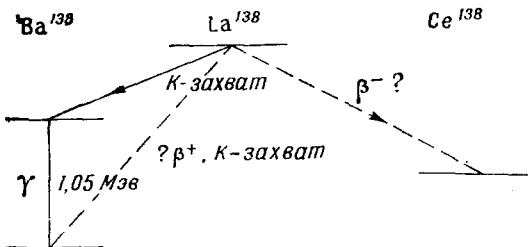


За последнее время, в связи с развитием сцинтилляционных β -спектрометров исключительно высокой чувствительности, появился метод обнаружения слабой активности и анализа её для отличия активности основного вещества от активности возможных загрязнений (Th, U, K). Воспользовавшись таким методом, авторы работы² подвергли изучению 39 г триоксида лантана и нашли компоненту γ -излучения с энергией $(1,05 \pm 0,05)$ Мэв. Число γ -квантов этой энергии оказалось равным $(0,7 \pm 0,1)$ квантов/сек. на грамм обычного лантана. Принимая во внимание процентное содержание La^{138} (0,086%) в смеси изотопов лантана, авторы получили для периода La^{138} величину $1,2 \cdot 10^{11}$ лет. γ -излучение с найденной энергией 1,05 Мэв авторы приписывают процессу K -захвата с образованием Ba^{138} по схеме:



Э. Ш.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Э. В. Шпольский, УФН **40**, 142 (1950).
2. R. W. Pringle, S. Standil and Roulston, Phys. Rev. **78**, 303 (1950).

ТОНКАЯ СТРУКТУРА ЯДЕРНОГО МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ

В нескольких работах, появившихся в течение последних двух лет¹⁻⁵, изучалась тонкая структура линии ядерного магнитного поглощения протонов в разных веществах.

Экспериментальная схема в этих работах была такая же, как и в прежних работах по ядерному магнитному резонансному поглощению⁶. На систему накладывается большое однородное магнитное поле H_0 (порядка нескольких тысяч эрстед), которое снимает пространственное вырождение ядерных спинов и даёт $2I + 1$ равноудалённых зеемановских уровней (I — ядерный спин в единицах $\hbar$). В реферируемых работах изучались вещества, содержащие водород; в этом случае наложение поля H_0 даёт 2 спиновых состояния протона ($I = \frac{1}{2}$), энергетическое расстояние между которыми:

$$\hbar\omega_0 = 2\mu H_0,$$

где μ — магнитный момент протона. Вводя гиромагнитное отношение $\gamma = \frac{\mu}{I} = \frac{2\mu}{\hbar}$ (равное для протона $2,7 \cdot 10^4$ эрстед. $^{-1}$ сек $^{-1}$), получим:

$$\omega_0 = \gamma H_0.$$

Перпендикулярно полю H_0 накладывают переменное поле с малой амплитудой $H_1 \cos \omega t$ ($H_1 \ll H_0$). Если частота этого поля ω близка

к ω_0 , то переменное поле вызовет переходы протонов из одного спинового состояния в другое. Вследствие большей «населённости» спинового уровня с меньшей энергией будет иметь место поглощение энергии радиочастотного поля системой ядерных спинов.

Частоту ω оставляют неизменной и модулируют поле H_0 вокруг значения $H^* = \frac{\omega}{\gamma}$. При этом на осциллографе получают коэффициент поглощения, как функцию H_0 .

Обычно линия поглощения имеет один максимум при точном резонансе, т. е. при $H_0 = H^* = \frac{\omega}{\gamma}$.

На каждый протон, помимо поля H_0 , действует поле от соседних протонов. Это локальное поле порядка $\frac{\mu}{a^3}$, где a — расстояние между двумя ближайшими протонами. Если подставить численные значения, то получится, что локальное поле порядка 10 эрстед. Ясно, что это локальное поле будет уширять линию поглощения, причём ширина линии будет порядка локального поля. Детальная теория ширины линии магнитного поглощения разработана Ван-Флеком⁷.

В реферируемых работах были изучены вещества, в которых в силу некоторых особенностей линия магнитного поглощения протонов обладает не одним, а несколькими максимумами.

В работе Пэика¹ был изучен резонанс протонов в гипсе ($\text{CaSO}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$). Были исследованы как монокристаллы, так и порошки гипса; мы ограничимся лишь приведением результатов, полученных для многокристаллов.

Оказалось, что получаемая картина зависит от ориентации кристалла относительно поля H_0 . В общем случае линия поглощения обладает четырьмя максимумами, однако для некоторых ориентаций кристалла число максимумов равно одному или двум.

Гипс является моноклинным кристаллом. В опытах Пэика магнитное поле H_0 вращалось в плоскости (001) ([010] — направление моноклинной оси). Обозначим через φ угол между H_0 и направлением [100].

Качественное объяснение тонкой структуры заключается в том, что наиболее сильное влияние на каждый протон оказывает локальное поле от протона, находящегося в той же молекуле воды. Поэтому в первом приближении для резонансного значения поля H_0 играет роль лишь проекция на H_0 локального поля от ближайшего протона. Эта проекция зависит от направления спина ближайшего протона и от угла δ между полем H_0 и линией, соединяющей 2 ближайших протона. Детальный расчёт, проведённый Пэиком, показывает, что резонансное значение поля даётся следующей формулой:

$$H_0 = H^* \pm \frac{3}{2} \frac{\mu}{a^3} (\cos^3 \delta - 1),$$

в которой наличие двух знаков вызвано двумя возможными направлениями спина ближайшего соседнего протона.

В монокристалле гипса имеются две ориентации линии, соединяющей ближайшие протоны⁸. Поэтому и получается в общем случае линия поглощения с четырьмя максимумами. Взаимодействие с остальными протонами уширяет каждый из этих максимумов.

В работе Блумбергена⁵ был исследован резонанс протонов в медном купоросе ($\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$). В этом случае картина оказалась сложнее и интереснее, чем в случае гипса.

Применялась частота $\nu = 30,5$ мегагерц, а поле H_0 модулировалось вокруг 7000 эрстед. При комнатной температуре была получена линия поглощения с одним максимумом и шириной около 15 эрстед. При понижении температуры линия расщепляется, причём при температурах жидкого гелия линия поглощения состоит из 10 компонент. Максимальное расщепление при температуре 1,2° К около 600 эрстед. Отметим, что положение и ширина каждого максимума зависят от ориентации кристалла относительно поля H_0 . Ион Cu^{++} является парамагнитным ионом. Поэтому на каждый протон, кроме поля H_0 и локального поля от соседних протонов, действует ещё поле от ближайших ионов Cu^{++} .

Средний магнитный момент иона меди в поле H_0 по порядку величины равен:

$$\bar{\mu}_1 = \frac{\mu_1^2}{3kT} H_0,$$

где $\bar{\mu}_1$ — магнитный момент иона меди.

В том месте, где находится протон, ион меди создаёт среднее поле порядка $\frac{\mu_1}{r^3}$, где r — расстояние от иона меди до протона. Под-

ставляя: $r = 2,5 \text{ \AA}$, $H_0 = 7000$ эрстед, получим для поля, действующего на протон со стороны иона меди, величину порядка 1 эрстеда при $T = 300^\circ \text{ К}$, 15 эрстед при $T = 20^\circ \text{ К}$ и 300 эрстед при $T = 1^\circ \text{ К}$.

Ввиду того, что ширина линии, вызванная магнитным взаимодействием протонов, порядка 10—15 эрстед, при комнатной температуре поле ионов меди, ввиду его относительно небольшой величины, на ширине линии поглощения не сказывается, что и подтверждается опытом. При температурах жидкого водорода поле меди — порядка ширины линии, вследствие чего получается неполностью разрешённая тонкая структура. При галневых же температурах тонкая структура линии поглощения будет полностью разрешена.

Детальный расчёт, проведённый Блумбергенем, показывает, что для каждой пары протонов должно быть четыре линии. Элементарная ячейка медного купороса $2\text{CuSO}_4 \cdot 10\text{H}_2\text{O}$ содержит 20 протонов; однако вследствие наличия центра симметрии для каждого протона можно указать другой, находящийся в той же элементарной ячейке, где ионы меди создают такое же поле. Ввиду этого должно быть всего 20 линий, причём расчёт показывает, что эти 20 линий должны составлять 10 пар. Каждая пара, по расчётам Блумбергена, содержит 2 очень близкие линии, и поэтому на опыте получается линия поглощения с 10 максимумами.

Отметим также ряд работ²⁻⁴, в которых сделана попытка изучения структуры твёрдых тел и заторможенного вращения в них с помощью исследования тонкой структуры линии ядерного магнитного резонансного поглощения

Г. Хуцишвили

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. G. E. Pake, J. Chem. Phys. **16**, 327 (1948).
2. H. S. Gutowsky a. G. E. Pake, J. Chem. Phys. **16**, 1164 (1948).
3. H. S. Gutowsky, G. B. Kistiakowsky, G. E. Pake a. E. M. Purcell, J. Chem. Phys. **17**, 973 (1949).

4. H. S. Gutowsky a. G. E. Pake, J. Chem. Phys. **18**, 162 (1950).
5. N. Bloembergen, Physica **16**, 95 (1950).
6. N. Bloembergen, E. M. Purcell a. R. V. Pound, Phys. Rev. **73**, 679 (1948).
7. J. H. Van-Vlécck, Phys. Rev. **74**, 1168 (1948).
8. W. A. Wooster. Zs. f. Krist. **94**, 375 (1936).

НОВЫЕ ДАННЫЕ О СОСТАВЕ И ТЕМПЕРАТУРЕ ВЫСОКИХ СЛОЁВ АТМОСФЕРЫ

Одним из наиболее прямых и эффективных способов изучения состава и состояния высоких слоёв атмосферы, несомненно, является спектроскопия полярных сияний. Однако малая интенсивность свечения требует применения весьма светосильной аппаратуры, для достижения чего приходится жертвовать её разрешающей способностью. В результате расшифровка полученных до сих пор (в довольно обильном количестве) спектрограмм полярных сияний представляла большие трудности, и многие линии отождествлялись недостоверно. В качестве примера напомним известную многолетнюю дискуссию об атомарном азоте¹. Поэтому большой интерес представляет предварительное сообщение Вегарда², что ему удалось на новом специально сконструированном спектрографе получить спектр полярного сияния (Осло, ночь с 23 на 24 февраля 1950 г.), в котором длины волн могли быть измерены с ошибкой менее 1 Å (см. рис.). Всего в области от 3900 до 6300 Å им промерено 114 линий, 54 из которых наблюдаются впервые. Полная расшифровка спектра, репродукцию которого можно видеть на рисунке, пока не приводится. Существенным является установление несомненного присутствия атомарного азота — всего отождествлено 9 линий NI (из них 7 бесспорно) и 21 линия NII (из них 18 бесспорно) —, атомарного кислорода — 12 линий OI и 25 линий OII —, а также ионов N_2^+ и O_2^+ , присутствие которых ранее не обнаруживалось¹. Кроме того, отождествлены линии молекулярного и атомарного водорода. Линия H_β сильно размыта и смещена к коротковолновому концу спектра, что является результатом эффекта Доплера и свидетельствует о быстром движении водородных атомов по направлению к земной поверхности. Последний результат является сильным аргументом в пользу высказанной Вегардом ещё в 1933 г. гипотезы¹ о том, что водород попадает в верхние слои атмосферы не из тропосферы, а вторгается в земную атмосферу в составе корпускулярных потоков, извергаемых Солнцем, вместе с тем, он подкрепляет гипотезу об образовании так называемых серебристых облаков из капелек воды, возникающей при химической реакции такого «космического» водорода с кислородом воздуха.

Наконец, в полученном Вегардом спектре R-ветвь отрицательной полосы азота с $\lambda = 3914 \text{ Å}$ оказалась отчётливо разрешённой, что позволило произвести аккуратное определение температуры. Результаты оказались следующими:

по положению максимума интенсивности: $T = 219,9^\circ \text{ абс.};$

по распределению интенсивности: $T = 217,9^\circ \text{ абс.}$

Таким образом, температура соответствующих слоёв атмосферы оказалась равной -54° C.