



# ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

---

П. Драгическу, М. Драгическу, В.И. Лушиков, Б.С. Неганов

Л.Б. Парфенов, Ю.В. Таран

P-1626

ДИНАМИЧЕСКАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ ПРОТОНОВ  
В КРИСТАЛЛЕ ЛАНТАН-МАГНИЕВОГО НИТРАТА  
С ПРИМЕСЬЮ НЕОДИМА

Драгическу П., Драгическу М., Лушиков В.И.,  
Неганов Б.С., Парфенов Л.Б., Таран Ю.В.

P-1626

Динамическая поляризация протонов в кристалле лантан-магниевого нитрата с примесью неодима.

Методом солид-эффекта в кристалле двойного лантан-магниевого нитрата с однопроцентной примесью четно-четных изотопов неодима получено 500-кратное усиление поляризации протонов кристаллизационной воды в магнитном поле 10 кэ и при температуре 1,5°К, что соответствует поляризации протонов 35%. Объем образца равен 6 см<sup>3</sup>. Изучена зависимость времени протонной спин-решеточной релаксации от концентрации неодима и температуры образца.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.  
Дубна. 1964.

Draghicescu P., Draghicescu M., Luschykov V.I., P-1626  
Neganov B.S., Parfenov L.B., Taran Yu.V.

Dynamic Polarization of Protons in Single Crystals  
of Lanthanum Magnesium Double Nitrate Containing  
Various Concentrations of Nd.

By the method of solid effect the dynamic enhancement factor of the proton polarization has been obtained be 500 for the protons in the waters of hydration in single crystal of lanthanum magnesium double nitrate in which 1% of lanthanum has been replaced by Nd<sup>142</sup>. Hydrogen polarization as high as 35% has been repeatedly achieved at a temperature of 1,5° K and in a field of 10000 gauss, using microwaves of 37 k Mc/sec. The volume of the target was about 6 cm<sup>3</sup>. The proton spin-lattice relaxation time has been measured at various temperatures and concentrations of Nd.

Preprint. Joint Institute for Nuclear Research.  
Dubna. 1964.

П. Драгическу, М. Драгическу, В.И. Лушиков, Б.С. Неганов  
Л.Б. Парфенов, Ю.В. Таран

P-1628

ДИНАМИЧЕСКАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ ПРОТОНОВ  
В КРИСТАЛЛЕ ЛАНТАН-МАГНИЕВОГО НИТРАТА  
С ПРИМЕСЬЮ НЕОДИМА

Дубна 1964

## В в е д е н и е

В последнее время большой интерес вызывает возможность постановки ряда экспериментов в ядерной физике высоких<sup>/1/</sup> и низких<sup>/2/</sup> энергий с использованием поляризованной протонной мишени. Эти возможности стали реальными в связи с созданием высокополяризованных протонных мишеней значительных объемов. До 1964 года на поляризованных протонных мишенях выполнены эксперименты по рассеянию поляризованных протонов на поляризованных протонах при энергии 20 Мэв<sup>/3/</sup> (Сакле, Франция), по рассеянию  $\pi^+$ -мезонов с энергией 246 Мэв<sup>/4/</sup> и неполяризованных протонов с энергией 1,7 - 6,15 Гэв<sup>/5/</sup> на поляризованных протонах (Беркли, США). В первом эксперименте использовалась мишень с поляризацией 19%, во втором поляризация протонов составляла 22% и в третьем - 60%.

Поляризация протонов осуществлялась динамическим методом, предложенным Абрагамом и Проктором<sup>/6/</sup> и независимо от них Эрбом, Мотчане, Юберсфельдом<sup>/7/</sup>. В дальнейшем этот метод будет называться методом солид-эффекта. обстоятельное его рассмотрение дано в<sup>/8/</sup>.

До января 1964 года самая высокая степень поляризации протонов была достигнута в Беркли, США,<sup>/8/</sup> и составляла 70%.

В настоящей работе сообщаются результаты экспериментов по поляризации протонов методом солид-эффекта, являющихся развитием наших предыдущих работ<sup>/9,10/</sup> в область высоких полей и частот.

## О б р а з ц ы

В качестве образцов использовались монокристаллы двойного лантан-магниевого нитрата  $La_2Mg_3(NO_3)_{12} \cdot 24H_2O$  (в дальнейшем обозначим  $LaMN$ ), в которых некоторое количество диамагнитных атомов лантана замещалось парамагнитными атомами неодима. Применение неодима в качестве парамагнитной примеси впервые было предложено Джеффрисом<sup>/4/</sup>. Кристаллы  $LaMN$  весьма подходящи для поляризации протонов, так как они сильно гидратированы ( $3,7 \cdot 10^{22}$  протонов в  $1 \text{ см}^3$ ) и положения редкоземельных ионов магнитно эквивалентны. Кристаллы выращивались из насыщенного раствора  $LaMN$  в десикаторе при  $0^\circ\text{C}$ . Использовался лантан чистой 99,99%. Чтобы избежать сверхтонкого расщепления, неодим обогащался до 98,0%

четно-четным изотопом  $Nd^{142}$ . Концентрация неодима в растворе варьировалась от 0,2 до 1%. Выращивались кристаллы объемом до  $10 \text{ см}^3$  (плотность кристалла  $\rho = 2 \text{ г/см}^3$ ).

### А п п а р а т у р а

Исследуемый кристалл помещался в микроволновой прямоугольный резонатор объемом  $10 \text{ см}^3$ . Угол между направлением магнитного поля  $H$  и гексагональной осью кристалла  $z'$  мог изменяться от 0 до  $90^\circ$ . Эксперименты проводились при  $z' \perp H$  ( $g_{\perp} = 2,70$ ) или вблизи перпендикулярной ориентации ( $\angle z' H \approx 80^\circ$ ). Резонатор возбуждался на частоте 37 Гц (длина волны  $\lambda = 8,1 \text{ мм}$ ) с помощью 100-милливатного источника микроволновой мощности.

Увеличение поляризации протонов при насыщении электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) "запрещенных" переходов  $Nd^{3+}$  измерялось по усилению сигнала протонного магнитного резонанса. Протонный резонанс детектировался автодинным генератором, витки контура которого наматывались на резонатор. Резонатор имел две щели шириной 0,5 мм вдоль широких стенок. Сигнал записывался на самописец при частотном прохождении через протонный резонанс. Модуляция ядерной частоты осуществлялась вращающимся конденсатором, при этом магнитное поле напряженностью 10 кэ модулировалось частотой 33 гц на глубину около 1 э.

Волноводная линия с резонатором на конце помещалась в гелиевый криостат, в котором можно было получать температуру до  $1,28^\circ$ . Криостат устанавливался в зазоре электромагнита, создающего магнитное поле до 17 кэ с абсолютной стабильностью около 1 эрстеда.

### Результаты и обсуждение

#### а) Коэффициент усиления поляризации протонов

Усиление сигнала протонного резонанса измерялось в большой серии кристаллов с различными концентрациями неодима (0,2; 0,4; 0,5; 1%). Вес кристаллов варьировался от 70 мг до 15 г. Сводка экспериментальных результатов по коэффициенту усиления в некоторых кристаллах дана в таблице 1.

Из исследованных образцов в качестве мишени для ядерных экспериментов может быть использован кристалл весом 11,4 г (размеры  $33 \times 23 \times 7,5 \text{ мм}^3 = 5,7 \text{ см}^3$ ), в котором получено усиление  $\eta = 515$  при температуре  $1,49^\circ \text{K}$ , что соответствует поляризации протонов 35%.

Правильное измерение усиления поляризации протонов возможно при выполнении двух важных требований к измерительной аппаратуре: 1) линейность аппаратуры в широком интервале амплитуд сигналов протонного резонанса, 2) отсутствие насыщения протонного резонанса. Линейность аппаратуры проверялась по релаксации сигнала протонного резонанса после выключения насыщающей мощности. Если аппаратура линейна, то релаксационная кривая должна быть строго экспоненциальной. Линейность аппаратуры демонстрирует рис. 1, на котором изображена релаксационная кривая в полулогарифмическом масштабе. Линейность сохраняется при увеличении амплитуды сигнала в  $10^3$  раз.

Второе требование не было выполнено при измерениях усиления в кристаллах с концентрациями неодима 0,2; 0,4; 0,5%, имевших очень длинные времена спин-решеточной релаксации протонов. Это приводит к завышению измеряемого усиления по сравнению с истинным значением, так как протонный резонанс сильнее насыщается при тепловом равновесии, чем при включенной микроволновой мощности, насыщающей ЭПР (см. рис. 2). Действительно, напишем уравнения для протонной поляризации  $p$  при отсутствии насыщающей мощности:

$$\frac{dp}{dt} = - \frac{p - p_0}{T_{In}} - W_n p,$$

и при включенной насыщающей мощности:

$$\frac{dp}{dt} = - \frac{p - p_0}{T_{In}} - W_n p + \frac{\eta_I p_0 - p}{r_{0n}},$$

где  $p_0$  - поляризация протонов при тепловом равновесии,  
 $T_{In}$  - время протонной спин-решеточной релаксации,  
 $W_n$  - вероятность переходов, возбуждаемых ЯМР - детектором,<sup>x/</sup>  
 $r_{0n}$  - время динамической поляризации,  
 $\eta_I$  - идеальное усиление, если пренебречь спин-решеточной релаксацией и насыщением протонного резонанса.

В стационарном состоянии решение первого уравнения есть

$$p_I = \frac{p_0}{1 + W_n T_{In}} = \frac{T_{In}^*}{T_{In}} p_0,$$

а второго

$$p_2 = \frac{p_0 \left( \frac{1}{T_{In}} + \frac{\eta_I}{r_{0n}} \right)}{\frac{1}{T_{In}} + W_n + \frac{1}{r_{0n}}} = \frac{p_0 \left( \frac{1}{T_{In}} + \frac{\eta_I}{r_{0n}} \right)}{\frac{1}{T_{In}^*} + \frac{1}{r_{0n}}},$$

где  $T_{In}^* = \frac{T_{In}}{1 + T_{In} W_n}$  - измеряемое время релаксации.

Усиление, измеряемое на эксперименте, определяется отношением  $p_2/p_I$ :

<sup>x/</sup> Здесь и далее ЯМР - ядерный магнитный резонанс.

$$\eta = \frac{T_{In}}{T_{In}^*} \frac{\eta_1 + \frac{r_{0n}}{T_{In}}}{1 + \frac{r_{0n}}{T_{In}^*}} \approx \frac{\eta_1}{\frac{r_{0n}}{T_{In}} + \frac{T_{In}^*}{T_{In}}}, \text{ так как } \frac{r_{0n}}{T_{In}} \ll \eta_1$$

(в наших экспериментах  $r_{0n}/T_{In} = 0,1 - 0,2$ ).

Влияние насыщения протонного резонанса на правильное измерение усиления подробно было изучено на кристалле с 1% Nd, имеющем сравнительно короткое время протонной спин-решеточной релаксации  $T_{In}$ . На рис. 3 изображена зависимость отношения сигналов протонного резонанса при включенной и выключенной насыщающей мощности,  $\eta$ , а также  $T_{In}^*$ , от уровня генерации ЯМР - детектора. При  $V_1 < 25$  мВ усиление  $\eta$  меняется слабо, хотя измеряемое  $T_{In}^*$  увеличивается на 20-25%. Таким образом, правильное измерение усиления  $\eta$  возможно в условиях слабого насыщения протонного резонанса, укорачивающего истинное время релаксации  $T_{In}$  не более чем на 20%. Если же это условие не выполнено, то истинное усиление может быть найдено экстраполяцией кривой, аналогичной изображенной на рис. 3, к нулевому уровню генерации.

Поляризация протонов может быть измерена не только методом ядерного магнитного резонанса, но также и по пропусканию нейтронов с энергией меньше 10 кэВ. Последний метод основан на спиновой зависимости сечения рассеяния нейтрона на протоне, которая может быть использована для поляризации резонансных нейтронов при пропускании через поляризационную протонную мишень <sup>2/</sup>. Нами был измерен эффект однократного пропускания тепловых нейтронов от полоний-бериллиевого источника через мишень толщиной 1 см с поляризацией протонов около 20% (измеренной по методу ЯМР).

Наблюдался эффект однократного пропускания  $E_1 = \frac{\mathcal{I}_1 - \mathcal{I}_2}{\mathcal{I}_2} = (1,8 \pm 1,3)\%$  (здесь  $\mathcal{I}_1$  и  $\mathcal{I}_2$  - счет детектора при поляризации протонов и без поляризации, соответственно). Степень поляризации протонов, рассчитанная из величины  $E_1$ , в пределах экспериментальных ошибок согласуется с измерениями по протонному резонансу.

#### б) Протонная спин-решеточная релаксация

Измерение времени спин-решеточной релаксации протонов в зависимости от температуры и концентрации неодима в  $LaMn$  проводилось по разрушению протонной поляризации после выключения насыщающей мощности. Временной ход амплитуды сигнала протонного резонанса с хорошей точностью описывается экспонентой со временем  $T_{In}$ . Типичные времена  $T_{In}$  даны в таблице 1 для температур около  $1,3^\circ - 1,4^\circ K$ .

Надо отметить, что  $T_{1n}$  для кристаллов разных размеров, выращенных из растворов с одинаковой концентрацией неодима, сильно различаются. Этот эффект вызван, по-видимому, различным вхождением неодима в центре и на периферии кристалла.

Особое внимание при измерении  $T_{1n}$  обращалось на исключение влияния насыщения протонного резонанса. Для этого использовалось три способа измерения  $T_{1n}$  :  
1) установление уровня генерации ЯМР - детектора, не вызывающего насыщения,  
2) редкое и быстрое прохождение через резонанс, 3) экстраполяция кривой измеряемого  $T_{1n}^*$  как функции  $V_{\Gamma}$  к нулевому уровню генерации. 1 и 2 способы демонстрируются релаксационной кривой на рис. 4, снятой с разными интервалами времени между прохождениями через протонный резонанс; точки хорошо ложатся на кривую экспоненциальной зависимости.

Если представить концентрационную зависимость при фиксированной температуре как  $T_{1n}^* \approx \lambda^{-n}$  ( $\lambda$  - концентрация неодима), то показатель степени  $n$  сильно меняется от концентрации. В области концентраций (0,5 - 1%)  $Nd$   $n \approx 2$ , а при (0,1 - 0,5%)  $n \approx 1$ . Эти измерения проводились при температуре  $1,37^{\circ}K$  и магнитном поле 10 кэ.

Температурная зависимость  $T_{1n}$  очень резкая. Так, например, для кристалла с 1%-ной концентрацией неодима при  $4,2^{\circ}K$   $T_{1n} = 8$  сек, а при  $T = 1,39^{\circ}K$   $T_{1n} = 50$  мин (объем кристалла -  $7,2 \text{ см}^3$ ).

в) Переходные явления при включении насыщающей мощности и при смещении магнитного поля со значения  $H_-$  с отрицательной поляризацией на  $H_+$  с положительной поляризацией.

Рост протонной поляризации при включении насыщающей мощности (от 10 до 100 мвт) идет по экспоненте с временем поляризации  $\tau_{on}$ , которое зависит от температуры, концентрации  $Nd$  и мощности. Типичными являются следующие данные:

1) кристалл с 0,5%  $Nd$  при насыщающей мощности 10 мвт и  $T = 1,35^{\circ}K$  имел  $\tau_{on} = 7$  мин ( $\tau_{on} / T_{1n} = 0,07$ ); 2) кристалл с 1%  $Nd$  при мощности 30 мвт и  $T = 1,38^{\circ}K$  имел  $\tau_{on} = 4$  мин ( $\tau_{on} / T_{1n} = 0,1$ ).

Непрерывная запись сигнала протонного резонанса после включения насыщающей мощности позволяет проследить изменение формы и структуры сигнала при сильном увеличении поляризации протонов. Форма сигнала и характер ее изменения при усилении сильно зависят от угла между осью  $z'$  и направлением поля  $H$ . Наиболее типичными являются два случая, наблюдавшиеся на эксперименте: 1) протонная линия не имеет структуры, и ее форма не меняется при усилении (рис. 5,а); 2) линия имеет структуру, заметно деформирующуюся при усилении (рис. 5,б). Действительное усиление должно быть вычислено путем сравнения площадей под кривыми поглощения.



Интересные эффекты наблюдаются при смещении магнитного поля со значения  $H_+$ , где положительное усиление является максимальным, в точку  $H_-$  с максимальным отрицательным усилением или, наоборот, с  $H_-$  в  $H_+$  (напомним, что  $H_{\pm} = H_0 (1 \pm \xi_n \beta_n / \xi \beta)$ , где  $\xi_n \beta_n$  и  $\xi \beta$  - магнитные моменты протона и электрона, соответственно).

Если форма протонной линии не имеет структуры (см. рис. 5, а), то сигнал при переходе  $H_+ \rightarrow H_-$  сначала уменьшается до нуля, а затем нарастает до стационарного значения, имеющего обратный знак (при  $H_+$  наблюдается сигнал поглощения, соответствующий положительной спиновой температуре протонов, при  $H_-$  наблюдается сигнал излучения, соответствующий отрицательной спиновой температуре протонов). Если же форма линии имеет резко выраженную структуру (см. рис. 5, б), то при переходе  $H_+ \rightarrow H_-$  амплитуда сигнала протонного резонанса не уменьшается до нуля, но форма линии сильно изменяется (см. рис. 6). Это можно объяснить тем, что разные группы протонов меняют знак своей поляризации в разное время, что приводит к сильной деформации структуры линии. Такое поведение различных групп протонов говорит о том, что нельзя время восстановления поляризации характеризовать одной экспонентой, каждая группа протонов имеет свое время восстановления. Однако, с другой стороны, естественная релаксация в однородном образце всегда описывается одной экспонентой.

Другой эффект, наблюдаемый при переходе  $H_+ \rightarrow H_-$  заключается в том, что начальный спад поляризации до нуля (при отсутствии структуры) идет более медленно, чем дальнейшее нарастание поляризации (рис. 7). Этот эффект, по-видимому, не связан с указанным выше наличием различных времен релаксации для разных групп протонов, так как это различие давало бы обратную картину - более быстрый спад поляризации, а затем ее медленное нарастание. Нужно отметить, что указанное явление наблюдалось только для кристаллов  $LaMn$  с 0,2%-ной концентрацией  $Nd$ . Мы не имеем никакого объяснения этого эффекта.

Еще одно странное явление наблюдалось при следующих обстоятельствах. В кристалле с размерами  $33 \times 23 \times 7,5 \text{ мм}^3$  динамически усиливалась поляризация протонов, затем микроволновая мощность выключалась, и некоторое время насыщался протонный резонанс. При этом высота катушки ЯМР - детектора равнялась 10 мм и была направлена вдоль наибольшей грани кристалла, так что сигнал протонного резонанса определялся частью кристалла. В момент времени  $t = 0$  уровень генерации уменьшался до обычной величины, и снималась релаксационная кривая. Как видно из рис. 8, сигнал вначале увеличивается, а затем уменьшается со временем спин-решеточной релаксации (в данном случае  $T_{1n} = 33 \text{ мин}$  при  $1,38^\circ \text{K}$ ). Этот эффект можно было бы объяснить тем, что при насыщении протонного резонанса в час-

ти кристалла поляризация протонов сильно уменьшилась, и после снятия насыщения в эту часть кристалла шел приток поляризации из других частей кристалла за счет спиновой диффузии. Это объяснение предполагает, что длина диффузии в  $LaMn$  имеет макроскопические размеры ( $L \approx 10^{-1} - 10^{-2}$  см). Однако это предположение противоречит данным Джеффриса<sup>/8/</sup> по длине диффузии в  $LaMn$  с 1%-ной концентрацией неодама, имеющей величину  $L \approx 10^3 \text{ \AA}$ . Мы не имеем удовлетворительного объяснения этого явления.

### З а к л ю ч е н и е

500 - 600 -кратное динамическое усиление поляризации протонов в  $LaMn$  - кристалле, полученное в наших экспериментах, довольно близко к теоретическому пределу. Действительно, в наших условиях при  $H = 10 \text{ кэ}$ ,  $g_{\perp} = 2,70$  и  $T = 1,5^{\circ}\text{K}$  поляризация электронов равнялась 53% и  $\eta_1 = \frac{P_e}{P_0} \frac{0,53}{0,000685} = 775$ .

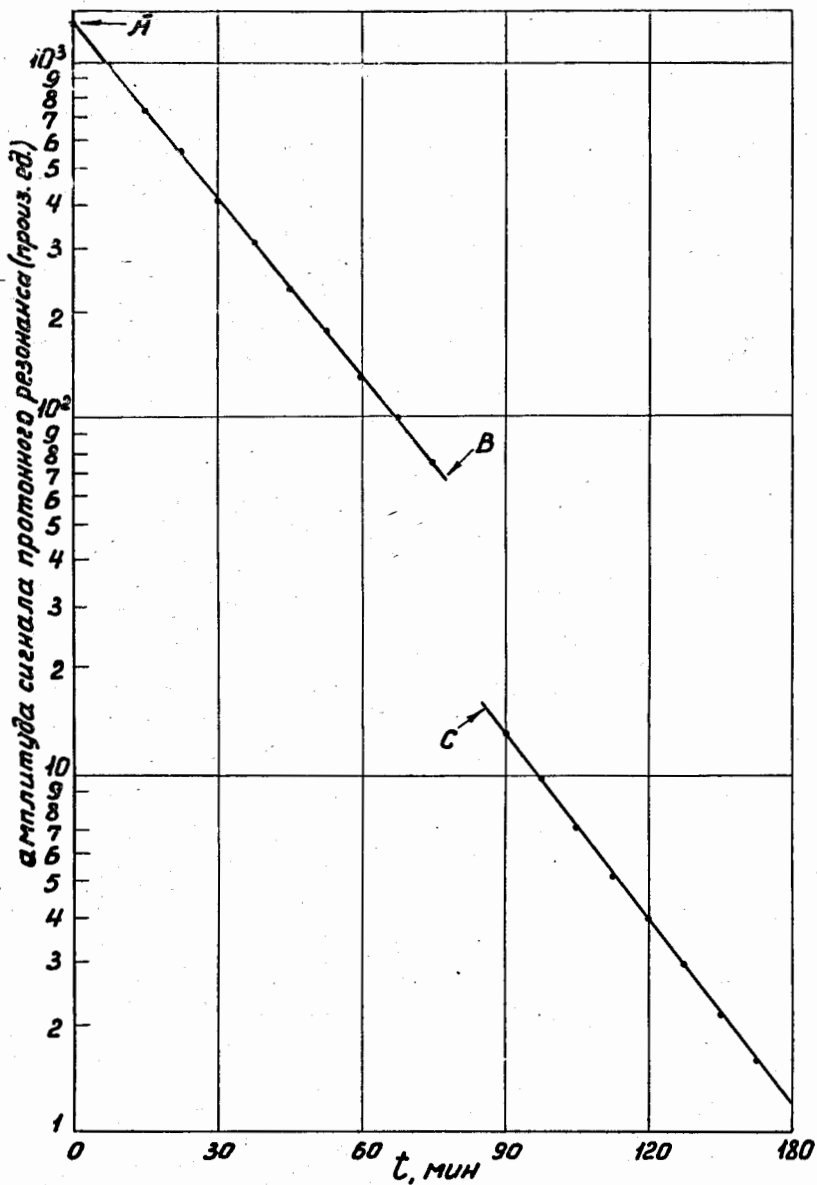
Дальнейшее увеличение поляризации протонов возможно двумя путями: 1) увеличение напряженности магнитного поля и насыщающей микроволновой частоты и 2) понижение температуры образца. В настоящее время нами подготавливаются эксперименты по динамической поляризации протонов в  $LaMn$  с примесью  $Nd$  на частоте 70-75 ГГц и температуре  $1,2^{\circ} - 1,5^{\circ}\text{K}$ , а также на частоте 38 ГГц и температуре  $0,3^{\circ} - 0,4^{\circ}\text{K}$ .

В заключение авторы пользуются возможностью выразить благодарность доктору физико-математических наук Ф.Л. Шапиро за постоянное внимание к работе и многочисленные обсуждения результатов экспериментов, а также Н.Квитковой за участие в некоторых измерениях.

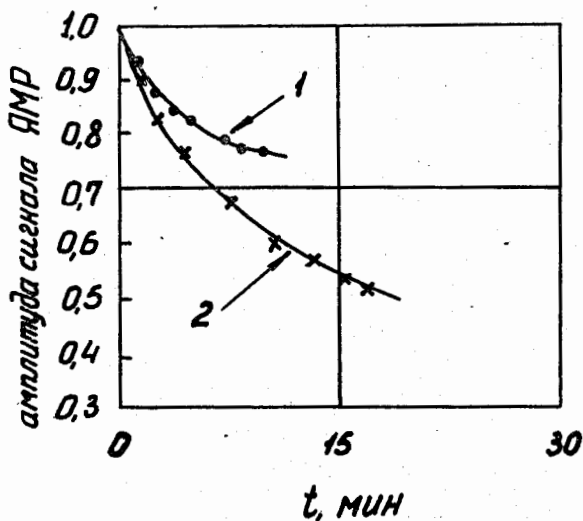
### Л и т е р а т у р а

1. С.М. Биленький, Р.М. Рыдин. Препринт ОИЯИ Р-1350, Дубна, 1963.
2. Ю.В. Таран, Ф.Л. Шапиро. ЖЭТФ, 44, 2185 (1963).
3. A.Abragam, M.Borghini, P.Catillon, I.Coustan, P.Roubeau, I.Thirion. Phys. Lett., 2, 310 (1962).
4. O.Chamberlain, C.D.Jeffries, C.H.Schultz, G.Shapiro, L.Van Rossum. Phys. Lett., 7, 293 (1963).
5. G.Schultz, O.Chamberlain, G.Shapiro. Bull. Am. Phys. Soc., 9, 95 (1964).
6. A.Abragam, W.G.Proctor. Compt. Rend., 246, 2253 (1958).
7. E.Erb, I.L.Motchane, J.Uebbersfeld. Compt. Rend., 246, 2121, 3050 (1958).
8. C.D. Jeffries. Dynamic Nuclear Orientation, New York, 1963.
9. В.И. Лушиков, А.А. Маненков, Ю.В. Таран. ФТТ, 5, 233 (1963).
10. Б.С. Неганов, Л.Б. Парфенов, В.И. Лушиков, Ю.В. Таран. ЖЭТФ, 45, 394 (1963).

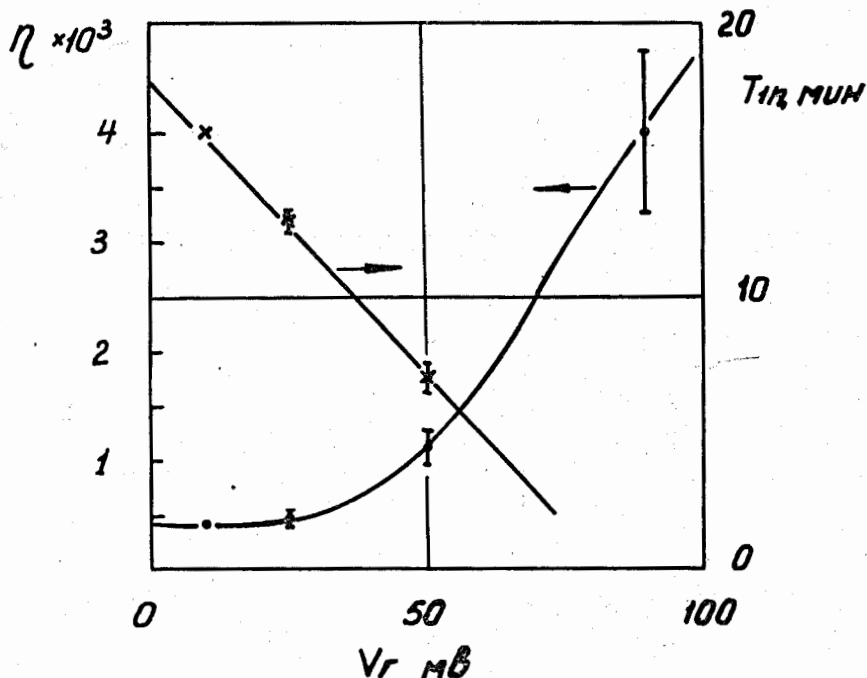
Рукопись поступила в издательский отдел  
31 марта 1963 г.



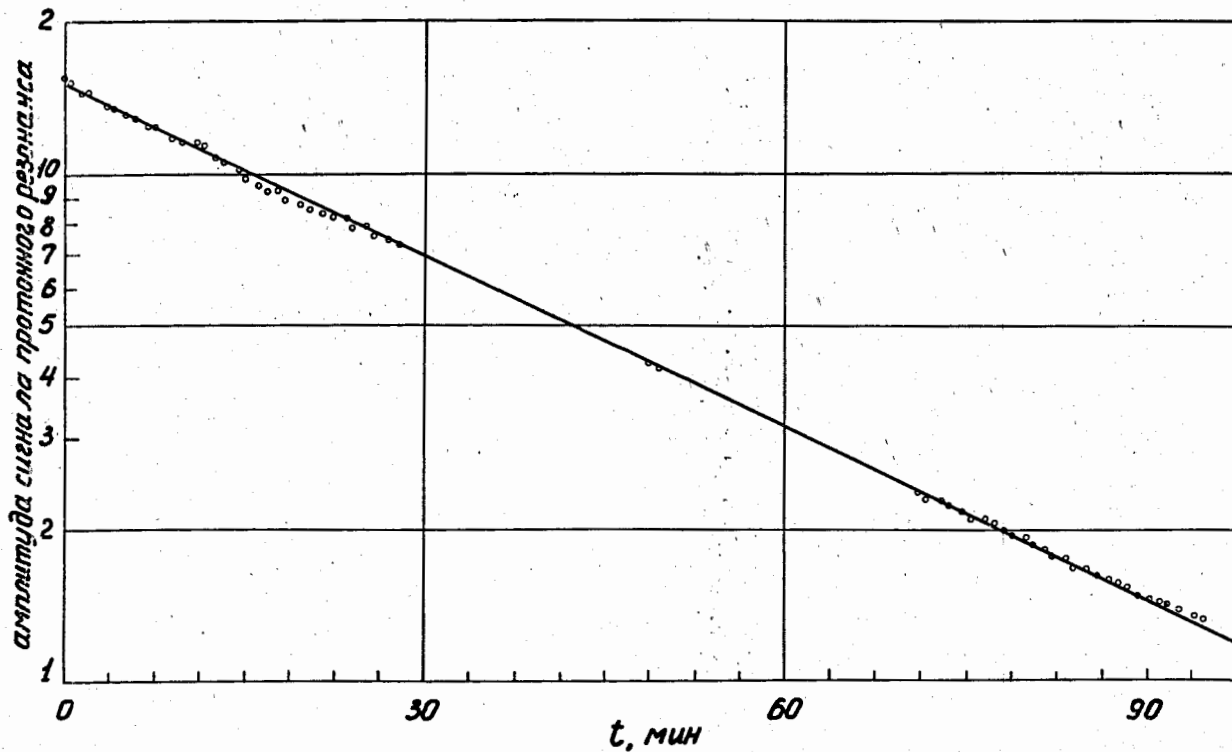
Р и с. 1. Релаксация отрицательной протонной поляризации к тепловому равновесию. В точке А выключена насыщающая мощность, в точке В протонный резонанс некоторое время насыщался высоким уровнем генерации ЯМР - детектора, в точке С установлен прежний уровень генерации, как и на участке АВ.



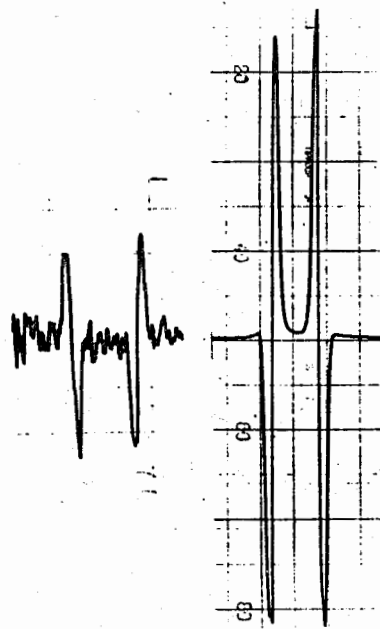
Р и с. 2. Насыщение протонного резонанса в кристалле с 0,2% Nd при внезапном повышении уровня генерации ЯМР - детектора с 10 мв до 80 мв. Кривая 1 - микроволновая мощность включена, кривая 2 - тепловое равновесие. В момент времени  $t = 0$  сигналы 1 и 2 нормированы к единице.



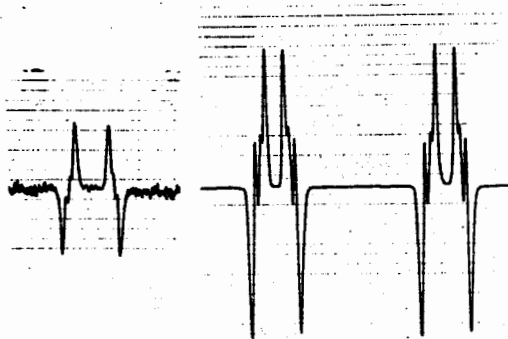
Р и с. 3. Зависимость измеряемого усиления сигнала протонного резонанса  $\eta$  и времени спин-решеточной релаксации протонов  $T_{1\rho}^*$  от уровня генерации  $V_{\Gamma}$  в кристалле с 1% Nd. Температура образца 1,37°К.



Р и с. 4. Релаксационная кривая для кристалла с 1% Nd. При температуре  $1,35^{\circ}\text{K}$   $T_{in} = 39$  мин (объем кристалла  $5,7 \text{ см}^3$ ).

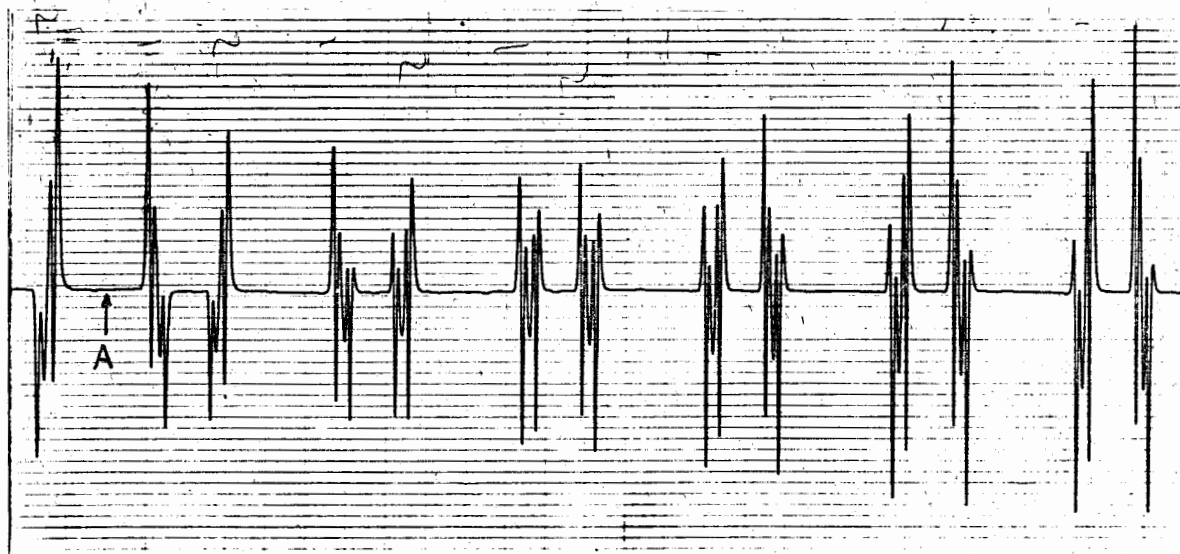


a)

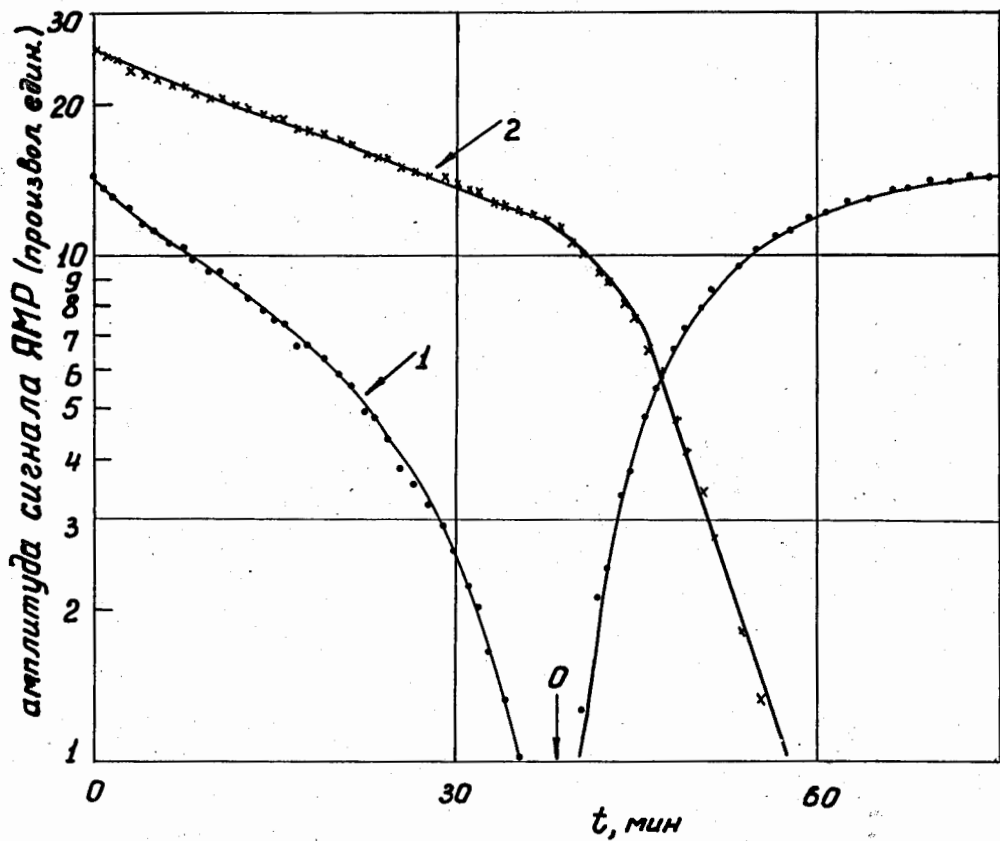


b)

Р и с. 5. Сигналы протонного резонанса при тепловом равновесии (слева) и включенной насыщающей мощности (справа). а) кристалл с 1%  $Nd$ , объем  $5,7 \text{ см}^3$ . Неусиленный сигнал записан при температуре  $4,2^\circ\text{K}$ , усиленный - при  $1,5^\circ\text{K}$  (коэффициент усиления измерительного тракта  $K$  уменьшен в 500 раз); б) кристалл с 1%  $Nd$ , объем  $7,2 \text{ см}^3$ , неусиленный и усиленный сигналы записаны при  $1,36^\circ\text{K}$  (справа  $K$  уменьшен в 100 раз).

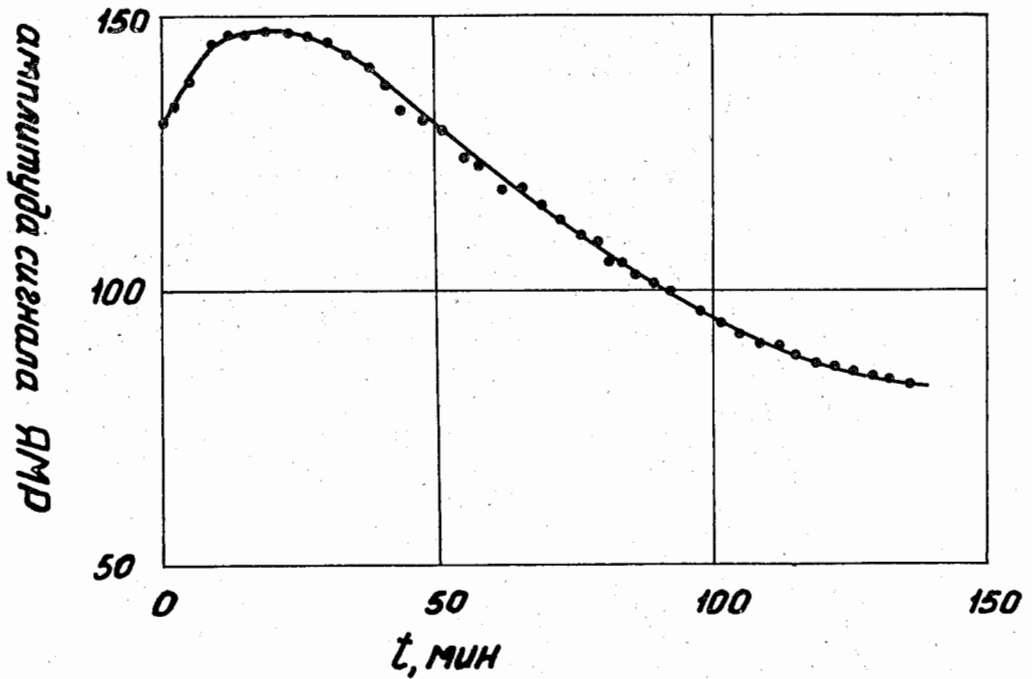


Р и с. 6. Изменение знака протонной поляризации при смещении поля с  $H_-$  на  $H_+$ .  
В точке А поле скачком увеличено на 20 эрстед.



Р и с. 7. Временная зависимость амплитуды сигнала протонного резонанса  $A(t)$  после смещения поля с  $H_-$  на  $H_+$  (кривая 1). Кривая 2 - величина  $A(\infty) - A(t)$  с учетом изменения знака  $A(t)$  в точке 0. Кристалл с 0,2%  $Nd$ , температура 1,35°K.





Р и с. 8. Временная зависимость амплитуды сигнала протонного резонанса после уменьшения уровня генерации ЯМР - детектора. Кристалл с 1% Nd, объем 5,7 см<sup>3</sup>, температура 1,36°K.

Таблица

Результаты экспериментов по динамической поляризации протонов в кристалле  $La_2Mg_3(NO_3)_{12} \cdot 24H_2O$  с примесью неодима, обогащенного до 98,0% четным изотопом  $Nd^{142}$ , на частоте 37 Гц и магнитном поле 10 кэ

$\lambda_1$ , %	$V_1$ , см <sup>3</sup>	$T_1$ , °K	$\eta$ измер.	$P$ , % измер.	$P_1$ , % теорет.	$T_{10}$ , мин
1,0	0,036	1,37	500	37,5	56	16
1,0	5,7	1,49	515	35,5	53,3	-
1,0	5,7	1,39	450	38,0	56,5	39
0,5	0,036	1,35	600	45,5	57,6	100
0,2	0,036	1,35	-	-	-	5,5 час
0,4	4,1	1,30	-	-	-	6,2 час