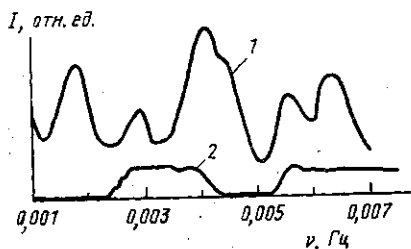


таблицы показывают, что относительно устойчиво появляются периоды, группирующиеся около следующих средних величин: 5,6; 9 и 16 мин.

Наблюдаемые закономерности в изменениях интенсивности светорассеяния могут оказаться следствием четырех факторов: нестабильности источника излучения (лазера); нестабильности показания регистрирующих приборов (дробовой шум); искажений, вносимых численными методами; изменений структуры бидистиллированной воды. Для учета первых трех факторов нами была измерена зависимость интенсивности зондирующего излучения от времени с использованием той же регистрирующей аппаратуры. Затем была проведена обработка данных корреляционно-спектральным методом. На рисунке представлены результаты такого измерения (кривая 2). Как видно, спектры рассеянного и зондирующего света сильно отличаются. Таким образом, наблюдаемые закономерности в изменениях интенсивности светорассеяния не являются следствием режима работы лазера или ФЭУ. Стократное ослабление мощности излучения лазера также не влияло на характер процесса светорассеяния. Данные закономерности не могут быть объяснены и конвективными потоками воды. Эксперименты, проведенные в разных кюветках (с разными условиями возникновения конвекции), показали наличие одинаковых спектральных компонент. Отсутствие конвективных потоков в зоне луча подтверждено также с помощью голографической интерферометрии. То есть колебания интенсивности светорассеяния связаны с изменениями, происходящими в самой рассеивающей системе.



Природа закономерного изменения интенсивности светорассеяния в воде в настоящее время неясна. Предполагается, что флуктуации светорассеяния можно объяснить особенностями либрационных и ротационных движений ассоциатов молекул воды (так называемые «мерцающие кластеры») [2].

С точки зрения термодинамики колебания интенсивности светорассеяния могут быть связаны только с существованием потока энергии через рассеивающую систему, что иногда приводит к возникновению регулярного изменения пространственно-временных свойств открытой системы [3]. Последнее позволяет предположить, что природа колебаний интенсивности светорассеяния обусловлена взаимодействием поля излучения лазера с квантовыми состояниями электрон-протонной подсистемы воды.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Черников Ф. Р. // Биофизика. 1986. 31, № 4. С. 596. [2] Frank H. S., Wen W. Y. // Discuss Faraday Soc. 1957. 24. P. 133. [3] Гленсдорф П., Пригожин И. Термодинамическая теория структуры, устойчивости и флуктуаций. М., 1973.

Поступила в редакцию  
25.07.88

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1989. Т. 30, № 5

УДК 539.143.43

## СЕЛЕКТИВНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ СПИНОВОЙ СИСТЕМЫ ИМПУЛЬСАМИ САМОСОГЛАСОВАННОГО ПОЛЯ СПИНОВОГО ГЕНЕРАТОРА

Н. В. Анисимов, Ю. С. Константинов

(кафедра радиофизики СВЧ)

Описан новый способ селективного возбуждения спиновой системы с помощью импульсов самосогласованного поля спинового генератора в переходном режиме. Обсуждаются эксперименты, основанные на применении данного метода для получения различных неравновесных состояний спиновой системы.

При селективном возбуждении спиновой системы, применяемом в ЯМР-экспериментах (см., напр., [1, 2]), требуется точная настройка частоты передатчика на резонансную частоту спиновой системы. Это трудно осуществить, если в ходе эксперимента ларморова частота меняется, например, из-за изменения температуры об-

разца, нестабильности поляризующего поля и т. д. В регенеративной ЯМР-спектроскопии частота спиновой генерации, а следовательно, частота облучающего поля автоматически «привязана» к резонансной частоте спиновой системы [3]. Поэтому применение регенеративной ЯМР-спектроскопии для экспериментов по селективному возбуждению спиновой системы представляется весьма перспективным.

Эксперименты по импульсному возбуждению спиновой системы самосогласованным полем спинового генератора в переходном режиме, предложенные и реализованные в [3], до недавнего времени ограничивались созданием инверсной ядерной намагниченности и измерением времени продольной релаксации  $T_1$ . В настоящей работе мы покажем, что с помощью импульсов самосогласованного поля спинового генератора можно получить и другие неравновесные состояния спиновой системы. При этом гладкость огибающей импульсов и автоматическое выполнение резонансных условий делают предлагаемый метод особенно удобным для селективного импульсного возбуждения спиновых систем по сравнению с существующими методами [1, 2], использующими импульсы заданного поля.

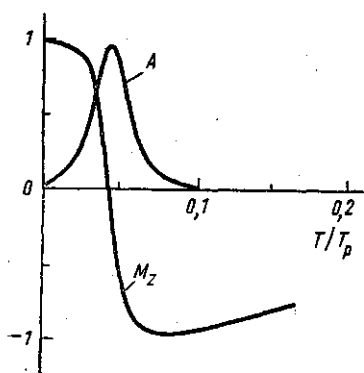


Рис. 1

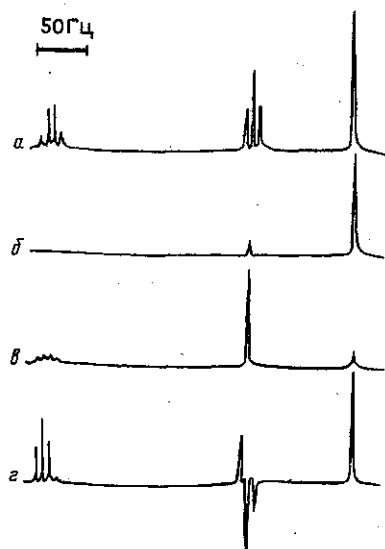


Рис. 2

Рис. 1. Зависимость амплитуды генерации  $A$  и продольной составляющей вектора намагниченности  $M_z$  от времени  $T$ , прошедшего после замыкания цепи обратной связи;  $T_p$  — время релаксации спиновой системы,  $K_{oc} = 100 \cdot K_{пор}$

Рис. 2.  $a$  — Обычный протонный спектр этилового эфира и тетраметилсилана;  $б, в$  — сигналы селективного спинового эха, полученные без использования частотнозависимой цепи обратной связи;  $г$  — перераспределение интенсивностей в спектре того же образца после инверсии линий триплета. Селективная инверсия осуществлена с помощью частотнозависимой обратной связи

Для описания переходного движения вектора намагниченности после замыкания цепи обратной связи можно использовать уравнения Блоха (см., напр., [4]). Если коэффициент усиления цепи обратной связи  $K_{oc}$  существенно превышает пороговое значение  $K_{пор}$  для данного перехода, то, как видно из рис. 1, происходит инверсия намагниченности. Поперечная намагниченность, а с нею и амплитуда генерации меняются по закону гиперболического секанса. Если разомкнуть цепь обратной связи в момент, когда амплитуда генерации максимальна, действие самосогласованного поля будет эквивалентно действию  $90^\circ$ -импульса. Аналогично можно получить другие значения угла поворота вектора намагниченности, размыкая цепь обратной связи в соответствующие моменты времени. Скорость поворота вектора намагниченности зависит от интенсивности линии ЯМР и коэффициента усиления цепи обратной связи. Следовательно, время достижения инверсного и других неравновесных состояний

различно для линий разной интенсивности: наиболее интенсивная линия возбуждается раньше других, менее интенсивная — позже и т. д. Это обстоятельство можно использовать для получения различных неравновесных состояний многоуровневой спиновой системы путем подбора интервала между моментами замыкания и размыкания цепи обратной связи. Заметим, что наличие общих энергетических уровней у переходов, возбуждаемых с помощью самосогласованных полей, может повлиять на очередность возбуждения линий, так как по мере возбуждения наиболее интенсивных из них распределение населенностей меняется.

Используя только импульсы самосогласованного поля, нельзя реализовать произвольную многоимпульсную последовательность. Поэтому мы модернизировали ЯМР-спектрометр XL-100 («Вариан») таким образом, чтобы тот мог работать и как спиновый генератор на боковой полосе, и в обычном импульсном режиме [5]. Это дало возможность применять в наших экспериментах как селективные импульсы самосогласованного поля, так и мощные неселективные импульсы заданного поля. Переключение режимов и управление целью обратной связи осуществляются по командам от ЭВМ. Эксперименты проводились следующим образом: сначала замыкалась цепь обратной связи, возникал импульс самосогласованного поля, затем цепь обратной связи размыкалась и спектрометр переводился в обычный импульсный режим.

Для практической проверки изложенного выше метода возбуждения спиновой системы мы провели эксперименты по регистрации сигналов спинового эха с помощью двухимпульсной последовательности  $90^{\circ}_{\text{сел}}-T-180^{\circ}_{\text{несел}}-T$  — считывание сигнала. Первым импульсом является импульс самосогласованного поля, вторым — импульс заданного поля, полученный в импульсном режиме от обычного генератора. В качестве образца использовалась смесь из тетраметилсилана, дающего наиболее интенсивную линию в протонном спектре, и этилового эфира ( $\text{C}_2\text{H}_5\text{O}$ ) (рис. 2, а). Для получения селективного эха от наиболее интенсивной линии (рис. 2, б) цепь обратной связи размыкалась сразу после достижения максимальной амплитуды генерации. Чтобы получить селективное эхо от менее интенсивной линии (рис. 2, в), обратная связь размыкалась несколько позже, чем в первом случае, т. е. когда интенсивная линия оказывалась в инвертированном состоянии, а менее интенсивная достигала максимального возбуждения. Спектры на рис. 2, б, в получены после фурье-обработки сигналов спинового эха.

Возможности описанного выше способа селективного возбуждения, основанного на селекции линий по их интенсивности, могут быть существенно расширены путем введения в схему спинового генератора вместо широкополосной частотнозависимой цепи обратной связи [6]. С применением последней мы проделали эксперимент по селективной инверсии линии в спектре этилового эфира. Задача состояла в том, чтобы инвертировать только одну из боковых компонент триплета и проследить перераспределение населенностей переходов, связанных с возбуждаемой линией [1]. Для этой цели применялась двухимпульсная последовательность  $180^{\circ}_{\text{сел}}-10^{\circ}_{\text{несел}}$  — считывание сигнала с последующей фурье-обработкой. Как видно из рис. 2, г, инверсия линий триплета привела к изменению интенсивностей связанных с ними линий квантета. Из-за недостаточной высокой частотной избирательности цепи обратной связи не удалось избежать возбуждения центральной линии триплета, однако, как показывает расчет для данного конкретного случая, ее возбуждение не сказывается на интенсивностях рассматриваемых сигналов. Время продольной релаксации для всех линий данного образца достаточно велико (15 с), поэтому проблема точного определения момента размыкания цепи обратной связи не является актуальной. Эта проблема имеет место при формировании  $90^{\circ}$ -импульсов самосогласованного поля и может быть решена с помощью экстремального датчика.

Таким образом, для селективного возбуждения спиновой системы можно успешно использовать импульсы самосогласованного поля спинового генератора. При этом весьма перспективным представляется сопряжение регенеративного спектрометра с обычной импульсной аппаратурой.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Puchler K. G. R., Wessels P. L. // J. Magn. Res. 1973. 12, N 3. P. 337.
- [2] Brereton I. M., Galloway G. J., Field J. et al. // J. Magn. Res. 1989. 81, N 3. P. 411.
- [3] Konstantinov Yu. S., Smirnov A. M., Varlamov S. D. // Proc. XX Congr. AMPERE (Tallinn, 1978). Berlin, 1979. P. 577.
- [4] Корниенко Л. С., Коткин А. Л., Литвак Д. М. и др. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1983. 24, № 2. С. 27.
- [5] Анисимов Н. В., Варламов С. Д., Константинов Ю. С. // IX Летняя школа AMPERE: Тезисы докладов. Новосибирск, 1987. С. 55.
- [6] Захаров К. Л., Константинов Ю. С., Смирнов А. М. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1982. 23, № 4. С. 85.

Поступила в редакцию  
26.12.88