

## Лекция 5

### Физические основы мессбауэровской спектроскопии

#### (Часть III)

#### 5.1. Магнитные сверхтонкие взаимодействия

*Магнитное сверхтонкое взаимодействие* – это взаимодействие атомного ядра с магнитным полем, создаваемым электронами в свободных атомах, молекулах или твердых телах. Величина данного магнитного поля, которое принято называть *магнитным сверхтонким полем* ( $H_{\text{ст}}$ ), определяется особенностями электронной структуры исследуемой системы.<sup>1</sup>

Если сопоставить атомному ядру и электронам соответствующие плотности электрических токов, то магнитное сверхтонкое взаимодействие можно рассмотреть тем же способом, что и электростатическое взаимодействие, то есть с помощью разложения энергии взаимодействия в ряд по мультиполям (см. § 3.9). В результате можно определить магнитные мультипольные моменты, которые, как и рассмотренные выше электрические мультипольные моменты (например, квадрупольный момент ядра или ГЭП), являются тензорными величинами порядка  $l$ . Однако этот способ оказывается не столь простым и наглядным, как в случае электрических сверхтонких взаимодействий, поскольку для описания магнитных сверхтонких взаимодействий достаточно рассмотреть только лишь *дипольный ядерный магнитный момент*.

Энергия взаимодействия ядра, характеризующегося вектором магнитного момента  $\mu_{\text{я}}$  (см. § 3.2), с магнитным полем напряженностью  $H$  имеет следующий вид:

$$E_M = -\mu_{\text{я}} H \quad (65)$$

Данное выражение аналогично классическому выражению для энергии взаимодействия магнитного диполя с внешним магнитным полем любой природы. Однако в нашем случае под  $H$  следует понимать магнитное сверхтонкое поле ( $H_{\text{ст}}$ ).

Принимая во внимание коллинеарность векторов  $\mu_{\text{я}}$  и  $I$  (см. ур-ие 26), а также выбрав за ось квантования направление сверхтонкого магнитного поля, уравнение (65) можно переписать в следующем виде:

$$E_M = -g\beta_{\text{я}} I H_{\text{ст}} = -g\beta_{\text{я}} m_I H_{\text{ст}} \quad (66)$$

---

<sup>1</sup> В современной литературе магнитное сверхтонкое поле характеризуется его магнитной индукцией ( $B$ ), измеряемой в единица Тл (тесла – в СИ, международное обозначение Т; гаусс – в СГС,  $1 \text{ Т} = 10^4 \text{ Гс}$ ). Однако в наших лекциях мы будем использовать напряженность магнитного поля ( $H$ ), измеряемую в эрстедах Э (Напряженность в  $1 \text{ Э}$  (в СГС) соответствует полю с индукцией в вакууме  $1 \text{ Гс}$ ). Отметим также, что все формулы электромагнетизма, не содержащие электрических величин, в системах СИ и СГС совпадают.

где ядерное магнитное квантовое число  $m_I$  принимает  $2I + 1$  значений от  $-I$  до  $+I$ . Таким образом, магнитное взаимодействие полностью снимает вырождение по магнитному квантовому числу и приводит к расщеплению ядерного состояния на  $(2I + 1)$  эквидистантных уровней (рис. 38). Полное снятие вырождения по спину (ядерного или электронного) под действием магнитного поля называется *эффектом Зеемана*. Как следует из выражения (66), расстояние между любыми двумя соседними уровнями равно:

$$\Delta E_M = g\beta_{\text{я}}H_{\text{ст}} = \mu_{\text{я}}H_{\text{ст}}/I \quad (67)$$

Рассчитанная по этой формуле энергия расщепления ядерных уровней  $\Delta E_M$ , называемая *энергией зеемановского расщепления*, очень мала (см. задачу 1), поэтому наблюдение сверхтонкой структуры  $\gamma$ -излучения для данного ядерного состояния с помощью современных  $\gamma$ -спектрометров невозможно. Измерение зеемановской энергии  $\Delta E_M$  может быть выполнено методом *ядерного магнитного резонанса* (ЯМР). Кроме того, сверхтонкое расщепление возбужденных состояний ядра влияет на угловое распределение  $\gamma$ -излучения, что позволяет исследовать магнитные сверхтонкие взаимодействия методом *возмущенных угловых корреляций*.

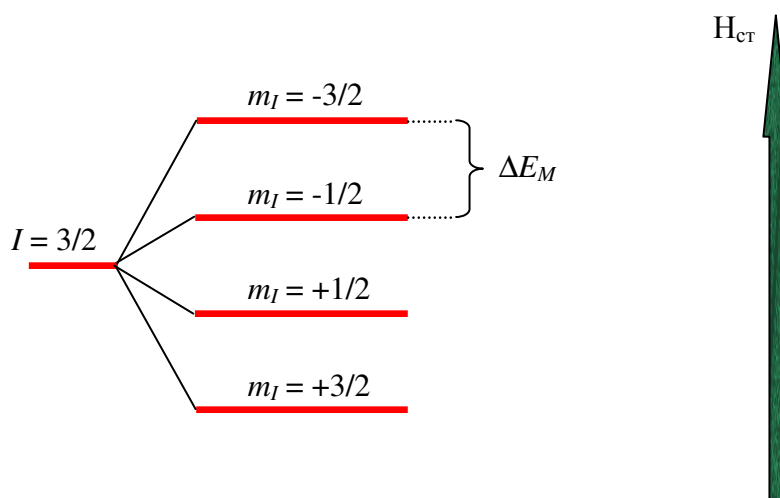


Рис. 38. Сверхтонкое расщепление уровня с  $I = 3/2$  в магнитном поле и при комбинированном сверхтонком взаимодействии. Диаграмма соответствует случаю  $g > 0$ .

## 5.2. Магнитная сверхтонкая структура мессбауэровских спектров

Как было отмечено в предыдущем параграфе взаимодействие, ядра с магнитным полем приводит к расщеплению ядерного уровня со спином  $I$  на  $(2I + 1)$  невырожденных зеемановских подуровней, расстояние между которыми равно  $\Delta E_M$ . Если величина

зеemanовского расщепления превышает ширину мессбауэровской линии ( $2\Gamma$ ), в мессбауэровском спектре будет наблюдаться *магнитная сверхтонкая структура*, компоненты которой соответствуют  $\gamma$ -переходам между зеemanовскими подуровнями возбужденного ( $I_B$ ) и основного ( $I_O$ ) состояний ядра. Число компонент в результирующем спектре будет равно числу соответствующих переходов, разрешенных правилами отбора по магнитному квантовому числу:

$$\Delta m_I = 0, \pm 1, \quad (68)$$

где  $\Delta m_I \equiv (m_I^B - m_I^O)$  – разница значений магнитных квантовых чисел ядра в возбужденном ( $m_I^B$ ) и основном ( $m_I^O$ ) состояниях.

Ранее было отмечено, что исследуемым веществом может быть как источник  $\gamma$ -излучения, так и резонансный поглотитель. В дальнейшем для определенности будем полагать, что магнитное сверхтонкое взаимодействие исследуется в поглотителе, а линия испускания источника представляет собой одиночную линию без сверхтонкой структуры ( $eq = 0$ ;  $H_{ст} = 0$ ). В этом случае каждый поглощенный исследуемым веществом  $\gamma$ -квант соответствует определенному переходу с некоторого магнитного подуровня основного состояния ядра на подуровень возбужденного состояния.

В качестве примера рассмотрим случай  $\gamma$ -перехода между ядерными состояниями с  $I_B = 3/2$  ( $g_B > 0$ ) и  $I_O = 1/2$  ( $g_O < 0$ ), расщепленными под действием магнитного сверхтонкого поля ( $g_B$  и  $g_O$  – ядерные  $g$ -факторы для возбужденного и основного состояний, соответственно). Данный случай соответствует одному из наиболее популярных мессбауэровских изотопов  $^{57}\text{Fe}$ . Схема зеemanовских подуровней и разрешенные правилами отбора (68) переходы между этими подуровнями показаны на рисунке (рис. 39). Поскольку магнитное сверхтонкое расщепление симметрично относительно энергии нерасщепленного уровня, оно не приводит к смещению центра мессбауэровского спектра. Если энергию нерасщепленной мессбауэровской линии принять за начало отсчета, для энергий отдельных компонент магнитной сверхтонкой структуры находим:

$$E(m_I^B, m_I^O) = E_M(m_I^B) - E_M(m_I^O) = (g_O m_I^O - g_B m_I^B) \beta_N H \quad (69)$$

С помощью выражения (69) можно рассчитать положения компонент *зеemanовской сверхтонкой структуры* (рис. 40) для разных значений  $g$ -факторов основного ( $g_O$ ) и возбужденного ( $g_B$ ) состояний, а также величину сверхтонкого магнитного поля ( $H_{ст}$ ). Можно показать (см. задачу 2), что расстояния между компонентами (в единицах скорости или в энергетических единицах) определяется произведениями  $g_O H_{ст}$  и  $g_B H_{ст}$ . Таким образом, зная для данного мессбауэровского нуклида значения  $g_O$  и  $g_B$ , можно по

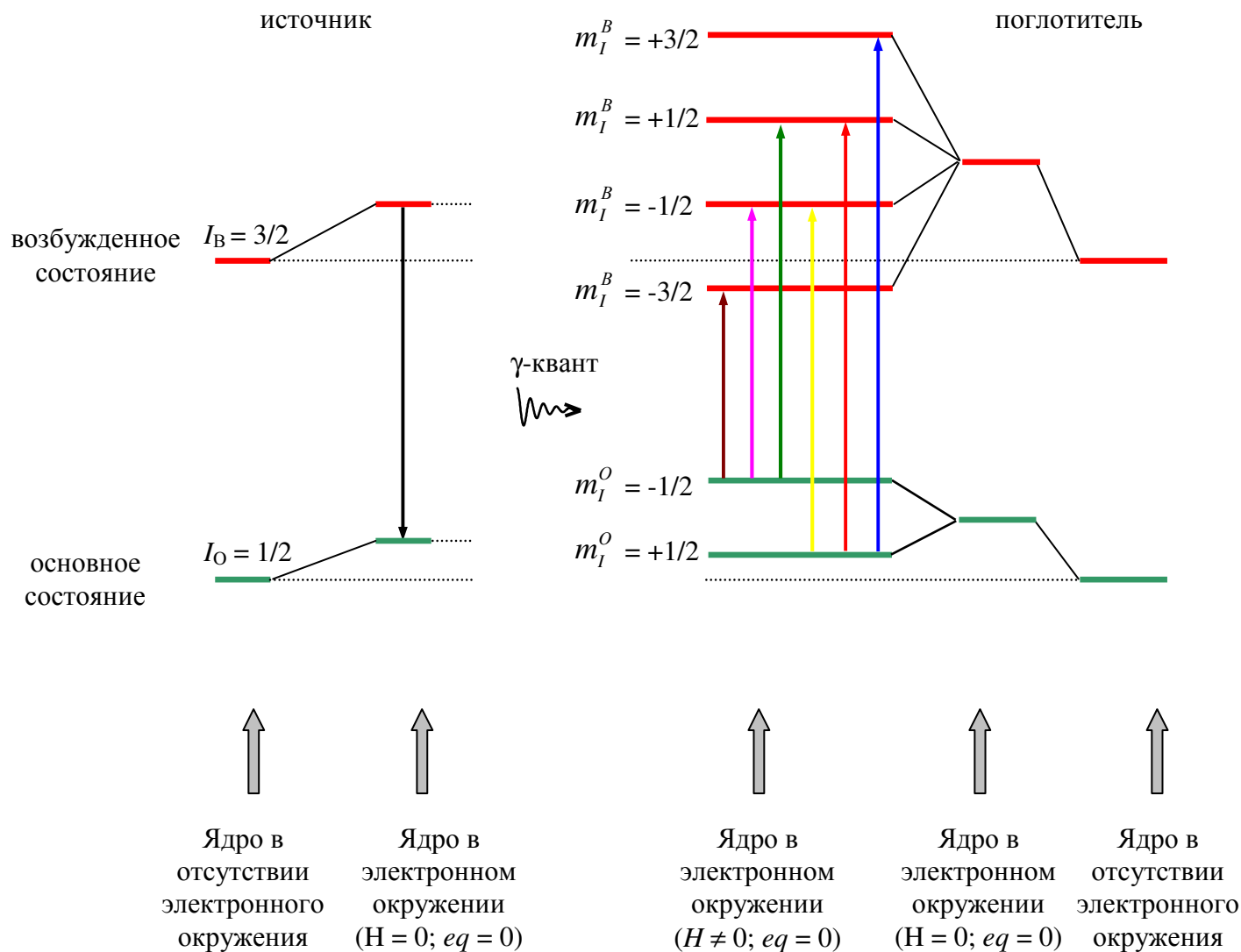


Рис. 39. Магнитное расщепление ядерных уровней и разрешенные энергетические переходы для изотопа  $^{57}\text{Fe}$

положению компонент зеемановской структуры определить величину сверхтонкого магнитного поля.

В завершении этого параграфа отметим, что компоненты магнитной зеемановской структуры всегда располагаются эквидистантно по отношению друг к другу:  $\Delta v_{12} = \Delta v_{23} = \Delta v_{45} = \Delta v_{56}$  (рис. 40). При этом отношение ( $k$ ) расстояний между крайними ( $\Delta v_{16}$ ) и внутренними ( $\Delta v_{34}$ ) компонентами будет определяться только лишь типом мессбауэровского изотопа, точнее его  $g$ -факторами основного и возбужденного состояний:

$$k \equiv \frac{\Delta v_{16}}{\Delta v_{34}} = \frac{3|g_B| + |g_O|}{|g_O| - |g_B|} \quad (70)$$

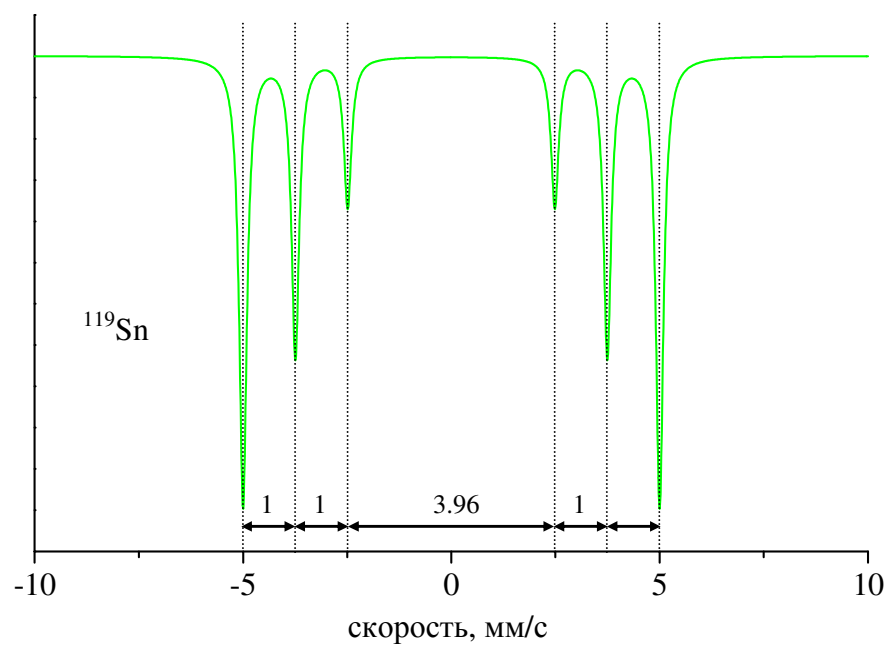
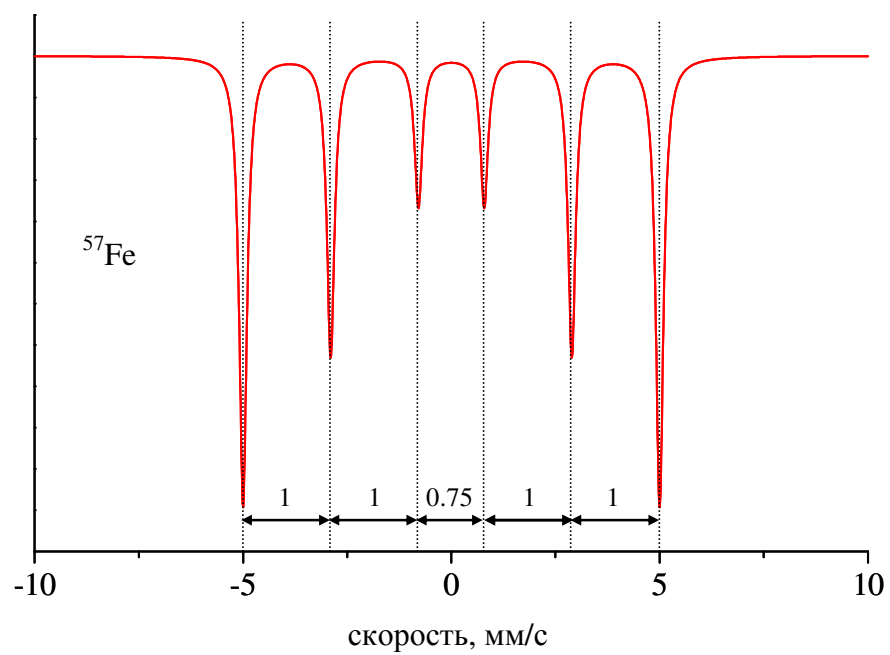


Рис. 40. Мессбауэровские спектры (зеemanовские секстеты) изотопов  $^{57}\text{Fe}$  и  $^{119}\text{Sn}$  при наличии магнитного дипольного взаимодействия

Воспользовавшись этим выражением, а также приведенными в таблице 1 значениями  $g$ -факторов, можно показать, что для нуклидов  $^{57}\text{Fe}$ :  $k = 6.33$  и  $^{119}\text{Sn}$ :  $k = 2.01$ . В соответствие с этими значениями мессбауэровские спектры изотопов  $^{57}\text{Fe}$  и  $^{119}\text{Sn}$  имеют характерные особенности: в случае зеемановского секстета ядер  $^{119}\text{Sn}$  внутренние линии ( $\nu_{3,4}$ ) значительно более разнесены друг от друга по сравнению со случаем зеемановской структуры ядер  $^{57}\text{Fe}$ , для которой все шесть компонент располагаются практически эквидистантно во всем диапазоне скоростей от  $\{-v_1$  до  $+v_6\}$  (рис. 40).

**Таблица 1.** Ядерные магнитные характеристики изотопов  $^{57}\text{Fe}$  и  $^{119}\text{Sn}$

Изотоп	Ядерное состояние	$I$	$g$	$\mu$ ( $\beta_J$ )
$^{57}\text{Fe}$	Возбужденное ( $I_B$ )	3/2	-0.10353(3)	-0.15532(4)
	Основное ( $I_O$ )	1/2	+0.18121(2)	+0.090604(9)
$^{119}\text{Sn}$	Возбужденное ( $I_B$ )	3/2	+0.422(12)	+0.633(18)
	Основное ( $I_O$ )	1/2	-2.0922(6)	-1.04

### 5.3. Интенсивность переходов между зеемановскими подуровнями

Относительная вероятность ( $W$ )  $\gamma$ -перехода между зеемановскими подуровнями с магнитными квантовыми числами  $m_I^B$  и  $m_I^O$  может быть записана в следующем виде:

$$W(m_I^B, m_I^O) \propto \left( \langle I_O m_I^O, LM | I_B m_I^B \rangle \right)^2 \times F_{LM}(\theta), \quad (71)$$

где  $I_B$  и  $I_O$  – спины возбужденного и основного состояний ядра; выражение в скобках отвечает коэффициенту Клебша-Гордана (КГ), квадрат которого дает относительную вероятность переходов между соответствующими магнитными подуровнями. В качестве примера, в таблице 2 приведены значения коэффициентов КГ для нуклидов  $^{57}\text{Fe}$  и  $^{119}\text{Sn}$ , для которых:  $I_B = 3/2$ ;  $I_O = 1/2$  и  $L = 1$  ( $L$  – орбитальный момент, уносимый  $\gamma$ -квантом).

Кроме относительных вероятностей рассматриваемых переходов, в выражении (71) фигурирует функция  $F_{LM}(\theta)$ , которая определяет угловое распределение  $\gamma$ -излучения ( $M = \Delta m_I$ ;  $\theta$  - угол между направлением вылета  $\gamma$ -кванта и осью квантования). Это означает, что относительные интенсивности компонент наблюдаемой в эксперименте сверхтонкой магнитной структуры зависят также от направления импульса испущенного источником  $\gamma$ -кванта относительно направления эффективного магнитного поля. Анализ приведенных в

таблице 2 функций  $F_{LM}(\theta)$ , отвечающих разрешенным магнитным переходам для нуклидов  $^{57}\text{Fe}$  и  $^{119}\text{Sn}$ , позволяет сделать следующие замечания:

- зеемановские переходы, отличающиеся лишь знаком  $\Delta m_I$ , имеют равную относительную интенсивность;
- зеемановские переходы с  $\Delta m_I = \pm 1$  имеют одинаковую угловую зависимость, поэтому их относительная интенсивность не будет зависеть от угла  $\theta$ . Это означает, что отношение интенсивностей первой (шестой) и третьей (четвертой) компонент зеемановского секстета всегда будет оставаться постоянным (3 : 1), тогда как интенсивность второй (пятой) компоненты будет меняться в зависимости от направления вылета  $\gamma$ -кванта;
- сумма трех угловых функций не зависит от угла  $\theta$ , то есть суммарная интенсивность излучения, испускаемого при переходе между зеемановскими подуровнями уровней состояний  $I_B = 3/2$ ;  $I_O = 1/2$  не зависит от угла наблюдения.

**Таблица 2.** Относительные интенсивности и угловые зависимости шести разрешенных переходов для ядерных спинов  $I_O = 1/2$  и  $I_B = 3/2$

Ядерный переход	$\Delta m_I$	Общая относительная интенсивность	Угловая зависимость
$+3/2 \rightarrow +1/2$	-1	3	$9/4(1 + \cos^2\theta)$
$-3/2 \rightarrow -1/2$	+1		
$+1/2 \rightarrow +1/2$	0	2	$3\sin^2\theta$
$-1/2 \rightarrow -1/2$	0		
$-1/2 \rightarrow +1/2$	+1	1	$3/4(1 + \cos^2\theta)$
$+1/2 \rightarrow -1/2$	-1		

Для ферромагнетика со случайной ориентацией намагниченности отдельных доменов относительные интенсивности линий, рассчитанные с помощью уравнения (71), следует усреднить по всем возможным значениям  $\theta$ . Усредненное по сфере угловое распределение каждой компоненты зеемановского секстета дает полную относительную вероятность (среднее по сфере от  $\cos^2\theta$  равно 1/3, а среднее от  $\sin^2\theta$  равно 2/3). В результате такого усреднения интенсивности компонент мессбауэровского спектра будут

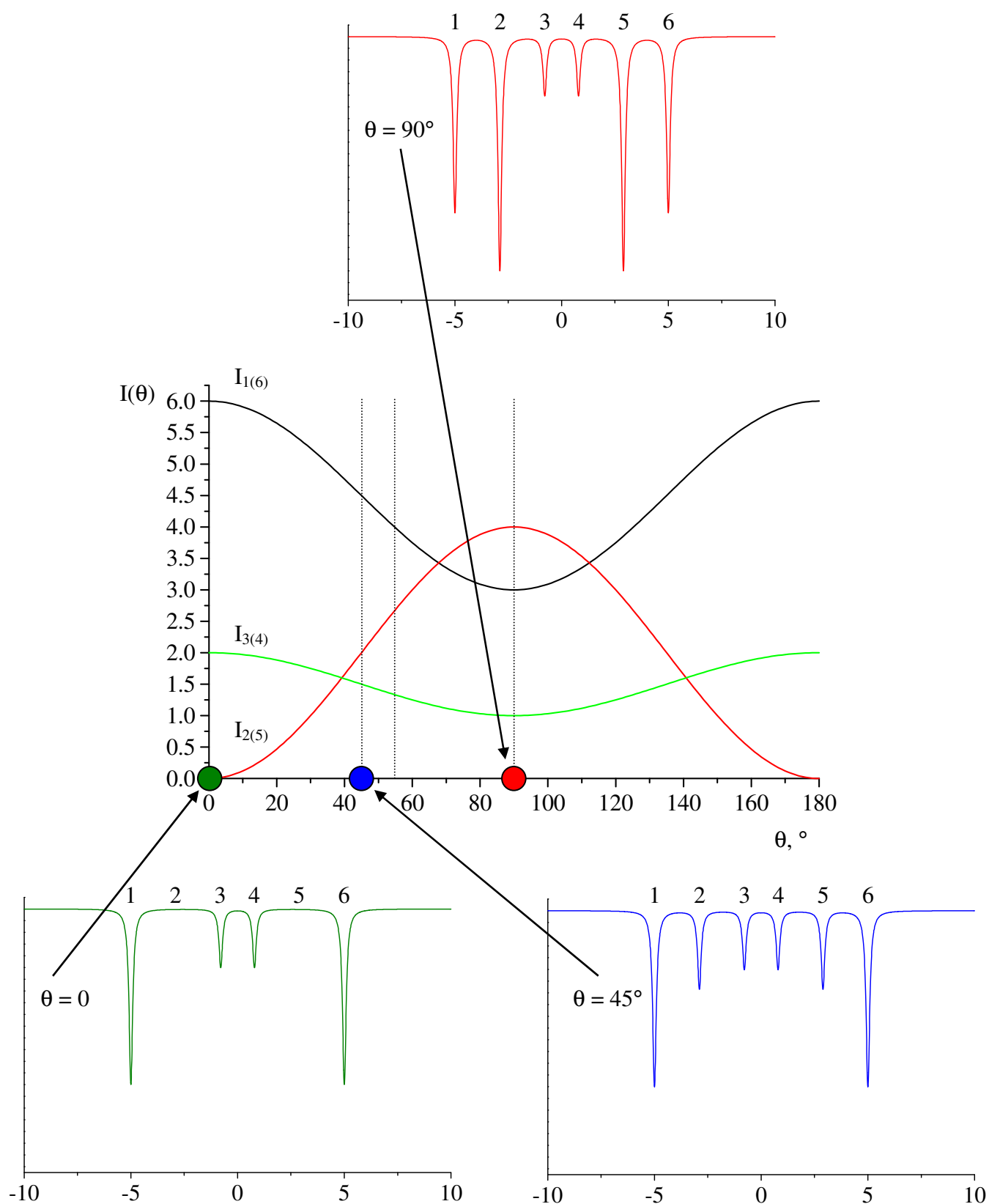


Рис 41. Угловая зависимость относительных интенсивностей компонент магнитной сверхтонкой структуры мессбауэровского спектра; общий вид мессбауэровских спектров ядер  $^{57}\text{Fe}$ , соответствующих различным значениям угла  $\theta$  между импульсом  $\gamma$ -кванта и эффективным магнитным полем  $H_{\text{ст}}$  (цифрами на рисунке указаны номера компонент зеемановского секстета)

находиться в соотношении 3:2:1:1:2:3 (рис. 41). Если же ферромагнетик поляризован внешним магнитным полем ( $H_{\text{вн}}$ ), направленным вдоль потока  $\gamma$ -квантов ( $\theta = 0$ ), соотношение интенсивностей становится равным 3:0:1:1:0:3 (рис. 41). Наконец, если ферромагнетик намагничен перпендикулярно потоку  $\gamma$ -квантов ( $\theta = 90^\circ$ ) интенсивности компонент будут находиться в соотношении 3:4:1:1:4:3 (рис. 41).

В заключении отметим, что анализ соотношения интенсивностей компонент сверхтонкой структуры позволяет получить информацию о направлении сверхтонкого магнитного поля. Действительно, экспериментально определяемое отношение интенсивностей ( $K$ ), например, второй (пятой) компонент к первой (шестой)

$$K \equiv \frac{I_{2(5)}}{I_{1(6)}} = \frac{4(1 - \cos^2 \theta)}{3(1 + \cos^2 \theta)} \quad (72)$$

может служить удобным параметром для определения ориентации эффективного поля  $H$  относительно направления импульса  $\gamma$ -кванта, поскольку:

$$\theta = \arccos \left( \sqrt{\frac{4 - 3K}{4 + 3K}} \right) \quad (73)$$

На рисунке 42 представлена угловая зависимость  $K(\theta)$  магнитной зеемановской структуры мессбауэровского спектра для нуклидов  $^{57}\text{Fe}$  и  $^{119}\text{Sn}$ .

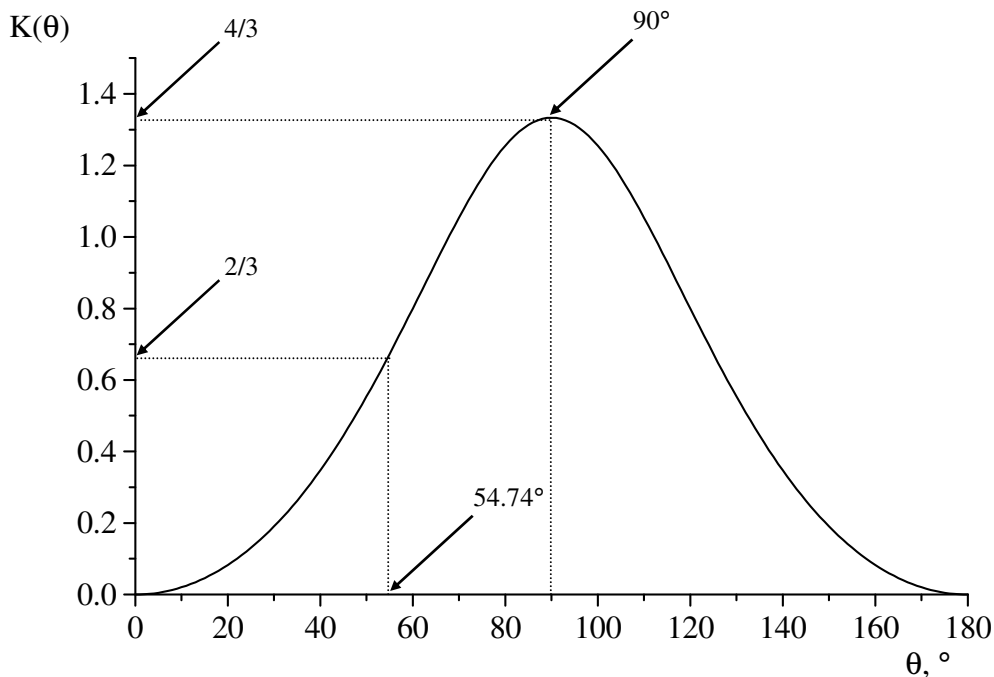


Рис 42. Угловая зависимость отношения интенсивностей второй и пятой компонент к первой и шестой компонентам зеемановской структуры мессбауэровского спектра

## 5.4. Комбинированные сверхтонкие взаимодействия

При изучении сверхтонких взаимодействий в твердых телах, атомах и ионах нередко встречается случай *комбинированного сверхтонкого взаимодействия*, когда наряду с магнитным дипольным ( $L = 1$ ) взаимодействием присутствует и электрическое квадрупольное взаимодействие. Такой случай типичен, например, для магнитно-упорядоченных кристаллов, симметрия которых ниже кубической. В этом случае отличными от нуля в области ядра могут быть как магнитное сверхтонкое поле ( $H_{\text{ст}} \neq 0$ ), так и градиент электрического поля ( $eq \neq 0$ ).

В общем случае для нахождения аналитической зависимости энергии комбинированного взаимодействия ( $E_{MQ}$ ) приходится решать задачу на собственные значения и собственные функции гамильтониана  $\hat{H}_{MQ}$  (квантовомеханического оператора) соответствующего полной энергии рассматриваемой системы. Данная задача решается путем численной диагонализации матрицы гамильтониана  $\hat{H}_{MQ}$  в соответствующей системе координат. Для некоторых простых случаев, имеющих, тем не менее, практический интерес, могут быть получены аналитические выражения для  $E_{MQ}$ . Например, если градиент электрического поля аксиально-симметричен ( $\eta = 0$ ), и его ось симметрии (главная компонента  $eq \equiv V_{zz}$ ) направлена под углом  $\alpha$  к направлению магнитного поля ( $H_{\text{ст}}$ ) энергия комбинированного сверхтонкого взаимодействия может быть записана следующим образом:

$$E_{MQ}(m_I) = -g\beta_{\text{Я}}m_I H + (-1)^{|m_I|+1/2} \frac{e^2 q Q}{4I(2I-1)} \left( \frac{3\cos^2 \alpha - 1}{2} \right) [3m_I^2 - I(I+1)] \quad (74)$$

Данное выражение было получено в предположении, что энергия квадрупольного взаимодействия ( $E_Q$ ) намного меньше энергии магнитного взаимодействия ( $E_M$ ):  $e^2 q Q \ll \mu H_{\text{ст}}$ . В этом случае наличие на ядрах мессбауэровского нуклида ненулевого ГЭП ( $eq \neq 0$ ) можно рассматривать как возмущение зеемановских уровней, возникающих в результате сильных (по сравнению с квадрупольными) магнитных взаимодействий.

Для состояния мессбауэровского нуклида с  $I_B = 3/2$  и  $I_O = 1/2$  структура уровней, соответствующая формуле (74), показана на рисунке 43. Как видно из рисунка квадрупольное возмущение проявляется в виде небольшого сдвига магнитно-расщепленных подуровней исходной зеемановской структуры. Величина этого сдвига ( $\epsilon$ ), называемого в научной литературе *квадрупольным смещением (возмущением)*, может быть представлена следующим выражением:

$$\epsilon = \frac{e^2 q Q}{4} \left( \frac{3\cos^2 \alpha - 1}{2} \right) \quad (75)$$

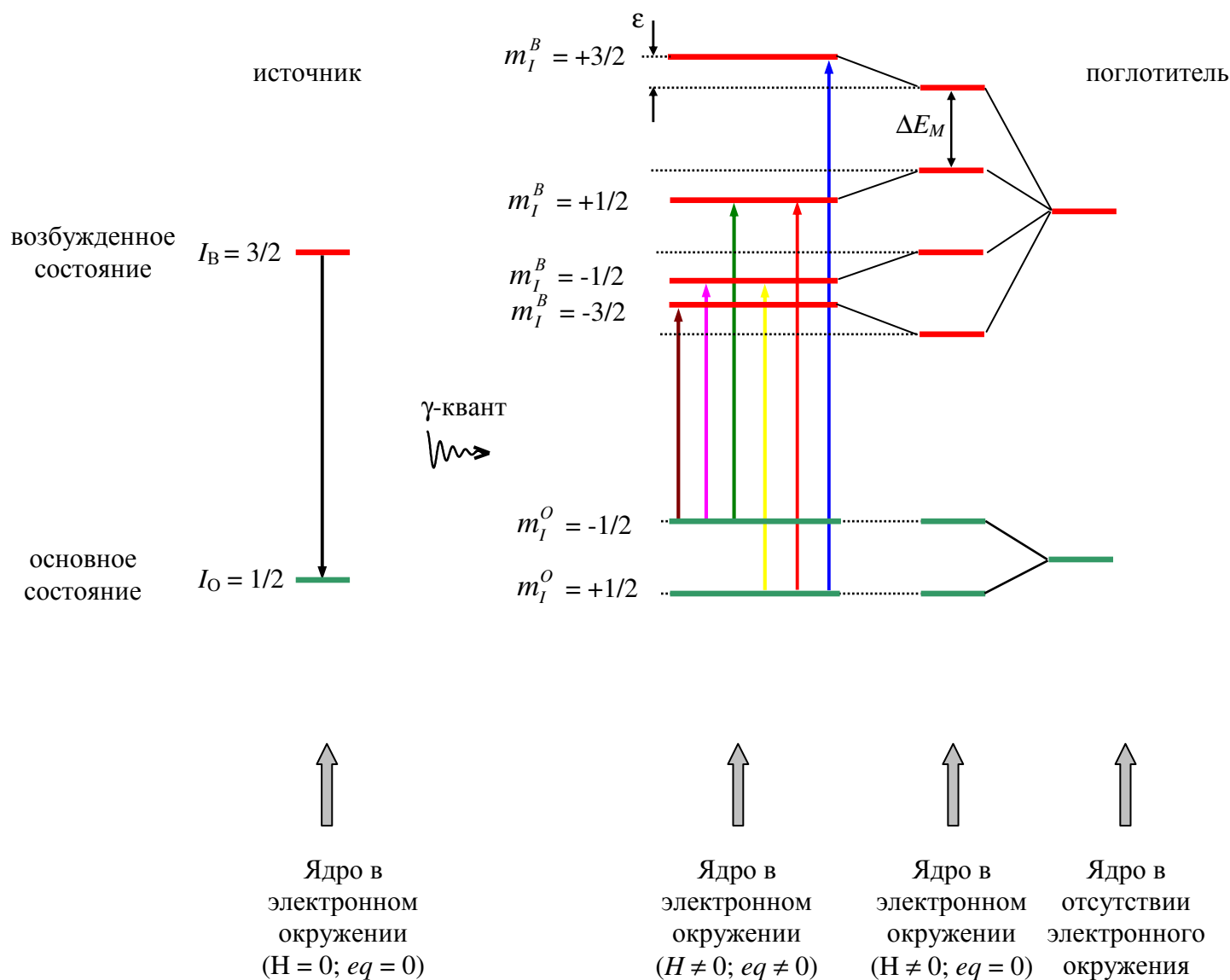


Рис. 43. Схема ядерных уровней при комбинированном сверхтонком взаимодействии в случае  $|\mu_{\text{я}} H| \gg |e^2 q Q|$  (см. текст)

Согласно (74), изменение энергии под влиянием квадрупольного взаимодействия определяется квадратом магнитного квантового числа ( $m_I$ ), поэтому для тех уровней, которые отличаются только знаком  $m_I$ , величина и знак квадрупольного смещения одинаковы.

В случае комбинированных сверхтонких взаимодействий на ядрах  $^{57}\text{Fe}$  и  $^{119}\text{Sn}$  (при условии  $e^2 q Q \ll \mu H_{\text{ст}}$ ) экспериментальный мессбауэровский спектр представляет собой зеемановский секстет, у которого компоненты смещаются на одну и ту же величину квадрупольного смещения  $|e|$  (рис. 44). При этом внешняя пара линий (при  $\nu_1$  и  $\nu_6$ ) смещается в одну сторону, а две внутренние пары линий (при  $\nu_2, \nu_3, \nu_4$  и  $\nu_5$ ) – в противоположную сторону доплеровских скоростей. Учитывая это обстоятельство, можно

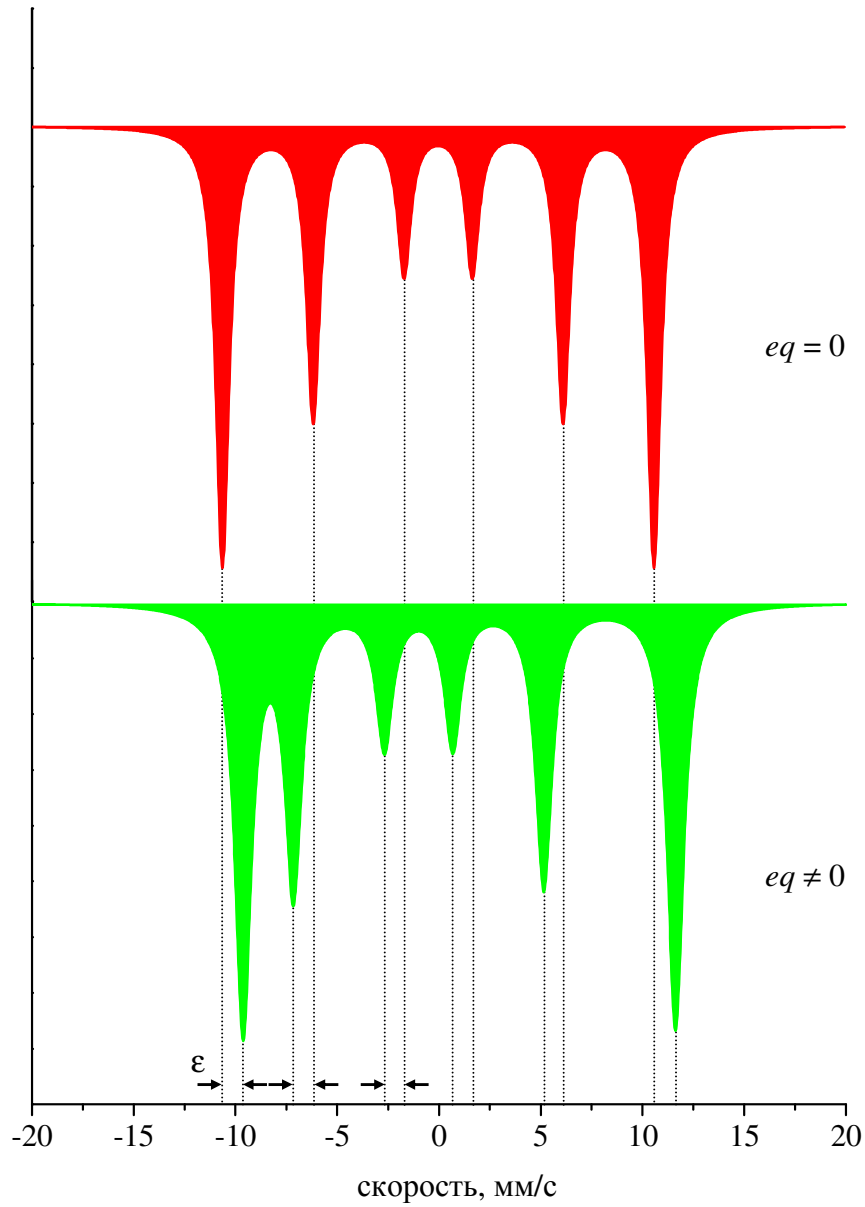


Рис. 44. Мессбауэровский спектр ядер  $^{57}\text{Fe}$  при комбинированном сверхтонком взаимодействии в случае  $|\mu_{\text{я}}H| \gg |e^2qQ|$

показать (см. задачу 5), что значения химического сдвига ( $\delta$ ) и квадрупольного смещения ( $\epsilon$ ) связаны с положениями компонент секстета следующими соотношениями:

$$\delta = \frac{\nu_6 + \nu_5 + \nu_2 + \nu_1}{4} \quad (76 \text{ а})$$

$$\epsilon = \frac{\nu_6 - \nu_5 - (\nu_2 - \nu_1)}{4} \quad (76 \text{ б})$$

Важно подчеркнуть, что из экспериментально полученного спектра можно определить лишь величину квадрупольного смещения  $\epsilon$  (см. выр-ие 76 б), которое связано с константой квадрупольного взаимодействия ( $e^2qQ$ ) согласно выражению (75). Однако в выражение (75), помимо слагаемого  $e^2qQ$ , входит угол ( $\alpha$ ) между направлениями  $H_{\text{ст}}$  и  $eq$ . Поскольку величина  $\alpha$ , как правило, неизвестна, из экспериментального значения квадрупольного смещения нельзя однозначно судить о градиенте электрического поля на ядре мессбауэровского нуклида. Отсутствие независимых сведений о значении  $\alpha$  может привести к ошибочным выводам о величине и знаке градиенте электрического поля (ГЭП) на ядре мессбауэровского нуклида в исследуемом соединении. Так, например, если принять  $\alpha = \arccos(1/3)$ , можно ошибочно заключить, что ГЭП ( $eq$ ) равен нулю. В случае же  $\alpha = \pi/2$  можно ошибиться в определении ГЭП на множитель  $(-1/2)$ . Отсюда ясно, что само по себе сверхтонкое расщепление еще не дает возможности определить квадрупольный момент ядра или знак ГЭП, если нет независимых сведений о направлении намагниченности относительно осей симметрии твердого тела.

### 5.5. Вопросы и задачи

1. Рассчитать энергию зеемановского расщепления ядерных уровней со спином  $I = 3/2$  в магнитном поле  $H = 100$  кЭ.

2. Рассчитайте положение линий (в единицах скорости) в зеемановском секстете нуклидов  $^{57}\text{Fe}$  и  $^{119}\text{Sn}$ , если величина сверхтонкого магнитного поля составляет  $H_{\text{ст}} = 200$  кЭ.

*Указание:* в расчетах использовать данные таблицы 1. Также предположить отсутствие квадрупольного взаимодействия.

3. Нарисуйте схему магнитного расщепления ядерных уровней основного и возбужденного состояний изотопа  $^{119}\text{Sn}$

*Указание:* воспользоваться данными таблицы 1.

4. Рассчитайте величину (в единицах скорости) квадрупольного смещения линий в зеемановском секстете для мессбауэровских нуклидов  $^{57}\text{Fe}$ , находящихся в позициях с аксиально-симметричным ГЭП, главная ось которого параллельна сверхтонкому полю  $H_{\text{ст}}$ .

5. Докажите соотношения (76)

6. Известно положение линий в зеемановском секстете металлического железа ( $\alpha$ -Fe) при  $T = 298 \text{ K}$ :  $\nu_1 = -5.3123$ ,  $\nu_2 = -3.0760$ ,  $\nu_3 = -0.8397$ ,  $\nu_4 = 0.8397$ ,  $\nu_5 = 3.0760$ ,  $\nu_6 = 5.3123 \text{ мм/с}$ . Рассчитайте: (а) величину сверхтонкого поля (в кЭ) на ядрах  $^{57}\text{Fe}$ ; (б) величину зеемановского расщепления ядерных уровней  $I_B = 3/2$  и  $I_O = 1/2$

### 5.6. Дополнительная литература

1. Вертхейм г. Эффект Мессбауэра. М.: Мир, 1966.
2. Шпинель В. С. Резонанс гамма-лучей в кристаллах. М.: Наука, 1979.
3. Химические применения мессбауэровской спектроскопии / Под ред. ВИ. Гольданского и Р.З. Хербера. М.: Мир, 1970.
4. Драго Р. Физические методы в химии. М.: Мир, 1981, том. 2.
5. Вилков Л.В., Пентин Ю.А. Физические методы исследования в химии. Резонансные и электрооптические методы, М.: Высшая школа, 1989.