

ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

ЯДЕРНАЯ ИНДУКЦИЯ ^{1,2}

Резонансные явления в переменных магнитных полях радиочастоты, совпадающей с частотой ларморовской прецессии ядерных спинов, первоначально были изучены методом молекулярных пучков. Метод молекулярных пучков позволил измерить магнитные моменты нейтрона и ряда ядер³. В настоящее время опубликованы результаты успешного применения резонансных методов к макроскопическим образцам вещества в твёрдом, жидком и газообразном состоянии.

Наблюдаемые в резонансе электромагнитные эффекты можно разбить на три группы:

- 1) увеличение магнитной восприимчивости⁴,
- 2) увеличение поглощения электромагнитной энергии⁵,
- 3) своеобразный, указанный Блохом, эффект эллиптической поляризации вектора магнитной индукции, аналогичный фарадеевскому вращению плоскости поляризации световой волны.

Наиболее полно сущность метода и полученные результаты освещены в реферируемых работах Блоха с сотрудниками. Опубликованные результаты относятся к ядрам водорода. Содержащее водород вещество (вода, парафин, водные растворы парамагнитных солей) в количестве порядка одного грамма помещается в магнитное поле с компонентами

$$H_x = 2H_1 \cos \omega t, \quad H_y = 0, \quad H_z = H_0.$$

Здесь H_0 — постоянное или медленно меняющееся поле, которому соответствует ларморовская частота $\omega_0/2\pi$, лежащая в области удобных для наблюдения радиочастот (в основных экспериментах Блоха $H_0 = 1826$ гаусс, $\omega_0/2\pi = 7,76 \times 10^6$ пер/сек), H_1 — амплитуда магнитного поля радиочастоты (порядка 10 гаусс), ω — соответствующая циклическая частота, близкая к ω_0 .

Результирующий макроскопический магнитный момент ядер водорода в поле H_0 при комнатной температуре может быть оценён по обычным формулам для парамагнитной восприимчивости.

Эта оценка даёт намагничение порядка 10^{-6} гаусс, т. е. величина, недоступная для статических методов наблюдения. Также трудно доступной для наблюдения величиной является реакция образца на контур, создающий поле радиочастоты. Наблюдается электродвижущая сила, возникающая во второй катушке, ось которой параллельна оси OY . В отсутствии эллиптической поляризации вектора магнитной индукции электродвижущая сила в этой катушке (по крайней мере в теоретической схеме) равна нулю, что делает возможным наблюдение сравнительно малых э. д. с., возникающих вследствие вынужденной прецессии ядерных спинов в поле частоты ω .

Теоретические оценки, а также дискуссия эксперимента показывают, что времена релаксации, характеризующие установление равновесных значений результирующего магнитного момента ядер в отличие от обычных явлений парамагнетизма могут быть порядка секунд и даже часов, и, таким образом, при рассмотрении процессов, протекающих в быстро переменных полях, можно частично или полностью пренебречь взаимодействием магнитных моментов

ядер с остальными степенями свободы, характеризующими данное вещество. Случай больших времён релаксации, когда достаточно учесть взаимодействие магнитных моментов ядер с внешним магнитным полем, рассмотрен теоретически. Для магнитного момента единицы объёма M получается уравнение

$$dM/dt = \gamma [MN], \quad (1)$$

где γ — гиромагнитное отношение, т. е. отношение магнитного момента ядер к механическому моменту. Для частот ω , близких к ω_0 , переменное магнитное поле $H_x = 2H_1 \cos \omega t$ можно заменить его циркулярной компонентой соответствующей направлению ларморовской прецессии. После такой замены элементарным путём получается решение уравнения (1) в виде

$$M_x = M \frac{\cos \omega t}{\sqrt{1 + \delta^2}}, \quad M_y = \mp M \frac{\sin \omega t}{\sqrt{1 + \delta^2}}, \quad M_z = M \frac{\delta}{\sqrt{1 + \delta^2}}, \quad (2)$$

где $\delta = (H_0 - H^*)/H_1$, $H^* = \frac{\omega}{\gamma}$ — резонансное значение поля для заданной частоты ω , M — постоянная. Знак «минус» или «плюс» в выражении для M_y соответствует положительным или отрицательным значениям гиромагнитного отношения γ .

Полученное решение остаётся справедливым не только для постоянных ω , H_0 и, следовательно, δ , но также и для ω и H_0 медленно меняющихся. При прохождении через резонанс вектор результирующего магнитного момента ядер не меняется по модулю, но резко увеличивается его компонента M_x и M_y . Из вида решения следует, что острота резонанса характеризуется величиной отношения H_1/H_0 . Наблюдаемая э. д. с. пропорциональна компоненте намагниченности M_y ; в условиях эксперимента были получены э. д. с. порядка 1 милливольт.

Явления, сопровождающие прохождение через резонанс, были непосредственно воспроизведены в эксперименте. Поле H_0 модулировалось небольшим добавочным полем частоты 60 пер/сек, э. д. с., пропорциональная M_y , наблюдалась с помощью катодного осциллографа, на вторую пару пластин которого подавалось напряжение той же частоты 60 пер/сек. На экране осциллографа непосредственно наблюдается резонансная кривая, соответствующая приведенному выражению для M_y . Наиболее интересны в этих опытах явления «памяти» образца. Знак и величина эффекта зависят от закона изменения поля во времени перед прохождением через резонанс. В формулах (2) этому соответствует изменение значений постоянной M .

Помимо резонансной кривой вида (2) наблюдаются также явления соответствующие временам релаксации сравнимым и меньшим чем время прохождения через резонанс. Эти случаи рассмотрены также и теоретически. Оказывается возможным дать качественно правильную картину явлений, характеризуя вещество двумя временами релаксации T_1 и T_2 , соответственно для изменения компонент намагниченности параллельной и перпендикулярной полю H_0 . Вместо уравнений (1) получается система

$$\left. \begin{aligned} \dot{M}_x - \gamma (M_y H_z - M_z H_y) + \frac{1}{T_2} M_x &= 0, \\ \dot{M}_y - \gamma (M_z H_x - M_x H_z) + \frac{1}{T_2} M_y &= 0, \\ \dot{M}_z - \gamma (M_x H_y - M_y H_x) + \frac{1}{T_1} M_z &= \frac{1}{T_1} M_0, \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

где M_0 — равновесное значение намагниченности в поле H^* .

Даются приближённые решения этой системы. Наибольший интерес представляет стационарное решение, т. е. решение для прохождения через резонанс

в течение времени, большого по сравнению с временами релаксации. Для наблюдаемой компоненты намагниченности M_y в этом случае получается выражение

$$M_y = \mp M_0 \frac{\omega \sin \omega t}{T_1 T_2 + \omega^2}. \quad (4)$$

В отличие от рассмотренного выше случая, эффект достигает максимума в двух точках вблизи от резонанса, а для резонансного значения поля обращается в нуль с переменной знака. Наблюдаемые явления уже не зависят от предистории образца, т. е. от значения поля, в котором он находился до прохождения через резонанс.

В промежуточных случаях времени релаксации, соизмеримых с временем, в течение которого изменяется поле электромагнита, создающего поле H_0 , оказывается возможным оценить время релаксации по времени, в течение которого неравновесный знак эффекта сменяется равновесным. Время релаксации существенным образом зависит от химического состава образца. Так, следы растворенного в воде кислорода уменьшают время релаксаций с 15 до 5 секунд. Растворение значительных количеств парамагнитной соли уменьшает время релаксации до величин порядка 10^{-4} — 10^{-5} секунд. Влияние парамагнитных молекул на время релаксации объясняется «каталитическим»² действием их магнитных моментов, облегчающих обмен энергией между магнитными моментами ядер и остальными степенями свободы вещества.

К. Владимировский

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. F. Bloch, Nuclear Inductions Phys. Rev. **70**, 460 (1946).
2. F. Bloch, W. W. Hansen, and M. Packard, Nuclear Induction Experiment. Phys. Rev. **70**, 474 (1946).
3. I. I. Rabi, Phys. Rev. **51**, 652 (1937); L. W. Alvarez, and F. Bloch, Phys. Rev. **57**, 111 (1940); I. I. Rabi, S. Millman, P. Kusch and T. R. Zacharias, Phys. Rev. **53**, 318 (1938); **55**, 526 (1939).
4. A. Roberts, Y. Bears and A. G. Hill, Phys. Rev. **70**, 112 (1946).
5. E. M. Purcell, H. C. Torrey and R. V. Pound, Phys. Rev. **69**, 37 (1946).