебаний существуют в определенных областях значений ω_1 и ω_2 . В общем случае существуют значения ω_1 и ω_2 , при которых одновременно возникают всевозможные резонансы мгновенных частот колебаний намагниченности (рис.14). Увеличение амплитуды искажения спада импульса приводит к сдвигу резонанса мгновенных час-

тот колебаний намагниченности в сторону больших времен (рис.14б) по сравнению с меньшей амплитудой искажения (рис.14а). Резонансы мгновенных частот приводят к появлению в СИ1 всплесков излучения, которые можно трактовать как ОЭ. Данный механизм формирования ОЭ отличается от нерезонансного механизма его возбуждения неискаженным прямоугольным импульсом. При совпадении несущей частоты импульса с центральной частотой спектроскопического перехода амплитуда ОЭ, обусловленного искажениями импульса, максимальна, а нерезонансного ОЭ не возникает вообще. При отстройке несущей частоты от центральной частоты перехода ОЭ в первом случае уменьшается, а во втором - растет. Теория согласуется с экспериментальными данными по наблюдению ядерной индукции на протонах в глицерине [20] (рис.15).

При оценке влияния фазовых искажений возбуждающего импульса на СИ1 полагалось, что фаза фронта или спада импульса сдвинута на произвольный угол относительно его протяженной части. Так же как и в случае амплитудных искажений импульса длительность фронта и спада существенно меньше длительности его протяженной части. Если $t_1 \ll t_2$, то $t_1, \varphi_1; t_2, \varphi_2$ - длительность и фаза фронта и протяженной части импульса, соответственно, а в случае $t_1 \gg t_2$ $t_1, \varphi_1; t_2, \varphi_2$ - длительность и фаза протяженной части и спада. Рассмотрены ситуации, отличающиеся знаком фазового сдвига $\Delta\varphi$. Этот сдвиг приводит к появлению в выражении для СИ1 дополнительных слагаемых, описывающих колебания намагниченности с переменными фазами в интервалах $(0, t_1)$, $(0, t_2)$, $(0, |t_1 \pm t_2|)$. Вклады данных колебаний в СИ1 зависят от $\Delta\varphi$. Поскольку фазы колебаний отдельных составляющих намагниченности изменяются во времени, то в некоторые моменты времени они происходят в фазе (или противофазе) между собой, что приводит к возрастанию (убыванию) амплитуды результирующего колебания. Такие "фазовые резонансы" сказываются на вид отклика, если амплитуды колебаний составляющих намагниченности сравнимы по величине. Наибольшее влияние на СИ1 оказывают искажения фронта импульса с $\Delta\varphi = \pi/2$ и спада с $\Delta\varphi = -\pi/2$ и $-\pi$.

Изучена зависимость сигнала индукции от частоты Раби при неизменных t_1 , t_2 и σ (рис.16). Показано, что по мере увеличения частоты Раби сигнал ОЭ, доминирующий в СИ1 при начальном значении ω_1 (кривая 1), уширяется и сдвигается в сторону меньших времен (кривая 2). Наряду с этим на "хвосте" ОЭ формируется еще один сигнал (кривая 2), который с ростом ω_1 также смещается к моменту окончания импульса (кривая 3). При дальнейшем возрастании ω_1 вблизи $t = 1.9t_3$ возникает еще одно ОЭ (кривая 4), которое также движется в сторону меньших времен (кривая 5).

При этом первый сигнал ОЭ, приближаясь к моменту окончания импульса, становится неразличимым на фоне осцилляций сигнала индукции

(кривые 5,6). В итоге в отклике происходит дальнейшее размножение сигналов ОЭ (кривая 7). Установлено, что множественные сигналы ОЭ обязаны своим появлением опять-таки "фазовым" резонансам между слагаемыми намагниченности. При возрастании ω_1 увеличиваются фазы колебаний намагниченности. Поэтому возникают условия для совпадения фаз колебаний в тех временных точках, в которых фазы колебаний отличаются на 2π относительно разности фаз, при которой формируется первичное ОЭ. При малых же ω_1 , когда области изменения фаз небольшие, фазы совпадают только в одной точке, поскольку остальные резонансы находятся вне временного интервала существования колебаний. Полученная полевая зависимость амплитуды ОЭ согласуется с экспериментальной в ядерной индукции Co_2MnSi [21].

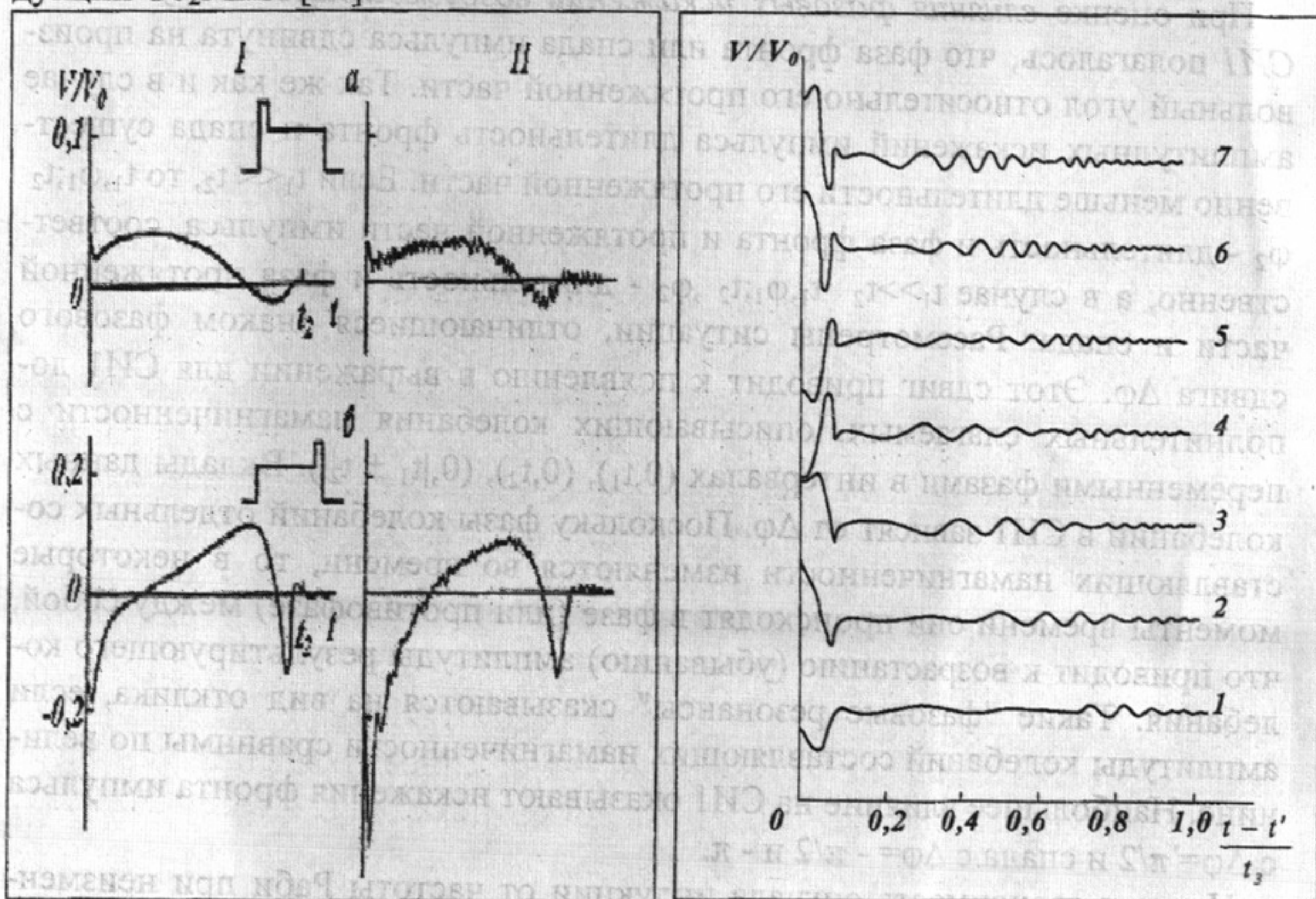


Рис.15. Сигналы поглощения, формируемые после воздействия импульса с искажениями фронта (а), спада (б). I – теория, II – эксперимент.

Рис.16. Влияние частоты Раби возбуждающего импульса с фазово-искаженным фронтом на СИ1 при $\Delta\phi=\pi/2$ и $t_2/t_1=10$. $\omega_1 t_1=1.5\pi$ и $\sigma/\omega_1=3.46$ (1), 2π и 2.6 (2); 2.5π и 2.07 (3); 3π и 1.73 (4); 3.5π и 1.48 (5); 4π и 1.3 (6) 4.5π и 1.15 (7).

В пятой главе рассмотрены вопросы затухания нестационарных магнитных явлений в двухуровневых спиновых системах с учетом конечного

значения неоднородной ширины линии. Обсуждена возможность описания затухания нутационного сигнала ЭПР в рамках сильнополевого приближения Торри. За счет того, что в исходном выражении для нутационного сигнала содержится произведение быстро и медленно меняющихся во времени функций, то на больших временах при усреднении по контуру неоднородно уширенной линии это произведение можно факторизовать и обе функции усреднить отдельно. Тогда необратимый вклад в затухание нутаций будет вносить лишь медленно меняющаяся экспоненциальная функция, соответствующая сильнополевой поправке Торри. Соответствующий интеграл при $t < (\omega_1^2 / \sigma^2) (1/T_2 - 1/T_1)^{-1}$ аппроксимируется в виде

$$F_d(t) \cong \frac{\bar{\omega}_1}{\sigma} \left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right)^{-1} \frac{\exp\left(-\frac{t}{2} \left(\frac{1}{T_2} + \frac{1}{T_1} \right)\right)}{\sqrt{\bar{\omega}_1^2 \sigma^{-2} \left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right)^{-1} - t}}$$

При $\omega_1^2 \sigma^{-2} (1/T_2 - 1/T_1)^{-1} \gg t$ $F(t) \approx \exp(-t/2 (1/T_2 + 1/T_1))$, т.е. на начальном участке скорость нутации равна $(1/T_2 + 1/T_1)$. На временах $t < \omega_1^2 \sigma^{-2} (1/T_2 - 1/T_1)^{-1}$ и малых ω_1/σ $F(t) \rightarrow \exp(-t/T_1) \exp[-\omega_1 (t(1/T_2 - 1/T_1))^{1/2} / \sigma]$, т.е. скорость затухания нутации становится линейно зависящей от амплитуды возбуждающего поля. Такое поведение затухания качественно согласуется с экспериментами по затуханию нутаций ЭПР в кварце, возбужденных в двухфотонном режиме [22].

Учет конечности неоднородной ширины линии для быстро меняющейся функции в нутационном выражении после использования интегрального представления вида

$$\frac{\sin \sqrt{\Delta^2 + \bar{\omega}_1^2} t}{\sqrt{\Delta^2 + \bar{\omega}_1^2}} = \int_0^1 J_0(\bar{\omega}_1 \sqrt{t^2 - x^2}) \cos \Delta x dx.$$

позволил получить следующее выражение для нутации

$$\langle v_H(t) \rangle = W_0 \bar{\omega}_1 t \int_0^1 J_0(\bar{\omega}_1 t \sqrt{1-x^2}) \exp\left[-t\left(\sigma x + \frac{1}{2T_2}\right)\right] dx, \quad (11)$$

Для оценки затухания вычислена скорость интегрального затухания (ИЗ)

$$\Gamma = \frac{\langle v_H(0) \rangle}{\int_0^\infty \langle v_H(t) \rangle dt} = \langle v_H(t_m) \rangle \sqrt{\bar{\omega}_1^2 + \frac{1}{4T_2^2}} \left(\sigma + \sqrt{\bar{\omega}_1^2 + \frac{1}{4T_2^2}} \right) \bar{\omega}_1^{-1}. \quad (12)$$

где $\langle v(0) \rangle = \langle v(t_m) \rangle$ - величина сигнала в момент начального выброса нутаций t_m .

При малых амплитудах величина $\langle v(t_m) \rangle$ изменяется примерно по линейному закону $\langle v(t_m) \rangle \approx \omega_1/\sigma$, а при больших - асимптотически стремится

к единице. Окончательно скорость ИЗ аппроксимируется выражением

$$\Gamma \cong \frac{1}{2T_2} + \langle v_H(t_m) \rangle (\sigma + \bar{\omega}_1),$$

Таким образом, учет конечности неоднородной ширины линии приводит к дополнительному затуханию нутаций. Как видно из приведенных выше оценок, это затухание при малых $\bar{\omega}_1$ квадратично зависит от амплитуды поля, а при больших $\bar{\omega}_1$ асимптотически стремится к σ . Полученная оценка затухания лучшим образом соответствует экспериментальным данным по полевой зависимости затухания нутаций ЭПР в кварце [22] (рис. 17), нежели в предыдущем случае.

Оценка затухания двухимпульсного нутационного эха при изменении длительности первого импульса t_1 проведена также на основе сильнополевого приближения Торри. При усреднении соответствующей экспоненциальной функции по контуру неоднородно уширенной линии, описываемой лоренцианом, были использованы интегральные представления и теорема сложения для функций Бесселя. В итоге это выражение имеет вид:

$$\langle \Phi_2(t) \rangle = \exp \left[- \left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right)^{-1} \left(\frac{3}{T_1} + \frac{1}{T_2} \right) z \right] \left\{ I_0(z) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \left(\frac{\sigma - \omega_1}{\sigma + \omega_1} \right)^n I_n(z) \right\}, \quad (13)$$

где $z = 0.25(t + t_1)(1/T_2 - 1/T_1)$

Как видно из (13), затухание сигнала при изменении t_1 носит неэкспоненциальный характер. Но численные расчеты показали, что на временах $t_1 \leq T_2$ функцию $\langle \Phi_2(t_1) \rangle$ в хорошем приближении можно аппроксимировать экспонентой, показатель которой зависит от отношения ω_1/σ . Результаты качественно соответствуют экспериментальным данным по затуханию нутационного эха ЭПР в кварце [23].

Если длительность t воздействия электромагнитного импульса на двухуровневую систему мала по сравнению со временем энергетической релаксации T_1 , но больше времени дефазировки T_2 , то при $T_1 \gg T_2$ усредненное выражение для v -компоненты сигнала импульсного насыщения имеет вид

$$\langle \delta v(t) \rangle = \omega_1 S v(0) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-t(1 + S/(1 + y^2)) / T_1)}{(1 + y^2)(1 + y^2 + S)} g(y) dy \quad (14)$$

где $S = \omega_1^2 T_1 T_2$. После применения различных интегральных представлений и теоремы сложения для функций Бесселя (14) равно:

$$\begin{aligned}
\langle \delta v(t) \rangle = & \omega_1 \sigma T_2^2 v(0) \exp(-t(1+S/2)/T_1) \left\{ \frac{1}{\sigma^2 T_2^2 - 1} I_0\left(\frac{tS}{2T_1}\right) + \frac{1}{\sqrt{1+S}(1+S-\sigma^2 T_2^2)} \right. \\
& \left. \left[I_0\left(\frac{tS}{2T_1}\right) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{\sqrt{1+S}-1}{\sqrt{1+S}+1}\right)^n I_n\left(\frac{tS}{2T_1}\right) \right] - \frac{S}{\sigma T_2 (\sigma^2 T_2^2 - 1)(1+S-\sigma^2 T_2^2)} \right. \\
& \left. \left[I_0\left(\frac{tS}{2T_1}\right) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{|\sigma T_2 - 1|}{\sigma T_2 + 1}\right)^n I_n\left(\frac{tS}{2T_1}\right) \right] \right\} \quad (15)
\end{aligned}$$

где $I_n(x)$ - функция Бесселя второго рода.

Сигнал импульсного насыщения (15) для неоднородно уширенной линии убывает по неэкспоненциальному закону. При $t \ll 2T_1/S$ ($I_0(x) \rightarrow 1$, $I_n(x) \rightarrow 0$) его спад можно аппроксимировать экспонентой со временем затухания $T_0 = T_1/(1 + 0.5S)$. Сигнал импульсного насыщения на начальном участке слабо зависит от параметра σT_2 , в то время как на "хвосте" влияние его более заметно. При достаточно больших амплитудах поля вклад первого слагаемого максимален и спад сигнала в основном определяется им, т.е. на малых длительностях импульса линия при насыщении ведет себя как однородно уширенная, а при достаточно больших длительностях обнаруживает особенности, характерные для неоднородно уширенного перехода. Для выяснения этих особенностей проанализировано подынтегральное выражение (14). При увеличении длительности импульса оно обнаруживает экстремальное поведение: при $t < T_1/S = t_0$ в точке $y = 0$ имеется одиночный максимум, который при $t > t_0$ превращается в минимум и одновременно с этим появляются два боковых максимума, т.е. на определенных временах колоколообразная форма линии трансформируется в двугорбую.

Это позволяет говорить о своеобразном импульсном аналоге явления "выжигания дырки", поскольку ее характеристики (глубина и ширина) зависят от длительности импульса. Сказанное проиллюстрировано на рисунке 18 (для $\sigma T_2 = 4$), из которого видно, что при увеличении длительности импульса сигнал вначале уменьшается по амплитуде, а затем принимает характерную двугорбую форму.

Для более точного определения времени затухания начального участка сигнала воспользуемся тем, что, как уже утверждалось выше, на коротких временах спад можно описать экспоненциальной зависимостью. Тогда соответствующее время релаксации τ можно определить из соотношения

$$\tau = - \frac{\frac{\partial}{\partial t} \langle \delta v(t) \rangle|_{t=0}}{\langle \delta v(0) \rangle} = \frac{T_1}{1 + \alpha S}, \text{ где } \alpha = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\sqrt{1+S}(\sqrt{1+S} + \sigma T_2 + 2) + (1 + \sigma T_2)^2}{(1 + \sigma T_2)(\sqrt{1+S} + 1)(\sqrt{1+S} + \sigma T_2 + 1)} \right).$$
 В качестве эффективного временного параметра затухания всего спада сигнала вычислим интегральное время затухания, которое равно

$$T_u = \frac{\langle \delta v(0) \rangle}{\int_0^{\infty} \langle \delta v(t) \rangle dt} = T_1 \frac{S(\sigma T_2 + 1)(2\sqrt{1+S} + \sigma T_2)}{2(1+S)(\sigma T_2 + \sqrt{1+S})(S + \sigma T_2(\sqrt{1+S} - 1))}$$

При $\sigma T_2 \ll 1$ величина $T_u \rightarrow T_1/(1+S)$, что совпадает с оценкой времени затухания τ для однородно уширенной линии

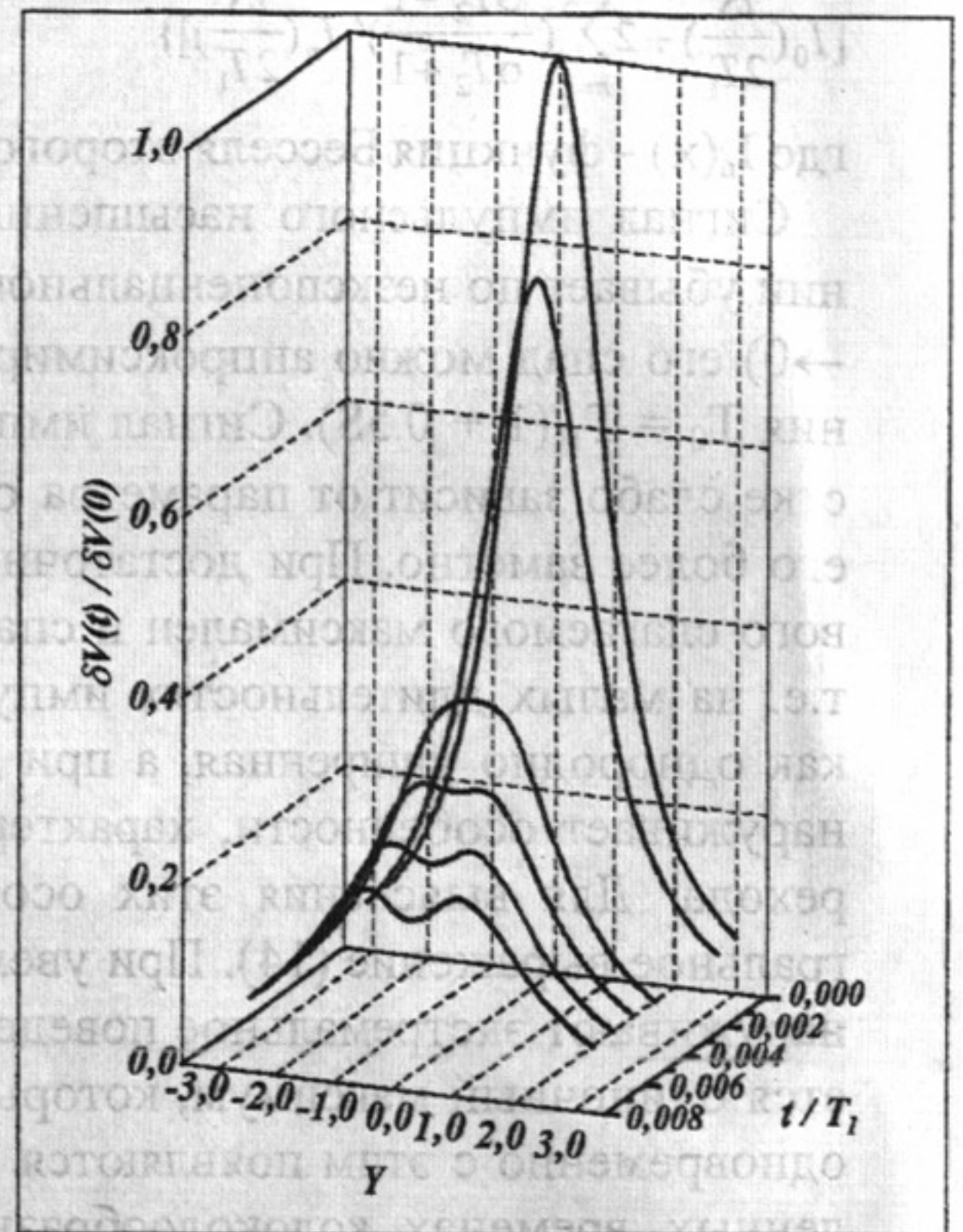
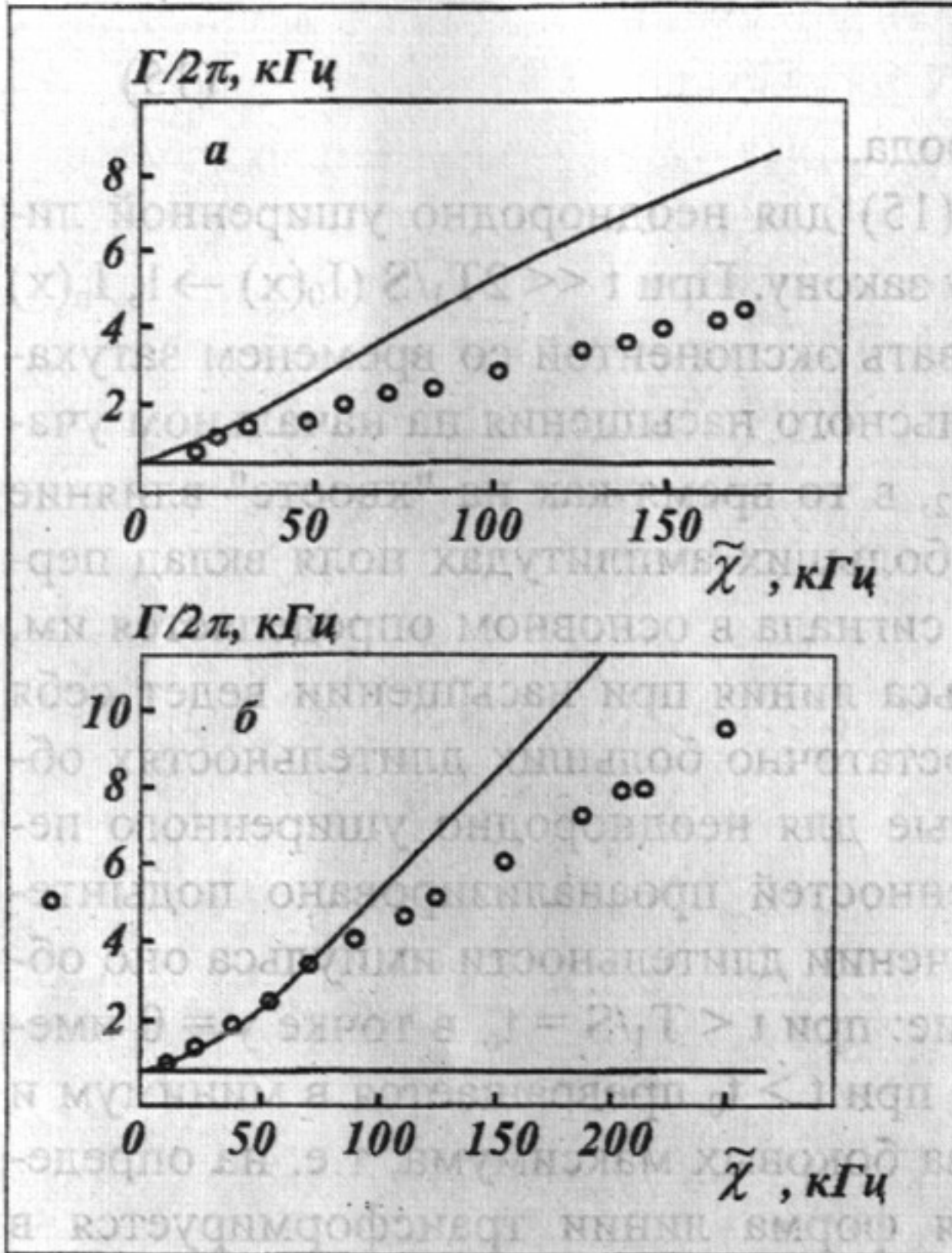


Рис.17. Полевая зависимость затухания ну- тационного сигнала ЭПР в образцах N1 (а) и N3 (б). Сплошные кривые – теоретиче- ские расчеты интегральной скорости зату- хания, символы – экспериментальные дан- ные

Рис.18. Трансформация спектральной ли- нии при увеличении длительности им- пульса.

Полученные аналитические выражения для сигнала импульсного насы- щения и эффективных времен его затухания в неоднородно уширенных системах позволяют очертить границы применимости уравнений Блоха при теоретическом описании данного переходного явления. Установлено, что начиная с некоторой длительности импульса, в контуре неоднородно уширенной линии возникает провал, глубина которого зависит от ампли- туды поля, релаксационных параметров и неоднородной ширины линии. При меньших длительностях импульса, когда линия поглощения имеет ко- локколообразную форму, затухание сигнала происходит по экспоненциаль- ному закону, что позволяет выделить в процессе насыщения два этапа. На

первом этапе линия ведет себя при насыщении как однородно уширенная, а начиная с определенной длительности импульса - как неоднородно уширенная. При определенных значениях амплитуды поля и параметров линии динамика насыщения не описывается блоховской теорией, что связано с процессами переноса возбуждения от насыщенных атомов к ненасыщенным. Для учета этих процессов уравнения Блоха нуждаются в модификациях. На примере экспериментальных данных по импульсному насыщению в рубине показано, что уравнения Блоха удовлетворительно описывают динамику насыщения до тех пор, пока эффективное время релаксации насыщенных двухуровневых атомов в решетку меньше времени спектрального распространения возбуждения [24] (рис.19).

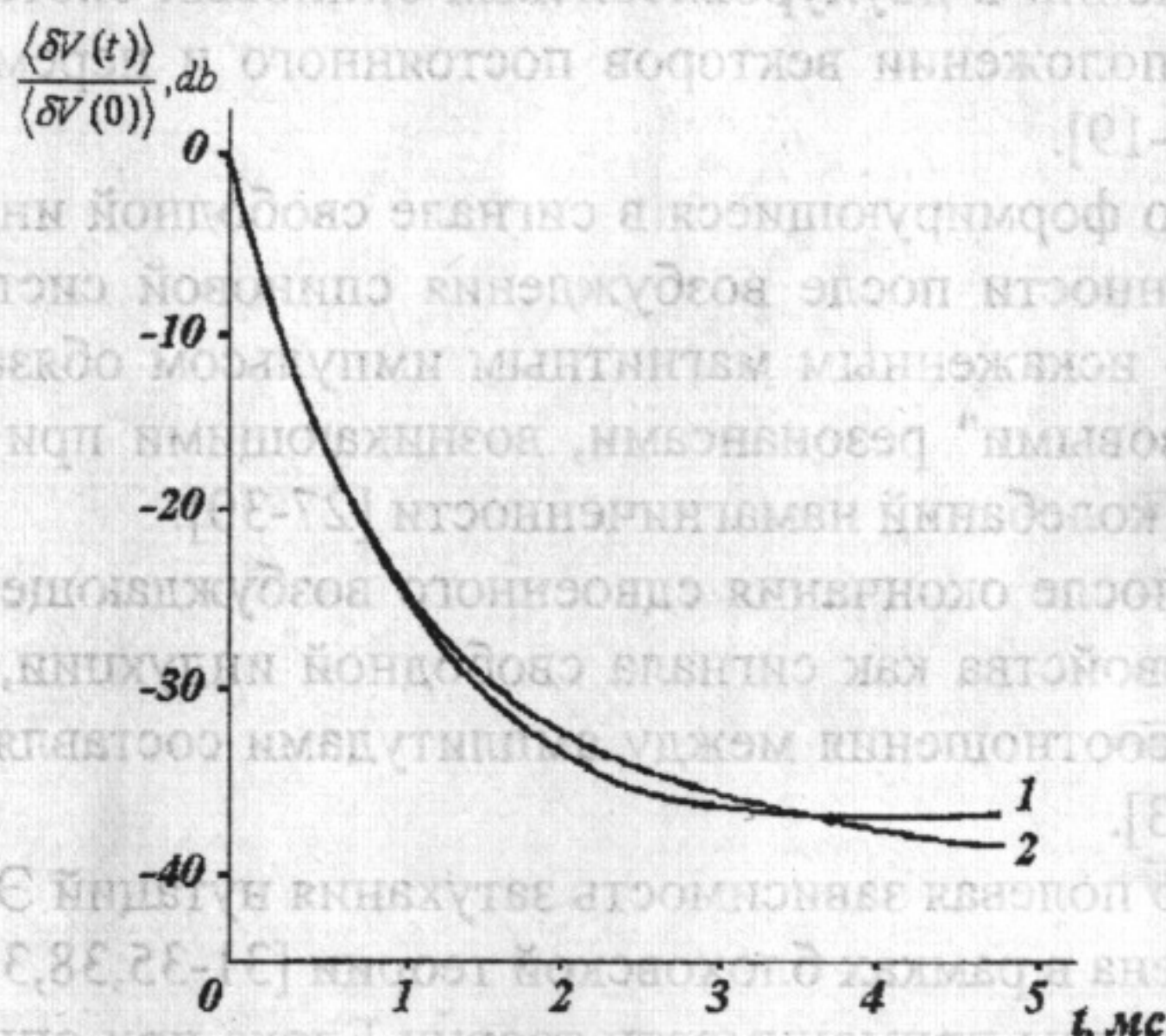


Рис.19. Временной спад сигнала импульсного насыщения в рубине (1 - теория, 2 - эксперимент).

Заключение

1. Обобщение теории магнитных нестационарных явлений на случай конечной неоднородной ширины линии квантового перехода спиновой системы позволило:

1.1. Показать, что после резонансного одноимпульсного возбуждения двухуровневой спиновой системы сигнал свободной индукции испытывает когерентные колебания переменной частоты на интервале, равном длительности импульса. В сигнале свободной индукции трехуровневой эквидистантной спиновой системы в этих же условиях возбуждения число интервалов когерентных колебаний намагниченности увеличивается в два раза. После двухимпульсного возбуждения число этих интервалов в сигна-

ле свободной индукции увеличивается в четыре раза, а в сигнале двухимпульсного спинового эха - в восемь раз [1-3, 5-8, 10,12].

1.2. Установить, что формирующийся во время действия второго импульса биполярный сигнал запаздывающего нутационного эха в спиновой системе, предварительно возбужденной przygotowляющим импульсом, соответствует максимуму продольной намагниченности во время второго импульса [20,21].

1.3. Определить закон изменения фазы когерентных колебаний намагниченности на различных этапах эволюции запаздывающего нутационного отклика [21,22].

1.4. Обосновать возможность многоквантового возбуждения нестационарных магнитных явлений в двухуровневых спиновых системах при неортогональном расположении векторов постоянного и переменного магнитных полей [4,14-19].

1.5. Установить, что формирующиеся в сигнале свободной индукции максимумы намагниченности после возбуждения спиновой системы амплитудно- или фазово- искаженным магнитным импульсом обязаны "амплитудными" или "фазовыми" резонансами, возникающими при совпадении мгновенных частот колебаний намагниченности [27-30].

1.6. Показать, что после окончания сдвоенного возбуждающего импульса отклик проявляет свойства как сигнала свободной индукции, так и нутации, зависящие от соотношения между амплитудами составляющих сдвоенного импульса [23].

1.7. Установить, что полевая зависимость затухания нутаций ЭПР в кварце может быть объяснена в рамках блоховской теории [31-35,38,39].

1.8. Определить границы применимости теории Блоха при описании явления импульсного насыщения в твердых телах. на примере рубина [36,37].

2. Обобщение теории нестационарных магнитных явлений на случай нерезонансного возбуждения спиновой системы с конечной неоднородной шириной квантового перехода позволило:

2.1. Обнаружить нетривиальную особенность в сигнале свободной индукции двухуровневой спиновой системы: формирование максимума - нерезонансного одноимпульсного эха, возникающего в результате нулевых биений между колебаниями намагниченности на переменной частоте и частоте отстройки [1-3].

- показать, что в трехуровневой эквидистантной спиновой системе в сигнале индукции возникают обусловленные нулевыми биениями между колебаниями намагниченности на переменной частоте и на частоте отстройки два сигнала одноимпульсного эха с квадратичной и биквадратичной минимальной нелинейностью [5].

- установить, что число нерезонансных сигналов эха двухуровневой спиновой системы в сигнале двухимпульсной индукции после возбуждения

двумя импульсами неравной длительности учетверяется по сравнению со случаем одноимпульсного возбуждения, а в сигнале двухимпульсного эха - увеличивается в восемь раз [6,7,9].

2.2. Предложить методику детектирования "призрачного" эха при возбуждении спиновой системы комбинациями протяженного и короткого импульсов [11].

2.3. Обнаружить асимметрию двухимпульсного эха при возбуждении двухуровневой спиновой системы импульсами различной амплитуды [13].

2.4. Обнаружить в двухимпульсной запаздывающей нутации нерезонансные эхо-сигналы, причиной которых являются нулевые биения между колебаниями намагниченности на частоте отстройки и обобщенной частоте Раби [20,21].

2.5. Идентифицировать нерезонансные эхо-сигналы, возникающие при возбуждении двухуровневой спиновой системы сдвоенным импульсом, а также при зеемановском или штарковском переключении частоты квантового перехода либо на основе нутаций, либо на основе свободной индукции [22,24,26].

Цитированная литература

1. Чекмарев В.П., Куркин М.И., Голощапов С.И. Механизм формирования одноимпульсного эха в хановских спиновых системах. // Журн. эксперимент. и теорет. физики.- 1979.-Т. 76, № 5.- С. 1675-1684.
2. Рутковский И.З., Тарасевич А.Д., Федорук Г.Г. Одноимпульсное эхо в спиновых системах. // Физика тверд. тела.-1989.-Т. 31, № 4.- С. 287- 288.
3. Boscaino R., Gelardi F.M., Messina G. Second-harmonic free-induction decay in a two-level spin system. // Phys. Rev. A.- 1983.-V.28, No 1.- P. 495-497.
4. Свободная индукция и эхо при нерезонансном возбуждении неоднородно уширенной линии ЯМР./ В.С.Кузьмин, И.З. Рутковский, А.П.Сайко, А.Д. Тарасевич, Г.Г. Федорук. // Журн. эксперимент. и теорет. физики.- 1990.- Т.97, № 3.- С.880-891.
5. Kinneer R.W.N., Campbell S. J., Chaplin D.H. Structure in nuclear spin echoes from ferromagnets.// Phys. Rev. A. -1980.- V.76, No 3,4.- P. 311- 314.
6. Множественное эхо в ферромагнитных кобальтсодержащих сплавах./ А.Е.Рейнгардт, В.И. Цифринович, О.В.Новоселов, Мальцев В.К. //Физика тверд. тела.-1983.- Т.25, № 10. - С. 3163 -3164.
7. Erickson Lynden E. Multipulse photon echoes in $\text{LaF}_3 : \text{Pr}^{3+}$. // Phys. Rev. A. - 1992.- v. 46, No. 9.- P. 5899- 5905.
8. Liao P.F., Hartmann S.R. Radiation locked photon echoes and optical free induction in ruby.// Phys. Lett. A.-1973.- V. 44, No. 5. - P. 361-362.
9. Kunitomo M., Hashi T. Multiple spin echo in inhomogeneously broadened NMR system.// Phys. Lett. A.- 1981.-V. 81, No. 5.- P. 299-301.

10. Чекмарев В.П., Петров М.П., Петров А.А. Свойства дополнительного эха ядер Mn^{55} в $MnFe_2O_4$. // Физика тверд. тела. -1979.-Т. 21, № 9 - С. 2641-2646.
11. Saint-Paul M., Joffrin J. Electric dipole echoes in smoky quartz at very low temperatures.// J. Low. Temp. Phys.- 1982.- V. 49, No.3,4. - P. 195-212.
12. Рутковский И.З., Федорук Г.Г. Динамические характеристики ЭПР насыщающихся систем // Журн. эксперимент. и теорет. физики.-1980.- Т.78, № 3.- С.1237-1239.
13. Boscaino R., Gelardi F.M., Messina G. Double-quantum nutations in a two-level spin system // Phys. Rev. B - 1986. - V.33, No.5. - P.3076 - 3082.
14. Федорук Г.Г. Нутационное электронное спиновое эхо E' - центров в кварце. // Журнал прикл. спектроскопии.-1998.- Т.65, № 3.- С. 405 -411.
15. Observation of a new coherent transient in NMR-nutational two-pulse stimulated echo in the angular distribution of γ -radiation from oriented nuclei./ L.N. Shakhmuratova, W.D. Hutchison, D.I. Isbister, D.H. Chaplin. // Hyperfine Interact.- 1997.- V. 108. - P. 497-514.
16. Кузьмин В.С., Сайко А.П., Федорук Г.Г. Эхо-сигналы в двухимпульсной запаздывающей нутации. // Журн. эксперимент. и теорет. физики.- 1991.- Т.99, № 2.- С.215-223.
17. Szabo A., Shakhmuratov R.N. Optical stimulated nutation echo.// Phys. Rev. A. -1997. - V.55, No.2. - P. 1423 - 1429.
18. Szabo A., Kroll M. Stark induced optical transients in ruby.// Opt. Lett. - 1978.- V.2, No. 1.- P. 10-12.
19. Рутковский И.З., Федорук Г.Г. Формирование сигналов эха в ЭПР последовательностью импульсов поляризующего магнитного поля.// Журн. прикл. спектроскопии.-1983.-Т.38, № 5. - С. 859-852
20. Ядерное спиновое эхо, формируемое фронтом и спадом импульса./ В.С.Кузьмин, И.З.Рутковский, А.П.Сайко, А.Д.Тарасевич, Г.Г.Федорук.// Журнал прикл. спектроскопии.- 1990.- Т.53, № 4. - С. 651-659.
21. Цифринович В.И., Ахалкаци А.М., Килиптари И.Г. Одноимпульсное эхо в ферромагнетиках с неоднородным коэффициентом усиления.// Физика тверд. тела.- 1990.- Т.32, № 5.- С. 1426-1428
22. Boscaino R., Gelardi F.M., Korb J.P. Non-Bloch decay of transients nutations in $S = 1/2$ systems: An experimental investigation. // Phys. Rev. B.- 1993 - П.- V.48, No.10.- P. 7077- 7085.
23. Кузьмин В.С., Федорук Г.Г. Затухание нутационных сигналов ЭПР E_1 - центров в кварце.// Журнал прикл. спектроскопии.- 1999.- Т.66, № 2. - С. 213-219.
24. Boscaino R., Gelardi F.M. Time evolution of inhomogeneous spin system toward the saturated state. // J. Phys. C: Solid St. Phys.-1980.-V.13, No.19.- P. 3737- 3748

Список работ по теме диссертации

1. Кузьмин В.С., Яшин А.Н. Одноимпульсное эхо в неоднородно уширенных магнитных средах. // Физика мет. и металловедение.-1986.-Т. 62, № 4. - С. 683- 688.
2. Кузьмин В.С., Сайко А.П. Нерезонансное возбуждение одноимпульсного эха в неоднородно- уширенных спиновых системах. // Физика тверд. тела.- 1989.-Т. 31, № 10.- С. 266- 268.
3. Одноимпульсное эхо - результат нерезонансного возбуждения двухуровневых систем./ В.С. Кузьмин , А.П.Сайко, А.Д.Тарасевич, Г.Г.Федорук. // Доклады АН БССР. - 1990.- Т. 34, № 2. - С. 130-133.
4. Кузьмин В.С., Яшин А.Н. Переходные явления в конденсированных средах в условиях многофотонного резонанса.// Доклады АН БССР.-1986.- Т. 30, № 10.- С. 909-912.
5. Кузьмин В.С. Затухание свободной поляризации в условиях нерезонансного возбуждения трехуровневых эквидистантных систем. // Оптика и спектр.-1996.- Т. 80, № 2. - С. 284- 289.
6. Свободная индукция и эхо при нерезонансном возбуждении неоднородно уширенной линии ЯМР./ В.С.Кузьмин, И.З. Рутковский, А.П.Сайко, А.Д. Тарасевич, Г.Г. Федорук. // Журн. эксперимент. и теорет. физики.- 1990.- Т.97, № 3.- С. 880-891.
7. Эхо-явления при нерезонансном возбуждении неоднородно уширенных двухуровневых систем./ В.С.Кузьмин, И.З. Рутковский, А.П.Сайко, А.Д. Тарасевич, Г.Г. Федорук. // Изв. АН СССР (сер. физическая).-1989.- Т.53, № 12.- С.2358-2363.
8. Кузьмин В.С., Федорук Г.Г. Нерезонансная эхо-спектроскопия неоднородно-уширенных двухуровневых систем.// Известия вузов. Физика. - 1993.- № 7. - С. 59-71.
9. Кузьмин В.С., Сайко А.П., Федорук Г.Г. Многокомпонентная структура двухимпульсного эха в спиновых системах.// Физика тверд. тела. -1990.- Т. 32, № 2.- С. 280-282.
10. Кузьмин В.С. Осциллирующие сигналы индукции и эха в неоднородно уширенных средах. // Журнал прикл. спектроскопии. -1986. - Т.44, № 3. - С. 474-480.
11. Кузьмин В.С., Сайко А.П. // Сигналы эха в неоднородно уширенных двухуровневых системах при возбуждении комбинацией протяженного и короткого импульсов. // Физика тверд. тела. -1992.- Т. 34, № 11. - С. 3515 - 3523.
12. Кузьмин В.С., Сайко А.П. Нерезонансная эхо-спектроскопия неоднородно уширенных двухуровневых квантовых систем. // Оптика и спектр.- 1993.- Т. 74, № 5. - С. 942 - 949.

13. Кузьмин В.С.. Асимметрия сигнала двухимпульсного эха в неоднородно уширенных двухуровневых системах. // Журнал прикл. спектроскопии. - 1992.- Т.56, № 5-6. - С. 767-773.
14. Кузьмин В.С., Яшин А.Н. Параметрическое возбуждение переходных сигналов.// Журнал прикл. спектроскопии. - 1987.- Т. 46, № 5.- С. 835-840.
15. Кузьмин В.С., Сайко А.П. Электрическое дипольное эхо двухуровневых систем в диэлектрических стеклах. // Физика тверд. тела.- 1988. - Т.30, № 6. - С. 1598 - 1604.
16. Кузьмин В.С., Сайко А.П. Электрическое дипольное эхо в стеклах при сверхнизких температурах. // Физика низких температур.- 1988. - Т.14, № 6. - С. 612- 618.
17. Кузьмин В.С., Яшин А.Н. Переходные нутационные сигналы ЭПР в неоднородно уширенных средах. // Журн. прикладной спектроскопии.- 1985. - Т. 63, № 4. - С. 635-640.
18. Кузьмин В.С., Яшин А.Н. Переходные нутации ЭПР в неоднородно уширенных средах. // Укр. физич. журн.- 1985. - Т. 30, № 11. - С. 1707-1709.
19. Кузьмин В.С., Яшин А.Н. Многоквантовая нутация в двухуровневых спин-системах. // Оптика и спектроскопия.- 1987. - Т. 62, № 6. - С. 1312-1314.
20. Кузьмин В.С., Сайко А.П., Федорук Г.Г. Запаздывающее нутационное эхо в условиях нерезонансного возбуждения спиновой системы. // Физика тверд. тела. - 1991.- Т. 33, № 2. - С. 618-620.
21. Кузьмин В.С., Сайко А.П., Федорук Г.Г. Эхо-сигналы в двухимпульсной запаздывающей нутации.// Журн. эксперимент. и теорет. физики.- 1991.-Т.99, № 2. - С.215-223.
22. Кузьмин В. С. Множественная структура нутационного эха в условиях возбуждения неоднородно уширенной линии сдвоенным световым импульсом. // Оптика и спектроскопия. -1992. -Т.72, № 5. - С. 1152-1161.
23. Kuzmin V.S. "Nutation echo under the excitation of an optical line by a double optical pulse", in Photon Echo and Coherent Spectroscopy '97, Vitaly V. Samartsev, Editor, Proceedings of SPIE. V. 3239, P. 21 -29.
24. Кузьмин В.С. Нерезонансные сигналы эха при штарковском переключении частоты неоднородно уширенных спектроскопических переходов.// Физ. твердого тела. -1991.- Т. 33, № 9.- С.2533-2542.
25. Kuzmin V.S. Coherent phenomena in the Stark switching of an inhomogeneously broadened spectroscopic transition of two-level atoms. // Laser Physics. -1997.- V.7, No.2. - P. 375-383.
26. Кузьмин В.С., Сайко А.П., Смирнова Т.В. Сигналы эха при штарковском переключении частоты неоднородно уширенного спектроскопиче-

- ского перехода двухуровневых атомов. // Оптика и спектроскопия.- 1993.- Т. 74, № 5. - С. 837-845.
27. Кузьмин В.С., Сайко А.П. Влияние формы возбуждающих импульсов на эхо-сигналы в конденсированных средах. // Журнал прикл. спектроскопии.- 1988.- Т.48, № 1. - С.120 - 124.
28. Ядерное спиновое эхо, формируемое фронтом и спадом импульса. / В.С.Кузьмин, И.З.Рутковский, А.П.Сайко, А.Д.Тарасевич, Г.Г.Федорук. // Журнал прикл. спектроскопии.- 1990.- Т.53, № 4. - С. 651-659.
29. Кузьмин В.С., Сайко А.П., Смирнова Т.В. Влияние фазовых искажений возбуждающего импульса на формирование когерентного отклика в двухуровневой спиновой системе. // Физика тверд. тела.- 1994.- Т.36, № 2.- С. 264-274.
30. Кузьмин В.С. Затухание свободной поляризации после возбуждения двухуровневой системы фазово-искаженным резонансным импульсом. // Журнал прикл. спектроскопии.- 1994.- Т.60, № 3-4. - С.321-331
31. Кузьмин В.С. Полевая зависимость затухания нутационного сигнала ЭПР в кварце. // Физика тверд. тела.- 1996.-Т.38, № 9. - С. 2704- 2708.
32. Кузьмин В.С. О применимости уравнений Блоха при описании переходных процессов в двухуровневых квантовых системах. // Журнал прикл. спектроскопии.- 1996.- Т.63, № 2.- С.229- 235.
33. Кузьмин В.С. Когерентное подавление нутационного сигнала ЭПР в кварце. // Журн. эксперимент. и теорет. физики.-1998.- Т.114, № 2 (8).- С.484-491.
34. Kuz'min V.S., Fedoruk G.G. Two-pulse nutational echo in spin systems, in Photon Echo and Coherent Spectroscopy '97, Vitaly V. Samartsev, Editor, Proceedings of SPIE. 1997.-V. 3239, P.11 -20.
35. Кузьмин В.С., Федорук Г.Г. Аномальное затухание двухимпульсного нутационного эха в двухуровневых квантовых системах. // Известия РАН (серия физическая).-1998. - Т.62, № 2. - С. 275-282.
36. Кузьмин В.С. Импульсное насыщение неоднородно уширенных спиновых систем. // Физика твердого тела.-1996.- Т.38, № 8. - С.2376- 2379.
37. Кузьмин В.С., Смирнова Т.В. Динамика импульсного насыщения в неоднородно уширенных двухуровневых системах. // Доклады АНБ.- 1996.- Т.40, № 2. - С. 56-60.
38. Кузьмин В.С., Федорук Г.Г. Затухание нутационных сигналов ЭПР E_1 - центров в кварце. // Журнал прикл. спектроскопии.- 1999.- Т.66, № 2. - С. 213-219.
39. Кузьмин В.С. Спад сигнала импульсного насыщения в неоднородно уширенных двухуровневых системах // Журнал прикл. спектроскопии.- 1997.- Т.64, № 2. - С. 197- 203.

РЕЗЮМЕ

Кузьмин Владимир Семенович "Нестационарные магнитные явления в спиновых системах с неоднородно уширенными квантовыми переходами"

Ключевые слова: неоднородное уширение, квантовый переход, свободная индукция, двухимпульсное эхо, двухимпульсная запаздывающая нутация, нутационное эхо, импульсное насыщение, резонансное и нерезонансное возбуждение, зеемановское переключение частоты, фазовые и амплитудные искажения импульсов, магнитоконцентрированные металлы и сплавы, примесные кристаллы.

Цель работы. Обобщение теории нестационарных магнитных явлений на случаи конечной неоднородной ширины линии квантового перехода, нерезонансности возбуждения и различного рода искажений импульсов переменного магнитного поля с целью объяснения имеющихся экспериментальных результатов и выяснения новых возможностей нестационарных магнитных явлений в исследовании вещества.

Обобщена теория нестационарных магнитных явлений в двух- и трехуровневых квантовых системах на случай конечного значения неоднородной ширины линии.

Обобщена теория нестационарных магнитных явлений в двух- и трехуровневых квантовых системах на нерезонансный случай их возбуждения.

Развита теория нестационарных магнитных явлений в двухуровневых квантовых системах на случай их возбуждения фазово- и амплитудно-искаженными импульсами переменного магнитного поля.

Определены законы затухания сигнала импульсного насыщения и нутационного сигнала электронного парамагнитного резонанса в двухуровневых квантовых системах.

Определены условия и закономерности изменения параметров нестационарных магнитных явлений в многоквантовом режиме их возбуждения при неортогональном расположении векторов постоянного и переменного магнитных полей.

Разработана теория нестационарных магнитных явлений и проведена классификация откликов, генерирующихся после зеемановского (или штарковского) переключения частоты квантового перехода.

Объяснены результаты экспериментов по наблюдению нестационарных магнитных явлений в примесных кристаллах и магнитоконцентрированных средах.

РЭЗІЮМЭ

Кузьмін Уладзімір Сяменавіч "Нестацыянарныя магнітныя з'явы ў спінавых сістэмах з неаднародна пашыранымі квантавымі пераходамі".

Ключавыя словы: неаднароднае пашырэнне, квантавы пераход, свабодная індукцыя, двухімпульснае рэха, двухімпульсная спазняючаяся нутацыя, нутацыйнае рэха, імпульснае насычанне, рэзананснае і нерэзананснае збуджанне, зееманаўскае пераключэнне частаты, фазавыя і амплітудныя скажэнні імпульсаў, магнітаканцэнтраваныя металы і сплавы, прымесныя крышталі.

Мэта работы: Абагульненне тэорыі нестацыянарных магнітных з'яў на выпадкі канечнай неаднароднай шырыні лініі квантавага перахода, нерэзананснасці ўзбуджэння і рознага рода скажэнняў імпульсаў пераменнага магнітнага поля з мэтай растлумачэння эксперыментальных вынікаў і высвятлення новых магчымасцяў нестацыянарных магнітных з'яў даследаванні рачыва.

Тэорыя нестацыянарных магнітных з'яў у двух- і трох-узроўневых квантавых сістэмах абагульнена на выпадак канечнага значэння неаднароднай шырыні лініі.

Тэорыя нестацыянарных магнітных з'яў у двух- і трох-узроўневых квантавых сістэмах абагульнена на выпадак іх нерэзананснага узбуджэння.

Тэорыя нестацыянарных магнітных з'яў у двух-узроўневых квантавых сістэмах развіта на выпадак іх узбуджэння фазова- і амплітудна-скажонымі імпульсамі пераменнага магнітнага поля.

Вызначены законы затухання сігнала імпульснага насычэння і нутацыйнага сігнала электроннага парамагнітнага рэзананса у двух-узроўневых квантавых сістэмах.

Вызначены умовы і заканамернасці змянення параметраў нестацыянарных магнітных з'яў у шматквантавым рэжыму іх узбуджэння пры неартаганальным месцазнаходжанні вектароў пастаяннага і пераменнага магнітных палей.

Распрацавана тэорыя нестацыянарных магнітных з'яў і правядзена класіфікацыя водгукаў, генерыруючыхся пасля зееманаўскага (або штаркаўскага) пераключэння частаты квантавага перахода.

Растлумачены вынікі эксперыментаў по назіранню нестацыянарных магнітных з'яў у прымесных крышталях і магнітаканцэнтраваных асяроддзяў.

SUMMARY

Kuz'min Vladimir Semenovitch "Non-steady-state magnetic phenomena in spin systems with inhomogeneously broadened quantum transitions".

Key words: inhomogeneous broadening, quantum transition, free induction, two-pulse echo, two-pulse retarded nutation, nutational echo, pulse saturation, resonance and nonresonance excitation, Zeeman frequency switching, phase and amplitude distortions of pulse, magnetic metals and alloys, impure crystals.

The intent of the work. The extension of the theory of non-steady-state magnetic phenomena to terminal inhomogeneous linewidth of the quantum transition, nonresonance excitation and various distortions of the variable magnetic field pulse with the purpose to explain the existing experimental results and to find out the new possibilities of the non-steady-state magnetic phenomena for the research of a substance.

The theory of non-steady-state magnetic phenomena in two- and three-level quantum systems is generalized for the case of the terminal inhomogeneous line-width.

The theory of non-steady-state magnetic phenomena in two- and three-level quantum systems is generalized for the case of the nonresonance excitation.

The theory of non-steady-state magnetic phenomena in two-level quantum systems is developed for the case of their excitation by the phase- and amplitude-distorted pulses of variable magnetic field.

The laws of decay of pulse saturation signal and nutational signal of electron paramagnetic resonance in two-level quantum systems are determined.

The conditions and regularities of the non-steady-state magnetic phenomena parameters are determined in multiquantum regime of their excitation in the case when vectors of permanent and various magnetic field are not at right angles.

The theory of non-steady-state magnetic phenomena, generating after Zeeman (or Stark) frequency switching of the quantum transition is elaborated. The classification of corresponding signals is carried out.

The experimental results on observation of non-steady-state magnetic phenomena in magnetic subjects and impure crystals are explained.

КУЗЬМИН ВЛАДИМИР СЕМЕНОВИЧ

**НЕСТАЦИОНАРНЫЕ МАГНИТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ
В СПИНОВЫХ СИСТЕМАХ С НЕОДНОРОДНО УШИРЕННЫМИ
КВАНТОВЫМИ ПЕРЕХОДАМИ**

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

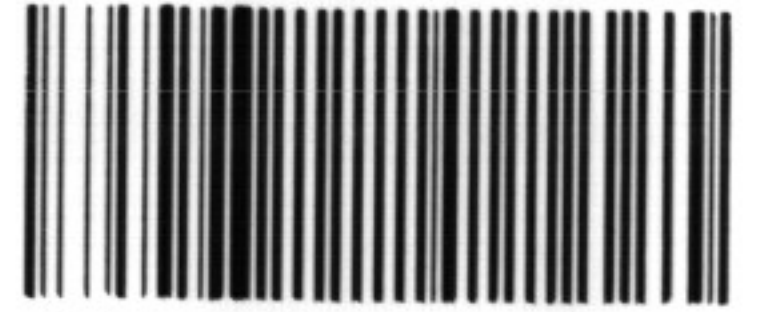
Подписано в печать 25.05.2000. Формат 60x84/16. Офсетная печать.
Усл.печ.л. 2,6. Тираж 100 экз. Заказ 26 с.

Белорусский государственный экономический университет
Лицензия ЛВ № 170 от 21.01.98
220070, Минск, пр.Партизанский, 26

Отпечатано в БГЭУ. Лицензия ЛП № 336 от 16.03.99
220070, Минск, пр.Партизанский, 26

2Ag 42049

КВАРТОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ



03000002 150030

КВАРТОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ
В СИЛНОВЫХ СИСТЕМАХ С НЕОДНОРОДНО УШИРЕННЫМ
РЕСТАВРОННЫМИ МАЛЫНТНЫМИ ОБЪЕКТЫ

Авторский коллектив на основании
доклада о результатах исследований

Подписано в печать 25.02.2000. Формат 60x84/16. Офсетная печать.
Усл. п. л. 2,6. Тираж 100 экз. Заказ 26 с.

Белорусский государственный экономический университет
Лицензия № 170 от 21.01.98
220070, Минск, пр. Партизанский, 26

Отпечатано в БГУ. Лицензия № 336 от 16.03.99
220070, Минск, пр. Партизанский, 26