

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ**СПИН И МАГНИТНЫЙ МОМЕНТ ЛЁГКОГО ГЕЛИЯ (He^3)**

Для определения магнитного момента He^3 было точно измерено¹ гиромагнитное отношение этого изотопа видоизменённым магнитным резонансным методом². Было получено 10 см^3 изотопически чистого He^3 , как продукта радиоактивного распада трития (H^3). Образец помещался внутри малой катушки, которая являлась одним из элементов радиочастотного моста. Катушка вместе с образцом помещалась между полюсами электромагнита так, что ось катушки была перпендикулярна к направлению поля. При этих условиях ядро со спином I может устанавливаться относительно поля $2I+1$ способом. Переходы между соседними состояниями индуцировались слабым переменным полем, создаваемым путём пропускания через катушку радиочастотного сигнала. С наибольшей вероятностью такие переходы происходят при резонансе между частотой слабого поля и частотой ларморовой прецессии. Условие резонанса

$$2\pi\nu = |\gamma| H \quad (1)$$

позволяет определить γ — отношение магнитного момента к механическому:

$$\gamma = \frac{\mu}{I\hbar}.$$

Из условия резонанса видно, что для определения γ нужно знать ν и H . Так как ν можно определить значительно точнее, нежели H , то целесообразно сравнивать ν для исследуемого ядра с таковым для определённого стандартного ядра при одной и той же напряжённости поля H . Если в качестве стандартного ядра выбрать ядро лёгкого водорода, то при одном и том же H из условия (1) получается

$$\frac{\gamma}{\gamma(\text{H}^1)} = \frac{\nu}{\nu(\text{H}^1)},$$

откуда, зная $\gamma(\text{H}^1)$, можно вычислить искомое γ . Точные измерения при вели автора¹ к следующей величине отношения:

$$\frac{\gamma(\text{He}^3)}{\gamma(\text{H}^1)} = 0,7617866 \pm 0,0000012.$$

Отсюда, при учёте поправки на диамагнетизм, получается

$$\frac{|\gamma(\text{He}^3)|}{|\gamma\text{p}|} = 0,76815.$$

Величина магнитного момента ядра He^3 в ядерных магнетонах получается из этого отношения, если воспользоваться точным значе-

нием $\mu_p = 2,79353$ и предположить, что спин ядра He^3 равен $1/2$. Это даёт

$$\mu(\text{He}^3) = (-) 2,79353.$$

Знак — поставлен в скобки, так как он ещё не оправдан.

Хотя значение спина ядра He^3 , равное $1/2$ — наиболее правдоподобно, оно нуждается в непосредственном экспериментальном подтверждении. С целью такого подтверждения было изучено ⁴ чередование интенсивностей ⁵ в молекулярном спектре He_2^3 . Образец, содержащий 88% He^3 , возбуждался к свечению в гейслеровой трубке слабым конденсированным зарядом. Спектр исследовался в первом порядке 21-футовой решётки. Для детальных измерений была выбрана полоса у 6400 Å. Ротационные линии этой полосы обнаруживают отчётливое чередование интенсивностей. Фотометрические измерения в *P*-ветви указанной полосы дали для отношения интенсивностей 2,8:1. Полуколичественные определения в других полосах дали отношение 3:1. Теоретические значения для случаев спинов $1/2$, 1 и $3/2$, как известно таковы 3:1, 2:1 и 1,67 соответственно. Таким образом, можно определённо утверждать, что спин ядра He^3 равен $1/2$, так же как и спин ядра H^3 .

В случае молекулы обычного гелия He_2^4 в полосе 6400 Å отсутствуют (в ветвях *P* и *R*) линии, соответствующие нечётным значениям ротационного квантового числа *K*, так как спин ядра He^4 равен нулю и He^4 подчиняется статистике Бозе. Напротив, в той же полосе He_2^3 линии, соответствующие нечётным *K*, — наиболее интенсивны, откуда следует что He_2^3 подчиняется статистике Ферми, как и следовало ожидать для ядра, состоящего из нечётного числа нуклеонов.

Э. Ш.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. H. L. Anderson, Phys. Rev. **76**, 1460 (1949).
2. См., например, Я. Г. Дорфман, Магнитные свойства атомного ядра. Гостехиздат, 1948, стр. 143—206; Дж. Келлог и С. Милман, УФН **34**, 72 (1948).
3. H. Taub and P. Kush, Phys. Rev. **75**, 1481 (1949).
4. A. E. Douglas and G. Herzberg, Phys. Rev. **76**, 1529 (1949).
5. См. С. Э. Фриш, Спектроскопическое определение ядерных моментов. Гостехиздат, 1948, стр. 105.

НАБЛЮДЕНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ ПАР МЕЗОТРОНОВ*)

Исследование свойств «полутяжёлых» частиц, входящих в состав космических лучей, является одной из наиболее актуальных задач современной физики. В частности, большой интерес представляет вопрос об образовании мезотронов и об их взаимных превращениях.

В реферируемой работе А. П. Жданова и П. И. Лукирского, видимому впервые, сообщается о наблюдении мезотронной пары.

Авторы исследовали следы мезотронов в толстослойных фотопластинках, подвергнутых действию космических лучей на высоте 6000 м над уровнем моря. Было обнаружено два следа, представляю-

*) А. П. Жданов и П. И. Лукирский, ДАН СССР **69**, 785 (1949).