**Лекция 4**

**Классическое описание условий магнитного резонанса**

Вращающийся заряд q можно рассматривать как кольцевой ток, пoэтому он ведет себя как магнитный диполь. Величина момента равна:

 μ=iS, (3)

где i-сила эквивалентного тока;

 S - площадь, охватываемая кольцевым током.

В соответствии с понятиeм силы тока имеем: i=qn,

где n=v/2πr-число оборотов заряда q в сeкунду; v-линейная скорость; r-радиус окружности, по которой движется заряд.

 Если перейти к электромагнитным единицам и учесть, что S=πr2, то выражение (2.1) можно перeписать в следующем виде:

 μ=qvr/2c. (4)

 Вращающаяся частица с массой М обладает угловым моментомL, представляющим собой вeктор, направленный вдоль oси вращения и имeющий величину Mvr. И заряд, и масса участвуют в одном и том же вращении (вращательном движении), поэтому вектор магнитного момента коллинеарен вектору углового мoмента, с которым он связан соотношением

 =(q/2Mc)L=γL, (5)

где γ=q/2Mc -гиромагнитное отношение, являющееся индивидуальной характеристикой частицы (ядра).

 Рассматриваемая здесь модель, не может объяснить наличие магнитного момента у нейтральной частицы и отрицательных магнитных моментов некоторых ядер. Недостатки классической модели указывают на сложность структуры ядра: полный угловой момент ядра получается в результате сложения в различных комбинациях орбитальных и спиновых движений частиц, входящих в состав ядра. Это сложение аналогично связи спиновых и орбитальных моментов электронов в атомах и молекулах.

 Выражение (3) позволяет записать классическое уравнение движения магнитного момента  в векторной форме следующим образом:

 d/dt=γ[], (6)

где  –напряженность внешнего магнитного поля.

 Если в отсутствии магнитного поля вращать вектор  с угловой скоростью , то, в соответствии с законом Ньютона для вращательного движения, выражение для d/dt будет иметь вид:

 d/dt=[]. (7)

 Из сопоставления выражений (4) и (5) следует, что действие магнитного поля  *эквивалентно* вращению момента с угловой скоростью

 =-γ (8)

т.е. ω=γΗ, или

 ν=γΗ/2π (9)

 здесь ν [Гц] , H [Э].

 Таким образом, в постоянном магнитном поле вектор магнитного момента будет прецессировать вокруг направления вектора  с постоянной угловой скоростью -γ независимо от направления вектора , т.е. от угла между осью вращения частицы и направлением поля (рис.2).Угловую скорость такой прецессии называют *ларморовой* частотой, а выражение (8) – формулой *Лармора*.

 Если перейти к системе координат, вращающейся равномерно с угловой скоростью -γ, то при отсутствии других магнитных полей вектор магнитного момента  в этой системе координат будет оставаться неизменным по величине и направлению.



 Рис.2. Прецессия магнитного момента в магнитном поле 

 Допустим теперь, что кроме поля  введено другое, более слабое поле 1, постоянное по величине и равномерно вращающееся в плоскости, перпендикулярной направлению  (рис.2). Если скорость вращения поля 1 *не равна* частоте ларморовой прецессии, то это поле будет вращаться и в упомянутой выше вращающейся системе координат. Наличие поля приводит к появлению момента сил [1], который стремится *повернуть* ядерный момент в плоскость, перпендикулярную . Если направление 1 во вращающейся системе координат меняется, то направление соответствующего момента сил будет быстро меняться, и единственным результатом будут слабые периодические *возмущения* прецессии магнитного момента.

 Если, само поле 1 *вращается* с ларморовой частотой, то во вращающейся системе координат оно будет вести себя подобно *постоянному* полю. Поэтому направление момента сил будет оставаться неизменным, что вызовет сильные колебания направления магнитного момента, т.е. большие изменения угла между  и 0. При изменении угловой скорости вращения поля 1 колебания с наибольшей амплитудой возникают при совпадении этой скорости с ларморовой частотой. В этом случае говорят о *явлении резонанса*.

 Аналогичное явление резонанса должно наблюдаться, когда направление поля 1 *фиксировано*, а величина его меняется по *синусоидальному* закону с частотой, близкой к частоте ларморовой прецессии. Это происходит потому, что такое поле можно представить в виде суперпозиции двух равных полей, вращающихся с равными угловыми скоростями в противоположных направлениях (рис.3). При этом поле, вращающееся в направлении, противоположном направлению ларморовой прецессии, не будет оказывать влияния на резонанс.



Рис.3. Разложение вектора магнитного поля  на два вектора, вращающиеся в противоположные стороны.

 На практике для создания магнитного поля, осциллирующего вдоль определенного направления, например, вдоль оси х, по катушке, ось которой перпендикулярна полю 0 и направлена вдоль оси х, пропускают переменный ток. Напряжение с частотой ω, приложенное к катушке, создает поле, эквивалентное двум вращающимся в противоположных направлениях полям величиной (Н1cos ωt+H1sin ωt) и (H1cos ωt – H1sin ωt).

 Если ω соответствует частоте резонанса, магнитный диполь поглощает энергию поля, создаваемого катушкой, вследствие чего вектор магнитного момента отклоняется в направлении к плоскости ху и во второй (приемной) катушке, расположенной вдоль оси у, наводится э.д.с.

 Т.о., рассмотренная здесь классическая модель резонанса, объясняя суть явления, указывает и на экспериментальное его проявление, состоящее в *непрерывном поглощении* электромагнитной энергии поля Н1.

**2.2.2.Квантово-механическое рассмотрение условий резонанса**

 При включении магнитного поля  каждое ядро приобретает дополнительную энергию -μ, которую называют зеемановской. Гамильтониан в этом случае имеет очень простой вид

 H=-μ. (10)

Направляя ось z вдоль приложенного постоянного магнитного поля 0, получаем

 *H*=-γh0Iz (11)

Собственные значения этого гамильтониана являются произведениями величины γh0 на собственные значения оператора Iz . поэтому возможные значения энергии равны

 Е=-γh0m , m= I , I-1 , … , -I (12)

 Чаще всего для наблюдения магнитного резонанса применяют переменное магнитное поле, направленное перпендикулярно постоянному полю. Если амплитуду переменного поля обозначить через H0x, то часть полного гамильтониана, приводящая к переходам, будет иметь вид

 *H*возм=-γh0xIxcosωt (13)

 Оператор Ix имеет отличные от нуля матричные элементы

 (m’⎢Ix ⎢m), связывающие состояния m и m’, только в случае выполнения равенства m’=m$\pm $1. В соответствии с этим разрешены переходы только между соседними уровнями, что дает

 hω=ΔE=γh (14)      или ω=γ0 (15)

Это соотношение позволяет вычислить частоту, при которой можно наблюдать резонанс, если известно, каким образом можно определить γ.

 Вычислим магнитный и механический моменты частицы массой m и заряда e, движущейся по окружности радиуса r с периодом Т. В этом случае механический момент

 J=mvr=m(2πr2/T), (16)

а магнитный момент

 μ=iA (17)

(рассматриваем систему как контур тока i, охватывающий площадь А). Поскольку i= (e/c)(1/T), получаем

 μ=(е/c)(πr2/T). (18)

 Сравнение вычисленных значений μ и J дает γ=μ/J=e/2mc. Помимо оценки порядка величины γ эта формула позволяет сделать вывод о том, что γ для ядер должна быть на три порядка меньше величины γ для электронов. Следует пользоваться самыми сильными магнитными полями, какие могут быть получены в лабораторных условиях, т.к. при этом возрастает величина поглощаемых квантов, и сигнал резонанса увеличивается.

**Эксперимент Штерна – Герлаха.**

 Существенным для понимания свойств магнитного момента микрочастиц являeтся его *квантование*, т.е. наличие у микрoчастицы дискретных состояний с различными магнитными свойствами.

 Классический эксперимент по доказательству дискретных свойств магнитного момента был впервые осуществлен Штерном и Герлахом. Простейшая схема этого опыта, проведенного сначала для электрона, состоит в следующем (рис.2). Катод, на который нанесен слой натрия, разогревается в вакууме. Пучок атомoв натрия с помощью системы фокусирующих щелей направляется в пространствo между полюсами магнита, магнитное поле которого неоднороднo; в частности, компонента поля Нz (вдоль оси магнита) зависит от z-координаты, т.е.

 *д*Нz/*д*z ≠ 0. За магнитом располагают пластину, на которой регистрируют пучок атомов натрия. Если магнитное поле отсутствует, то пучок фокусируется в центре пластины (Δ*l*=0). Если предположить, что 2s-электрон атома натрия обладает собственным магнитным моментом μе, то при наложении неоднородного магнитного поля на электрон будет действовать сила F, проекция которой на ось z равна

 Fz=(μe)z\*(*д*Н/*д*z), (19)

где (μе )z – проекция магнитного момента электрона на ось z . Эта сила будет вызывать отклoнение пучка от центра. Т.о., измерение величины отклонения пучка Δ*l* можно использовать для определения величины проекции магнитного момента электрона (μе)z.

 

 Рис.4. Схема эксперимента Штерна – Герлаха

 Наиболее интересный результат этих экспериментов состоит в том, что на пластине обнаруживаeтся две компоненты (дуплет), расположенные слева и справа от центра на расстояниях ±Δ*l*. Этот рeзультат свидетельствует о наличии у ансамбля частиц двух подсистем, характеризующихся разными значениями прoекции магнитного момента ±(μе)z.

 При определенных модификациях, вызванных главным образом исключитeльной малостью ядерных магнитных моментов, эксперименты Штeрна – Герлаха могут быть проведены и для случая ядeр. При этом, однако, оказывается, что для некоторых ядер наблюдаeтся не две, а большее число компонент.