



**ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ**

13-98-116

На правах рукописи  
УДК 539.143.4/5

---

К-44

**КИСЕЛЕВ**  
Юрий Федорович

**ЭФФЕКТЫ СВЕРХИЗЛУЧЕНИЯ  
И ЧАСТОТНОЙ МОДУЛЯЦИИ  
В ПОЛЯРИЗОВАННЫХ МИШЕНЯХ**

Специальности: 01.04.01 — техника  
физического эксперимента, физика приборов,  
автоматизация физических исследований

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук

Дубна 1998

Работа выполнена в Лаборатории сверхвысоких энергий  
Объединенного института ядерных исследований.

Научный консультант:

доктор физико-математических наук,  
профессор

Савин  
Игорь Алексеевич

Официальные оппоненты:

Член-корреспондент РАН,  
доктор физико-математических наук

Абов  
Юрий Георгиевич

доктор физико-математических наук,  
профессор

Нурушев  
Сергей Байтемирович

доктор физико-математических наук,  
старший научный сотрудник

Строковский  
Евгений Афанасьевич

Ведущее научно-исследовательское учреждение:  
Институт теоретической и экспериментальной физики г. Москва.

Защита диссертации состоится "18" мая 1998 г. в 14<sup>30</sup> часов  
на заседании диссертационного совета Д-047.01.02 в Лаборатории высоких  
энергий Объединенного института ядерных исследований по адресу:  
141980, г. Дубна Московской области, ЛВЭ ОИЯИ.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛВЭ ОИЯИ.

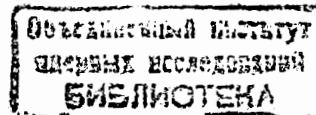
Автореферат разослан "18" мая 1998

Ученый секретарь диссертационного Совета  
доктор ф.-м. наук, профессор *Лихачев* М. Ф. Лихачев

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Основное направление и актуальность темы. В начале 60-х годов Лондон, Кларк и Мендоза [1] предложили и в Дубне (ОИЯИ) [2] был реализован новый метод получения стационарных сверхнизких температур растворением жидкого  ${}^3\text{He}$  в  ${}^4\text{He}$ . Примерно через десятилетие новая область температур ниже 0.5 К была освоена настолько, что появилась возможность создания поляризованных мишеней нового "замороженного" типа [3, 4], пригодных для исследований в области спиновой физики элементарных частиц. Вещество мишени, в состав которого вводят парамагнитные примеси, помещают в магнитное поле и охлаждают до сверхнизких температур, обычно ниже 0.1 К. Ядерная поляризация получается при микроволновом облучении электронных спинов парамагнитной примеси вблизи линии электронного парамагнитного резонанса (ЭПР). В результате "динамического охлаждения" [5] удается получить почти 100 % поляризацию протонов и 60% - дейтронов. Благодаря сверхнизким температурам, ядерные спины оказываются практически изолированными от решетки, представляя собой "спиновый газ", но с плотностью ядер, характерной для конденсированного состояния. Облучение такого "газа" поляризованными мюонами позволяет исследовать спиновую структуру его носителей - нуклонов. В процессах глубоко неупругого рассеяния (ГНР) [6] сечение реакции зависит от поляризации мюонов и составляющих мишень поляризованных нуклонов. Эта зависимость выражается через так называемые структурные функции, которые характеризуют вклад в спин нуклонов его конstituентов - кварков. Таким образом эксперимент позволяет анализировать фундаментальную проблему: из спинов каких составляющих складывается суммарный спин нуклона 1/2?

Экспериментальное исследование "спинового газа": его плотность, поляризация, динамика поляризации, процессы теплообмена и релаксации в спиновых системах, явление сверхизлучательной (СИ) генерации и усиление поляризации модуляцией микроволнового поля накачки - составляют предмет данной диссертации. В результате исследований удалось достигнуть рекордных параметров крупнейшей в мире мишени SMC-коллокации в CERN. При этом



была разработана теория Ливерпульского Q-метра - прибора для измерения ядерной поляризации, обнаружены эффекты сверхизлучения ядерными магнитными моментами и усиления поляризации частотной модуляцией СВЧ-поля, предложен метод исследования спинов радиоактивных ядер и проверена возможность создания тонких мишеней охлаждаемых пленкой сверхтекучего  $^4\text{He}$ .

Теория и техника поляризованных мишеней находятся в непрерывном развитии. Эта область экспериментальной физики включает вакуумную технику, технику сверхнизких температур, электродинамику СВЧ-резонаторов, квантово-механические расчеты и тончайшие радиотехнические измерения сигналов ядерного магнитного резонанса (ЯМР) - набор дисциплин, характерный для техники современного физического эксперимента.

**Цель работы** - исследование поведения поляризованных спиновых систем при сверхнизких температурах.

В диссертации ставятся и решены следующие задачи:

1. Создание теории измерения ядерной поляризации Q-метром.
2. Разработка метода измерения поляризации ядер спина 1.
3. Обнаружение и исследование эффекта сверхизлучательной генерации магнитными моментами поляризованных ядер.
4. Обнаружение и исследование модуляционного эффекта.
5. Теоретическое и экспериментальное изучение возможности поляризации редких радиоактивных ядер методом "динамического охлаждения".
6. Исследование возможности создания тонкой поляризованной мишени, охлаждаемой сверхтекучей пленкой  $^4\text{He}$ .

#### **Научная новизна.**

1. Получена формула, позволяющая вычислить ядерную восприимчивость по спектру принимаемого сигнала.
2. Показано наличие ложной асимметрии в дейтронных спектрах и разработан алгоритм для ее коррекции.
3. Разработан метод определения поляризации ядер спина 1.

4. Обнаружен и исследован эффект коллективного сверхизлучения системой поляризованных ядерных магнитных диполей.
5. Обнаружен и исследован модуляционный эффект, усиливающий ядерную поляризацию мишеней. Показано, что
  - модуляционный эффект относится к явлениям пространственной дисперсии, связанным с неоднородностью насыщающего микроволнового поля;
  - модуляция частоты усиливает парамагнитное поглощение в мишени;
  - при насыщающих СВЧ-полях наличие пространственной дисперсии ведет к появлению в ЭПР-линии боковых спутников.
6. Впервые на действующей бутанольной мишени получена кривая насыщения парамагнитного резонанса при сверхнизких температурах.
7. Предложен новый метод исследования спинов радиоактивных ядер с использованием кросс-релаксационного усиления поляризации.
8. Проверена возможность создания тонких поляризованных мишеней, охлаждаемых сверхтекучей пленкой  $^4\text{He}$ .

#### **Практическая ценность работы.**

1. Достигнуты рекордные параметры крупнейшей поляризованной мишени CERN, обеспечившие удвоение набора статистики в SMC-экспериментах с дейтронной мишенью. В объеме 2.5-литровой мишени достигнута 96 % поляризация протонов и -60 % поляризация дейтронов.
2. Предложена модификация Ливерпульского Q-метра, позволяющая наблюдать неискаженную ядерную восприимчивость материала.
3. Обнаружен и исследован эффект сверхизлучения системой поляризованных ядер.
4. Уточнено условие самовозбуждения квантовых генераторов.
5. Уточнена формула для расчета чувствительности ЯМР-спектрометра с гибридным приемным контуром.
6. Решена проблема расчета и измерения поляризации фоновых ядер азота в аммиачной поляризованной мишени.
7. Обнаружен и исследован эффект модуляционного усиления поляризации.

8. Предложена новая методика исследования спинов радиоактивных ядер.
9. Показана возможность создания сверхтонких поляризованных мишеней нового типа, охлаждаемых сверхтекучей пленкой  $^4\text{He}$ .

#### На защиту выносятся:

1. Уравнение, в замкнутой форме описывающее систему измерения ядерной поляризации мишеней.
2. Предложение по модификации Ливерпульского Q-метра для точного восстановления формы линии поглощения и дисперсии ядерной восприимчивости мишеней.
3. Аналитический расчет гибридных контуров и формула для расчета их чувствительности.
4. Метод расчета поляризации ядер спина 1.
5. Обнаружение эффекта сверхизлучения системой отрицательно поляризованных ядерных магнитных моментов и исследование СИ-генератора радиоволн в мегагерцовом диапазоне.
6. Обнаружение модуляционного эффекта и наблюдение эффекта пространственной дисперсии в электронном парамагнитном резонансе.
7. Предложение метода исследования спинов радиоактивных ядер с использованием кросс-релаксационной поляризации.
8. Предложение по созданию сверхтонких поляризованных мишеней нового типа, охлаждаемых сверхтекучей пленкой  $^4\text{He}$ .

Личный вклад автора. Исследования по теме диссертации выполнялись автором диссертации, начиная с 1968 года и по настоящее время в ОИЯИ, ЛИЯФ, ИФВЭ и CERN. В составе группы поляризованных мишеней ЛЯП ОИЯИ были выполнены работы по исследованию и созданию, по-видимому, первой поляризованной протонной мишени нового "замороженного типа" [3]. Вклад автора диссертации в эту работу представлен в его кандидатской диссертации "Динамическая поляризация протонов при сверхнизких температурах" [4]. В качестве представителя ОИЯИ в ЛИЯФ автор руководил работами по созданию первой в России спиртовой дейтронной поляризованной мишени. Начиная с 1992

и по 1996 год, непрерывно участвовал в исследованиях на крупнейшей ЕМС, затем в создании и исследованиях SMC-мишени в CERN (Женева).

Теория и анализ системы измерения поляризации мишеней и методика расчета поляризации ядер азота разработаны автором диссертации. В численных расчетах автору помогали Ch. Dulya (Univ. Of California) и T.O. Niinikoski (CERN). Идея расчета асимметрии по спектру дейтронного сигнала предложена совместно с В.В. Поляковым (ЛИЯФ), аналитический аппарат расчета разработан индивидуально. Анализ гибридных контуров выполнен индивидуально. Анализ уравнений Блоха с учетом фазовых характеристик резонатора выполнен индивидуально, экспериментальные данные по СИ получены совместно с А.Ф. Прудкоглядом, который под руководством автора диссертации по результатам этих исследований защитил кандидатскую диссертацию [7]. Модуляционный эффект был обнаружен автором диссертации в составе SMC-коллаборации; в получении данных участвовал А. Kishi (КЕК, Япония), А. Magnon (Франция), S. Bültmann (Германия) в анализе - Т.О. Niinikoski (CERN). Идея применения "динамического охлаждения" к исследованию радиоактивных ядер была предложена автором диссертации, аналитический анализ метода проведен совместно с М.И. Подгорецким и В.Л. Любошицем. Кросс-релаксационное усиление поляризации ядер азота экспериментально обнаружено в CERN при анализе данных, полученных автором диссертации; оценку усиления выполнил J. Kuupäräinen. Идея использования сверхтекучей пленки  $^4\text{He}$  для охлаждения тонких мишеней предложена индивидуально. Исследования в этом направлении выполнены в институте П. Шеррера (PSI) совместно с Группой S. Mango.

Апробация работы и публикации. Работы, выполненные в диссертации, включая промежуточные результаты, тщательно обсуждались на митингах SMC-коллаборации в CERN и ОИЯИ, докладывались автором на международных конференциях в Ванкувере (Канада), Бад-Хоневе (Германия) и Свободном университете г. Амстердама (Голландия). Диссертация написана на основе 28 публикаций, опубликованных в ЖЭТФ, Письмах в ЖЭТФ, Cryogenics, Mod. Phys.

Lett., Phys. Lett., ПТЭ, Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res., в докладах международных конференций, препринтах и кратких сообщениях ОИЯИ, PSI и CERN.

**Структура диссертации.** Диссертация состоит из введения, семи глав, заключения, списка публикаций и используемой литературы; содержит 150 страниц, 5 таблиц и 61 рисунок.

## СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ.

**Введение.** Обосновывается актуальность и раскрывается содержание темы диссертации, сформулирована цель работы, представлен план диссертации и список используемых работ, далее излагается содержание диссертации по главам.

**Первая глава. Поляризованная мишень в исследованиях спиновой структуры нуклонов.** Кратко излагается идея эксперимента по исследованию структурных функций ядра, дается оценка асимметрии в ГНР, приведена схема эксперимента и сформулированы требования к необычной конструкции мишени в SMC-эксперименте [1A, 2A].

**Вторая глава. Краткое описание SMC- мишени.** Содержит краткое описание

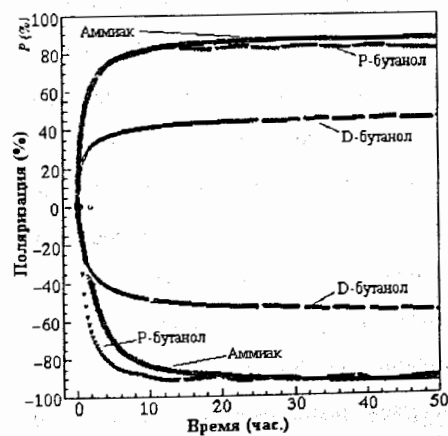


Рисунок 1. Характерное поведение поляризации при ее накачке в трех материалах, используемых в SMC-экспериментах. Приведены рабочие характеристики SMC-мишени, полученные в условиях периодического реверса поляризации с 5 часовым интервалом. Потери при реверсе несколько снижают величину максимальной поляризации.

метода динамической поляризации ядер (ДПЯ), названного “динамическим охлаждением” (ДО), в высокотемпературном и низкотемпературном приближениях. Приведен табличный обзор характеристик основных материалов мишеней. В качестве иллюстрации использованы авторские данные по динамике

накачки ядерной поляризации в D-бутаноле, H-бутаноле и аммиаке, показанные на Рис. 1, и данные по ядерным временам релаксации в пропандиоле в широком интервале полей и температур [3A]. В связи с обнаруженным модуляционным усилением поляризации (см. Гл. 6) [4A, 5A, 6A], отмечается, что микроскопическая теория ДПЯ не учитывает соотношение диэлектрических и магнитных потерь в материале, от которого, при заданной степени насыщения ЭПР-линии, существенно зависит температура решетки и максимальная поляризация. Максимальная величина достигаемой поляризации протонов и дейтронов равна  $\pm 96\%$  и  $+54\%$ ,  $-60\%$ , соответственно.

Кратко описана конструкция рефрижератора растворения SMC-мишени [8]. Его система откачки  $^3\text{He}$  обеспечивает огромную скорость циркуляции в диапазоне  $0.027 \div 0.35$  мол/с восьмью последовательно включенными герметизированными насосами фирмы Roots с производительностью  $13500 \text{ м}^3/\text{ч}$ . Максимальная холодопроизводительность достигает 3 ватт при температуре 0.75 К. Минимальная температура, достигнутая при длительном охлаждении в отсутствие пучка составила 35 мК, рабочая температура  $60 \div 80$  мК. Расход  $^4\text{He}$  колеблется в пределах  $15 \div 40$  л/ч. Температурные измерения ниже 10 К основаны на композиционных (Allen Bradley, Speer) или RuO термометрах. Кроме этого, Speer и RuO термометры использовались в качестве болометров микроволновой мощности в резонаторе. В графическом интерфейсе задействован коммерческий пакет программ SL-GMS; он поддерживается UNIX-платформами и X-терминалами. Управляющие программы основаны на VME-процессорах. Контролируется более 100 криогенных параметров [8]. В заключение приводятся данные по магнитной системе мишени.

**Глава 3. Измерение ядерной поляризации мишеней.** Анализируется Ливерпульский Q-метр [9], схема которого приведена на Рис. 2. Прибор повсеместно используется для измерения ядерной поляризации в экспериментах по рассеянию элементарных частиц. Теоретические исследования работы прибора, выполненные до сих пор, обычно основывались на разложении

выходного напряжения Q-метра в ряд по степеням ядерной восприимчивости

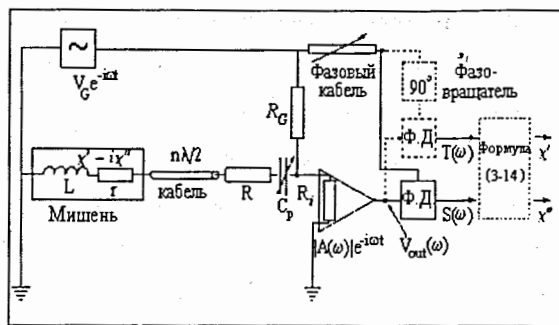


Рис. 2. Блок-схема Ливерпульского Q-метра. Связь между восприимчивостью материала и выходным напряжением дается уравнением (1); в диссертации - это уравнение (3-14). Пунктиром показаны недостающие элементы, которые необходимы для точного восстановления восприимчивости.

[7A]. Такой анализ не обеспечивает точный расчет корректирующих поправок при больших сигналах, когда спектры ЯМР-сигналов принимаются с сильными нелинейными искажениями. Получено уравнение, которое в замкнутой форме выражает восприимчивость через параметры приемного контура и комплексное напряжение на выходе Q-метра [8A]:

$$\xi(\omega) \equiv \eta \{ \chi' - i\chi''(\omega) \} = \frac{-iR_G G^2(\omega)}{\omega L} \frac{\{S(\omega) + iT(\omega)\}}{1 - \rho^{-1} R_G G(\omega) \cosh(\gamma) \left\{ p\rho + [1 + p(R - i/\omega C_p)] \tanh(\gamma) \right\} \{S(\omega) + iT(\omega)\}} \quad (1)$$

где  $\omega = 2\pi\nu$ ,  $\nu$  - частота радиочастотного генератора,  $\eta$  - фактор заполнения катушки материалом,  $L$  - индуктивность катушки при  $\chi = 0$ ,  $C$  - емкость настройки,  $\gamma = \alpha + i\beta$ ;  $\alpha$  - усредненная постоянная затухания,  $\beta$  - фазовая константа. Функция  $\chi(\omega) = \chi'(\omega) - i\chi''(\omega)$  является ядерной восприимчивостью материала. Анализ уравнения (1) и экспериментальные исследования приводят к следующему заключению: при воспроизведении сигнала возникают сильные амплитудные и частотные искажения спектра, показанные на Рис. 3. Для полного восстановления натуральной восприимчивости необходимо измерять как реальную  $S(\omega)$ , так и мнимую  $T(\omega)$  компоненты сигнала. С этой целью в схему прибора на Рис. 2 необходимо добавить элементы, обозначенные пунктиром. Тем

не менее, из общих соображений удастся показать, что интеграл от  $S(\omega)$  дает хорошее приближение к действительной поляризации даже при значительных нелинейных искажениях спектров. Например, отношение интегралов сигналов

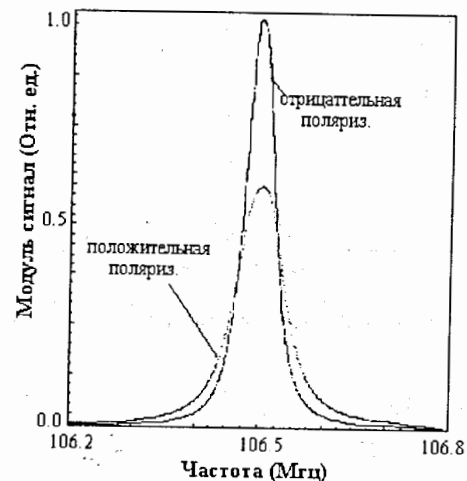


Рисунок 3. При одной и той же величине и форме линии ядерной восприимчивости материала нелинейные искажения спектров зависят от знака поляризации. Для сравнения сигнал отрицательной поляризации инвертирован.

положительной и отрицательной поляризации  $\pm 90\%$ , показанных на Рис. 3, составляет 0.98, несмотря на практически разную форму линии выходных сигналов. Показано [8A], что это обстоятельство связано с наличием универсальной закономерности, обеспечивающей примерную независимость интегральных измерений от спектральных искажений. Уравнение (1) позволяет просчитать форму линии в широком диапазоне частот; результат расчета показан на Рис. 4. В результате анализа определяется зависимость корректирующих поправок от положения базовой линии развертки при интегрировании спектра. Далее рассматривается влияние включения коаксиального кабеля в приемный контур Q-метра на его чувствительность [9A], под которой понимается отношение мощности поглощенной спиновой системой ядер к мощности потерь в контуре ( $P_s/P_\Sigma$ ). Зависимость чувствительности от длины кабеля имеет вид [9A]:

$$\zeta_I = \frac{P_s}{P_\Sigma} = \eta \chi'' Q \frac{1 + \text{tg}^2(\beta l)}{A} \quad (2)$$

где

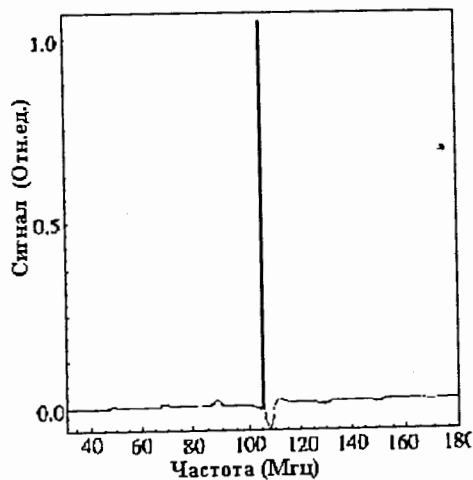


Рисунок 4. Протонный сигнал рассчитанный в широком интервале частот по точной формуле (1). Видны спутники на боковых частотах. Такие спутники наблюдались в ЭПР-спектрах на микроволновых частотах.

$$A = 1 + \frac{1}{2} \beta l (1 + tg^2(\beta l)) \left( \frac{\omega L_0}{\rho} + \frac{\rho}{\omega L_0} \right) + \frac{1}{2} \left( \frac{\rho}{\omega L_0} - \frac{\omega L_0}{\rho} \right) tg^2(\beta l). \quad (3)$$

Здесь  $r$  - сопротивление катушки,  $R_0$  - учитывает передачу мощности во входную цепь усилителя и потери в конденсаторе (С),  $Q$  - добротность гибридного контура,  $L_0$  - индуктивность катушки,  $\rho$  - волновое сопротивление кабеля. Уточнены и формулы для сдвига резонансной частоты контура при расстройке, которая также зависит от длины кабеля, включенного в приемный контур [9А, 10А, 11А]:

$$\frac{2 \cdot \Delta \omega}{\omega_0} = -\eta \chi' \frac{1 + tg^2(\beta l)}{A}, \quad (4)$$

где  $\omega_0$  - резонансная частота контура. Соотношения (2÷4) справедливы и для параллельного контура. Формула (2) корректирует хорошо известное в технике ЯМР соотношение Робинсона [10], справедливое для простого приемного контура без кабеля; оно получается из (2) при  $l = 0$ . Полученные уравнения позволяют оптимизировать приемный контур при измерении сверхслабых ЯМР-сигналов. Например, показано, что при измерении спектров азота в аммиачной мишени использование кабеля длины  $l < \lambda/4$  вместо  $l = \lambda/2$  дает выигрыш в отношении сигнал/шум в 3.2 раза. Численные расчеты хорошо согласуются с данными эксперимента.

Четвертая глава. Измерение поляризации ядер спина  $I = 1$ . Исследуется влияние квадрупольного взаимодействия на процесс установления внутреннего равновесия в спиновых системах [5А, 12А]. Исследование осуществляется сравнением поляризации, измеренной по сигнальной асимметрии и интегральным методом. Экспериментальные данные получены для дейтронов в D-бутанольной мишени и для фоновых ядер  $^{14}\text{N}$ -азота в аммиачной мишени [13А]. В обоих материалах тензор градиента электрического поля обладает аксиальной симметрией. Интенсивность дейтронных ЯМР-сигналов оказывается примерно в 100 раз ниже протонных, однако сигналы ядер азота оказались еще примерно на два порядка меньше дейтронных. С учетом квадрупольного взаимодействия, энергия каждого из расщепившихся в магнитном поле подуровней спиновой системы ( $I = 1$ ), в зависимости от магнитного квантового числа  $m$  имеет вид [11]

$$E_m = E_0 - E_1 m + E_2 m^2, \quad (5)$$

где

$$E_0 = -2h\nu_Q(3\cos^2\theta - 1), \quad E_1 = h\nu_D, \quad E_2 = 3h\nu_Q(3\cos^2\theta - 1). \quad (6)$$

Здесь  $\nu_D = \gamma_D H_0$  - центральная частота спектра,  $\gamma_D$  - гиромагнитное отношение

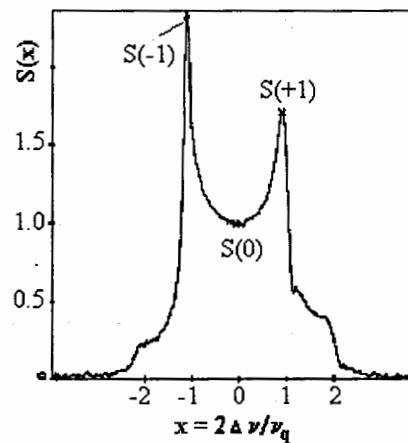


Рисунок 5. Седловые точки сигнала, которые используются в формуле (8) для расчета поляризации по асимметрии сигнала.

дейтрона,  $\nu_Q = 1/8(e^2 q Q / \eta)$ ,  $eQ$  - величина градиента электрического поля вдоль

главной оси градиента,  $eq$  - квадрупольный момент дейтрона;  $\theta$  - угол между направлением магнитного поля  $H_0$  и главной осью тензора градиента электрического поля. В разных ядрах соотношение  $E_2/E_1$  может меняться. В случае дейтронов в бутаноле или пропандиоле  $E_2/E_1 \approx 0$  с точностью 0.6 % и, очевидно,  $E_2 \approx 0$  является хорошим практическим приближением для расчета поляризации. Однако для ядер  $^{14}\text{N}$  ( $E_2 < 0$ ) в аммиачной мишени асимметрия, измеренная при поляризациях близких к нулю равна

$$R(\theta) = \frac{w(1) - w(0)}{w(0) - w(-1)} = [T \rightarrow \infty] = \frac{1 - E_2/E_1}{1 + E_2/E_1} \approx 1.46, \quad (7)$$

где  $w(i = -1, 0, 1)$  - заселенности магнитных подуровней с проекциями -1, 0, 1, соответственно, и квадрупольное взаимодействие необходимо учитывать. Когда  $E_2 \approx 0$ , для расчета поляризации применим метод, названный нами "Folding asymmetry method" [14A]. Идея заключается в следующем. Спектр ЯМР дейтронов

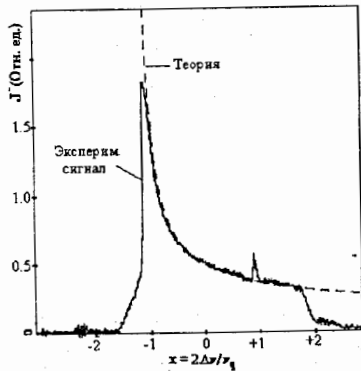


Рисунок 6. Форма  $J(x)$ -линии в пропандиоле, полученная по уравнениям (9, 10). Небольшой пик на склоне линии - это остаток от  $J^+$ -линии при оптимизации R.

состоит из суммы двух взаимно перекрывающихся линий  $J^+(x_i)$  и  $J^-(x_i)$  (см. Рис. 5), соответствующих переходам  $m = +1 \leftrightarrow m = 0$  и  $m = 0 \leftrightarrow m = -1$ . Уравнение [15A]

$$R = \frac{S(+1) - S(0) / \sqrt{2}}{S(-1) - S(0) / \sqrt{2}}, \quad (8)$$

полученное в диссертации, позволяет рассчитать асимметрию дейтронного спектра по амплитудам трех седловых точек, расположение которых на спектре показано на Рис. 5. Вычислив R, можно не только рассчитать поляризацию, но и

найти форму линии обоих магнитных дипольных переходов  $J^+(x_i)$  и  $J^-(x_i)$  по формулам:

$$J^+(x_i) = \frac{R}{R^2 - 1} [(R+1)A(x_i) + (R-1)C(x_i)], \quad (9)$$

$$J^-(x_i) = \frac{1}{R^2 - 1} [(R-1)C(x_i) - (R+1)A(x_i)], \quad (10)$$

в которых  $S(x_i) = J^+(x_i) + J^-(x_i)$  - спектр дейтронного сигнала,  $C(x_i)$  - его симметричная и  $A(x_i)$  - асимметричная компоненты. На Рис. 6 показана форма линии одного из двух переходов в пропандиоле - результат расчета по уравнениям (9, 10). Показано, что система измерения поляризации вносит в спектр ложную асимметрию [5A], которую необходимо учесть при определении поляризации. Описана процедура коррекции дейтронных спектров на ложную асимметрию. Затем величина поляризации, измеренная по асимметрии, сравнивается с данными интегрального метода. При высоких значениях ядерной поляризации оба метода показывают хорошо совместимые величины поляризации. Однако, при абсолютных величинах поляризации менее 15÷20% сравнение результатов обнаруживает значительное расхождение с предсказаниями EST-гипотезы (Equal Spin Temperature), демонстрируя отсутствие Больцмановского распределения в спиновой системе [12A]. Проблемы, связанные с установлением Больцмановского равновесия в многоуровневых спиновых системах, в значительной мере возрастают при увеличении квадрупольного взаимодействия; это показано на примере исследований фоновых  $^{14}\text{N}$ -ядер в аммиачной мишени [13A, 16A]. Здесь, из-за огромной ширины ЯМР-линии, невозможно измерить интегральную интенсивность сигнала, а, из-за медленного установления равновесного распределения в изолированной спиновой системе, иногда нельзя определить поляризацию по асимметрии формы линии. Измерения проводились на частоте  $\nu_N = 6.47$  МГц в поле 2.1 Тл. Амплитуды сигналов оказались столь малыми, по сравнению с дрейфом базовой линии, что с трудом регистрировались даже более чем в двести раз усиленные сигналы; эти спектры показаны на Рис. 7.



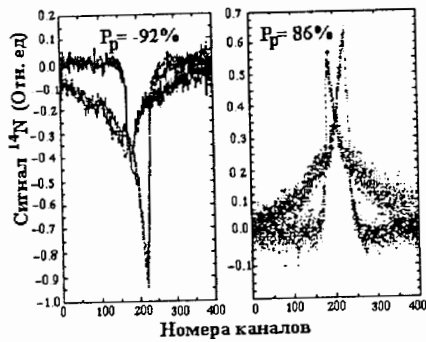
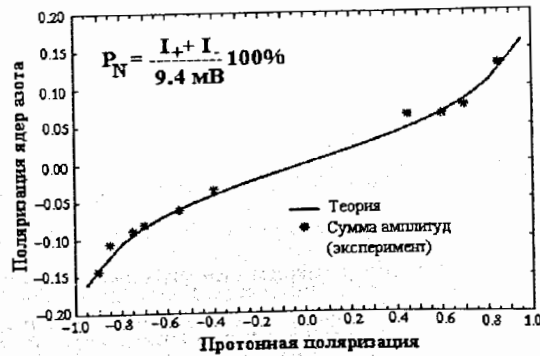


Рисунок 7. Сравнительные величины интенсивностей  $\Gamma$  и  $\Gamma'$  вблизи пиков спектра  $^{14}\text{N}$ . Средняя часть спектров "вырезана", чтобы яснее показать соотношение амплитуд. Усредняется  $5 \times 2000$  сигналов. Отношение амплитуд соответствует отрицательному значению  $E_2$  в формуле (5).

Было установлено, что при снижении ведущего поля магнита наступает эффективное тепловое смешивание между протонной и  $^{14}\text{N}$  спиновыми системами. В результате поляризация фоновых ядер азота возрастала в несколько раз за счет перераспределения заселенностей при тепловом смешивании. Показано, что процесс восстановления нового равновесного распределения в отсутствие СВЧ-накачки, по-видимому, определяется длинными временами спинрешеточной релаксации, так как при широких спектрах ядер азота он должен быть связан с несохранением зеемановской энергии спинов в поле. Это означает, что в отсутствие СВЧ-накачки неравновесное распределение в такой спиновой

Рисунок 8. При расчете поляризации  $^{14}\text{N}$  нужно пользоваться формулой (11); в наших опытах  $C = (9.4 \text{ мВ})^{-1}$ . При сильном квадратном уширении расчет поляризации по асимметрии может привести к большим ошибкам из-за огромного времени установления теплового равновесия в таких спиновых системах.



системе может быть "заморожено". Чтобы сохранить контроль над поляризацией фоновых ядер азота, эксплуатацию аммиачной мишени целесообразно осуществлять только в режиме непрерывной динамической поляризации ядер. Тогда механизм ДПЯ способствует установлению Больцмановского

распределения с единой спиновой температурой в любых спиновых системах. Показано, что в отсутствие равновесия сумма интенсивностей пиков спектра

$$S = \int [I_+(v) + I_-(v)] dv \approx C [J^+(\pi/2) + J^-(\pi/2)], \quad (11)$$

где коэффициент  $C$  - калибровочная константа, значительно лучше согласуется с равновесной EST-кривой [13А, 16А], чем поляризация, рассчитанная по асимметрии спектра; это иллюстрируется на Рис. 8. Главным результатом, сделанных выше расчетов, является то, что они полностью раскрывают особенности поведения спинов фоновых ядер азота в аммиачной мишени, которая сейчас может рассматриваться в качестве полностью определенной физической среды для проведения экспериментов в области физики элементарных частиц.

### Пятая глава. Обнаружение и исследование эффекта сверхизлучения.

Описаны эксперименты по обнаружению и исследованию сверхизлучения (СИ) ядерных магнитных диполей [17А, 18А, 19А]. В отличие от оптического и инфракрасного диапазонов волн вероятность спонтанного излучения на радиочастотах пренебрежимо мала [12], вследствие чего на

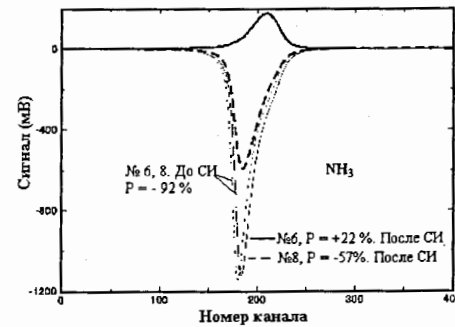


Рисунок 9. Разрушение отрицательной поляризации мишени сверхизлучением при реверсе. Первоначальная поляризация (тонкие пунктирные линии) стимулирует СИ, после чего ядра приобретают положительную, либо резко понижают первоначальную величину, поляризации. Излучение можно легко детектировать также и низкотемпературными болометрами.

радиочастотах невозможно реализовать генерацию без резонатора, хотя теоретически такая возможность обсуждается. В слабо усиливающих активных средах генерация изучалась при исследовании работы резонансного мазера на аммиаке, поэтому, следуя [13], будем называть ее генерацией "мазерного" типа. В мазерном генераторе спины компенсируют потери в

резонаторе, но его связь со спиновой системой слишком слаба, чтобы образовать единую связанную колебательную систему. Нам удалось показать, что выше некоторого порога ядерной поляризации, возникает другой сверхизлучательный тип когерентной генерации. Интенсивность СИ-генерации пропорциональна квадрату числа излучателей. Рис. 9 иллюстрирует разрушение поляризации протонов сверхизлучением в процессе реверса отрицательной поляризации SMC-мишени. При однородной начальной поляризации мишени, СИ инвертирует или сильно понижает величину конечной поляризации, в зависимости от величины локального градиента поля ведущего магнита. Другими словами, СИ нарушает нормальную эксплуатацию мишени. Выполнена оценка возможности возникновения СИ сравнением потерь в резонаторе с отрицательным сопротивлением, вносимым в контур спиновой системой ядер.

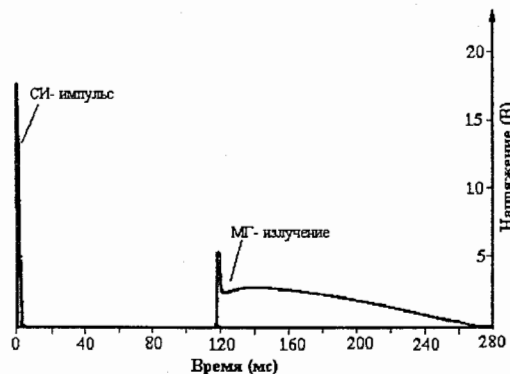


Рисунок 10. Существует два вида генерируемых импульсов: СИ (левый) и МГ (правый) с совершенно различным поведением от величины начальной поляризации.

Далее описаны ранние эксперименты автора по обнаружению радиочастотного сверхизлучения [17А, 18А]. В ходе экспериментов было установлено, что при поляризациях  $-(39 \div 45)\% < P < -9\%$ , где нижняя граница зависит от скорости развертки поля, система детектирует единственный импульс мазерной генерации (МГ) с длительностью, достигающей 0.3 с; правый импульс на Рис. 10. С увеличением начальной поляризации появляется второй короткий СИ-импульс; левый импульс на Рис. 10. На Рис. 11 в развернутом виде показана форма этого СИ-импульса, которая в соответствии с теорией оптического СИ описывается уравнением [14]

$$f(t) \propto \text{sech} \left[ \frac{(t-t_0)}{\tau} \right], \quad (12)$$

где  $t_0$  - время задержки,  $\tau$  - время, характеризующее ширину импульса. Отличное совпадение формы линии СИ с теорией подтверждает ее универсальность в приложении к магнитному СИ. В своей основополагающей работе Дикке [15] показал, что система  $N$  инвертированных спинов может спонтанно перейти в основное состояние за время, обратно пропорциональное числу излучателей ( $\tau_c \sim N^{-1}$ ). Поскольку полная энергия, излучаемая коллективом  $N$  атомов, очевидно равна  $Nh\nu_0$ , где  $\nu_0$  - частота перехода и  $h$  - постоянная Планка, то интенсивность излучения

$$J \propto N h \nu_0 / \tau_c \propto N^2 \quad (13)$$

должна содержать член пропорциональный  $N^2$ . Эффект обусловлен наведением корреляции между моментами перехода пространственно разделенных излучателей, взаимодействующих друг с другом через поле излучения [19А]. На Рис. 12 представлены зависимости площади МГ

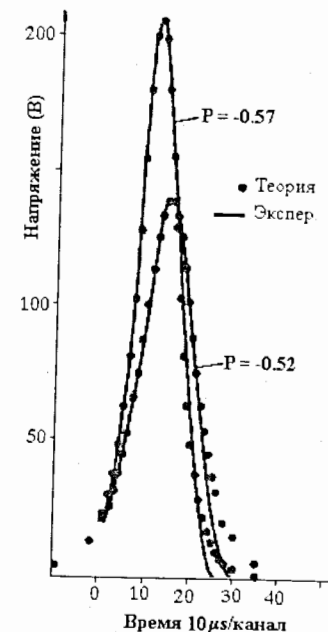
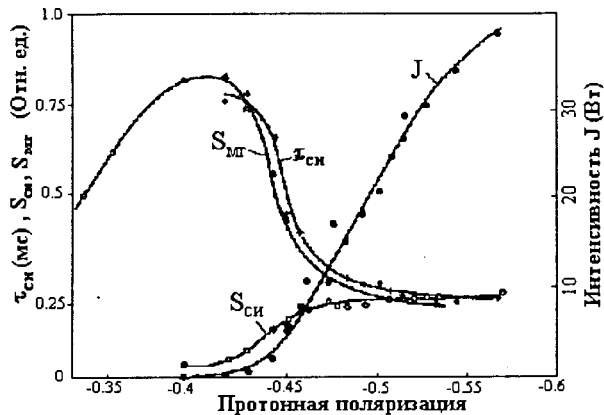


Рисунок 11. Теоретическая и экспериментальная формы СИ-импульса при двух значениях начальной поляризации мишени [17А, 18А].

и СИ-импульсов от величины начальной поляризации [18А]. Видно, что при невысоких поляризациях доминирует некогерентная компонента излучения, т.е. МГ. По мере роста поляризации, происходит перераспределение энергии спиновой системы в пользу сверхизлучения (см. Рис. 12). На Рис. 12 показана зависимость максимальной интенсивности СИ-импульса и длительности СИ от поляризации -  $\tau_c(P)$  [18А]. Из рисунка хорошо видно, как универсальные зависимости  $\tau_c \sim 1/N$  и  $J \propto N^2$ ,

Рисунок 12. Зависимость  $S_{\text{МГ}}$ ,  $S_{\text{СИ}}$ ,  $J$  и  $\tau_{\text{СИ}}$  от начальной поляризации. Видно, что при поляризации  $-40\%$  существует порог, после которого появляется СИ.



справедливые для любого СИ процесса [15], реализуется в магнитном СИ. Так начальный участок кривой  $\tau_c \sim 1/N \sim 1/P$  имеет характерную форму гиперболы, а интенсивность - параболическую зависимость  $J \propto P^2$  от ядерной поляризации. Помимо оригинальных исследований, анализ нашего эксперимента выполнен в работе [16]. Аналитическое решение [16] дает форму СИ-напряжения, хорошо совпадающую с общей формулой (12) и формой наблюдаемых импульсов. В результате анализа уточнено условие возбуждения квантового генератора (в него добавляется  $\cos$ -член) [20A]:

$$T_R = \left( \frac{1}{2} \eta \gamma_n Q |m_{z0}| \cos^2 \delta \right)^{-1}, \quad (13)$$

где  $T_R$  - время радиационного затухания колебаний в резонаторе,  $Q$  - добротность резонатора,  $\eta$  - фактор заполнения,  $m_{z0}$  - начальная намагниченность и  $\delta$  - параметр, описывающий расстройку резонатора относительно ларморовской частоты спинов. Рассматривается влияние расстройки частоты резонатора на поведение СИ и исследуется механизм "захвата" резонансной частоты спиновой системой ядер [20A]. Показано, что длительность МГ-импульса растет, а длительность СИ-импульса уменьшается с ростом начальной поляризации (см. Рис. 12). Как следует из расчетов Блума [17], уравнения Блоха не дают даже качественного объяснения расширению длительности МГ-импульса. Причина несоответствия эксперименту уравнений Блоха заключается в том, что они не

учитывают комплексного характера импеданса резонатора, расстроенного относительно частоты спиновой прецессии. Показано, что в условиях СИ-генерации намагниченность в уравнениях Блоха перестает быть "хорошей переменной" из-за сильной связи спинов с полем резонатора [16]. Поэтому поведение радиочастотной генерации оказывается существенно сложнее, чем при мазерной генерации. Получена модифицированная система уравнений Блоха, решение которой дает зависимость частоты СИ генерации от взаимной расстройки резонатора по отношению к ларморовской частоте [20A]

$$\omega_1 = \frac{d\phi}{dt} = \omega_0 + \gamma k M_z \sin \phi \cos \phi. \quad (14)$$

Эта формула совпадает с ранее полученным результатом в работе [18]. В выполненных нами экспериментах, угол  $\phi$  изменяется, поэтому частота генерации (14) отличается от ларморовской частоты свободных спинов  $\omega_0$ . Так на частоте  $2.1 \cdot 10^7$  Гц эта разность достигала огромной величины  $10^5$  Гц. В заключении отмечается, что исследование СИ сыграло важную роль в осуществлении адиабатического реверса поляризации SMC-мишени, который является одним из главных средств SMC-эксперимента, снижающих систематическую погрешность измерения структурных функций нуклонов. Интерес к радиочастотному СИ объясняется общностью этого явления в различных диапазонах волн [14, 15] и возможностью на его основе моделирования рентгеновских и оптических лазеров.

**Шестая глава. Обнаружение и исследование модуляционного усиления ядерной поляризации.** Обнаруженное нами модуляционное усиление дейтронной поляризации мишени в 1.7 раза, сопровождающееся примерно таким же фактором в сокращении времени динамической поляризации ядер, сыграли важную роль в SMC экспериментах [1A, 2A]. На Рис. 13 сравнивается поведение дейтронной поляризации в бутаноле в процессе СВЧ-накачки с включенной и выключенной модуляцией [4A, 6A, 21A]. Данные показывают 70% рост поляризации при модуляции частоты и примерно двукратное сокращение

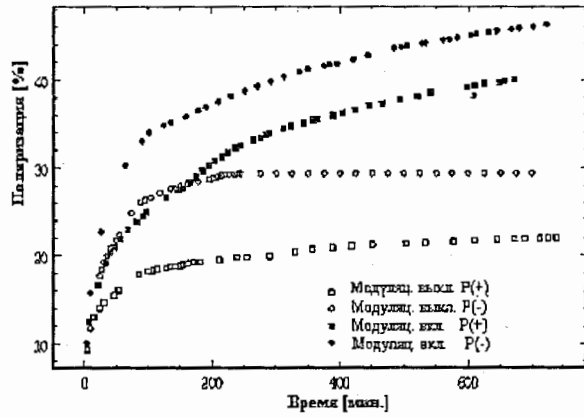
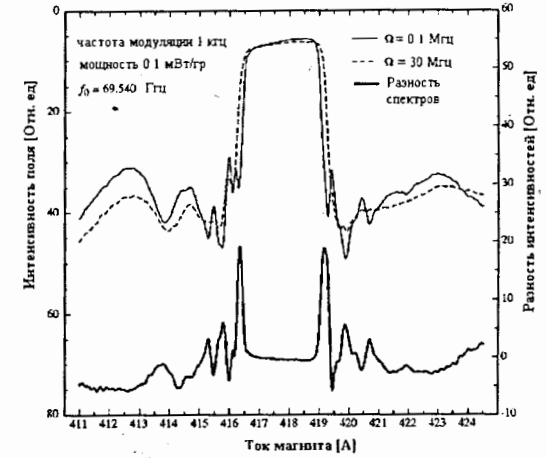


Рисунок 13. Две верхние зависимости поляризации от времени получены с ЧМ, остальные - без ЧМ. Модуляция сильно усиливает поляризацию мишени.

времени поляризации. В этих опытах центральная частота составляла 70 ГГц, девиация частоты - 30 МГц и период модуляции 2÷5 мсек. Частотная модуляция качественно меняет поведение ДПЯ. Так болометрические спектры ЭПР содержат боковые резонансные линии, если они получены на фиксированной частоте СВЧ-генератора. Эти боковые линии исчезают, когда включена ЧМ. Это видно из Рис. 14, который показывает интенсивность СВЧ-поля в резонаторе при прохождении ЭПР-линии полем магнита. В качестве детектора использовался угольный композиционный резистор Speer-220. Два верхних спектра на Рис. 14 получены при естественной ширине спектра генератора 0.1 МГц (без модуляции) и при девиации частоты 30 МГц, соответственно. Их разность показывает сильный рост парамагнитных потерь, благодаря ЧМ. Главные пики поглощения приходятся на склоны линии ЭПР, но имеется также и ряд боковых пиков с меньшими амплитудами. Оптимальная частота модуляции составляет 100÷500 Гц, девиация частоты - 15÷30 МГц. При достаточно длинных периодах модуляции дополнительное поглощение пропадает, но вместе с ним исчезает и модуляционное усиление поляризации. Традиционно в микроскопической теории ДПЯ [19] модуляционные явления рассматриваются как явления, связанные с частотной (временной) дисперсией восприимчивости. В нашем случае нужно учесть, что общее

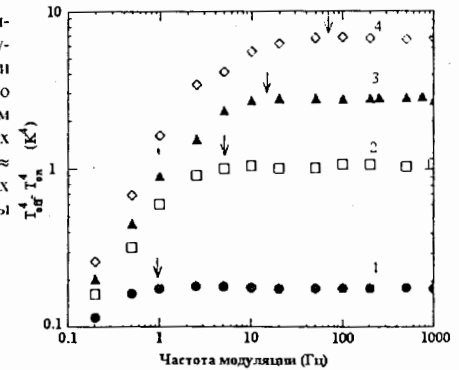
решение уравнений Максвелла зависит от суммы как временных, так и пространственных переменных. Оценки показывают, что при размерах SMC-мишени более чем в сто раз превышающей  $\lambda$  появляются эффекты, связанные

Рисунок 14. При включении модуляции интенсивность поля в резонаторе уменьшается из-за увеличения магнитных потерь в материале. Усиление поляризации получается на частотах, соответствующих главным пикам дополнительного поглощения (нижняя кривая).



с пространственной дисперсией, которые отражают [20] "...зависимость макроскопических свойств вещества от пространственной неоднородности электромагнитного поля". На Рис.15 показана зависимость дополнительного поглощения от частоты модулирующего напряжения при четырех уровнях

Рисунок 15. Зависимость микроволнового поглощения от частоты модуляции. Насыщение наступает при периодах модуляции, примерно совпадающих с характерным временем насыщения электронных спинов. Дан-ные получены при  $T \approx 0.1 \pm 0.2$  К. Цифрами у кривых обозначены относительные величины СВЧ-мощности.



СВЧ-мощности [21А]. Оценка  $(\tau_1 \tau_{ss})^{1/2}$  - времени насыщения намагниченности [21], выполненная на основании данных, приведенных на Рис. 15, сос-

твляет 200÷1000 мсек в зависимости от температуры решетки. Следующие данные показывают, что, при насыщающих СВЧ-полях, нам впервые удалось наблюдать проявление эффектов пространственной дисперсии в электронном парамагнитном резонансе (ЭПР). Сюда относятся:

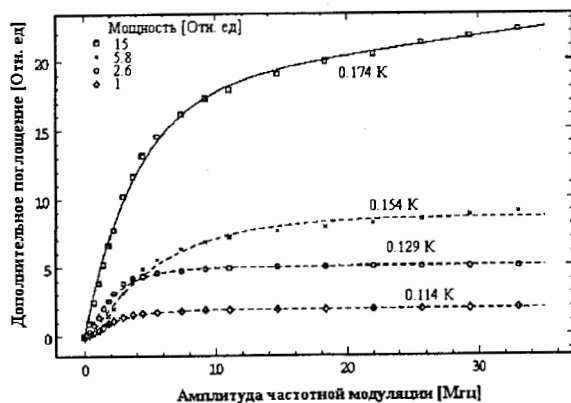
1. Появление боковых спутников в ЭПР-линии.
2. Снижение СВЧ-мощности при ЧМ, необходимой для достижения более высокой поляризации. В рамках однородного поля вовлечение дополнительных спиновых пакетов в насыщение должно увеличивать поглощаемую мощность.
3. Уменьшение амплитуды биений поля в резонаторе при ЧМ.

Далее приводится анализ поглощаемой мощности, которая в нашей модели зависит от ширины ( $\Omega$ ) спектра СВЧ-генератора. В зависимости от спектральной гармоники, изменяется положение максимумов интенсивности поля в резонаторе. В результате, насыщение материала по объему мишени становится более однородным (изменяется видность поля). В предположении быстрой модуляции, получено следующее выражение для мощность парамагнитных потерь [4А, 22А]

$$P_{on(off)} = \frac{i}{2} \mu_0 \omega \chi h^2 \cos^2(d \cdot \Delta \alpha_{on(off)}) \int_{-\Omega/2}^{\Omega/2} d\omega \cdot e^{-2d \cdot \beta(\omega - \omega_0)}, \quad (15)$$

где  $h^2$  - спектральная интенсивность поля. Видно, что поглощаемая мощность

Рисунок 16. Зависимость дополнительного поглощения от амплитуды модуляции при разном уровне средней мощности. Пунктирные кривые - результат расчета потерь по уравнению (15). Наклон верхней кривой при больших мощностях связан с влиянием линейного по восприимчивости члена в уравнении (15).



зависит также от расстройки частоты относительно центра ЭПР-линии ( $\Delta\alpha$ ), что объясняет появление боковых спутников в ЭПР-линии. В случае короткой мишени и узкого спектра частот  $d \rightarrow 0$ ,  $h^2\Omega \rightarrow I$  и формула (15) переходит в обычное уравнение ЭПР-техники, справедливое при  $d \ll \lambda$

$$P_{on(off)} = i \frac{\mu_0}{2} \omega \chi I. \quad (16)$$

Выполнена проверка модели пространственного насыщения. Для этого зависимость дополнительного поглощения от величины частотной девиации ( $\Omega$ ) сравнивается с данными расчета по уравнению (15) [4А, 22А]. Результаты расчета и данные опыта показаны на Рис. 16. Данные получены на центральной частоте, обеспечивающей максимум отрицательной ядерной поляризации; период модуляции в этих опытах составлял 2 мсек. Дальнейший анализ показывает, что

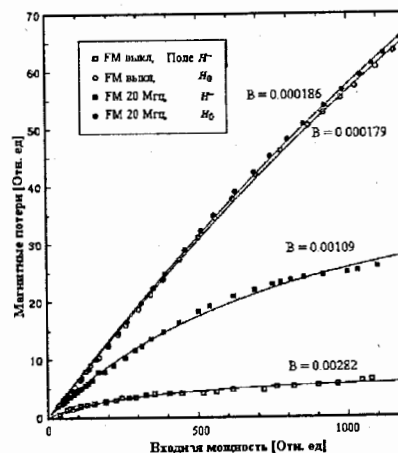


Рисунок 17. Кривые парамагнитного насыщения в бутаноле и их фит (сплошные линии) по уравнению Провоторова, подтверждают, что поляризация ядер в бутанольной мишени определяется механизмом ДО.

ЧМ изменяет контрастность или видность интерференционной картинке поля в резонаторе, вследствие чего средняя интенсивности поля за период модуляции становится одинаковой во всем объеме материала; это проявляется в уменьшении амплитуды биений поля. Важной особенностью рассмотренного механизма дополнительного поглощения является то, что он стимулируется дисперсионной

компонентой восприимчивости, влияющей на пространственную структуру насыщающего СВЧ-поля в резонаторе.

В конечном итоге диэлектрические и магнитные потери превращаются в тепло, которое определяет температуру решетки при ДПЯ. Поскольку при модуляции частоты дополнительное магнитное поглощение связано с вовлечением новых частей материала в насыщение, то естественно растет и средняя поляризация мишени, что автоматически означает рост средней скорости накачки - в полном соответствии с полученными данными. На Рис. 17 показаны данные по насыщению материала поляризованной мишени в рабочих условиях [4А, 22А]. Мы полагаем, что это первая экспериментальная демонстрация эффекта насыщения в реальной мишени при сверхнизких температурах. Нижняя кривая получена без модуляции, на краю ЭПР линии; она показывает сильное насыщение. Средняя кривая получена при том же постоянном поле, что и нижний график, но с включенной модуляцией. Видно, что включение модуляции усиливает парамагнитное поглощение примерно в два раза; аналогичное заключение можно сделать так же и по спектрам дополнительного поглощения на Рис. 14. Данные по насыщению подтверждают теорию Провоторова [22]. Оптимальная СВЧ-мощность с ЧМ составляла  $0.05 \text{ мВт/см}^3$ ; она уменьшалась более чем в 1.5 раза, по сравнению с накачкой без ЧМ.

#### Седьмая глава. Новые приложения поляризованных мишеней.

Рассматривается возможность поляризации радиоактивных ядер динамическим методом [23А]. Принципиально новым достижением динамической поляризации является отрыв спиновой температуры ядер от температуры решетки. Вследствие этого появляется большое многообразие в конкретных подходах к исследованию спиновых систем. Например, спиновая температура ядер может быть положительной или отрицательной, а максимальная поляризация достигается при температурах решетки порядка 0.3 К, при которой рефрижератор растворения может обеспечить большую холодопроизводительность. Проблема не ограничивается собственно исследованием радиоактивных ядер. Приведенный анализ показывает, что известные радиоактивные ядра можно использовать для

исследования коллективных электронных и электронно-ядерных спиновых взаимодействий в конденсированных средах.

В случае разрешенных  $\beta$ -переходов анизотропия связана исключительно с несохранением четности в процессах, обусловленных слабым взаимодействием [23, 24]. При этом угловое распределение  $\beta$ -электронов имеет структуру

$$\frac{dN}{d\Omega} \approx 1 + aP \cos \theta. \quad (17)$$

где  $\theta$  - угол между направлением вылета электрона (или позитрона) и направлением внешнего поля,  $P$  - степень поляризации радиоактивных ядер. Рассчитана анизотропия излучения ядер  $^{32}\text{P}_{15}$  в молекуле  $\text{PH}_3$  и  $^{22}\text{Na}(3^+)$  при ДПЯ. Видно, что при одной и той же спиновой температуре поляризация основных ядер мишени может быть измерена по анизотропии  $\beta$ -излучения.

Аналогичное заключение следует из рассмотрения углового распределения  $\gamma$ -квантов, образующихся в цепочке последовательных  $\beta$ - и  $\gamma$ -распадов поляризованных  $\beta$ -активных ядер. Если возбужденное ядро имеет спин  $J$ , а у конечного ядра спин  $J' = 0$ , то нормированное угловое распределение  $\gamma$ -квантов относительно направления магнитного поля будет иметь вид [25, 26]

$$W(\theta) = \frac{2J+1}{8\pi} \sum_{m=-J}^J \rho_{mm}^{(J)} \left[ \left( d_{m,1}^{(J)}(\theta) \right)^2 + \left( d_{m,-1}^{(J)}(\theta) \right)^2 \right], \quad (18)$$

где  $d_{m,1}^{(J)}(\theta)$  - функция Вигнера (элементы матрицы конечных вращений),  $\rho_{mm}^{(J)}$  - заселенности спиновых состояний, зависящие от спиновой температуры.

Третий возможный путь заключается в исследовании угловой анизотропии  $\gamma$ -квантов в каскадных  $\beta$ - $\gamma$ -переходах [23А]. Эта возможность рассмотрена на примере каскадного перехода  $^{22}\text{Na}(3^+) \xrightarrow{\beta} ^{22}\text{Ne}(2^+) \xrightarrow{\gamma} ^{22}\text{Ne}(0^+)$ . В результате гамов-теллеровского  $\beta^+$ -перехода с максимальной энергией позитронов 550 кэВ (или К-захвата) образуется промежуточное ядро  $^{22}\text{Ne}$  со спином  $J' = 2$ . Его период полураспада составляет  $3.7 \cdot 10^{-12}$  с, т.е. время жизни очень мало по сравнению с характерным периодом для сверхтонкого

расщепления атомных уровней. Ядро  $^{22}\text{Ne}(2^-)$  излучает  $\gamma$ -кванты с энергией 1280

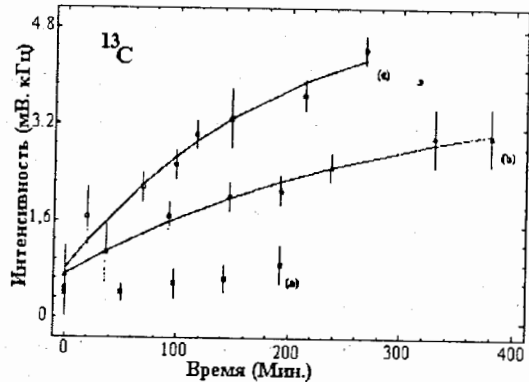


Рисунок 18. Динамика восстановления поляризации редких ядер  $^{13}\text{C}$  при разной интенсивности поляризующего поля.

КэВ и переходит в стабильный изотоп  $^{22}\text{Ne}$  с нулевым спином [27]. Конкретные вычисления приводят к нормированному угловому распределению  $\gamma$ -квантов

$$W = \frac{5}{8\pi} \{0.426 - 0.0705 \cdot \cos^2 \theta - 0.0125 \cdot \cos^4 \theta\}, \quad (19)$$

при  $H = 27$  Тл,  $T = 1.3$  мК,  $\chi = 1.33$  и эффект составляет примерно 14%.

Практическая оценка времени поляризации получена измерением времени поляризации редких (но не радиоактивных) ядер  $^{13}\text{C}$  в протонной бутанольной мишени, которые приведены на Рис. 18 [24А]. Без СВЧ-поля время установления спиновой температуры составляет около 3000 мин. Включение СВЧ-накачки укорачивает время поляризации ядер  $^{13}\text{C}$  (см. Рис. 18) до 160 мин. Еще более короткие времена, по-видимому, можно достигнуть увеличением концентрации парамагнитных примесей. Приведенные величина и время поляризации при ДО уступают результатам получаемым при поляризации редких ядер в ферромагнитных матрицах методом "грубой силы". Показано, однако, что возможно значительное укорочение времени и усиление поляризации радиоактивных ядер спина  $I > 1$ , используя метод кросс-релаксационной поляризации [13А]. Идея заключается в следующем: пусть помимо ядер спина  $I > 1/2$  матрица содержит распространенные ядра ( $I=1/2$ ), например протоны, которые имеют большую теплоемкость спиновой системы. Так как

квадрупольное взаимодействие не зависит от подмагничивающего поля, то при снижении магнитного поля зеемановское расщепление ядер спина  $1/2$  рано или поздно сравнивается с квадрупольным расщеплением ядер спина  $I > 1/2$ . До момента пересечения частот происходит ядерное размагничивание, в результате которого температура ядер с  $I = 1/2$  понижается линейно с полем. Температура

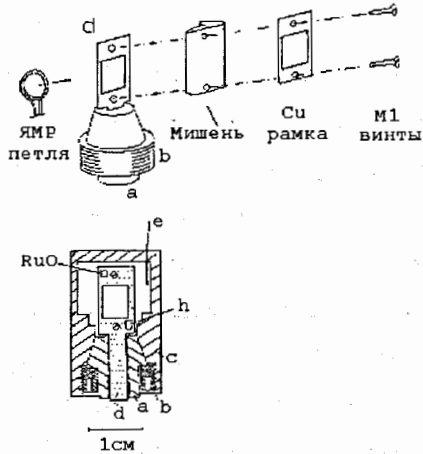


Рисунок 19. Размагничивание начинается при одинаковой спиновой температуре, соответствующей EST-равновесной кривой (пунктирная линия). При размагничивании (точки 2-5) поляризация  $^{14}\text{N}$ -ядер резко возрастает, но Больцмановское распределение нарушается. Точка-8 получается после включения СВЧ-поля, которое восстанавливает тепловое равновесие в спиновых системах.

же ядер спина  $I > 1/2$  ведет себя нелинейно с полем из-за наличия квадрупольного расщепления. В момент пересечения частот ядра спина  $I = 1/2$  будут иметь более низкую температуру, чем ядра спина  $I > 1/2$ . Следовательно, в результате теплового смешивания произойдет значительное охлаждение ядер спина  $I > 1/2$ . Экспериментальное исследование выполнялось на спиновой системе ядер азота в аммиачной мишени. Поляризующей была протонная спиновая система с начальной поляризацией 89%, которая, согласно EST-гипотезе, соответствует 16% поляризации ядер азота; при этом в поле 2.5 Тл температура обеих спиновых подсистем равняется 1.7 мК. В поле 56 мТл квадрупольное расщепление ядер азота  $6\omega_q / 2\pi = 2.4$  МГц совпадает с зеемановской частотой. При снижении ведущего поля магнита до 56 мТл сначала происходит ядерное размагничивание, в результате которого спиновая температура протонов понижается в  $2.5 / 0.056 = 45$  раз, тогда как из-за остаточного квадрупольного расщепления понижение температуры ядер азота составляет всего лишь 2-3 раза. Затем происходит теплового смешивание между протонной и азотной спиновыми системами. Данные эксперимента [13А] суммированы на Рис. 19, на котором пронумерованы

в хронологическом порядке результаты измерения поляризации после теплового смешивания. За время спуска и подъема поля, которое составляет обычно  $10 \pm 20$  мин поляризации ядер азота значительно усиливается. Энергетический баланс позволяет определить конечную спиновую температуру  $^{14}\text{N}$ -ядер, которая понижается при смешивании с 230 до 56  $\mu\text{K}$ . После возвращения в поле 2.5 Тл, где измеряется конечная величина поляризации, соответствующие температуры для Н-Н-систем составляют 2.5 мК и 420  $\mu\text{K}$  (вместо исходной температуры 1.7 мК), что соответствует поляризации 0.77 и 0.52 для протонов и ядер азота, соответственно. Практически же была достигнута поляризация 0.4 (а не 0.52) из-за достаточно быстрой протонной спин-решеточной релаксации в сниженном поле, поскольку эксперимент выполнялся при сравнительно высокой температуре решетки (0.1 К).

Рис. 20. Конструкция вакуумной камеры для ДПЯ в условиях охлаждения мишени сверхтекучей пленкой  $^4\text{He}$ . Охлаждение стайкастовой камеры (с) происходит за счет теплопроводности медного стержня (d), который имеет тепловой контакт с камерой растворения. Сверхтекучая пленка  $^4\text{He}$  покрывает внутреннюю поверхность камеры, осуществляя термический контакт мишени с холодным стержнем.



Далее рассматривается конструкция мишени для исследований с радиоактивными ядрами [25А]. Существенным препятствием к практическому использованию тонких мишеней является наличие в рефрижераторах металлических тепловых экранов, пластиковых или кварцевых окон, окружающих мишень, которые резко снижают общий "dilution factor" материала. Желательно адаптировать мишень для работы в вакууме. Эта проблема в значительной степени разрешается применением нового типа мишени, охлаждаемой сверхтекучей пленкой  $^4\text{He}$ . Для

принципиальной проверки проведен следующий эксперимент. В полиэтиленовую пленку вводилась парамагнитная примесь радикала TEMPO [26А] в количестве

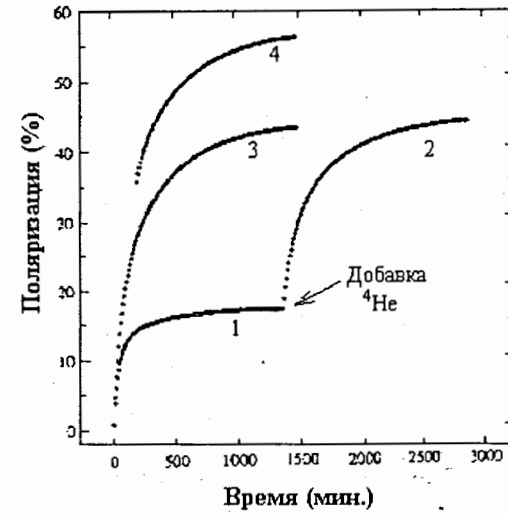


Рисунок 21. Добавка ничтожного количества  $^4\text{He}$  в капилляр резко понижает температуру пленки и поляризация ядер начинает возрастать.

$2 \cdot 10^{19}$  сп/см<sup>3</sup>. Пленка толщиной 70 мкм прикреплялась к медной рамке и помещалась внутрь вакуумной камеры (с), выполненной из толстостенного стайкаста-1266, как это показано на Рис. 20. Стайкаст является относительно прозрачным для проникновения СВЧ-поля к пленке, с одной стороны, и обладает исключительно низкой теплопроводностью - с другой. К каркасу приклеивался RuO-термометр (1 к $\Omega$ , Dale RCW550) - обозначенный (RuO), микронагреватель (h) для тепловых измерений и ЯМР-катушка для измерения поляризации протонов в полиэтилене. Медная вставка (d), с закрепленным образцом, вакуумно уплотнялась к камере с конической пробкой (а), и прижималась винтом (b). В стенку камеры вставлялся капилляр (е), по которому могла осуществляться конденсация  $^4\text{He}$  внутрь вакуумной камеры.

Устройство устанавливалось в медный цилиндр - микроволновой резонатор и погружалось в камеру растворения рефрижератора, для охлаждения ниже 0.1 К. Динамическая поляризация ядер сначала выполнялась на образце, расположенном в вакуумной камере, а затем опыт повторялся при конденсации в



камеру ничтожной порции газообразного гелия  $^4\text{He}$ . Результаты эксперимента показаны на Рис. 20. При образовании в камере сверхтекучей пленки  $^4\text{He}$  температура мишени резко понижалась, а поляризация мишени начинала увеличиваться, как это показано на Рис. 21. Очевидно, что существует сильный охлаждающий эффект, который способна доставить сверхтекучая пленка гелия к охлаждаемому образцу; этот теплоприток исследовался на установке [27А, 28А]. Такая мишень, при минимальной тепловой защите от теплового излучения, может быть открыта для облучения и способна нормально функционировать в вакууме.

Проведенные эксперименты позволяют сделать вывод о необходимости формирования специальной программы исследования спинов радиоактивных ядер, основу которой составлял бы метод динамического охлаждения.

### Заключение

Перечислим основные результаты полученные в диссертации.

1. Достигнуты рекордные параметры крупнейшей в Мире 2.5-литровой поляризованной мишени CERN. Получена 96% поляризация протонов и 60% поляризация дейтронов.
2. Получено точное уравнение, позволяющее вычислить ядерную восприимчивость по измеренному сигналу Q-метра.
3. Предложена модификация Ливерпульского Q-метра, позволяющая воспроизводить неискаженную форму линии ядерной восприимчивости.
4. Теоретически и экспериментально показано наличие ложной асимметрии в дейтронных спектрах и разработан алгоритм ее коррекции.
5. Получена формула для расчета поляризации ядер спина 1 и разработан метод определения асимметрии, поляризации и формы линии магнитных дипольных переходов ядер спина 1.
6. Обнаружен эффект коллективного сверхизлучения системой поляризованных магнитных диполей. Исследована работа СИ-источника радиоволн в мегагерцовом диапазоне.

7. Исследован механизм "захвата" частоты излучения СИ-генератора резонатором и скорректировано условие самовозбуждения квантового генератора при расстройке ларморовской частоты относительно частоты резонатора.
8. Уточнена формула Робинсона для расчета чувствительности ЯМР-спектрометра, приемный контур которого содержит коаксиальный кабель.
9. Обнаружен эффект усиления ядерной поляризации дейтронной мишени путем ЧМ-модуляции СВЧ-генератора.
10. Показано, что модуляционный эффект относится к эффектам, связанным с пространственной дисперсией.
11. Получена и проверена формула для расчета парамагнитного поглощения в мишени с учетом модуляционного эффекта.
12. Обнаружены боковые сателлиты в ЭПР-линии, возникающие при насыщающих СВЧ-полях за счет эффектов пространственной дисперсии.
13. Впервые при сверхнизких температурах на действующей бутанольной мишени получена кривая насыщения парамагнитного резонанса.
14. Предложен новый метод исследования спинов радиоактивных ядер с использованием кросс-релаксационной поляризации редких ядер.
15. Показана возможность использования сверхтекучей пленки  $^4\text{He}$  для охлаждения тонких поляризованных мишеней. Предложен новый тип твердой сверхтонкой поляризованной мишени, охлаждаемой сверхтекучей пленкой  $^4\text{He}$ .

В заключение я хочу выразить глубокую благодарность всем соавторам, вошедшим в работы данной диссертации. Особенно я хочу выразить благодарность Т.О. Нииникоски (Т.О. Niinikoski) - автору и создателю первой поляризованной мишени в CERN, с которым в течение пяти лет мы совершенствовались и исследовали в Женеве SMC-мишень - за проявленную взаимопомощь и административную поддержку. Я благодарен С. Манго, П. Хаутле и Б. Брандту из института П. Шеррера в Цюрихе за совместные исследования по тонким мишеням. А.Ф. Прудкогляду, А.С.

Шумовскому и В.И. Юкалову за сотрудничество в исследовании сверхизлучения, В.Л. Любошицу за помощь в расчетах анизотропии излучения радиоактивных ядер. Неоценимую помощь оказал профессор **М.И. Подгорецкий**. Выражаю глубокую благодарность Ф. Легару, И.А. Савину (ОИЯИ) и В. Хьюзу (V.W. Hughes) из Иельского университета в Америке за прекрасную организацию и поддержку моей работы в CERNe.

#### СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ

- 1A. Adams D., Kisselev Yu.F. et al. On behalf of the Spin Muon Collaboration at CERN. Measurement of the spin-dependent structure function  $g_1(x)$  of the proton. Phys. Letters. **B 329**, (1994) 399.
- 2A. Adams D., Kisselev Yu.F. et al. On behalf of the Spin Muon Collaboration at CERN. Spin asymmetry in muon-proton deep inelastic scattering on a transversely - polarized target. Phys. Letters **B 336**, (1994) 125.
- 3A. Буишвили Л.Л., Киселев Ю.Ф., Фокина Н.П.. О низкотемпературной протонной релаксации и динамическом охлаждении ядер в пропандиоле с примесью  $\text{Cr}^{+V}$ . Краткие сообщения ОИЯИ 5[51]-91, Дубна (1991) 42.
- 4A. Kisselev Yu.F. and Niinikoski T.O.. Frequency Modulation Effects in EPR and Dynamic Nuclear Polarization. Preprint CERN PPE/96-146, 21 October (1996).
- 5A. Adeva B., Kisselev Yu.F. et al. On behalf of the SMC at CERN. Measurement of the Deuteron polarization in a Large Target. Nucl. Instr. Methods in Phys. Res., **A349** (1994) 334.
- 6A. Kisselev Yu. F.. On behalf by SMC. The Modulation Effect On Dynamic Polarization of Nuclear Spins, NIM in Phys. Res., **A 356** (1995) 99.
- 7A. Киселев Ю.Ф., Сапожников А.П.. Расчет поправки на нелинейность Q-метра при измерении высокой поляризации мишени. Сообщение ОИЯИ P13-10694 (1977), Дубна.
- 8A. Kisselev Yu.F., Dulya C.M. and Niinikoski T.O.. Measurement of Complex RF Susceptibility Using a Series Q-meter. NIM in Phys. Res., **A 354** (1995) 249. Preprint CERN-PPE/94-118, 14 July, 1994.

- 9A. Киселев Ю. Ф., Черников А. Н.. Реакция гибридного контура на возмущение магнитного потока. Препринт ОИЯИ, 13-85-734 (1985).
- 10A. Киселев Ю. Ф., Сирунян А. М., Степанян С. С.. Q-метр с цифровым регистратором для измерения ядерной поляризации. ПТЭ, **1** (1991) 99.
- 11A. Киселев Ю. Ф., Карпихин И. Л.. Измерение поляризации ядер Q-метром. Препринт ОИЯИ, Дубна. P13-89-468 (1989).
- 12A. Kisselev Yu.F. and Özben C.. Comparison of the Asimmetry and Integral Methods to Determine Deuteron Polarization. Proc. of 8 th Int. Workshop on Pol. Target Mat. and Tech., Vancouver 1996.
- 13A. Adeva B., Dulya Ch., Куунäräinen J., Kisselev Yu.F. et al. Measurement of Proton and Nitrogen Polarization in Ammonia and Test of Equal Spin Temperature. CERN Preprint, CERN-PPE/97-66. June 16 1997.
- 14A. Kiselev Yu.F., Polyakov V.V., Kovalev A.I., Bunyatova E.I., Borisov N.S., Trautman V.Yu., Werner K., Kozlenko N.G.. A medium size polarized deuteron target. Nucl. Instr. Meth. In Phys. Res. **220** (1984) 399.
- 15A. Киселев Ю.Ф., Попов С.А. и Федоров А.Н.. Метод расчета поляризации и выстраивания по ЯМР спектру поляризованных дейтронов. Письма в ЖЭТФ, **55**, 2 (1992) 99. Краткие сообщения ОИЯИ №5[51]-91.
- 16A. Adeva B., Dulya Ch., Kisselev Yu.F. et al.. A Line-shape Analysis for Spin-1 NMR Signals. NIM **A 398** (1997) 109.
- 17A. Киселев Ю.Ф., Прудкогляд А.Ф., Шумовский А.С., Юкалов В.И.. Обнаружение явления сверхизлучения системой ядерных магнитных моментов. Препринт 14-87-431. Дубна: ОИЯИ, 1987.
- 18A. Киселев Ю.Ф., Прудкогляд А.Ф., Шумовский Ф.С. и Юкалов В.И.. Обнаружение явления сверхизлучения системой ядерных магнитных моментов. ЖЭТФ **94**, в.2 (1988) 344.
- 19A. Kiselev Yu.F., Shumovskij A.S. and Yukalov V.I.. Thermal-Noise Induced Radio Frequency Superradiance in Resonator. Mod. Phys. Lett. **B 3** (1989) 1149.
- 20A. Киселев Ю.Ф., Алискандеров Э.И.. Радиочастотное сверхизлучение в резонаторе. Письма в ЖЭТФ, Т.51, вып. 1, (1989) 14.

- 21A. Adeva B., Magnon A., Kisselev Yu.F. et al. Large enhancement of deuteron polarization with frequency modulation microwaves. NIM in Phys. Res., **A372** (1996) 339.
- 22A. Kiselev Yu.F., Niinikoski T.O.. EPR and Dynamic Polarization with Frequency Modulation. Proceedings of 12<sup>th</sup> Intern. Symposium on High Energy Spin Physics, Amsterdam, The Netherlands, Sept. (1996) 389.
- 23A. Kiselev Yu.F., Lyboshitz V.L., Podgoretskij M.I. and Chernikov A.N.. New possibilities for investigation of collective spin-spin interactions using dynamic cooling of radioactive nuclei. Bulletin of Inventions **01**, 21 (1988) 281. Краткие сообщ. ОИЯИ, **3 [29]** (1988) 5. Препринт ОИЯИ, Дубна, E14-89-195 (1989).
- 24A. Bültmann S., Baum G., Dulya C. M., Hayasi N., Kishi A., Kisselev Yu.F., et al. Cross-relaxation between protons and <sup>13</sup>C nuclei. NIM in Phys. Res. **A 356** (1995) 106.
- 25A. Van de Brandt B., Hautle H., Kisselev Yu.F., Konter J.A., Mango S.. Dynamic nuclear polarization in thin polyethylene foils cooled via a superfluid <sup>4</sup>He film. Preprint PSI-PR-96-25 (1996). NIM in Phys. Res., **A 381** (1996) 219.
- 26A. Борисов Н.С., Бунятова Э.И., Киселев Ю.Ф., Неганов Б.С., Парфенов Л.Б., Розанов Э.Г., Стрюков В.Б., Феллер Г.. Динамическая поляризация протонов в полиэтилене при сверхнизких температурах. Препринт ОИЯИ P6-7408 (1973) Дубна.
- 27A. Chernikov A.N. and Kiselev Yu.F.. Installation for Producing Low Temperature in the 0.028 ÷ 4.2 K Range, Cryogenics **29** (1989) 55. Киселев Ю.Ф., Черников А.Н.. Препринт ОИЯИ P8-89-470 (1989).
- 28A. Киселев Ю. Ф.. Устройство для получения низких температур. Авт. Свид. № 960503 (СССР), Бюллетень Открытий и Изобретений **35** (1982) 143.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. London H., Clarcke G.R., Meudoza E. Osmotic pressure of <sup>3</sup>He in liquid <sup>4</sup>He, with proposal for a refrigerator to work below 1 K. Phys. Rev. **128** (1962) 1992.
2. Борисов Н.С. Неганов Б.С. и Либург М.Ю.. ЖЭТФ **50** (1966) 1445.

3. Борисов Н.С., Бунятова Э.И., Киселев Ю.Ф., Неганов Б.С. Матафонов В.Н. и Усов Ю.А.. Поляризованная "замороженная" мишень (12 см<sup>3</sup>). Препринт ОИЯИ. Дубна, ч.1, 13-10253; ч.2, 13-10257 (1976). ПТЭ, вып.2 (1978) 32.
4. Киселев Ю.Ф.. Динамическая поляризация протонов при сверхнизких температурах. Автореферат диссертации на соискание ученой степени к. ф. м. н. 1-12294, Дубна (1979).
5. Кожушнер М.А.. Поляризация ядер методом динамического охлаждения. ЖЭТФ **56**, в.1 (1969) 246.
6. Anselmino M., Efremov A., Leader E.. The theory and Phenomenology of Polarized Deep Inelastic Scattering. Preprint CERN-TH.7216194, April (1994).
7. Прудкогляд А.Ф.. Исследование динамических явлений в поляризованных спиновых системах. Автореферат диссертации к.ф.м.н. Препринт ИФВЭ 90-61. Долгопрудный (1990).
8. Куунäräinen J.. The SMC polarized target. On behalf of the Spin Muon Collaboration at CERN. Nucl. Instr. And Meth. In Phys. Res. **A 356** (1995) 47.
9. Court G.R., Gifford D.W., Harrison P., Heyes W.G. and Houlden M.A.. NIM in Phys. Res. **A 324** (1993) 433.
10. Robinson F. N. H.. Phil D. Journal of Scient. Instr., **36** (1959) 481.
11. Лapidус Л.И.. Соотношения между параметрами поляризованных мишеней. Сообщения ОИЯИ, 32-84-267 (1984).
12. Blombergen N., Pound R.. Phys. Rev. **95** (1954) 8.
13. Пантел Р., Путхоф Г.. Основы квантовой электроники. М. (1972) С. 384.
14. Андреев А.В., Емельянов В.И., Ильинский Ю.А. Кооперативные явления в оптике. М., Наука, 1988.
15. Dicke R.H. Coherence in Spontaneous Radiat. Proces. Phys. Rev. 1954, **93**, p. 99.
16. Фокина Н.П., Хуцишвили К.О., Чхандзе С.Г., Ломидзе А.М.. ФТТ, **37**, №7, (1995) 1910.
17. Bloom S.. J. Appl. Phys. **28** (1957) 800.
18. Скрипов Ф.И., Альтман Э.Д.. Изв. Высш. Уч. Зав. Радиофиз., **5** (1962) 104.

19. Ацаркин В.А.. Динамическая поляризация ядер в твердых диэлектриках. "Наука". Москва (1980).
20. Ландау, Е.М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред, М., Наука (1982).
21. Portis A.M.. Electron Structure of F Centers: Saturation of Electron Spin Resonance. Phys. Rev. **91** (5) (1953) 1071.
22. Провоторов Б. Н., ЖЭТФ, **41** (1961) 1582. ФТТ, **4**, (1962) 2940.
23. Lee N.D., Yang C.N.. Phys. Rev., **104** (1956) 204.
24. Shmushkevich I.M.. JETF **33** (1957) 1477.
25. Балдин А. М. и др. Кинематика ядерных реакций, ч. II, М., Атомиздат (1968) §§ 50, 55.
26. Berestetsky V.B., Lifshits T.V., Pitaevsky L.P.. Quantum Electrodynamics, Moscow, Nauka (1980) 69.
27. Lederer M.C. et al., Table of Isotopes, New York (1978).

Рукопись поступила в издательский отдел  
27 апреля 1998 года.