

344.26

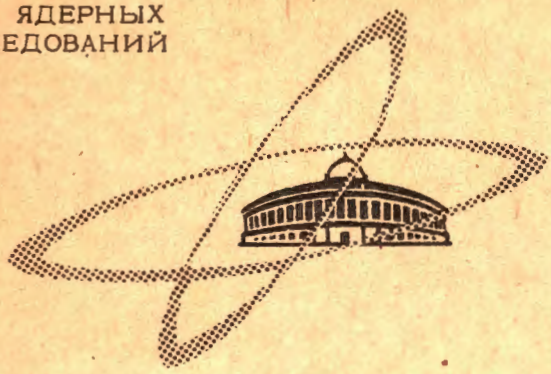
207-65

Л-878

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-2007



ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

В.И. Лушиков, Ю.В. Таран, А.И. Франк

ДИНАМИЧЕСКАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ ДЕЙТОНОВ
В КРИСТАЛЛЕ ЛАНТАН-МАГНИЕВОГО НИТРАТА

жэТФ, Тисьяма в ред.
1965. 71, с 21-27.

1965

P-2007

В.И. Лушиков, Ю.В. Таран, А.И. Франк

ДИНАМИЧЕСКАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ ДЕЙТОНОВ
В КРИСТАЛЛЕ ЛАНТАН-МАГНИЕВОГО НИТРАТА

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

30.01.48

Динамический метод поляризации ядер ^{/1/} оказался весьма успешным для создания поляризованной протонной мишени, которая уже была использована в ряде физических экспериментов в области физики высоких ^{/2,3,4/} и низких ^{/5,6/} энергий. Однако для целого ряда задач ядерной физики большой интерес может представлять и поляризованная дейтронная мишень. В частности, с помощью такой мишени может быть выяснен вопрос о правильности выбора одного из двух возможных наборов амплитуд рассеяния нейтрона на дейтоне ^{/7/}.

Нами была сделана попытка применить динамический метод для поляризации ядер дейтерия. В качестве образца использовался монокристалл двойного лантан-магниевого нитрата $\text{La}_2\text{Mg}_3(\text{NO}_3)_{12}(\text{H}_2\text{O} + \text{D}_2\text{O})$ с 1% примесью Nd^{142} , в котором часть обычной кристаллизационной воды замещалась тяжелой водой. Кристалл ($\sim 1 \text{ см}^3$) выращивался из раствора частично обезвоженных азотнокислых солей лантана, магния и неодима в тяжелой воде. Степень дейтерированности раствора составляла более 90%. Однако, как показал масс-спектроскопический анализ, содержание дейтерия в кристалле равнялось 42%.

Динамическая поляризация осуществлялась методом солид-эффекта ^{/8/} на установке, описанной в ^{/9,10/}. Эксперименты проводились на частоте 37 Гц (магнитное поле 10 кэ) и при температуре 1,4°К. Неусиленный сигнал ядерного магнитного резонанса (ЯМР) дейтерия был ниже уровня шумов использованного нами автодинного спектрометра. После включения микроволновой мощности наблюдался интенсивный сигнал ЯМР. Типичный спектр такого сигнала приведен на рис. 1.

Спектр ЯМР дейтерия состоит из ряда частично неразрешенных линий, симметрично расположенных относительно центра. Такая структура наблюдаемых спектров обусловлена квадрупольным расщеплением зеемановских уровней и неэквивалентностью положений атомов дейтерия в кристаллической решетке.

Разные интенсивности симметричных относительно центра компонент спектра можно было бы объяснить значительной поляризацией отдельных групп атомов дейтерия и использовать для определения достигнутой поляризации, как это было сделано в ^{/11/}. Действительно, спиновую температуру T_s системы дейтронов можно определять из отношения интенсивностей симметричных компонент спектра

$$\kappa = \frac{n_0 - n_{1,1}}{n_1 - n_0} = \exp(-2 \mu_d H / k T_s),$$

где $n_1, n_0, n_{1,1}$ - населенности зеемановских уровней с проекцией спина дейтона - 1, 0, 1, соответственно; μ_d - магнитный момент дейтона, поляризации принята положительной. Это выражение справедливо, когда распределение населенностей зеемановских уровней является бoльцмановским. Однако наблюдавшееся различие интенсивностей симметричных линий носило нерегулярный характер как в одном эксперименте, так и в разных сериях экспериментов. В некоторых случаях κ достигало значений 0,15-0,20, что соответствовало бы поляризации $p = 77 \pm 84\%$, значительно превышающей теоретическое значение 88%. В то же время суммы интенсивностей любых двух симметричных линий, пропорциональные поляризации данной группы дейтонов ($p \approx n_1 - n_{1,1} = (n_1 - n_0) + (n_0 - n_{1,1})$), в разные моменты эксперимента сохраняли почти постоянное значение, хотя κ сильно флуктуировало в интервале значений 0,15-1,1. Эти факты указывают на неприменимость понятия спиновой температуры к ядерной системе сразу после динамической поляризации, что, по-видимому, связано с неэквидистантностью зеемановских уровней действия дейтона из-за наличия квадрупольного расщепления. Установление равновесия внутри ядерной системы за счет спин-спинового взаимодействия, на первый взгляд, должно сказаться на релаксации усиленных сигналов ЯМР дейтерия к тепловому равновесию, из которой можно определить время установления единой спиновой температуры. На рис. 2 показаны расчетные релаксационные кривые для пары симметричных сигналов в двух крайних предположениях: (1) время установления спиновой температуры значительно меньше времени спин-решеточной релаксации дейтонов T_{1n} , и (2) значительно больше T_{1n} . Экспериментальные точки в пределах своих ошибок одинаково хорошо могут быть описаны в любом из этих случаев при $T_{1n} \approx 50$ мин. Следует указать на то, что спиновая температура, по-видимому, может быть установлена путем поворота кристалла после динамической поляризации вокруг оси, перпендикулярной магнитному полю.

Таким образом, измерение поляризации не может быть выполнено путем сравнения интенсивностей двух симметричных сигналов ЯМР дейтерия. Нижняя граница достигнутой поляризации (около 4,5%) может быть определена из того, что усиленный сигнал более чем в 300 раз превышал уровень шумов. По-видимому, поляризация больше 10% может быть получена в магнитном поле 20 кэ и температуре 1°К, что значительно превышает значение поляризации (около 1,2%), полученное в твердом дейтерии^{/12/}.

Л и т е р а т у р а

1. C.D.Jeffries. Dynamic Nuclear Orientation, Interscience (1963).
2. O.Chamberlain, C.D.Jeffries, C.H.Schultz, G.Shapiro and V.van Rossum, Phys. Lett., 7, 293 (1963).
3. H.Steiner, J.Arens, F.Betz, O.Chamberlain, B.Deeterle, P.Grannis, M.Hansroul, G.Schulz, G.Shapiro, V.van Rossum, D.Weldon. Buul. Am. Phys. Soc., 9, 95 (1964).
4. M.Borghini, M.Odehnal, P.Roubeau, C.Rytyr, G.Colgnet, L.Dick, L. di Lella. Proc. of the 1964 Int. Conf. on High Energy Physics, Dubna, USSR.
5. A.Abragam, M.Borghini, P.Catillon, J.Coustan, P.Roubeau, J.Thirion. Phys. Lett., 2, 310 (1962).
6. P.Dragicesku, V.I.Lushchikov, V.G.Nikolenko, Yu. V.Taran, F.L.Shapiro. Phys. Lett., 12, 334 (1964).
7. R.Aaron, R.D.Amado, Y.Y.Yam. Phys. Rev. Lett., 13, 574 (1964).
8. A.Abragam, M.Borghini. Prog. in Low Temp. Physics, 4, 384 (1964).
9. П. Драгическу, М. Драгическу, В.И. Лушиков, Б.С. Неганов, Л.Б. Парфенов, Ю.В. Таран. Препринт ОИЯИ Р-1626, Дубна, 1964.
10. В.И. Лушиков, Ю.В. Таран. Препринт ОИЯИ Р-1868, Дубна, 1964.
- ✓11. A.Abragam, M.Chapellier. Phys. Lett., 11, 205 (1964).
12. C.A. Rebka. National Science Foundation Progress Report NSFG -22319 (1963).

Рукопись поступила в издательский отдел
16 февраля 1965 г.

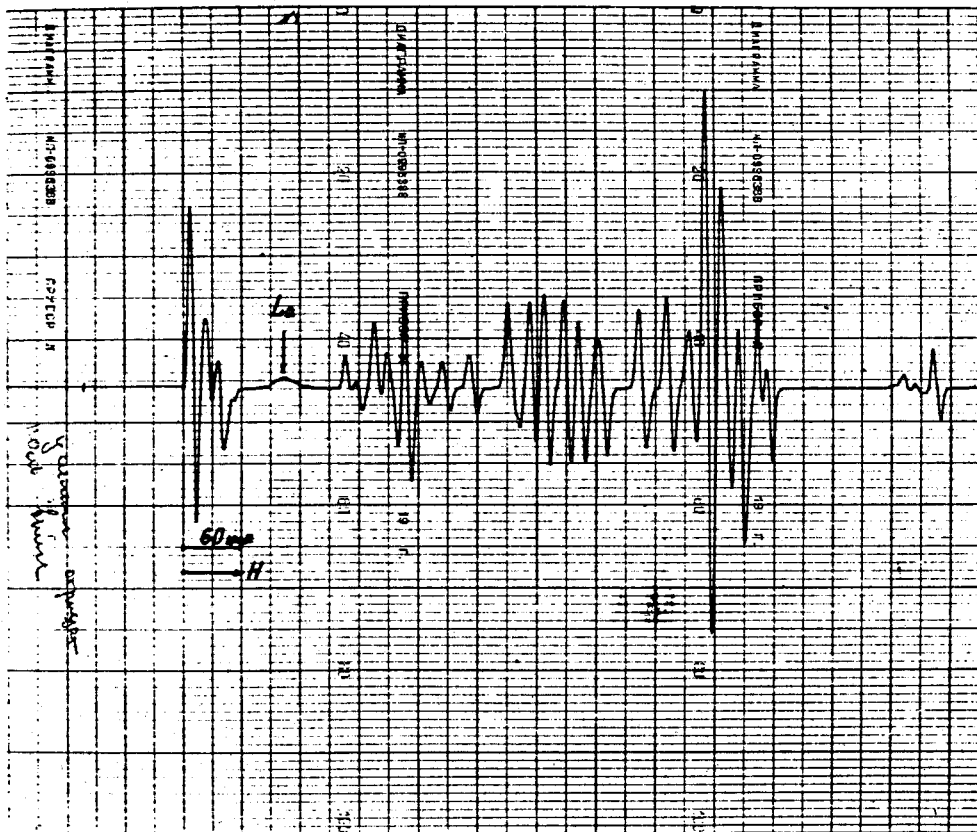


Рис. 1.

Типичный спектр сигнала ЯМР дейтерия в кристалле $(0,99\text{La}, 0,01\text{Nd})_2\text{Mg}_3(\text{NO}_3)_{12}\text{H}_2\text{O} \cdot 12\text{D}_2\text{O}$ на частоте 6,5 Мгц и при температуре 1,4°К. Видны три группы линий: первая расположена в середине спектра и содержит три симметричных относительно центра пары линий, одинаковых по интенсивности (при некоторых углах между направлением магнитного поля и гексагональной осью кристалла первая группа вырождается в одну линию); вторая и третья группы характерны резкой асимметрией в интенсивностях линий симметричных пар, причем одна из групп имеет знак асимметрии, противоположный знаку асимметрии другой группы.

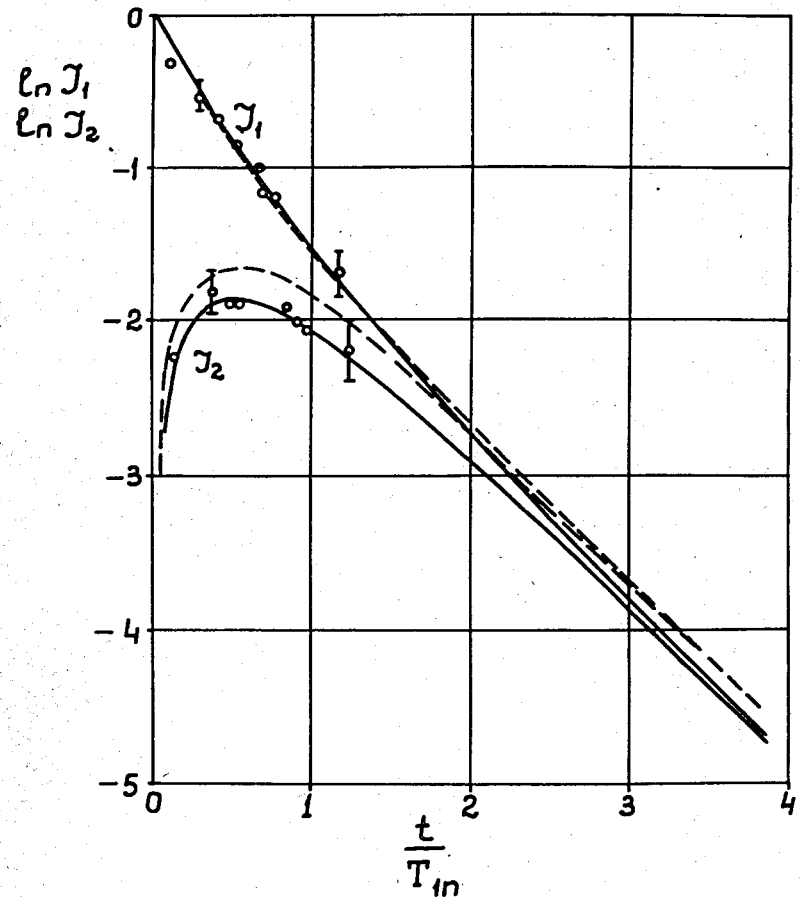


Рис. 2. Релаксационные кривые сигналов ЯМР дейтерия при температуре 1,4°К. J_1 и J_2 обозначают амплитуды линий, входящих в симметричную пару, нормированных к единице. Сплошные кривые вычислены в предположении, что время установления спиновой температуры значительно больше T_{1n} , а пунктирные кривые - значительно меньше T_{1n} . При нанесении экспериментальных точек осуществлялся подбор двух параметров: времени релаксации T_{1n} и начального момента времени.