

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

539.128.53

ОПТИЧЕСКАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ ЯДЕР ГЕЛИЯ-3

*Ф. Лалоз, М. Ледюк, П.-Ж. Наше,
Л. Н. Новиков, Ж. Тастевен*

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	433
2. Оптическая накачка в системе атомов гелия	434
а) Диаграмма уровней, схема накачки	434
б) Спинный обмен между атомами в основном и метастабильном состояниях; ядерная поляризация ^3He	436
в) Получение высокополяризованных ансамблей ^3He с помощью лазерной накачки	437
г) Лазерная накачка при низких температурах	439
3. Применение высокополяризованных ансамблей атомов гелия	441
а) Исследование обменных и релаксационных процессов	441
б) Квантовые магнитометры	445
в) Поляризованные мишени для ядерной физики	447
г) Поляризованные пучки электронов, ионов и молекул	448
д) Другие возможные применения	449
4. Квантовые свойства высокополяризованных ансамблей ^3He при низких температурах	450
а) Теоретические предпосылки	450
б) Процессы переноса	451
в) Фазовые диаграммы	451
г) Спиновые волны: результаты экспериментов	453
д) Планируемые эксперименты	454
5. Заключение	455
Список литературы	455

1. ВВЕДЕНИЕ

Поляризация ядер изотопа ^3He , находящегося в жидком или газообразном состоянии, может быть получена несколькими методами. Простейшим из них, по крайней мере в принципе, является так называемый метод «грубой силы», состоящий в помещении образца в сильное магнитное поле с последующим охлаждением. Однако эффективность этого метода достаточно низка, так как несложные расчеты показывают, что при температуре $\sim 1\text{ K}$ в магнитном поле порядка 10 Tл (10^5 Гс) можно получить равновесную степень ядерной поляризации ^3He не более $P_n \sim 1\%$, а понижение температуры до $\sim 0,2\text{ K}$ позволяет достигнуть лишь $P_n \sim 4\%$. Реальная эффективность этого метода еще ниже, так как при $T < 0,4\text{ K}$ жидкий ^3He представляет собой вырожденную ферми-систему с постоянной и весьма малой магнитной восприимчивостью¹. Поляризация ядер ^3He путем наложения сильного магнитного поля оказывается достаточно эффективной лишь в случае твердого ^3He или в смеси жидкого ^4He с небольшой примесью ^3He . При быстром плавлении твердого поляризованного ^3He в магнитном поле $5\text{--}10\text{ Tл}$ при температуре $\sim 0,01\text{ K}$

удалось достичь значения $P_n \sim 80\%$ ^{2,4}, однако поляризация такой величины существовала лишь в переходном режиме и быстро разрушалась в течение 10—300 с за счет релаксационных процессов.

В поисках эффективного способа получения стационарно поляризованного ансамбля ³He внимание физиков в последние годы было обращено на оптические методы, не требующие применения ни сильных магнитных полей, ни сверхнизких температур. Оптический метод поляризации спиновых систем, известный в научной литературе под названием «оптическая накачка» или «оптическая ориентация», был впервые предложен в 1950 г. французским ученым Альфредом Кастлером, за что ему в 1966 г. была присуждена Нобелевская премия по физике. Сущность метода оптической накачки неоднократно освещалась как в советской литературе ⁵⁻⁷, так и в зарубежной периодике ^{8,9}.

В лаборатории радиоспектроскопии Высшей Нормальной школы в Париже, которой А. Кастлер руководил до последних дней жизни, оптическая накачка в сочетании с новейшими достижениями лазерной техники была использована для создания ансамблей атомов ³He, обладающих чрезвычайно высокой степенью ядерной поляризации в стационарных условиях. Замечательной особенностью поляризованных атомов ³He, которые в дальнейшем для простоты будут обозначаться символом ³He ↑, является уникально большое время релаксации, достигающее $\sim 10^5$ с (см., например, ссылку ¹⁰), что и определяет в конечном счете их возможные применения.

Цель настоящего обзора, как, впрочем, и других обзорных работ, — служить грубым путеводителем по избранному направлению в лабиринте многочисленных научных публикаций, и поэтому он не претендует на полноту рассмотренных теоретических моделей и экспериментальных ситуаций. Несомненный отпечаток наложили на его структуру и содержание научные интересы авторов, занимающихся большей частью экспериментальными исследованиями. Список цитированной литературы охватывает публикации до начала 1984 г., но, естественно, не является библиографически полным перечнем опубликованных работ.

2. ОПТИЧЕСКАЯ НАКАЧКА В СИСТЕМЕ АТОМОВ ГЕЛИЯ

Оптическая накачка представляет собой метод передачи атомам углового момента, которым обладают фотоны света накачки. Обычно для накачки используются оптические переходы между энергетическими уровнями атомов, возбуждаемые поляризованным резонансным излучением. В случае атомов ³He непосредственная оптическая накачка вызывает значительные трудности, так как резонансная линия He, связывающая основное состояние 1^1S_0 и ближайшее синглетное возбужденное состояние 2^1P_1 , лежит в области далекого ультрафиолета. В 1963 г. был предложен «косвенный» метод поляризации ядер ³He ¹¹, в котором были использованы два эффекта — оптическая накачка в метастабильном 2^3S_1 -состоянии и спиновый обмен при столкновениях между атомами гелия в основном и в метастабильном состояниях.

а) Д и а г р а м м а у р о в н е й, с х е м а н а к а ч к и

Диаграмма энергетических уровней атома ³He, переходы между которыми используются для создания ядерной поляризации в основном 1^1S_0 -состоянии, изображена на рис. 1. Поскольку спин ядра ³He равен $I = 1/2$, в состоянии 2^3S_1 имеются два подуровня сверхтонкой структуры (СТС) со значениями квантового числа $F = 1/2, 3/2$, а в состоянии 2^3P — пять подуровней: 2^3P_0 ($F = 1/2$), 2^3P_1 ($F = 3/2, 1/2$) и 2^3P_2 ($F = 3/2, 5/2$). Радиационный переход между основным 1^1S_0 (парагелий)-состоянием и состоянием 2^3S_1 (ортогелий) запрещен, и время жизни ортогелия, определяемое диффузией

к стенкам, составляет несколько миллисекунд. По этой причине состояние 2^3S_1 является метастабильным. Между состояниями 2^3S_1 и 2^3P возможны оптические переходы, соответствующие резонансной линии ортогелия с длиной волны $\lambda = 1083$ нм. Компоненты СТС этой линии приведены на рис. 2¹².

Процесс поляризации атомов ^3He в состоянии 2^3S_1 состоит в следующем. Стеклянная ячейка заполняется чистым газообразным ^3He под давлением от 0,2 до 5 торр, и в ней возбуждается слабый высокочастотный тлеющий разряд, назначением которого является генерация метастабильных атомов ортогелия.

Относительно большое время жизни метастабильных атомов, определяемое в основном временем диффузии к стенкам ячейки, позволяет накапливать в объеме значительное количество атомов гелия в состоянии 2^3S_1 , существующих в присутствии большого числа атомов парагелия. Как видно из рис. 1,

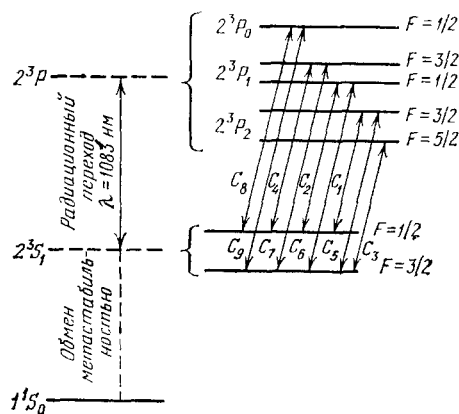


Рис. 1. Диаграмма энергетических уровней ^3He

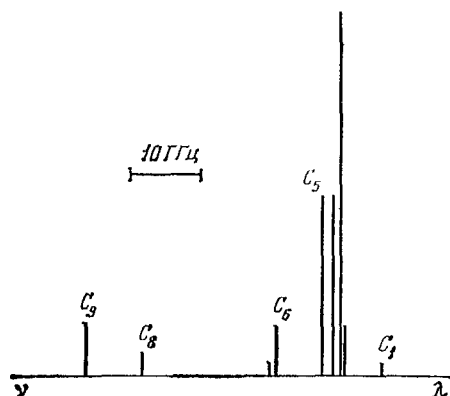


Рис. 2. Сверхтонкая структура линии излучения $\lambda = 1083$ нм

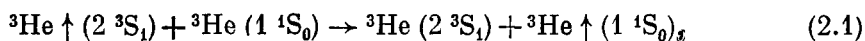
диаграмма уровней ортогелия такова, что в нем можно осуществить оптическую накачку с помощью резонансной линии $\lambda = 1083$ нм. С этой целью в присутствии слабого постоянного магнитного поля B_0 , выделяющего ось квантования, ячейка со смесью атомов ортогелия и парагелия облучается циркулярно поляризованным резонансным светом, направленным параллельно полю B_0 .

В качестве иллюстрации цикла оптической накачки рассмотрим пару уровней ортогелия, например 2^3S_1 ($F = 1/2$) и 2^3P_0 ($F = 1/2$), связанных компонентой СТС, обозначенной на рис. 1 символом C_8 . В магнитном поле B_0 оба уровня будут расщеплены на два зеемановских подуровня с квантовыми числами $m_F = \pm 1/2$.

Правила отбора для электрических дипольных переходов, связанных с поглощением резонансного циркулярно поляризованного (для определенности выберем σ^+ -поляризацию) фотона компоненты C_8 таковы, что оптический переход возможен лишь с зеемановского подуровня 2^3S_1 ($F = 1/2$, $m_F = -1/2$) на подуровень 2^3P_0 ($F = 1/2$, $m_F = 1/2$). а атомы, находящиеся на подуровне 2^3S_1 ($F = 1/2$, $m_F = 1/2$), вообще не могут поглощать свет данной компоненты СТС. Поскольку обратный переход 2^3P_0 ($F = 1/2$) \rightarrow 2^3S_1 ($F = 1/2$) со спонтанным испусканием фотона разрешен на оба зеемановских подуровня состояния 2^3S_1 ($F = 1/2$), атомы ортогелия будут накапливаться на подуровне 2^3S_1 ($F = 1/2$, $m_F = 1/2$), и, следовательно, в системе возникнет ориентация полного углового момента F метастабильных атомов.

б) Спиновый обмен между атомами в основном
и метастабильном состояниях;
ядерная поляризация ^3He

Наличие в ячейке с ^3He слабого высокочастотного разряда и оптическая накачка атомов ортогелия циркулярно поляризованным резонансным излучением приводят к ситуации, когда в ячейке одновременно существуют две спиновые системы: атомы парагелия (основное состояние $1\ ^1\text{S}_0$, в котором электронный момент $J = 0$, а ядерный момент $I = 1/2$), и ориентированные оптической накачкой атомы ортогелия (метастабильное состояние $2\ ^3\text{S}_1$, в котором $F = 1/2, 3/2$, где $\mathbf{F} = \mathbf{J} + \mathbf{I}$). Известно¹³, что ориентация полного момента в цикле оптической накачки приводит к появлению как электронной поляризации $\langle \mathbf{J} \rangle$, так и ядерной поляризации $\langle \mathbf{I} \rangle$ системы атомов. Физической причиной этого процесса является сверхтонкое взаимодействие $a\mathbf{I}\mathbf{J}$, существующее как в возбужденном $2\ ^3\text{P}$ -состоянии, так и в метастабильном $2\ ^3\text{S}_1$ -состоянии. Возникающая в состоянии $2\ ^3\text{S}_1$ ядерная поляризация $\langle \mathbf{I} \rangle$ может быть передана в основное состояние $1\ ^1\text{S}_0$ атомов ^3He при бинарных столкновениях вида



которые получили название столкновений с обменом метастабильностью^{14,15}. Взаимодействие между сталкивающимися атомами имеет электростатический характер и непосредственно не затрагивает ядерный момент \mathbf{I} . Если спиновые состояния ядер двух сталкивающихся атомов одинаковы, то такое столкновение невозможно отличить от обычного упругого рассеяния, так как при этом не происходит никакого изменения среднего значения ни электронного, ни ядерного момента системы. Если же сталкивающиеся атомы имеют различные спиновые состояния ядер, то результатом является обмен проекциями ядерных моментов.

В работе¹⁶ развита подробная теория обмена метастабильностью при столкновениях атомов ^3He и измерено значение эффективного поперечного сечения этого процесса, равное $\sigma_{\text{обм}} = (7,6 \pm 0,4) \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ при $T \sim 300 \text{ К}$. Соответствующее ему время взаимодействия при столкновении $\tau \sim 10^{-13} \text{ с}$ и, следовательно, $\hat{H}\tau \ll 1$, где \hat{H} — гамильтониан, описывающий зеемановское и сверхтонкое взаимодействия ядерного момента \mathbf{I} . Ясно, что при этом условии существующая в состоянии $2\ ^3\text{S}_1$ ядерная поляризация $\langle \mathbf{I} \rangle$ полностью передается основному состоянию $1\ ^1\text{S}_0$. Таким образом, это состояние образует «резервуар», в котором накапливаются атомы ^3He , обладающие ядерной поляризацией, сохраняющейся в течение длительного времени.

В большинстве экспериментов, выполненных к настоящему времени, в качестве источников света накачки использовались газоразрядные гелиевые лампы с высокочастотным разрядом, излучающие всю совокупность линий тонкой и сверхтонкой структуры спектра.

Мощность таких источников невелика, для самых ярких из них она составляет менее 10 мВт в полосе резонансной линии $\lambda = 1083 \text{ нм}$, вследствие чего достигнутая с их помощью степень ядерной поляризации не превышает $P_n \sim 15\text{--}20\%$ при комнатной температуре и давлении ^3He в ячейке $\sim 1 \text{ торр}$ ¹⁷.

Для дальнейшего увеличения P_n возникла необходимость в новых источниках света накачки, которые обеспечивали бы высокую выходную мощность (сотни милливатт) в непрерывном режиме и имели бы высокую монохроматичность. Прогресс лазерной техники позволил успешно решить эту задачу.

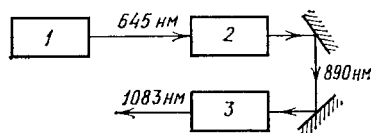
в) Получение высокополяризованных ансамблей ^3He с помощью лазерной накачки

Перечисленным выше требованиям к источнику света накачки удалось удовлетворить, используя лазер на центрах окраски $(F_2^+)^*$ в монокристалле NaF, разработанный несколько лет тому назад¹⁸. Внесение некоторых изменений в схему лазера^{19,20} дало возможность повысить стабильность и монохроматичность его излучения при достаточно высоком уровне мощности.

Функциональная схема лазера приведена на рис. 3. Центры окраски $(F_2^+)^*$ в NaF, обладая максимумом поглощения на длине волны $\lambda = 870$ нм, возбуждаются лазером на красителе, который в свою очередь накачивается

Рис. 3. Структурная схема лазера на длине волны $\lambda = 1083$ нм.

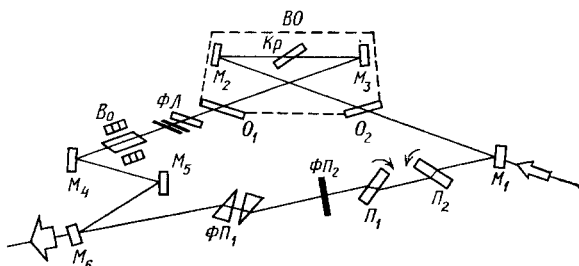
1 — ионный криптоновый лазер СР 300 К; 2 — лазер на красителе СР 599—01; 3 — лазер на центрах окраски $(F_2^+)^*$ в NaF



светом криптонового ионного лазера, излучающего красные линии $\lambda_1 = 645$ нм и $\lambda_2 = 690$ нм. В монокристалл NaF внесены двухвалентные примеси (Mg^{2+} или Ca^{2+}) в концентрации 10^{-4} — 10^{-3} , действующие в качестве электронных ловушек. Для получения центров окраски (F_2^+) кристалл NaF с помощью ускорителя Ван-де-Граафа подвергался бомбардировке пучком

Рис. 4. Схема оптического резонатора лазера на центрах окраски.

$M_1 - M_6$ — зеркала; $\Phi\Pi_1, \Phi\Pi_2$ — эталоны Фабри—Перо; $\Phi\Pi$ — фильтр Лию; Π_1, Π_2 — поворотные призмы; O_1, O_2 — оптические окна; BO — вакуумированный объем; Kp — кристалл NaF; B_0 — ячейка Фарадея



электронов с энергией 1,5 Мэв и плотностью 4,5 мкА/см² в течение 40 мин при температуре жидкого азота, после чего выдерживался в течение 24 час при комнатной температуре. Обычно готовые монокристаллы сохраняются при температуре жидкого азота, которая является нормальной рабочей температурой в схеме лазера, однако они могут выдерживать и хранение при комнатной температуре в течение нескольких дней без заметной потери лазерных свойств.

Для функционирования лазера на центрах $(F_2^+)^*$ в одномодовом режиме использовалась схема кольцевого резонатора, изображенная на рис. 4. Монокристалл NaF помещается в вакуумном сосуде Дьюара, охлаждаемом жидким азотом на половине расстояния между сферическими зеркалами M_2 и M_3 с радиусом кривизны $R = 75$ мм. Луч накачки от лазера на красителе ($\lambda = 890$ нм) входит в резонатор через делительное зеркало M_1 и 95% его интенсивности отражается на монокристалл зеркалом M_2 . Для выделения направления кольцевой моды введена ячейка Фарадея, образованная стеклянной призмой длиной 10 мм, помещенной в магнитное поле $B_0 = 3,3$ кГс, вносящая поворот плоскости поляризации на 4° , который затем компенсируется тремя зеркалами M_4, M_5, M_6 ²¹. Кроме того, в резонатор введены два эталона Фабри — Перо ($\Phi\Pi_1$ и $\Phi\Pi_2$), необходимые для выделения моды генерации и ее сканирования. Эталон $\Phi\Pi_1$ — воздушный и образован двумя призмами с брестеровскими углами падения, одна из которых может перемещаться с помощью пьезокерамики, обеспечивая тем самым электронную автоподстройку частоты генерируемой лазером моды. Эталон $\Phi\Pi_2$ пред-

ставляет собой кварцевую пластину толщиной 0,5 мм, поворот которой одновременно с вращением пластинок P_1 и P_2 позволяет осуществлять плавную перестройку частоты.

При пропускании выходного зеркала M_6 , равном 35 %, описанная схема резонатора обеспечивала выходную мощность около 300 мВт на длине волны $\lambda = 1083$ нм при мощности накачки 1,5 Вт на длине волны 890 нм. Частота генерации могла непрерывно перестраиваться в диапазоне 50 ГГц, а ее неустойчивость не превышала 5 МГц.

Схема установки для получения ядерной поляризации ^3He при комнатной температуре приведена на рис. 5. Луч света накачки от лазера после

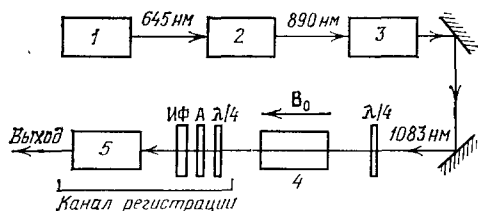


Рис. 5. Схема установки для оптической поляризации ядер ^3He .

1 — ионный криптоновый лазер; 2 — лазер на красителе; 3 — лазер на центрах окраски; 4 — ячейка с ^3He ; $\lambda/4$ — четвертьволновая пластинка; А — линейный анализатор; ИФ — интерференционный фильтр на длину волны 668 нм; 5 — фотоэлектронный умножитель

расширения и прохождения четвертьволновой пластинки $\lambda/4$ поляризуется по кругу и направляется на цилиндрическую ячейку диаметром 5 см, заполненную ^3He до давления $\sim 0,3$ торр. Ячейка помещена в центре колец Гельмгольца, создающих постоянное и однородное магнитное поле $B_0 \sim 5$ Гс, направленное вдоль оптической оси. Величина магнитного поля не имеет принципиального значения, но его однородность в пределах ячейки должна быть возможно более высокой, так как наличие даже малых градиентов порядка 1 МГс/см резко уменьшает время релаксации ядерной намагниченности (до ~ 1 мин) и снижает максимальную степень поляризации P_n .

Для регистрации сигнала и измерения поляризации ядер ^3He применимы как хорошо известный метод ядерного магнитного резонанса при воздействии на образец радиочастотного магнитного поля ²², так и оптический метод ²³, состоящий в измерении степени циркулярной поляризации света с длиной волны 668 нм, испущенного разрядом в направлении поля B_0 . На рис. 5 в канале регистрации изображены необходимые для оптического метода элементы: четвертьволновая пластинка $\lambda/4$, линейный анализатор А и интерференционный фильтр ИФ, выделяющий линию 668 нм, установленные перед фотоэлектронным умножителем 5. При вращении пластинки $\lambda/4$ с частотой ω фототок пропорционален интенсивности света то левой, то правой круговой поляризации, вследствие чего он модулируется с частотой 2ω , что позволяет применить синхронное детектирование, после которого выходной сигнал прямо пропорционален степени ядерной поляризации ^3He .

В работе ²⁴ приведены результаты теоретического расчета кинетики лазерной оптической поляризации в газообразном ^3He в предположении, что частота монохроматического излучения накачки совпадает с одной из 9 указанных на рис. 2 компонент СТС линии 1083 нм. При этом учитывались взаимодействие атомов с фотонами накачки, обмен метастабильностью и релаксационные процессы, влияющие на степень ядерной поляризации. Расчет был выполнен для двух предельных случаев, когда в возбужденном 2^3P -состоянии отсутствует дезориентация атомов за счет столкновений (очень малые давления газа) и когда она полная (высокое давление газа). Реальная экспериментальная ситуация является, естественно, промежуточной, но теоретическое ее описание представляет значительные трудности. Даже в указанных предельных случаях задача сводится к численному интегрированию системы связанных нелинейных дифференциальных уравнений.

Результаты расчета приведены на рис. 6, где изображены зависимости стационарного значения P_n от мощности лазерной накачки при совпадении

частоты лазера с некоторыми из компонент СТС линии гелия. Как видно из рис. 6, на максимально достижимую степень ядерной поляризации значительно влияют как выбор частоты лазерного излучения, так и столкновительные процессы в возбужденном 2^3P -состоянии, причем относительный вклад

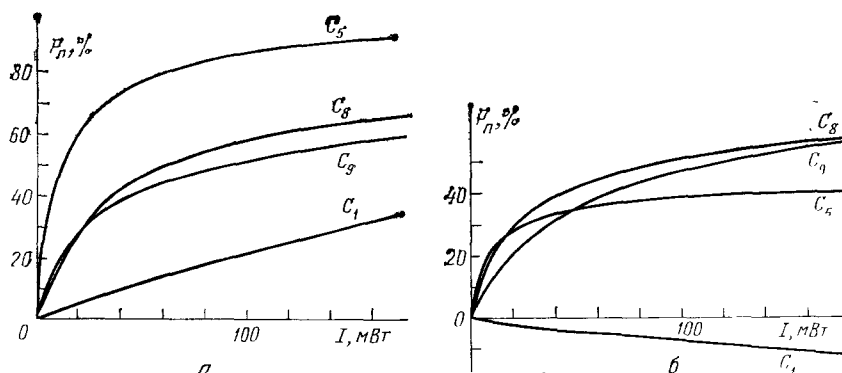


Рис. 6. Теоретические зависимости степени поляризации ядер ^3He от мощности лазерного излучения при монохроматической накачке, совпадающей с некоторыми компонентами СТС линии ^3He .

a — дезориентация в возбужденном состоянии отсутствует b — полная дезориентация в возбужденном состоянии

накачки различными компонентами СТС меняется в предельных случаях не только по величине, но и по знаку (например, для компоненты C_1). Теоретические выводы были с хорошей точностью подтверждены экспериментом при работе лазера накачки в одномодовом режиме ²⁴.

С целью получения максимального значения P_n оказалось более рациональным использовать лазер накачки не в одномодовом, а в трехмодовом режиме, когда за счет незначительного изменения конструкции резонатора генерация возбуждалась на трех продольных модах, отстоящих друг от друга приблизительно на 150 МГц вблизи компоненты C_9 сверхтонкой структуры 2^3S_1 ($F=3/2$) $\rightarrow 2^3P_0$ ($F=1/2$). При этом установка после ячейки зеркала, отражающего лазерный луч, позволяла использовать фактически еще три моды, распространяющиеся в обратном направлении. Такая схема накачки дала возможность эффективно перекрыть доплеровски уширенную линию поглощения атомов ^3He и получить результаты, приведенные на рис. 7 ²⁵. Достигнутая при этом степень поляризации ядер ^3He при комнатной температуре составила $P_n \sim 70\%$ при давлении ^3He в ячейке ~ 0.3 торр и мощности лазерного пучка 300 мВт.

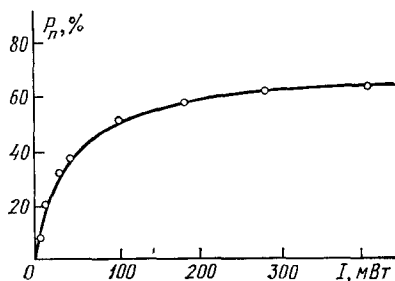


Рис. 7. Зависимость степени поляризации ядер ^3He от мощности лазерного излучения при накачке компонентой C_9 СТС линии гелия.

Сплошная кривая — теоретический расчет, кружки — результаты эксперимента

г) Л а з е р н а я н а к а ч к а п р и н и з к и х т е м п е р а т у р а х

Во многих физических и технических задачах возникает необходимость получения высокополяризованного ансамбля атомов ^3He при низких температурах. Оптический метод поляризации оказался эффективным и в этих случаях вплоть до температур порядка 0,01 К. Исследование температурной зависимости релаксации оптически поляризованных атомов гелия ²⁶⁻²⁹ позволило установить, что с уменьшением температуры быстро возрастает вероят-

ность релаксации ядерных моментов на стенках ячейки. Так, например, если при температуре 77 К время продольной релаксации T_1 еще больше 1 часа, то при 25 К время $T_1 \sim 1$ с вследствие того, что с понижением температуры время адсорбции атома ^3He на стенке ячейки быстро возрастает. Кроме того, в цитированных работах было найдено, что поперечное сечение

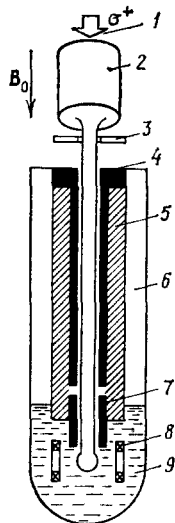


Рис. 8. Схема ячейки для оптической поляризации ^3He при низких температурах.

1 — лазерный луч накачки; 2 — тепловой объем ячейки; 3 — зеркало; 4 — высокотемпературный тепловой экран; 5 — пенопластовая изоляция; 6 — криостат; 7 — низкотемпературный тепловой экран; 8 — катушки для регистрации сигнала ЯМР; 9 — ванна жидкого гелия

обмена метастабильностью между атомами ортогелия и парагелия, определяющего степень достижимой ядерной поляризации, в интервале температур от 300 К до 4,2 К уменьшается более чем на два порядка величины. Эти причины не позволяют достичь значения $P_n > 25\%$ при температуре $\sim 4,2$ К в стеклянных ячейках даже при оптимальном использовании лазерного излучения в качестве источника накачки ³⁰.

Это затруднение удалось в значительной степени преодолеть путем разработки конструкции ячейки с двумя связанными друг с другом объемами (рис. 8) ^{30,31}. Верхний «теплый» объем $V_1 \sim 100$ см³ находится при комнатной температуре Θ_1 и связан трубкой малого диаметра длиной $l \sim 70$ см с нижним «холодным» объемом $V_2 \sim 1-10$ см³, находящимся в криостате при температуре $\Theta_2 \sim 4,2$ К. В объеме V_1 создается слабый высокочастотный разряд для генерации атомов ортогелия, для оптической накачки которых используется лазерный пучок, параллельный вертикально направленному постоянному магнитному полю B_0 . Поле B_0 создается набором (от 3 до 5) колец, ось которых совпадает с направлением лазерного луча, а относительное положение и токи в них выбраны так, чтобы обеспечить хорошую однородность B_0 вдоль трубки, соединяющей V_1 и V_2 .

Плотность атомов $^3\text{He}_{n_1}$ в объеме V_1 выбрана из условия максимальной эффективности оптической накачки, т. е. $n_1 \sim 10^{16}-10^{17}$ см⁻³. Поскольку диаметр соединительной трубки существенно больше длины свободного пробега атомов ^3He , между объемами V_1 и V_2 устанавливается диффузионное равновесие, удовлетворяющее условию

$$n_1\Theta_1 = n_2\Theta_2. \quad (2.2)$$

Таким образом, плотность n_2 атомов ^3He в объеме V_2 оказывается существенно большей, чем n_1 . Так, например, при $\Theta_2 = 3$ К можно получить $n_2 \sim 10^{18}-10^{19}$ см⁻³. Для того чтобы увеличить время ядерной релаксации T_1 в холодном объеме, при заполнении ячейки в нее добавляется небольшое количество молекулярного водорода H_2 , который вымораживается в криостате, образуя на стенках объема V_2 пленку твердого водорода, служащего в качестве противорелаксационного покрытия.

Как показано в работе ³², время релаксации ядер ^3He на твердом водороде составляет несколько суток. Особое внимание уделяется распределению градиента вдоль соединительной трубки, поскольку от этого зависит эффективность переноса поляризованных атомов из V_1 в V_2 . С этой целью в криостат введены два медных тепловых экрана, один из которых поддерживает температуру нижней части трубки вблизи Θ_2 , а другой — температуру остальной части трубки вблизи 100 К. Небольшое расстояние между этими экранами обеспечивает минимизацию области с большим температурным градиентом, где поляризованные атомы ^3He могли бы быстро релаксировать за счет соударений со стенками без покрытия.

Экспериментальное исследование ³⁰ описанной выше конструкции ячейки подтвердило ее эффективность. Измерение степени поляризации в теплом

объеме V_1 осуществлялось оптическим методом, а в холодном объеме V_2 — методом ядерного магнитного резонанса. Было установлено, что передача поляризации ядер ^3He за счет диффузии из объема V_1 в объем V_2 близка к 100% (по теоретическим оценкам она составляет 96%³⁰), в результате чего в объеме V_2 при температуре $\Theta_2 = 4,2$ К получена степень поляризации $P_{\text{п}} = 50\%$ при плотности атомов $n_2 \approx 1,2 \cdot 10^{18}$ см⁻³, а время релаксации $^3\text{He}\uparrow$ составило ~ 6 час. При непрерывной лазерной накачке атомов ^3He в теплом объеме максимальное стационарное значение $P_{\text{п}}$ в холодном объеме достигалось через 1 час после начала накачки. Использованный криостат позволял понизить температуру холодного объема до $\Theta_2 \sim 1,5$ К в течение 5 мин после достижения максимальной поляризации ядер без заметного уменьшения величины $P_{\text{п}}$.

Указанные величины не являются предельными, поскольку давление газа в ячейке может быть еще увеличено на порядок без существенного уменьшения эффективности накачки³⁰, а недавние эксперименты^{33,34} показали, что покрытие стенок пленкой сверхтекучего ^4He в значительной степени снижает релаксацию ядер ^3He на стенках вплоть до температур порядка 0,5 К и ниже. Дальнейшее совершенствование техники оптической поляризации ядер ^3He может быть связано с использованием одномодовых полупроводниковых лазеров непрерывного действия, техники сжатия газа (например, ³⁵) или поляризации капли жидкости путем атомного обмена с поляризованным газом³⁶.

3. ПРИМЕНЕНИЕ ВЫСОКОПОЛЯРИЗОВАННЫХ АНСАМБЛЕЙ АТОМОВ ГЕЛИЯ

Относительная простота и высокая эффективность оптического метода поляризации He в основном и в метастабильном состояниях в значительной степени обусловили широкое применение высокополяризованных гелиевых ансамблей в решении многочисленных задач фундаментальной и прикладной физики. Приведенные ниже примеры не являются исчерпывающими и лишь свидетельствуют о широких возможностях метода.

а) Исследование обменных и релаксационных процессов

Как уже отмечалось, система атомов $^3\text{He}\uparrow$ обладает уникально большими временами релаксации. Теоретическая оценка верхнего предела значения времени продольной релаксации T_1 в предположении, что единственным механизмом релаксации является диполь-дипольное взаимодействие между ядрами ^3He при столкновениях в газовой фазе, дает значение $T_1 \sim 10^6$ с¹⁰, а максимальные значения T_1 , достигнутые экспериментально, составили $4,5 \cdot 10^5$ с в ячейке с покрытием стенок твердым водородом при температуре 4,2 К³⁷ и $7,7 \cdot 10^5$ с в стеклянной ячейке с давлением 500 торр при температуре 373 К²⁷. Таким образом, исследование релаксации $^3\text{He}\uparrow$, с одной стороны, может служить инструментом для изучения весьма тонких и слабых взаимодействий при столкновениях как в газовой фазе, так и с поверхностью твердого тела, и, с другой стороны, оно необходимо для решения физических и прикладных задач, в которых требуется как можно дольше сохранить достигнутую ядерную поляризацию.

Ограниченные рамки данного обзора не позволяют сколько-нибудь подробно осветить все изученные к настоящему времени аспекты релаксации $^3\text{He}\uparrow$, поэтому мы ограничимся лишь краткой информацией о некоторых релаксационных механизмах и более подробно рассмотрим релаксацию на стенках ячейки при низких температурах.

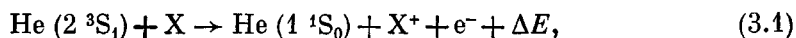
Существует по крайней мере четыре механизма релаксации $^3\text{He}\uparrow$, поляризованного в основном $1\ ^1\text{S}_0$ -состоянии методом оптической накачки. Самым сильным из них является «оптическая» релаксация, существующая лишь

в том случае, когда в ячейке с атомами ^3He возбуждаются атомы ортогелия и осуществляется их оптическая накачка резонансным светом. Описанный ранее цикл оптической ориентации ортогелия с последующим обменом метастабильностью является при этом механизмом, который не только играет роль поляризующего фактора, но и служит причиной уменьшения времени жизни атомов ^3He , т. е. их релаксации. Оптическая релаксация хорошо изучена (см., например, обзор ⁹), и ее скорость определяется такими факторами, как интенсивность и спектральный состав света накачки, параметры разряда в ячейке, содержащей смесь парагелия и ортогелия, и эффективное сечение обмена метастабильностью. Естественно, что она полностью исключается в отсутствие разряда и оптического возбуждения.

Другим важным механизмом является тепловое движение атомов $^3\text{He}\uparrow$ в неоднородном магнитном поле. Движущийся атом «чувствует» флуктуирующее магнитное поле, фурье-компоненты которого могут вызывать дипольные переходы между магнитными подуровнями. Такой подход был использован для описания релаксации в неоднородном поле в работах ^{10,38,39} и дал хорошее совпадение теории с экспериментом. В работе ⁴⁰ развита более полная теория релаксации $^3\text{He}\uparrow$ в неоднородном магнитном поле, позволившая не только снять ограничения, использованные в ранних исследованиях, но и предсказать новые эффекты, связанные с неразличимостью атомов в высокополяризованных ансамблях ^3He при низких температурах. Этот тип релаксации присутствует практически всегда вследствие невозможности создания идеально однородного магнитного поля, однако, вклад его может быть сделан достаточно малым путем тщательного изготовления экспериментальной установки ³⁷.

В третий механизм релаксации можно включить различного рода дезориентирующие столкновения в объеме газа, связанные с передачей момента. Имея в виду практическое приложение, расширим рассматриваемую ситуацию, включив в нее как ^3He в основном $1\ ^1\text{S}_0$ -состоянии, так и метастабильный ^3He или ^4He в состоянии $2\ ^3\text{S}_1$, где с помощью оптической накачки может быть получена поляризация электронных моментов. При наличии в объеме газа примесных атомов или молекул другого сорта бинарные столкновения между ориентированными атомами гелия и примесными атомами сопровождаются обменом спиновыми координатами (спин-обменное взаимодействие), результатом чего является частичная поляризация атомов примеси. Спиновый обмен оказался весьма эффективным методом поляризации атомов, непосредственная оптическая накачка которых невозможна. В частности, так были поляризованы ионы He^+ ⁴¹, электроны ⁴², молекулы и молекулярные ионы ⁴³. Другие примеры использования спинового обмена, а также обзор теоретических и экспериментальных результатов можно найти в работе ⁹.

Внутренняя энергия атома He в $2\ ^3\text{S}_1$ -состоянии составляет около 20 эВ, и ее достаточно для ионизации всех других атомов, кроме He и Ne . Таким образом, при столкновении атома He ($2\ ^3\text{S}_1$) с атомом или молекулой примеси X энергетически возможна реакция вида



причем ион X^+ после столкновения может оказаться как в основном, так и в возбужденном состоянии. Интересной особенностью таких столкновений (пеннинговская ионизация) является возможность передачи поляризации от ориентированного оптической накачкой атома ортогелия как иону X^+ , так и электрону, образующемуся в результате ионизации, поскольку длительность столкновения обычно слишком мала ($\sim 10^{-12}$ с), чтобы любое магнитное взаимодействие между спинами частиц имело место (сохранение полного спина). К настоящему времени опубликовано уже значительное количество работ, посвященных исследованию подобных взаимодействий, имеющих во многих случаях достаточно большое эффективное сечение. Так, например,

были поляризованы ионы металлов ⁴⁴, молекулярные ионы ⁴⁵, атомы водорода и дейтерия ⁴⁶.

Наиболее сложным механизмом релаксации является релаксация на стенках ячейки, содержащей ³He↑. Ван-дер-ваальсовы силы, действующие между атомом и стенкой, удерживают определенное количество атомов в непосредственной близости к стенке, в результате чего возникает динамическое равновесие между адсорбированными атомами (τ_a — среднее время адсорбции) и свободными атомами газа. Поскольку в стенке всегда имеются микроскопические примеси, обладающие электронным или ядерным парамагнетизмом, магнитное взаимодействие, действующее в течение времени τ_a , может вызвать переориентацию спина ядра ³He↑, т. е. явиться причиной релаксационных переходов. Понятно, что этот механизм должен характеризоваться заметной температурной зависимостью времени T_1 , так как действует тем эффективнее, чем больше τ_a , т. е. чем ниже температура. Действительно, измерения, выполненные в работе ⁴⁷, показали, что время T_1 быстро уменьшается от 1 часа при 77 К до 1 с при 25 К в стеклянной ячейке без покрытия.

Для увеличения T_1 при низких температурах используются различные покрытия внутренней поверхности стенок ячейки, которые должны обладать малой электрической поляризуемостью и малыми собственными магнитными моментами. Практически при $T < 4,2$ К удобно использовать пленки твердого водорода или инертного газа. Эти покрытия сами по себе являются интересными объектами исследования, поскольку измерения времени T_1 могут дать информацию о взаимодействии поляризованных атомов с поверхностью, о ее структуре и строении.

Релаксация атомов ³He на стеклянных стенках в диапазоне температур 77—350 К изучалась в работе ²⁷, а на стенках с покрытием при $T < 4,2$ К — в работах ^{34,37}. Теоретическая оценка ³⁷ вероятности продольной релаксации на стенках базируется на простой модели, в рамках которой предполагается, что атомы ³He существуют в двух фазах, находящихся в равновесии друг с другом: N_v атомов находится в объеме газа, а N_a атомов адсорбировано на стенке. Их отношение равно

$$\frac{N_a}{N_v} = \frac{S\lambda}{V} \exp \frac{\Delta W}{kT}, \quad (3.2)$$

где V и S — объем и внутренняя поверхность ячейки, $\lambda = h(2\pi mkT)^{-1/2}$ — тепловая длина волны де Бройля, k — постоянная Больцмана и ΔW — энергия адсорбции.

В предположении, что адсорбция атома и его релаксация являются независимыми процессами, вероятность релаксации $1/T_1$ равна произведению вероятности адсорбции на вероятность релаксации в адсорбированном состоянии $1/T_a$:

$$\frac{1}{T_1} = \frac{N_a}{N_v} \frac{1}{T_a}. \quad (3.3)$$

В свою очередь вероятность $1/T_a$ равна ²²

$$\frac{1}{T_a} = \gamma^2 \langle \delta B^2 \rangle \frac{\tau_c}{1 + (\omega_0 \tau_c)^2}, \quad (3.4)$$

где $\gamma = -2\pi \cdot 3,243$ кГц/Гс — гиромагнитное отношение ядер ³He, $\omega_0 = -\gamma B_0$ — частота ларморовой прецессии ядер в магнитном поле B_0 , $\langle \delta B^2 \rangle^{1/2}$ — среднеквадратичная амплитуда случайного магнитного поля на стенке и τ_c — время корреляции магнитного взаимодействия. Таким образом,

$$\frac{1}{T_1} = \frac{S\lambda}{V} \gamma^2 \langle \delta B^2 \rangle \frac{\tau_c}{1 + (\omega_0 \tau_c)^2} \exp \frac{\Delta W}{kT} \approx \frac{S\lambda}{V} \gamma^2 \langle \delta B^2 \rangle \tau_c \exp \frac{\Delta W}{kT} \quad (3.5)$$

при условии, что $\omega_0 \tau_c \ll 1$.

В выражении (3.5) время корреляции τ_c определяется физической природой взаимодействия, ответственного за релаксацию ядер. Оно мало, если

это взаимодействие быстро флуктуирует во времени, и достаточно велико, если взаимодействие является квазистатическим, но в любом случае τ_c не превышает времени адсорбции τ_a . В работе ³⁷ выполнен расчет для частных случаев сильной ($\tau_c = \tau_a$) и слабой ($\tau_c < \tau_a$) корреляции магнитного возмущения. В результате получены следующие выражения для $1/T_1$:

при $\tau_c = \tau_a$

$$\frac{1}{T_1} = \frac{S\lambda}{V} \gamma^2 \langle \delta B^2 \rangle \tau_a^0 \exp \frac{2\Delta W}{kT}, \quad (3.6)$$

где $\tau_a^0 = 4\lambda/\bar{v}\beta$, \bar{v} — средняя тепловая скорость атома ^3He при температуре T , а β — коэффициент, близкий к единице, характеризующий адсорбцию атома на поверхности твердого тела ⁴⁸;

при $\tau_c < \tau_a$

$$\frac{1}{T_1} = \frac{S\lambda}{V} \gamma^2 \langle \delta B^2 \rangle \tau_c \bar{v} \left(\frac{m^*}{kT} \right)^{1/2} \exp \frac{\Delta W}{kT}, \quad (3.7)$$

где m^* — эффективная масса адсорбированных атомов.

Таким образом, в любом случае температурная зависимость вероятности релаксации описывается экспоненциальным множителем

$$\frac{1}{T_1} \propto \exp \frac{q\Delta W}{kT}, \quad (3.8)$$

где $2 \geq q \geq 1$.

Систематическое экспериментальное исследование ³⁷ зависимости $1/T_1$ от температуры в диапазоне $T < 4,2$ K подтвердило ее экспоненциальный характер в ячейках с покрытием стенок твердыми H_2 , D_2 и Ne , позволило уточнить значение параметра $q = 2$ в показателе экспоненты и определить энергию адсорбции для исследованных ситуаций (рис. 9):

$$\left. \begin{aligned} \Delta W (^3\text{He} - \text{H}_2) &= 12 \pm 3 \text{ K}, \\ \Delta W (^3\text{He} - \text{D}_2) &= 20 \pm 3 \text{ K}, \\ \Delta W (^3\text{He} - \text{Ne}) &= 38 \pm 5 \text{ K}. \end{aligned} \right\} \quad (3.9)$$

Рис. 9. Зависимость времени T_1 продольной релаксации ядер ^3He от температуры в ячейках с покрытием стенок твердыми водородом, дейтерием и неоном

Эти впервые полученные экспериментальные значения с хорошей точностью согласуются с вычислениями, основанными на решении уравнения Шрёдингера для атома ^3He в потенциале твердой поверхности, включающей атомы (или молекулы) водорода, дейтерия и неона, делокализованные по отношению к базисной решетке по гауссову закону ⁴⁹:

$$\left. \begin{aligned} \Delta W_{\text{теор}} (^3\text{He} - \text{H}_2) &= 13,7 \text{ K}, \\ \Delta W_{\text{теор}} (^3\text{He} - \text{D}_2) &= 18 \text{ K}, \\ \Delta W_{\text{теор}} (^3\text{He} - \text{Ne}) &= 37 \text{ K}. \end{aligned} \right\} \quad (3.10)$$

Эти же измерения позволили оценить среднеквадратичное значение магнитного возмущения, действующего на атом He^3 в течение времени адсорбции:

$$\langle \delta B^2 \rangle^{1/2} \approx 5 \text{ Гс} \quad (\text{для } ^3\text{He} \text{ и } \text{H}_2). \quad (3.11)$$

Эта величина столь велика, что ее можно ассоциировать лишь с полем ферромагнитных микродоменов, существующих в стекле (пирексе), с размерами $\sim 100 \text{ \AA}$, отстоящих друг от друга на расстоянии $\sim 3000 \text{ \AA}$. Эти оценки согласуются с характерным процентным содержанием примеси Fe_2O_3 в пирексе ($\sim 0,1\%$).

б) К в а н т о в ы е м а г н и т о м е т р ы

Примеры использования оптически поляризованных атомов ^3He и ^4He в квантовой магнитометрии хорошо известны (см., например, ⁵⁰). Магнитометры с оптической накачкой применяются для измерения магнитной индукции в чрезвычайно широком диапазоне от единиц тесла до 10^{-14} Тл. С наибольшей эффективностью они работают в слабых магнитных полях менее 10^{-4} Тл, что особенно актуально для геофизических и космических исследований. Не вдаваясь в детали принципов построения квантовых магнитометров с оптической накачкой, достаточно подробно рассмотренных в работах ^{50,51}, ниже мы остановимся лишь на гелиевых приборах, в которых в качестве рабочего вещества применяются оптически поляризованные атомы ^4He и ^3He .

1) ^4He -магнитометры

Поскольку атомы ^4He не обладают спином ядра и основное состояние 1^1S_0 диамагнитно, для построения магнитометров используется метастабильный ортогелий, существующий в слабом газовом разряде. В магнитном поле B_0 состояние 2^3S_1 расщепляется на три эквидистантных зеемановских подуровня (рис. 10), энергетический интервал между которыми в единицах частоты равен

$$f_0 \text{ (Гц)} = (2802350 \pm 30) B_0 \text{ (Гс)}. \quad (3.12)$$

Разность населенностей между магнитными подуровнями $m_F = 0, \pm 1$ создается описанным выше методом оптической накачки циркулярно поляризованным светом резонансной линии $\lambda = 1083$ нм. Для возбуждения магнитного резонанса на ячейку накладывается радиочастотное магнитное поле с частотой $f_{\text{рч}} = f_0$. При этом в системе атомов ортогелия возникают изменения двух типов — меняются населенности магнитных подуровней и появляется их фазовая когерентность. Изменение населенностей проявляется в изменении интегрального поглощения поляризующего света, а появлению когерентности состояний соответствует в общем случае модуляция поглощения света с частотой поля $f_{\text{рч}}$, причем оба вида оптических сигналов могут быть использованы для регистрации магнитного резонанса.

Традиционно магнитометры, в которых регистрируется сигнал, пропорциональный разности населенностей магнитных подуровней, называются M_z -магнитометрами, а приборы, в которых используется модуляция поглощения, пропорциональная фазовой когерентности состояний, получили название M_x -магнитометров.

Типичная блок-схема M_z -магнитометра приведена на рис. 11, а. Регистрируемый фотодетектором сигнал представляет собой низкочастотную модуляцию интегральной интенсивности света с частотой $F_{\text{мод}}$ сканирования частоты радиочастотного генератора вблизи $f_{\text{рч}} = f_0$. После усиления и синхронного детектирования этот сигнал управляет частотой генератора, автоматически настраивая его на резонанс. Таким образом, частота генератора является выходным параметром, дающим информацию о напряженности измеряемого поля.

В M_x -магнитометрах (см. рис. 11, б) регистрируемый фотодетектором оптический сигнал является модуляцией света с частотой f_0 . После усиления и фазовой коррекции он подается в катушку для создания радиочастотного

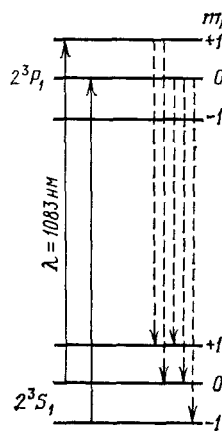


Рис. 10. Диаграмма энергетических уровней и схема накачки атомов ^4He циркулярно поляризованным (σ^+) резонансным излучением

резонансного поля, обеспечивая тем самым положительную обратную связь. При правильном выборе фазы и достаточном усилении в канале обратной связи в системе возбуждаются непрерывные автоколебания на частоте, определяемой магнитным полем B_0 .

К настоящему времени имеется большое количество публикаций и патентов, в которых описаны гелиевые магнитометры указанных двух типов. В качестве примера можно привести обзорную работу⁵², где приведены

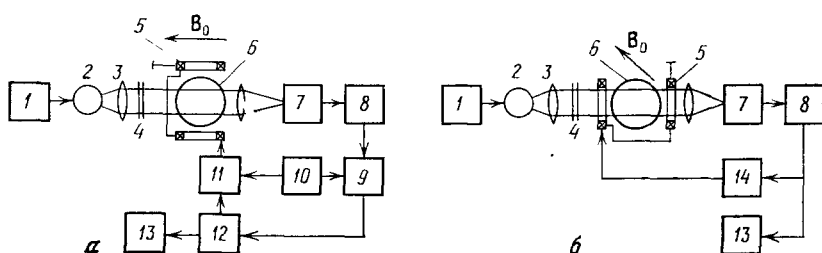


Рис. 11. Блок-схемы квантовых магнитометров с оптической накачкой.

a — M_z -магнитометр; *b* — M_x -магнитометр. 1 — генератор возбуждения разряда в лампе; 2 — спектральная лампа; 3 — линзы; 4 — циркулярный поляризатор; 5 — радиочастотные катушки; 6 — ячейка с рабочим веществом; 7 — ф. одетектор; 8 — усилитель; 9 — синхронный детектор; 10 — генератор низкой частоты; 11 — частотный модулятор; 12 — генератор высокой частоты; 13 — индикатор частоты; 14 — цепь фазовой коррекции

типичные характеристики M_z -магнитометров: пороговая чувствительность $\Delta B_{\min} \sim 10^{-2} - 10^{-3}$ нТл, отношение сигнал/шум в полосе 1 Гц порядка $10^3 - 10^4$, время реакции, определяющее быстродействие прибора, $\sim 0,1$ с. M_z -магнитометры были описаны также в работах⁵³.

Гелиевые M_x -магнитометры были описаны, в частности, в работах⁵⁴. Главное их достоинство — высокое быстродействие, ограниченное лишь шириной полосы канала обратной связи. Кроме того, приборы этого типа конструктивно просты и технологичны в изготовлении. Для всех гелиевых магнитометров характерна работоспособность в широком диапазоне температур ($-60 \div 60$ С) и быстрая готовность к работе после включения, что связано с отсутствием термостатирующих устройств, присущих, например, паромелочным квантовым магнитометрам.

Основным недостатком большинства схем гелиевых магнитометров является высокая систематическая погрешность, связанная со световыми сдвигами⁵⁵ резонансной частоты, зависящими от интенсивности света накачки, его спектрального состава и ориентации прибора относительно вектора измеряемого поля, часто превышающая пороговую чувствительность на три порядка величины.

Работа по устранению систематических ошибок гелиевых магнитометров при сохранении высокой пороговой чувствительности привела в последние годы к созданию магнитометров с импульсной накачкой⁵⁶ и щелочно-гелиевых магнитометров⁵⁷.

В гелиевом магнитометре с импульсной накачкой процессы оптической поляризации и измерения резонансной частоты разделены во времени. Накачка производится периодической последовательностью световых импульсов, а магнитный резонанс возбуждается в период темновой паузы, когда световые сдвиги уровней отсутствуют. Испытанный макет такого магнитометра при чувствительности $3 \cdot 10^{-3}$ нТл не обнаружил световых сдвигов на уровне 10^{-2} нТл.

В щелочно-гелиевом магнитометре в ячейку с гелием введен щелочной металл, атомы которого подвергаются оптической поляризации. Ориентация метастабильных атомов ^4He в плазме разряда осуществляется через пеннинговские столкновения с поляризованными атомами щелочного металла,

а резонанс атомов ортогелия регистрируется по поглощению света накачки щелочного металла. Магнитометр, построенный по M_z -схеме со смесью ^4He — ^{133}Cs , обладал пороговой чувствительностью 10^{-2} нТл при ориентационном сдвиге на уровне $\sim 5 \cdot 10^{-2}$ нТл.

2) ^3He -магнитометры

Возможность использования оптически поляризованных атомов ^3He , обладающих в состоянии $1\ ^1S_0$ ядерным парамагнетизмом, определяется высокой эффективностью механизма поляризации ядер через обмен метастабильными состояниями и чрезвычайно большими временами релаксации ядер ^3He в отсутствие разряда и светового возбуждения. Реализация этих особенностей ^3He в практической магнитометрии пошла по пути создания приборов с разделением процессов поляризации ядер и регистрации сигнала магнитного резонанса во времени или в пространстве. В том и другом вариантах обеспечиваются условия полного исключения световых сдвигов, вследствие чего подобные магнитометры являются средством высокоточных абсолютных измерений магнитного поля.

Гелиевый магнитометр, использующий свободную прецессию ядер ^3He после выключения света накачки⁵⁸, по принципу регистрации сигнала аналогичен протонным магнитометрам (например,⁵⁹). Благодаря высокой степени оптической поляризации ядер сигнал в ^3He -магнитометре обычно больше сигнала в протонном магнитометре и затухает со временем релаксации на 3—4 порядка величины большим, чем сигнал протонов, что дает возможность проведения длительных измерений даже при однократном цикле поляризации.

Неудобство циклического режима работы было преодолено в другом варианте прибора, в котором возбуждаются автоколебания на частоте прецессии ядер ^3He в измеряемом поле B_0 (режим лазера)^{59а}. Световые сдвиги устранялись благодаря специальной конструкции ячейки, состоящей из двух объемов, соединенных капилляром. Атомы ^3He , поляризованные светом накачки в одном объеме, диффундировали во второй объем, где велась регистрация сигнала в отсутствие разряда и оптического возмущения. Исследованию параметров сигнала в таких ячейках посвящены также работы^{59б}, а режим спинового генератора реализован в работе^{59в}.

Описанные приборы с использованием ^3He реализуют пороговую чувствительность на уровне 10^{-2} нТл при сохранении абсолютности измерений модуля вектора магнитной индукции. Вместе с тем, вследствие малости гиромагнитного отношения ядер ^3He , подобные системы чувствительны к вращению вокруг вектора индукции, что затрудняет их использование на подвижных платформах.

в) Поляризованные мишени для ядерной физики

Высокополяризованные ансамбли ^3He могут быть использованы в качестве мишеней для исследования ядерных реакций или в экспериментах по рассеянию частиц. Впервые такая мишень применена в 1962 г. для измерения поперечного сечения рассеяния α -частиц с энергией 6—7 МэВ на поляризованных ядрах гелия⁶⁰. В дальнейшем эта же мишень была использована с пучком дейтронов в экспериментах по исследованию нарушения Р-инвариантности в процессе образования протонов.

Идеальным веществом для ядерной мишени является, естественно, жидкий или твердый ^3He , однако до настоящего времени в таких мишенях достигалась степень поляризации менее 1%⁶¹. Успехи оптической поляризации ядер ^3He в газе при низких давлениях открыли потенциальную возможность создания достаточно плотных поляризованных мишеней путем сжатия газа, предварительно поляризованного описанным выше методом.

Обширная программа в этом направлении выполняется в последние годы в Торонтском университете ⁶², где поляризованный оптической накачкой газообразный ^3He сжимался с помощью топлеровского компрессора до давления 217 торр. В эксперименте была достигнута степень поляризации, равная 4% при плотности газа $\sim 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. В качестве источника света накачки использовался не лазер, а газоразрядная гелиевая лампа, что явилось одной из причин относительно небольшой поляризации ядер. Предполагается, что применение лазерной накачки наряду с более совершенной системой очистки и сжатия газа позволит существенно повысить значение P_n .

г) Поляризованные пучки электронов, ионов и молекул

Для многих исследований в области ядерной физики необходимо располагать пучком поляризованных частиц. Существует много методов получения таких пучков, среди которых можно упомянуть пространственное разделение состояний сверхтонкой структуры в сильном неоднородном магнитном поле ⁶³, рассеяние на ядрах ⁶⁴, резонансная ионизация атомов ⁶⁵, испарение поляризованных мишеней ⁶⁶ и др. Использование техники оптической поляризации атомов ^3He в сочетании с процессами обмена при столкновениях оказалось чрезвычайно плодотворным методом получения поляризованных пучков электронов, ионов и молекул.

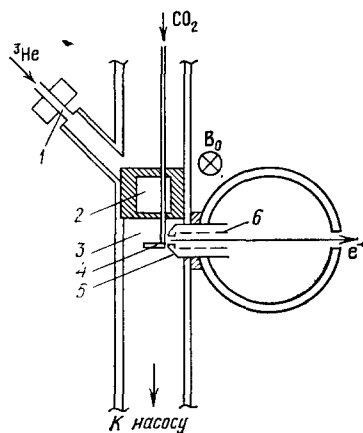


Рис. 12. Схематическое изображение источника поляризованных электронов.

1 — область высокочастотного разряда в ^4He ; 2 — область оптической поляризации ортогелия; 3 — область хемоионизации; 4 — кольцевой инжектор CO_2 ; 5 — экстрактор поляризованных электронов; 6 — электростатические линзы. Магнитное поле B_0 и луч накачки перпендикулярны к плоскости чертежа

Возможность получения пучка поляризованных электронов стала очевидной вскоре после первых экспериментов по наблюдению поляризации свободных электронов в разряде при спин-обменных столкновениях с оптически ориентированными атомами щелочных металлов ⁶⁷. Как было показано позже, поляризация электронов, полученных в эксперименте, сохранялась и после их электростатической экстракции из разряда ⁶⁸.

Сохранение спинового момента в реакциях хемоионизации с участием оптически поляризованных атомов ортогелия было с успехом использовано для разработки интенсивного источника поляризованных электронов ⁶⁹, пригодного для исследования зависящих от ориентации спина эффектов рассеяния электронов на ядрах, атомах и молекулах, на поверхности твердых и жидких тел.

Теоретическое описание работы такого источника приведено в работе ⁷⁰, а его схематическое изображение дано на рис. 12. Поток атомов гелия возбуждается в состояние 2^3S_1 при прохождении через разрядную область 1 в СВЧ резонаторе и попадает в область 2, где осуществляется оптическая поляризация атомов ортогелия. При дальнейшем движении поляризованные атомы He (2^3S_1) попадают в область 3, в которую одновременно инжектируются молекулы CO_2 . При столкновениях с ними атомы ортогелия ионизуют молекулы CO_2 в процессе хемоионизации, а выходящие из реакции электроны, сохраняющие ориентацию спинового момента, экстрагируются электростатическим полем из области послесвечения и формируются с помощью системы электронных линз в коллимированный пучок для дальнейшего использования. При накачке светом гелиевой спектральной лампы с высокочастотным возбуждением был получен пучок электронов с силой тока 2 мкА и степенью поляризации $\sim 40\%$ (энергия электронов 100—400 эВ) ⁶⁹. Замечательной

особенностью этого источника является возможность реверсирования направления поляризации электронов без изменения траектории пучка путем простого поворота оптического поляризатора в луче света накачки на 90° (изменение поляризации света с σ^+ на σ^-). Более того, поляризация электронного пучка может модулироваться при вращении поляризатора с необходимой угловой скоростью.

Дальнейшее совершенствование источника поляризованных электронов заключалось в использовании для оптической накачки лазера, излучающего линию 1083 нм, и некоторого изменения конструкции области послесвечения ⁷¹. В результате была достигнута степень поляризации электронов, равная 80 % при токе пучка ~ 1 мкА. Другая конструкция трубки послесвечения позволила получить ток до 50 мкА при 40 % поляризации электронов. Таким образом, был достигнут фактор качества $P^2I \sim 8 \cdot 10^{-6}$ А, превышающий характеристики всех известных к настоящему времени источников поляризованных электронов.

В работе ⁷² сообщалось о создании источника пучка поляризованных ионов ³He, пригодного для использования в качестве инжектора ускорителей. Принцип действия источника в общих чертах подобен описанному выше, за исключением того, что в нем используется лишь поток атомов ³He. Метастабильные атомы ³He поляризуются оптически и благодаря очень большому ($\sim 10^{-15}$ см²) поперечному сечению процесса перезарядки при столкновениях $\text{He}^+ - \text{He}$ ($1\text{ }^1\text{S}_0$) создается высокая концентрация ионов He^+ с поляризованными ядрами. Затем поляризованные ионы экстрагируются из разрядной области с помощью стандартной техники, формируются в виде пучка и направляются в ускоритель. Так был получен пучок ионов He^+ с током до 4 мА при степени поляризации ядер $\sim 5\%$. Можно ожидать, что использование для накачки лазерного излучения позволит существенно увеличить степень ядерной поляризации. Как и в предыдущем случае, важными достоинствами устройства являются относительная простота и возможность реверсирования поляризации без изменения траектории частиц.

Аналогичная техника была использована для получения пучка высокополяризованных (до 50 %) метастабильных атомов гелия ⁷³ и молекулярных ионов ⁴⁵.

д) Другие возможные применения

Ниже кратко перечислены иные возможные применения высокополяризованных ансамблей ³He, предложенные различными авторами. Так, в работе ⁶¹ отмечалось, что благодаря сильной зависимости поперечного сечения захвата тепловых нейтронов атомами ³He от ориентации ядерных спинов поляризованная гелиевая мишень может служить в качестве фильтра для получения поляризованных нейтронных пучков. Преимуществом такого фильтра по сравнению с другими методами поляризации нейтронов может быть широкий диапазон энергий и углов падения нейтронного потока. Недавно ⁷⁴ было показано, что сильная зависимость поглощения ультрахолодных нейтронов ядрами ³He от их спинового состояния могла бы быть использована для экспериментального поиска электрического дипольного момента нейтрона.

Интересным, хотя и проблематичным с практической точки зрения, применением является идея поляризации ядер в плазме при термоядерном синтезе ⁷⁵. Так, например, ожидается, что поляризация ядер как дейтерия, так и ³He в реакторе со смесью D — ³He сможет одновременно увеличить на 50 % поперечное сечение реакции D — ³He и значительно подавить нежелательную реакцию D — D. Вначале считалось, что время релаксации ядерных спинов в горячей плазме будет слишком коротким, для того чтобы эффект был заметным, и лишь недавние расчеты показали, что времена ядерной релаксации могут быть существенно больше времени реакции слияния ядер.

4. КВАНТОВЫЕ СВОЙСТВА ВЫСОКОПОЛЯРИЗОВАННЫХ АНСАМБЛЕЙ ^3He ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

а) Теоретические предпосылки

Система атомов ^3He с поляризованными спиновыми моментами ядер ($I = 1/2$) обладает интересными физическими свойствами при низких температурах, близких к температуре квантового вырождения. Выполненные в последние годы теоретические и экспериментальные исследования позволили предсказать и обнаружить ряд неизвестных ранее явлений, зависящих от степени ядерной поляризации. Не приводя деталей теоретических расчетов, которые можно найти в работах ^{76,77}, остановимся на качественных выводах существующих теорий.

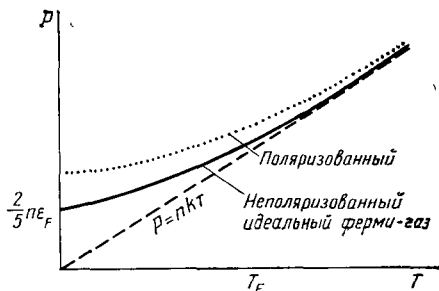


Рис. 13. Диаграмма, иллюстрирующая уравнение состояния неполяризованного и полностью поляризованного идеального ферми-газа ($S = 1/2$).

T_F — температура вырождения, ϵ_F — энергия Ферми

Квантовомеханический принцип симметризации требует, чтобы двухчастичная волновая функция $\Psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ двух атомов ^3He в основном 1^1S_0 состоянии с параллельными ядерными спинами была антисимметрична по отношению к их перестановке, т.е.

$$\Psi_{\uparrow\uparrow}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = -\Psi_{\uparrow\uparrow}(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1), \quad (4.1)$$

откуда сразу же следует, что

$$\Psi_{\uparrow\uparrow}(\mathbf{r}_1 = \mathbf{r}, \mathbf{r}_2 = \mathbf{r}) = 0. \quad (4.2)$$

Иначе говоря, два атома $^3\text{He}\uparrow$, поляризованные в одном направлении, никогда не могут находиться в одной точке пространства, и всегда существует

некоторое минимальное расстояние между точками, где вероятность найти атомы отлична от нуля. Этот вывод никоим образом не зависит от возможного существования любого взаимодействия между атомами. Минимальное расстояние, на которое могут сблизиться эти атомы, составляет некоторую долю длины волны де Бройля, и чем большей кинетической энергией обладают сталкивающиеся атомы, тем оно меньше.

Напротив, если спины ядер сближающихся атомов ^3He антипараллельны, в общем случае ничто не мешает им занимать одну и ту же точку пространства, но существующая обычно отталкивающая часть межуатомного потенциала будет определять минимально возможное расстояние между ними.

Таким образом, в обычном (неполяризованном) ^3He минимальное расстояние между любой парой атомов определяется зоной действия отталкивающего потенциала, а в поляризованном на 100% $^3\text{He}\uparrow$ оно зависит от кинетической энергии атомов, т.е. от температуры, и увеличивается при уменьшении температуры. В пределе при очень низких температурах это расстояние в образце $^3\text{He}\uparrow$ может оказаться совершенно не зависящим от межуатомного потенциала.

Отсюда следуют два важных вывода. Во-первых, в ансамбле $^3\text{He}\uparrow$ атомы могут взаимодействовать друг с другом только лишь при достаточно большой кинетической энергии, и путем понижения температуры поляризованных атомов можно сделать взаимодействие между ними бесконечно малым (искусственный идеальный ферми-газ). Во-вторых, при данной плотности и температуре кинетическая энергия системы $^3\text{He}\uparrow$ больше, чем в ансамбле неполяризованных атомов ^3He . Последнее обстоятельство схематически иллюстрируется графиками на рис. 13, где приведены зависимости давления от температуры для идеального ферми-газа, неполяризованного и полностью поляризованного газа, следующие из уравнения состояния.

б) Процессы переноса

Рассмотрим теперь следствия отмеченных особенностей поляризованных ансамблей ${}^3\text{He}\uparrow$. При очень малой плотности газообразные ${}^3\text{He}$ и ${}^3\text{He}\uparrow$ не вырождены и описываются одинаковыми уравнениями состояния, но это не означает, что поляризация не оказывает влияния на макроскопические свойства газа. Очевидно, что все физические свойства, в которых существенную роль играют столкновения между атомами, должны изменяться при наличии ядерной поляризации. Так, например, неразличимость атомов ${}^3\text{He}\uparrow$, приводящая к нечувствительности к междуатомному взаимодействию при низких температурах, позволяет ожидать, что средняя длина свободного

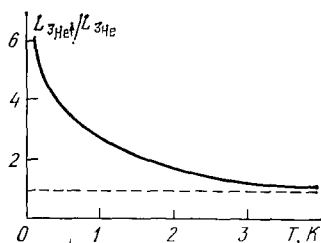


Рис. 14. Зависимость отношения длины свободного пробега поляризованных и неполяризованных атомов ${}^3\text{He}$ от температуры ⁷⁷

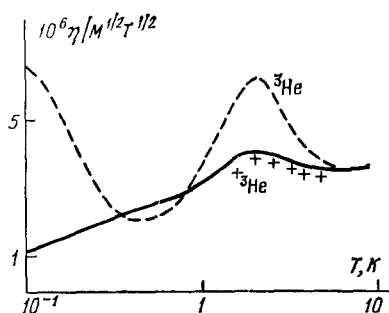


Рис. 15. Изменение коэффициента вязкости η с температурой для поляризованного (—) ⁷⁸ и неполяризованного ⁷⁸ ${}^3\text{He}$.

Крестиками нанесены экспериментальные результаты работы ⁷⁹

пробега $L({}^3\text{He})$ в неполяризованном газе должна быть меньше, чем $L({}^3\text{He}\uparrow)$ в поляризованном газе, причем с понижением температуры отношение $L({}^3\text{He}\uparrow)/L({}^3\text{He})$ возрастает (рис. 14). Поскольку коэффициенты теплопроводности K и вязкости η пропорциональны длине свободного пробега, справедливы неравенства

$$\begin{aligned} K({}^3\text{He}\uparrow) &> K({}^3\text{He}), \\ \eta({}^3\text{He}\uparrow) &> \eta({}^3\text{He}). \end{aligned} \quad (4.3)$$

Теоретическая зависимость коэффициента вязкости от температуры, вычисленная в работе ⁷⁶ для ${}^3\text{He}\uparrow$, приведена на рис. 15 штриховой линией. Там же сплошной линией изображена теоретическая зависимость ⁷⁸ для неполяризованного ${}^3\text{He}$, а точками — результаты эксперимента ⁷⁹.

в) Фазовые диаграммы

По мере увеличения плотности газа различие между ${}^3\text{He}$ и ${}^3\text{He}\uparrow$ начинает проявляться также и в уравнениях состояния двух систем. Поправка первого порядка обычно вводится через второй вириальный коэффициент $B(T)$, характеризующий отклонение от закономерностей, справедливых для идеального газа. На рис. 16 приведены результаты теоретического расчета ⁷⁶ температурной зависимости $B(T)$ для ${}^3\text{He}$ и ${}^3\text{He}\uparrow$. Видно, что при любых значениях T

$$B({}^3\text{He}\uparrow) > B({}^3\text{He}), \quad (4.4)$$

причем различие между ними становится особенно заметным при $T < 2$ К. Вблизи $T \sim 0,4$ К поляризованный ${}^3\text{He}\uparrow$ в отличие от неполяризованного

должен вести себя как идеальный газ, а при $T < 0,4$ К положительность $B(T)$ для ${}^3\text{He}\uparrow$ означает более высокое давление газа при постоянной плотности. В этой же области температур (за исключением очень малых T) $B(T) < 0$ для ${}^3\text{He}$, и, следовательно, давление неполяризованного газа должно быть меньше давления поляризованного газа при прочих равных условиях.

Интересные особенности поляризованного ${}^3\text{He}\uparrow$ были предсказаны в жидкой фазе. Так, наличие ядерной поляризации в жидком состоянии должно изменить давление насыщенного пара, находящегося в равновесии с жидкостью. Поскольку энергия связи в жидком ${}^3\text{He}\uparrow$ меньше, чем в жидком ${}^3\text{He}$, давление насыщенного пара в первом случае должно быть больше. В связи с этим можно ожидать, что разрушение имеющейся в исходном состоянии ядерной поляризации (например, методом ядерного магнитного резонанса) в газообраз-

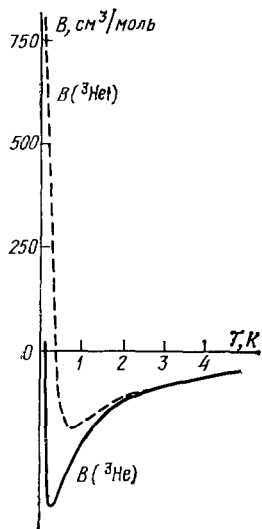


Рис. 16. Зависимость второго вириального коэффициента от температуры для ${}^3\text{He}\uparrow$ (полюс) и ${}^3\text{He}$ (минус)

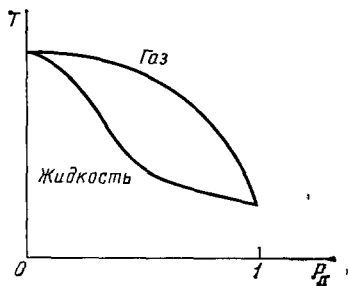


Рис. 17. Качественный ход фазовой диаграммы жидкость — газ для частично поляризованного ${}^3\text{He}$ при постоянном давлении

ном ${}^3\text{He}$ при давлении, слегка меньшем, чем равновесное давление в системе жидкость — газ, будет эффективно стимулировать процесс сжижения газа.

Значительное различие физических свойств ${}^3\text{He}$ при наличии поляризации ядер и большое время ядерной релаксации как в газе, так и в жидкой фазе *) дают основание рассматривать степень ядерной поляризации P_n как новую макроскопическую переменную, определяющую состояние системы наряду с давлением P или температурой T . Так, например, можно представить качественный ход фазовой диаграммы жидкость — газ с учетом частичной ядерной поляризации (рис. 17). Поскольку величина P_n связана с пропорцией атомов, обладающих различной ориентацией ядерного спина, она подобна концентрации одной из жидкостей в смеси двух жидкостей. Известно, что температура кипения смеси зависит от относительной концентрации компонент, которая изменяется во время кипения. Ясно, что степень поляризации P_n в газе выше, чем в жидкой фазе, вследствие чего это необычное явление может быть в принципе использовано для увеличения поляризации газообразного ${}^3\text{He}$ методом фракционной дистилляции.

Известно также, что при температурах ниже 0,8 К жидкая смесь изотопов ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ расслаивается на две жидкие фазы. При $T = 0$ К верхняя (более легкая) фаза состоит из чистого ${}^3\text{He}$, а нижняя (более тяжелая) содержит примерно 6 %-ный раствор ${}^3\text{He}$ в ${}^4\text{He}$. Можно рассматривать нижнюю фазу как жидкий ${}^4\text{He}$, в котором растворен ферми-газ ${}^3\text{He}$. Упомянутые выше

*) Измеренное в работе ⁸⁰ время релаксации ядер ${}^3\text{He}$, растворенного в жидком ${}^4\text{He}$, составило 128 ± 8 ч в ячейке, стенки которой были покрыты твердым водородом.

свойства поляризованного $^3\text{He}\uparrow$ позволяют ожидать, что наличие ядерной поляризации приведет к возрастанию максимальной концентрации ^3He в ^4He . Влияние ядерной поляризации на явления переноса в жидкой смеси ^3He — ^4He рассматривалось теоретически в работах ^{77,81}.

г) Спиновые волны: результаты экспериментов

Распространение неоднородных колебаний намагниченности (спиновые волны) в вырожденных жидкостях в настоящее время хорошо известно ⁸². Их существование было предсказано как следствие анизотропной части молекулярного поля в разработанной Л. Д. Ландау теории ферми-жидкости. Впоследствии было показано теоретически ⁸³ и экспериментально ⁸⁴, каким образом спиновые волны влияют на спиновую диффузию в жидкости в экспериментах со спиновым эхом. Недавно были опубликованы результаты исследования спиновых волн в поляризованных жидких смесях ^3He — ^4He методами ядерного магнитного резонанса ⁸⁵ и спинового эха ⁸⁶. В поляризованных разреженных газах спиновые волны до последнего времени не наблюдались, и лишь недавно их существование получило однозначное экспериментальное подтверждение.

С теоретической точки зрения ситуация в газах отличается от ситуации в жидкостях, поскольку она не требует введения феноменологического параметра взаимодействия и позволяет рассчитать ⁸⁷ все явления переноса (теплопроводность, вязкость, спиновые волны и т. д.), исходя лишь из потенциала межатомного взаимодействия при любых значениях степени спиновой поляризации ($-1 < M < 1$). Было предсказано, что спиновые волны существенно изменяют характер диффузии спинов в газах даже при относительно высокой температуре (более 1 К). Введя безразмерный коэффициент μ как отношение поперечного сечения поворота одинаковых спинов к поперечному сечению столкновений между неразличимыми частицами ⁸⁷, можно записать произведение μM , характеризующее относительный вклад неразличимых частиц в спиновую диффузию. Так, например, в ячейке, где наименьшая мода диффузии имеет время диффузии τ_D , частота поперечной спиновой волны во вращающейся с частотой Лармора системе координат определяется выражением

$$\delta\omega = \frac{\mu M}{\tau_D}. \quad (4.5)$$

Экспериментальное измерение коэффициента μ позволяет проверить правильность теоретических предпосылок и получить информацию о потенциале взаимодействия.

Первый успешный эксперимент по наблюдению спиновых волн в газобразном $^3\text{He}\uparrow$ в диапазоне температур 2—6 К был недавно выполнен в лаборатории Высшей Нормальной школы (Париж) ⁸⁸. Для получения поляризованного ансамбля атомов гелия была использована описанная выше техника лазерной оптической поляризации ядер ^3He при низких температурах. Спиновые волны в образце возбуждались путем наложения градиента магнитного поля δB_0 . Влияние спиновых волн проявлялось в соответствии с теоретическими расчетами ⁴⁰ как изменение параметров затухания сигнала поперечной намагниченности M_+ , а именно, времени поперечной релаксации T_2 и сдвига частоты прецессии $\Delta\omega$:

$$\begin{aligned} \frac{1}{T_2} &\approx a |\delta B_0|^2 \tau_D, \\ \Delta\omega &\approx a |\delta B_0|^2 \tau_D \cdot \mu M. \end{aligned} \quad (4.6)$$

При этом видно, что значение μ может быть непосредственно связано с измеряемыми величинами:

$$\Delta\omega T_2 = \mu M. \quad (4.7)$$

Благодаря высокой степени поляризации ядер ^3He ($\sim 30\%$) и высокому отношению сигнал/шум удалось зарегистрировать чрезвычайно малые относительные изменения частоты прецессии ядер ^3He (около 10^{-3} Гц на средней частоте $1,2 \cdot 10^4$ Гц). Для разделения сдвигов частоты за счет спиновых волн и сдвигов, вызванных другими причинами (реакция приемной катушки, диффузия спинов в соединительной трубке, влияние сверхпроводящего экрана и др.), использовался метод экстраполяции измеренных значений $\Delta\varphi/M$, где $\Delta\varphi$ — фазовый сдвиг, к нулевому значению T_2 (т. е. к $\delta B_0 \rightarrow \infty$). Пример полученных таким образом результатов приведен на рис. 18, а зависимость

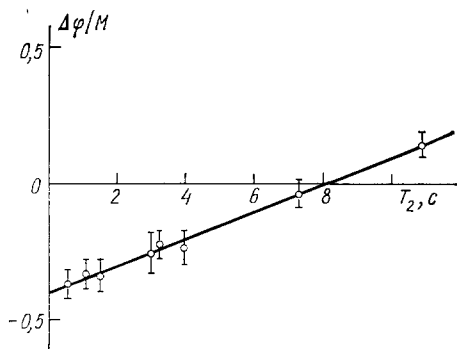


Рис. 18. Зависимость фазового сдвига сигнала свободной прецессии от времени поперечной релаксации T_2 в неоднородном магнитном поле 88

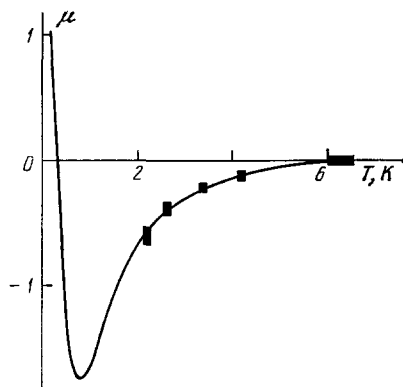


Рис. 19. Сравнение экспериментально полученных значений коэффициента μ с теоретическим расчетом 87 (кривая) при различных температурах

коэффициента μ от температуры — на рис. 19, где сплошной линией изображена теоретическая кривая 87 , а результаты экспериментальных измерений — точками.

Методы, применяемые для исследования распространения спиновых волн в невырожденных поляризованных газах, оказались эффективными и для описания конденсированных систем (раствор $^3\text{He}\uparrow$ в сверхтекучем ^4He) 89 . Результаты вычисления спектра пространственно-однородных колебаний намагниченности в двухкомпонентном парамагнитном газе во внешнем поле продемонстрировали хорошее согласие с экспериментальными данными как для $^3\text{He}\uparrow$ 88 , так и для разбавленного раствора $^3\text{He}\uparrow$ в ^4He 86 . Аналогичные явления недавно наблюдались в поляризованном водороде $\text{H}\uparrow$ 90 , что свидетельствует о широкой общности свойств спин-поляризованных квантовых систем.

Коллективные эффекты в таких системах весьма интересны для фундаментальной и прикладной физики. Так, например, в работе 91 показано, что вклад магнонов в термодинамику жидкого $^3\text{He}\uparrow$ весьма велик, и конкуренция магнонного и фермионного вкладов в свободную энергию приводит к возможности спонтанного ферромагнитного упорядочения в жидком $^3\text{He}\uparrow$ при конечных температурах. Эта новая и быстро развивающаяся область физики низких температур уже прочно заняла достойное место среди направлений современных научных исследований.

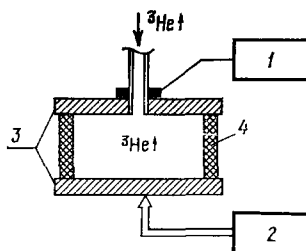
д) Планируемые эксперименты

Как уже отмечалось, поляризация ядерных спиновых моментов в ^3He должна существенно влиять на явления переноса в газообразном и жидком состояниях. Экспериментального подтверждения эти выводы пока еще не получили, однако высокая степень поляризации с использованием лазерной

оптической накачки и большие времена релаксации ядер $^3\text{He}\uparrow$, уже реализованные к настоящему времени, позволяют надеяться на успех подобных экспериментов. Подготовительные работы по исследованию теплопроводности $^3\text{He}\uparrow$ при низких температурах уже ведутся. Схематическое изображение

Рис. 20. Схематическое изображение планируемого эксперимента по исследованию теплопроводности поляризованного ^3He .

1 — нагреватель; 2 — термодатчик;
3 — медные пластины; 4 — термоизолятор



эксперимента приведено на рис. 20. Для его проведения необходима разработка ячейки специальной конструкции, которая с помощью описанной техники заполняется поляризованным газом $^3\text{He}\uparrow$ достаточной плотности при температуре $T < 4,2$ К. Предварительные результаты свидетельствуют о возможности ее реализации. Дальнейшим шагом в этом направлении будет исследование вязкости и других транспортных свойств высокополяризованных квантовых систем.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Оптические методы поляризации атомов гелия благодаря их высокой эффективности могут быть использованы в чрезвычайно широком диапазоне фундаментальных и прикладных исследований. Дальнейшее их развитие теснейшим образом связано с прогрессом современной лазерной техники и, в частности, с разработкой новых полупроводниковых лазеров.

В этом обзоре мы попытались продемонстрировать реальные возможности оптических методов поляризации, которые к настоящему времени еще далеко не исчерпаны, и в сочетании с современной экспериментальной техникой, несомненно, дадут многочисленные новые интересные результаты.

Высшая Нормальная школа, Париж
Уральский политехнический институт
им. С. М. Кирова, Свердловск

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Keller W. E. Helium-3 and Helium-4.— N.Y.: Plenum Press, 1969.
2. Castaing B., Nozières P.— J. de Phys., 1979, t. 40, p. 257.
3. Chapellier M., Frossati G., Rasmussen F. B.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 42, p. 904.
4. Schumacher G., Thoulouze D., Castaing B., Chabre Y., Segransan P., Joffrin J.— J. de Phys. Lett., 1979, t. 40, p. L143.
5. Скроцкий Г. В., Изюмова Т. Г.— УФН, 1961, т. 73, с. 423.
6. Новиков Л. Н., Показаньев В. Г., Скроцкий Г. В.— УФН, 1970, т. 101, с. 273.
7. Александров Е. Б.— УФН, 1972, т. 107, с. 595.
8. Cohen-Tannoudji C., Kastler A.— Progr. Optics, 1966, v. 5, p. 1.
9. Harper W.— Rev. Mod. Phys., 1972, v. 44, p. 169.
10. Gambelin R. L., Carver T. R.— Phys. Rev. Ser. A, 1965, v. 138, p. 946.
11. Colegrove F. D., Scheerer L. D., Walters G. K.— Ibidem, 1963, v. 132, p. 2561.
12. Fred M., Tomkins F. S., Brody J. K., Hamermesh M.— Ibidem, 1951, v. 82, p. 406.
13. Lehmann J. C.— Ann. de Phys., 1967, t. 2, p. 345.
14. Partridge R. B., Series G. W.— Proc. Phys. Soc., 1966, v. 88, p. 983.
15. Kolker H. J., Michels H. H.— J. Chem. Phys., 1969, v. 50, p. 1762.
16. Leduc M. Thèse,— Université de Paris, 1972.
17. Daniels J. M., Timsit R. C.— Can. J. Phys., 1971, v. 49, p. 525. 545.
18. Mollenauer L. F.— Opt. Lett., 1980, v. 5, p. 188.

19. Trénes G., Nacher P. J., Leduc M.— Opt. Commun., 1982, v. 43, p. 37.
20. Leduc M., Trénes G., Laloë F.— J. de Phys., 1980, v. 41, p. C7-75.
21. Biraben F.— Opt. Commun., 1979, v. 29, p. 353.
22. Абрагам А. Ядерный магнетизм.— М.: ИЛ, 1963.
23. Pavlovič M., Laloë F.— J. de Phys., 1970, t. 31, p. 173.
24. Leduc M., Nacher P. J., Crampton S. B., Laloë F.— In: Proc. of Conference on Quantum Fluids and Solids.— Sanibel, Florida, 1983.
25. Nacher P.-J., Leduc M., Trénes G., Laloë F.— J. de Phys. Lett., 1982, v. 43, p. L525.
26. Barbé R. Thèse.— Université de Paris VI, 1977.
27. Fitzsimmons W. A., Tankersley L. L., Walters G. H.— Phys. Rev. Ser. A, 1969, v. 179, p. 156.
28. Colegrove F. D., Schearer L. D., Walters G. H.— Ibidem, 1964, v. 135, p. 353.
29. Rosner S. D., Pipkin F. M.— Ibidem., 1972, v. 5, p. 1909.
30. Leduc M., Crampton S. B., Nacher P.-J., Laloë F.— Nucl. Phys. (to be published).
31. McAdams H. H., Walters G. K.— Phys. Rev. Lett., 1967, v. 18, p. 436.
32. Pinard M., van der Linde J.— Can. J. Phys., 1974, v. 52, p. 1615.
33. Schearer L. D.— Phys. Lett. Ser. A, 1970, v. 31, p. 457.
34. Himbert M., Lefevre-Seguín V., Nacher P.-J., Dupont-Roc J., Leduc M., Laloë F.— J. de Phys. Lett., 1983, t. 44, p. L523.
35. Timsit R. S., Hilger W., Daniels J. M.— Rev. Sci. Instr., 1973, v. 44, p. 1722.
36. McAdams H. H.— Phys. Rev., 1968, v. 170, p. 276.
37. Lefevre-Seguín V. Thèse.— Université de Paris, 1984.
38. Schearer L. D., Walters G. K.— Phys. Rev. Ser. A, 1965, v. 139, p. 1398.
39. Новиков Л. Н., Вотяков С. Л., Путырский В. П.— Опт. и спектр., 1974, т. 36, с. 848.
Довгопол С. П., Путырский В. П., Вотяков С. Л.— Ibidem, 1973, т. 35, с. 596, 1025.
40. Novikov L. N., Votiaikov S. L., Poutirsky V. P.— C.R. Ac. Sci. Ser. B, 1973, t. 277, p. 175.
41. Lefevre-Seguín V., Nacher P.-J., Laloë F.— J. de Phys., 1982, t. 43, p. 737.
42. Baker S. D., Carter E. B., Findley D. O., Hatfield L. L., Phillips G. C., Stockwell N. D., Walters G. K.— Phys. Rev. Lett., 1968, v. 20, p. 738.
43. Leduc M., Laloë F.— Opt. Commun., 1971, v. 3, p. 56.
Pinard M., Leduc M.— J. de Phys., 1974, t. 35, p. 741.
44. McCusker M. V., Hatfield L. L., Walters G. K.— Phys. Rev. Ser. A, 1972, v. 5, p. 177.
Keliher P. J., Gleason R. E., Walters G. K.— Ibidem, 1975, v. 11, p. 1279.
45. Schearer L. D., Riseberg L. A.— Phys. Lett. Ser. A, 1970, v. 33, p. 325.
46. Schearer L. D. Ph. D. Thesis.— Rice University, 1966.
Byerly H. R. Ph. D. Thesis.— Rice University, 1967.
47. Schearer L. D.— Phys. Rev. Lett., 1969, v. 22, p. 629.
48. Schearer L. D., Holton W. C.— Ibidem, 1970, v. 24, p. 1214.
49. Schearer L. D., Riseberg I. A.— Phys. Lett. Ser. A, 1971, v. 35, p. 267.
50. Schearer L. D.— Phys. Rev. Ser. A, 1974, v. 10, p. 1380.
51. Дмитриев С. П., Житников Р. А., Картошкин В. А., Клементьев Г. В., Окуневич А. И.— Письма ЖЭТФ, 1978, т. 28, с. 442.
Клементьев Г. В. Автореферат кандидатской диссертации.— Л.: ФТИ АН СССР, 1979.
52. Barbé R. Thèse.— Université de Paris, 1977.
53. Sinvani M., Cole M. W., Goodstein D. L.— Phys. Rev. Lett., 1983, v. 51, p. 188.
54. Pierre L., Guignes H., Lhuillier C.— J. Chem. Phys., 1984 (to be published).
55. Померанцев Н. М., Рыжков В. М., Скроцкий Г. В.— Физические основы квантовой магнитометрии.— М.: Наука, 1972.
Александров Е. Б.— Опт.-мех. пром., 1978, № 12, с. 26; в кн.: Исследования в области магнитных измерений.— Л.: ВНИИМ, 1978, вып. 215, с. 3.
56. Hartmann F.— IEEE Trans. Mag., 1972, v. Mag-8, p. 66.
57. Grivet P. A., Malnar L.— Adv. Electron. Phys., 1967, v. 23, p. 39.
58. Keyser A. R., Rice J. A., Schearer L. D.— J. Geophys. Res., 1961, v. 66, p. 4163.
Ruddock K. A. et al. US Patent No. 3252081.— 1966.
Jin Tiruo, Qu Qingchang, Xiao Liangxi.— Acta Geophys. Sinica, 1982, v. 25, p. 87.

- Slocum R. E.—*Rev. Phys. Appl.*, 1970, v. 5, p. 109.
54. Slocum R. E., Cabiness C. P., Blevins S. L.—*Rev. Sci. Instr.* 1971, v. 42, p. 763.
Житников Р. А., Кулешов П. П. Авт. свид. № 297321.—*Бюл. изобр.*, 1971, № 13.
Житников Р. А., Кулешов П. П., Доватор Н. Л., Азин В. А.—*В кн.: Геофизическая аппаратура.*—Л.: Недра, 1972, вып. 50, с. 5.
Афанасьев В. Ф., Житников Р. А., Кулешов П. П.—*Геоманн. и аэроном.* 1970, т. 10, с. 183.
 55. Schearer L. D.—*Phys. Rev.*, 1962, v. 127, p. 512.
 56. Якобсон Н. Н., Александров Е. Б.—*ЖТФ*, 1978, т. 48, с. 1914.
Костенко Г. С., Харчев О. П., Якобсон Н. Н.—*Вопросы радиоэлектрон.*, 1971, вып. 19, с. 94.
 57. Блинов Е. В., Гинзбург Б. И., Житников Р. А., Кулешов П. П.—*ЖТФ*, 1984, т. 54, с. 287.
Блинов Е. В., Житников Р. А., Кулешов П. П.—*ЖТФ*, 1979, т. 49, с. 588; 1982, т. 52, с. 904.
 58. Slocum R. E., Marton V. I.—*IEEE Trans. Magnet.*, 1974, v. Mag-10, p. 528.
Белый В. А., Поздняков В. И.—*В кн.: Тезисы докладов на I Всесоюзной конференции «Методы и средства измерения параметров магнитного поля».*—Л.: ВНИИМ, 1975, с. 36.
Schearer L. D., Colegrove F. D., Walters G. K.—*Rev. Sci. Instr.*, 1963, v. 34, p. 1363.
 59. а) Robinson H. G., Than Myint—*Appl. Phys. Lett.*, 1964, v. 5, p. 116.
Житников Р. А., Кравцов И. А.—*ЖТФ*, 1977, т. 47, с. 636.
Житников Р. А., Кравцов И. А., Ротштейн А. Я.—*В кн.: Геофизическая аппаратура.*—Л.: Недра, 1981, вып. 74, с. 3.
б) Житников Р. А., Кравцов И. А., Фрадкин М. П.—*ЖТФ*, 1975, т. 45, с. 1510.
Житников Р. А., Кравцов И. А.—*ЖТФ*, 1977, т. 47, с. 629; *в кн.: Ядерный магнитный резонанс.*—Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 1981, вып. 6, с. 35.
в) Житников Р. А., Кравцов И. А.—*ЖТФ*, 1977, т. 47, с. 641.
 60. Phillips G. C., Perry R. R., Windham P. M., Walters G. K., Schearer L. D., Colegrove F. D.—*Phys. Rev. Lett.*, 1962, v. 9, p. 502.
 61. Passell L., Schermer R. I.—*Phys. Rev.*, 1966, v. 150, p. 146.
 62. Timsit R. S., Daniels J. M., Dennig E. I., Kiang A. K., May A. D.—*Can. J. Phys.*, 1971, v. 49, p. 508, 545.
 63. Плис Ю. А., Сороко Л. М.—*УФН*, 1972, т. 107, с. 281.
 64. Wolfenstein L.—*Ann. Rev. Nucl. Sci.*, 1956, v. 6, p. 43.
 65. Делоне Н. Б., Зон Б. А., Федоров М. В.—*Письма ЖТФ*, 1978, т. 4, с. 229.
Летохов В. С., Лобашев В. М., Миногин В. Г., Мшин В. И.—*Письма ЖТФ*, 1978, т. 27, с. 305.
Делоне Н. Б., Зон Б. А., Федоров М. В. Препринт ФИАН СССР № 123.—Москва, 1978.
 66. Кожушнер М. А., Левинтов И. И.—*Письма ЖТФ*, 1977, т. 25, с. 229.
 67. Dehmelt H. G.—*Phys. Rev.*, 1958, v. 109, p. 381.
Franken P., Sands R., Hobart J.—*Phys. Rev. Lett.*, 1958, v. 1, p. 52.
Balling L. C.—*Phys. Rev. Ser. A*, 1966, v. 151, p. 1.
Balling L. C., Hanson R. I., Pipkin F. M.—*Ibidem*, 1964, v. 133, p. 607.
Balling L. C., Pipkin F. M.—*Ibidem*, v. 136, p. 46.
 68. Lhuillier C., Laloë F.—*J. de Phys.*, 1979, t. 40, p. 239.
 69. Hodge L. A., Dunning F. B., Walters G. K.—*Rev. Sci. Instr.*, 1979, v. 50, p. 1.
 70. Keliher P. J., Gleason R. E., Walters G. K.—*Phys. Rev. Ser. A*, 1975, v. 11, p. 1279.
 71. Gray L. G., Giberson K. W., Chu Cheng, Keiffer R. S., Dunning F. B., Walters G. K.—*Rev. Sci. Instr.*, 1983, v. 54, p. 271.
 72. Baker S. D., Carter E. B., Findley D. O., Hatfield L. L.—*Phys. Rev. Lett.*, 1968, v. 20, p. 738.
 73. Riddle T. W., Onellion M., Dunning F. B., Walters G. K.—*Rev. Sci. Instr.*, 1981, v. 52, p. 797.
 74. Golub R.—*J. de Phys. Lett.*, 1983, t. 44, p. L321.
 75. Kulsrud R. M., Furth H. P., Valeo E. I.—*Phys. Rev. Lett.*, 1982, v. 49, p. 1248.
More R. M.—*Ibidem*, 1983, v. 51, p. 396.
 76. Lhuillier C., Laloë F.—*J. de Phys.*, 1978, t. 40, p. 239.
 77. Ландау Л. Д.—*ЖТФ*, 1956, т. 30, с. 1058.
Силин В. П.—*ЖТФ*, 1958, т. 35, с. 1243.
Lhuillier C., Laloë F.—*J. de Phys.*, 1980, t. 41, p. C7-51.
Spin Polarised Quantum Systems.—*J. de Phys. Colloque*, 1980, v. 41, p. C7.

- Башкин Е. П., Мейерович А. Э.— Письма ЖЭТФ, 1977, т. 26, с. 534.
 Андреев А. Ф., Марченко В. И., Мейерович А. Э.— Ibidem, с. 36.
 Castaing B., Nozières P.— J. de Phys., 1979, t. 40, p. 257.
78. Monchick L., Mason E. A., Munn R. J., Smith F. J.— Phys. Rev. Ser. A, 1965, v. 139, p. 1076.
 79. Becker E. W., Misenta R., Schmetissner F.— Ibidem, 1954, v. 93, p. 244.
 80. Taber M. A.— J. de Phys., 1978, t. 39, p. C6-192.
 81. Башкин Е. П., Мейерович А. Э.— УФН, 1980, т. 130, с. 279.
 Meyerovich A. E.— Phys. Lett. Ser. A, 1978, v. 69, p. 279; J. Low Temp. Phys., 1982, v. 47, p. 271.
 82. Сплин В. П.— ЖЭТФ, 1957, т. 33, с. 495, 1227.
 83. Leggett A. J.— J. de Phys., 1970, t. C3, p. 448.
 Leggett A. J., Rice M. J.— Phys. Rev. Lett., 1968, v. 20, p. 586.
 84. Corrucini L. R., Osheroff D. D., Lee D. M., Richardson R. C.— Phys. Rev. Lett., 1971, v. 27, p. 650; J. Low Temp. Phys. 1972, v. 8, p. 229.
 85. Owers-Bradley J. R., Chocholacs H., Mueller R. M., Buchal C., Kubota M., Pobell F.— Phys. Rev. Lett., 1983, v. 51, p. 2120.
 86. Gully W. J., Mullin W. J.— Ibidem., 1984, v. 52, p. 1810.
 87. Lhuillier C., Laloë F.— J. de Phys., 1982, t. 43, p. 197, 225.
 Lhuillier C.— Ibidem., 1983, t. 44, p. 1.
 88. Nacher P. J., Tastevin G., Leduc M., Crampton S. B., Laloë F.— Ibidem. Lett., 1984, v. 45, p. L441.
 89. Башкин Е. П.— Письма ЖЭТФ, 1981, т. 33, с. 14; ЖЭТФ, 1984, т. 86, с. 937; т. 87, с. 1948.
 Bashkin E. P., Meyerovich A. E.— Adv. Phys., 1981, v. 30, p. 1.
 Meyerovich A. E.— J. Low. Temp. Phys., 1983, v. 53, p. 487.
 90. Johnson B. R., Denker J. S. et al.— Phys. Rev. Lett., 1984, v. 52, p. 1508.
 91. Bashkin E. P.— Phys. Lett. Ser. A, 1984, v. 101, p. 164.