

Научная статья

УДК 621.039.665

DOI 10.25205/2541-9447-2025-20-2-39-53

Расщепление спектральных линий в магнитном поле: эффекты Зеемана и Пашена – Бака. Измерение магнитного поля по спектру линий

Андрей Алексеевич Шошин

Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН
Новосибирск, Россия

Новосибирский государственный университет
Новосибирск, Россия

Новосибирский государственный технический университет
Новосибирск, Россия

shoshin@inp.nsk.su, <https://orcid.org/0000-0003-2377-5012>

Аннотация

В работе рассмотрено расщепление спектральных линий в магнитном поле. Представлены приближения слабого и сильного магнитного поля и квантово-механическое рассмотрение в случае произвольного поля. Детально рассмотрены переходы $^2P_{3/2,1/2} - ^2S_{1/2}$ и $^2D_{5/2,3/2} - ^2P_{3/2,1/2}$. Приведены результаты расчетов расщепления ярких линий в плазме установки ГОЛ-3 и сравнение расчетных профилей линий с экспериментальными данными.

Ключевые слова

линейчатый спектр, расщепление линий, эффект Зеемана

Благодарности

Автор благодарит А. В. Бурдакова за постановку задачи и полезные обсуждения, И. А. Иванова и С. В. Полосаткина за обсуждение работы и предоставленные экспериментальные профили спектральных линий, а также всю команду ГОЛ-3 за содействие в выполнении работы.

Для цитирования

Шошин А. А. Расщепление спектральных линий в магнитном поле: эффекты Зеемана и Пашена – Бака. Измерение магнитного поля по спектру линий // Сибирский физический журнал. 2025. Т. 20, № 2. С. 39–53. DOI 10.25205/2541-9447-2025-20-2-39-53

Splitting of Spectral Line in Magnetic Field: Zeeman and Paschen–Back Effects. Magnetic Field Measurement by Line Spectrum

Andrey A. Shoshin

Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS,
Novosibirsk, Russian Federation

Novosibirsk State University,
Novosibirsk, Russian Federation

Novosibirsk State Technical University,
Novosibirsk, Russian Federation

shoshin@inp.nsk.su, <https://orcid.org/0000-0003-2377-5012>

Abstract

The splitting of spectral lines in a magnetic field is considered in this paper. approximations of weak and strong magnetic field and quantum mechanical analysis in the case of any field are reviewed. Transitions $^2P_{3/2,1/2} - ^2S_{1/2}$ and $^2D_{5/2,3/2} - ^2P_{3/2,1/2}$ are considered in detail. The results of calculations of bright line splitting in the plasma of the GOL-3 facility and comparison of the calculated line profiles with experimental data are presented.

Keywords

line spectrum, line splitting, Zeeman effect

Acknowledgments

The author thanks A.V. Burdakov for posing the problem and useful discussions, I. A. Ivanov and S. V. Polosatkin for discussing the work and providing experimental profiles of spectral lines, as well as the entire GOL-3 team for their help in the work.

For citation

Shoshin A. A. Splitting of spectral line in magnetic field: Zeeman and Paschen–Back effects. Magnetic field measurement by line spectrum. *Siberian Journal of Physics*, 2025, vol. 20, no. 2, p. 39–53. (in Russ.) DOI 10.25205/2541-9447-2025-20-2-39-53

Введение

На установке ГОЛ-3 (ИЯФ СО РАН) проводились эксперименты по созданию и удержанию горячей плотной плазмы в многопробочной магнитной системе, в которой величина магнитного поля порядка 5 Тл [1–3]. На установке были развиты спектроскопические методы исследования плазмы, которые позволяли определить различные параметры плазмы (температуру по измерениям доплеровского уширения, плотность по Штарковскому, магнитное поле по зеемановскому расщеплению) [4–8]. Значительная часть исследований ведется в оптической области спектра. Яркими линиями в этом диапазоне являются H_α 6562.8 Å, H_β 4861 Å, $Na I$ 5890 Å, $Li I$ 6103 Å и т. д. Для некоторых ярких линий в плазме в поле 5 Тл зеемановское расщепление нельзя описать при помощи приближений сильного или слабого магнитного поля и требуются точные квантово-механические расчеты.

В магнитном поле меняется положение энергетических уровней в атоме, что приводит к изменению спектра излучения атома. Теоретическое рассмотрение этого вопроса можно встретить во многих книгах [9–16] и статьях [17–19]. В средних полях необходимо квантово-механическое рассмотрение задачи, что можно встретить реже [13; 14; 17–19], кроме того, даже в них нередко сложно найти полное описание задачи. Задача данной работы – последовательно изложить методику расчета расщепления линий в произвольном магнитном поле (в нерелятивистском приближении), а также представить сравнение расчетных линий с экспериментальными данными.

Релятивистское рассмотрение задачи, а также программу для расчета расщепления линий можно найти в статье [18]. Учет релятивистских поправок на основе обобщенного принципа неопределенности представлен в [19].

Далее в статье рассматривается однородное постоянное магнитное поле и LS -связь (кроме раздела 6, посвященного jl -связи). Для электрического дипольного излучения общие правила отбора $\Delta J = J - J' = 0, \pm 1; J + J' \geq 1; \Delta M = M - M' = 0, \pm 1$. Для LS -связи добавляются правила отбора $\Delta S = 0; \Delta L = 0, \pm 1; L + L' \geq 1$ [13, § 31]. Использованы обозначения: J – полный момент атома, M – z -компонента полного момента, L – орбитальный момент, S – спин. При LS -связи термы обозначены как $^{2S+1}L_J$.

1. Случай слабого поля

Рассмотрим сначала два важных предельных случая малого и сильного магнитного поля, которые не требуют громоздких вычислений для определения расщепления уровней. Величину сдвига уровня в магнитном поле ($\sim \mu H$) сравнивают с величиной тонкой структуры уровня (ΔE_T). Если $\mu H \ll \Delta E_T$, то поле слабое, если $\mu H \gg \Delta E_T$ – поле сильное. Нижняя граница применимости эффекта Зеемана $\mu H \gg \Delta E_{\text{сверхтонкой структуры}}$.

В этом случае магнитное поле является слабым возмущением и принципиально не меняет характер тонкой структуры. Расщепление энергетических уровней в магнитном поле снимает вырождение по проекции момента M :

$$\Delta E = \mu H (\bar{J}_z + \bar{S}_z) = g_L M \mu H,$$

где $g_L = 1 + \frac{J(J+1) - L(L+1) + S(S+1)}{2J(J+1)}$ – фактор Ланде, μ – магнетон Бора, H – магнитное поле. В частности, при $S = 0$: $g_L = 1$, при $L = 0$: $g_L = 2$. Для $s = 1/2$: $g_L = (J + 1/2)/(L + 1/2)$.

Таблица 1

Факторы Ланде различных термов

Table 1

Lande factors of various terms					
Терм	2S	$^2P_{1/2}$	$^2P_{3/2}$	$^2D_{5/2}$	$^2D_{3/2}$
g_L	2	2/3	4/3	4/5	6/5

Физический смысл появления фактора Ланде – взаимодействие спина с магнитным полем сильнее взаимодействия с орбитальным моментом количества движения, т. е. спин параллелен моменту количества движения в случае $j = l + 1/2$ и антипараллелен при $j = l - 1/2$.

Перейдем к расщеплению спектральных линий в магнитном поле: в направлении вдоль поля наблюдаются σ -компоненты ($\Delta M = \pm 1$) и в направлении перпендикулярном полю π -компоненты ($\Delta M = 0$) и σ -компоненты ($\Delta M = \pm 1$). Их частоты:

$$\begin{aligned}\omega_\pi &= \omega_0 + \mu H (g - g')M / 2\pi\hbar; \\ \omega_\sigma &= \omega_0 + \mu H (gM - g'(M \pm 1)) / 2\pi\hbar.\end{aligned}$$

Соответственно, при $g = g'$: $\omega_\pi = \omega_0$, $\omega_\sigma = \omega_0 \pm \mu H / 2\pi\hbar$ – линия расщепляется на триплет Лоренца – нормальный эффект Зеемана; при $g \neq g'$ наблюдается расщепление линии на большее количество компонент – аномальный эффект Зеемана (рис. 1). Для оценок величины расщепления по длинам волн в нормальном эффекте Зеемана удобна приближенная численная формула:

$$\Delta\lambda[\text{\AA}] = 4,67 \cdot 10^{-9} \cdot \lambda^2[\text{\AA}] \cdot H[\text{Тл}],$$

где линия на $\Delta\lambda$ отстоит от центра σ -компонента. Например, для H_α мы получаем $\Delta\lambda[\text{\AA}] = 0,2 \cdot H$ [Тл].

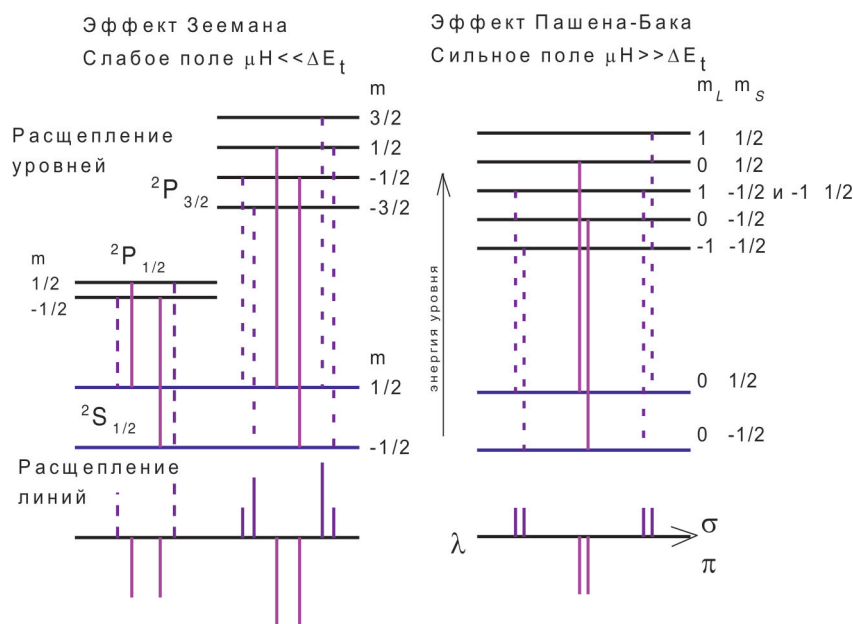


Рис. 1. Расщепление энергетических уровней и спектральных линий в слабом и сильном магнитном поле
Fig. 1. Splitting of energy levels and spectral lines in weak and strong magnetic field

Относительные интенсивности компонент зеемановского расщепления при поперечном наблюдении [13, с. 201] представлены в табл. 2.

Таблица 2

Относительные интенсивности зеемановских компонент в слабом магнитном поле

Table 2

Relative intensities of the Zeeman components in a weak magnetic field

Переход	I_π	$I_\sigma (M \rightarrow M - 1)$	$I_\sigma (M \rightarrow M + 1)$
$\gamma J \rightarrow \gamma' J$	M^2	$\frac{1}{4}(J+M)(J+1-M)$	$\frac{1}{4}(J-M)(J+1+M)$
$\gamma J \rightarrow \gamma' (J-1)$	$J^2 - M^2$	$\frac{1}{4}(J+M)(J-1+M)$	$\frac{1}{4}(J-M)(J-1-M)$
$\gamma J \rightarrow \gamma' (J+1)$	$(J+1)^2 - M^2$	$\frac{1}{4}(J+1-M)(J+2-M)$	$\frac{1}{4}(J+1+M)(J+2+M)$

Общие закономерности: интенсивности компонент, расположенных симметрично от ω_0 , одинаковы; для π -компонент интенсивность для переходов $\gamma J \rightarrow \gamma' J$ возрастает при удалении от ω_0 (увеличение M), а для переходов $\gamma J \rightarrow \gamma' J \pm 1$ убывает.

(Замечание: в табл. 2 можно сравнивать интенсивности в одной строке, сравнивать в столбцах нельзя (подробнее см. раздел 3)).

2. Случай сильного поля. (Полный эффект Пашена – Бака)

Если пренебречь спин-орбитальным взаимодействием, то в магнитном поле сохраняются проекции не только полного момента, но и проекции M_L и M_S . Тогда

$$\Delta E = \mu H(M_L + 2M_S).$$

Так как спин и орбитальный момент не связаны, то накладываются дополнительные правила отбора: $\Delta M_S = 0$; $\Delta M_L = 0, \pm 1$ в зависимости от поляризации света. Следовательно, спектральные линии имеют вид лоренцевского триплета.

Возмущение уровней из-за взаимодействия спин-орбита приводит к расщеплению линий триплета на ширину тонкой структуры.

Важно заметить, что сдвиг энергии линеен по H для состояний с $M = \pm (l + 1/2)$ в одноэлектронном атоме [9] или в общем случае для состояний с наибольшим возможным при заданном n значении M и для состояний с наименьшим возможным при заданном M значении j и l [10], потому что в этих случаях перемешивания состояний не происходит (см. подробнее раздел 3).

3. Квантово-механические расчеты энергии уровней и интенсивностей

Энергия уровней. Запишем собственные функции состояния с определенным M в магнитном поле как суперпозицию невозмущенных LS собственных функций с различными $J \geq |M|$ с коэффициентами смешивания уровней C'_{JM} [13, § 12]:

$$|LSM\rangle' = \sum C'_{JM} |LSJM\rangle, \quad J \geq |M|. \quad (3.1)$$

Правила для нахождения коэффициентов смешивания указано после формулы (3.8) [13, §13]. Собственные функции являются собственными значениями гамильтониана (3.2).

В отсутствие магнитного поля $H |LSJM\rangle = E^0_J |LSJM\rangle$, гамильтониан $H = A \cdot LS$, A – постоянная тонкой структуры (LS -связь). Отметим, что A не равна интервалу тонкой структуры, они связаны через (3.8).

В магнитном поле

$$[H_J(0) + H_{\text{mag}}] |LSM\rangle = E_{J'M}(H) |LSM\rangle, \quad (3.2)$$

$$H_{\text{mag}} = \mu H (L_z + 2S_z). \quad (3.3)$$

Используя (3.1) и свернув (3.2) с $\langle LSJ''M |$, получаем

$$\sum_J C'_{JM} [(E^0_{J''} - E_{J'M}(H)) \delta_{J''J'} + \langle J''M | H_{\text{mag}} | JM \rangle] = 0. \quad (3.4)$$

Из равенства детерминанта матрицы в квадратных скобках нулю определяется энергия уровня в магнитном поле, так называемое вековое уравнение:

$$\begin{vmatrix} \langle JM | H_{\text{mag}} + ALS | JM \rangle - E_{J'M}(H) & \langle JM | H_{\text{mag}} | J''M \rangle & \dots \\ \langle J''M | H_{\text{mag}} | JM \rangle & \langle J''M | H_{\text{mag}} + ALS | J''M \rangle - E_{J'M}(H) & \dots \\ \dots & \dots & \dots \end{vmatrix} = 0. \quad (3.5)$$

Каждому возможному значению M соответствует свое вековое уравнение, причем для $M = L + S$ порядок этого уравнения равен единице ($J = L + S$), для $M = L + S - 1$ двум ($J = L + S; L + S - 1$), для $M = L + S - 2$ трем и т. д.

Матрица J_z диагональна по J , поэтому для недиагональных элементов матрицы в (3.5), используя (3.3), получаем

$$\begin{aligned} \langle \gamma SLJM | L_z + 2S_z | \gamma SLJ'M \rangle &= \langle \gamma SLJM | S_z | \gamma SLJ'M \rangle = \\ &= (-1)^{J-M} (\gamma SLJ || S_z || \gamma SLJ') \begin{pmatrix} J & 1 & J' \\ -M & 0 & M \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (3.6)$$

$$(\gamma SLJ || S_z || \gamma SLJ') = (-1)^{L+1+S+J} \sqrt{S(S+1)(2S+1)(2J+1)(2J'+1)} \begin{Bmatrix} S & J & L \\ J' & S & 1 \end{Bmatrix}, \quad (3.7)$$

где в круглых скобках записаны $3j$ -символы, в фигурных – $6j$ -символы (см. приложение).

Диагональные матричные элементы находятся из формулы

$$A\vec{L}\vec{S} = \frac{A}{2} [J(J+1) - L(L+1) - S(S+1)]. \quad (3.8)$$

После нахождения энергии уровней в магнитном поле $E_{JM}(H)$ из (3.5) и условия равенства модуля векторов $C'_{JM}(H)$ единице можно найти коэффициенты векторов $C'_{JM}(H)$.

Формулы для энергии уровней водородоподобных атомов в магнитном поле с учетом релятивистских поправок можно найти в [10]. Заметим, что учет релятивистских эффектов приводит, например, к отсутствию точного «слияния» состояний $^2P_{3/2, m=-1/2}$ и $^2P_{1/2, m=1/2}$ в сильном поле, в отличие от результата, известного в нерелятивистском приближении.

Вообще, непересечение уровней с одинаковым M является следствием общей теоремы, определяющей поведение собственных значений в тех случаях, когда гамильтониан системы зависит от некоторого параметра [14]. Отметим, что учет поправки второго приближения теории возмущений приводит к отталкиванию уровней с одним значением M , тем большому, чем меньше расстояние между уровнями.

Интенсивности. Вероятность спонтанного электрического дипольного излучения

$$dW_p(JM; J'M') = \frac{\omega^3}{hc^3} |e_{pk} \langle JM | D | J'M' \rangle|^2 dO, \quad (3.9)$$

где p – поляризация. При наблюдении поперек магнитного поля (поле по z) выберем в качестве двух независимых направлений поляризации направления y, z :

$$dW = dW_1 + dW_2 \propto \left\{ \left| \langle JM | D_z | J'M' \rangle \right|^2 + \left| \langle JM | D_y | J'M' \rangle \right|^2 \right\} dO \quad \text{или} \\ dW \propto \left\{ \left| \langle JM | D_0 | J'M' \rangle \right|^2 + \frac{1}{2} \sum_{q=\pm 1} \left| \langle JM | D_q | J'M' \rangle \right|^2 \right\} dO. \quad (3.10)$$

Здесь первый член суммы соответствует π -компонентам, поляризованным по z , второй член σ -компонентам с правокруговой ($\Delta M = 1$) и левокруговой ($\Delta M = -1$) поляризацией. Важно отметить здесь появление $1/2$ в интенсивности σ -компонент (из-за поперечности наблюдения, т. е. при вычислении проекции круговой поляризации на данное направление линейной поляризации). Распишем выражения в скобках:

$$\langle JM | D_q | J'M' \rangle = (-1)^{J-M} (SLJ \| D \| S'L'J') \begin{pmatrix} J & 1 & J' \\ -M & q & M' \end{pmatrix}; \quad (3.11)$$

$$(SLJ \| D \| S'L'J') = (-1)^{S+1+L+J'} (L \| D \| L') \sqrt{(2J+1)(2J'+1)} \begin{Bmatrix} L & J & S \\ J' & L' & 1 \end{Bmatrix} \delta_{SS'}. \quad (3.12)$$

В правой части величина $(L \| D \| L')$ одна и та же для всего мультиплетта, т. е. относительные интенсивности определяются $3j$ - и $6j$ -символами. В слабом поле в линиях определенного

перехода $J \rightarrow J'$ относительная интенсивность определяется $3j$ -символами ($6j$ одинаковые), результат таких расчетов представлен в табл. 2.

В магнитном поле перемешивание состояний приводит к изменению относительных интенсивностей:

$$\langle JM|D|J^0M^0\rangle = \sum_{Ja} C_{JaM}^J \langle J_a M|D|J^0M^0\rangle = \sum_{Ja} C_{JaM}^J \sum_{Jb} R_{JbM}^{J^0} \langle J_a M|D|J_b M^0\rangle, \quad (3.13)$$

где $C_{J'M}^J(H)$ и $R_{J'M}^{J^0}(H)$ – коэффициенты смешивания для верхнего и нижнего уровней, являющиеся функцией от магнитного поля.

В итоге относительная интенсивность линии:

$$dW \propto S_M^{J_v J_n} = \left(\frac{1}{2}\right)^{|q|} \left[\sum_{Ja} C_{JaM}^{J_v} \sum_{Jb} R_{JbM}^{J_n} (-1)^{S+1+L_v+J_n+J_v-M} \begin{pmatrix} J_a & 1 & J_b \\ -M & q & M_n \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} L_v & J_a & S \\ J_b & L_n & 1 \end{Bmatrix} \right]^2, \quad (3.14)$$

где M – проекция полного момента верхнего состояния; $q = 0$ для $\Delta M = 0$ ($M_n = M$, π -компоненты), $q = 1$ для $\Delta M = 1$ ($M_n = M - 1$, σ -компоненты с правокруговой поляризацией), $q = -1$ для $\Delta M = -1$ ($M_n = M + 1$, σ -компоненты с левокруговой поляризацией); индекс v относится к верхнему состоянию, n – к нижнему состоянию, в круглых скобках – $3j$ -символы, в фигурных скобках – $6j$ -символы (см. приложение).

4. Пример перехода ${}^2P_{3/2,1/2} - {}^2S_{1/2}$ (C IV, 3p–3s 5812 и 5801 Å)

Рассмотрим эволюцию в магнитном поле дублета ${}^2P_{3/2,1/2} \rightarrow {}^2S_{1/2}$. На рис. 2 показано расщепление уровней 3p иона C IV в среднем магнитном поле (интервал тонкой структуры 0,00384 эВ). Как видно, в поле 65 Тл расщепление в два раза больше интервала тонкой структуры.

В слабом поле каждый мультиплет распадается на $(2j + 1)$ компонент, соответственно, появляется 10 линий (рис. 3), из которых четыре поляризованы параллельно полю (π -компоненты) и шесть антипараллельно (σ -компоненты). В очень сильном поле 3p-состояние переходит в пять почти равноудаленных уровней (рис. 2), в результате имеется шесть линий (2 π и 4 σ) в виде триплета из двоек линий. То есть в очень сильном поле перемешивание состояний приводит к подавлению четырех линий [9] (сравните с рис. 1). Интенсивности линий в зависимости от величины магнитного поля показаны на рис. 3.

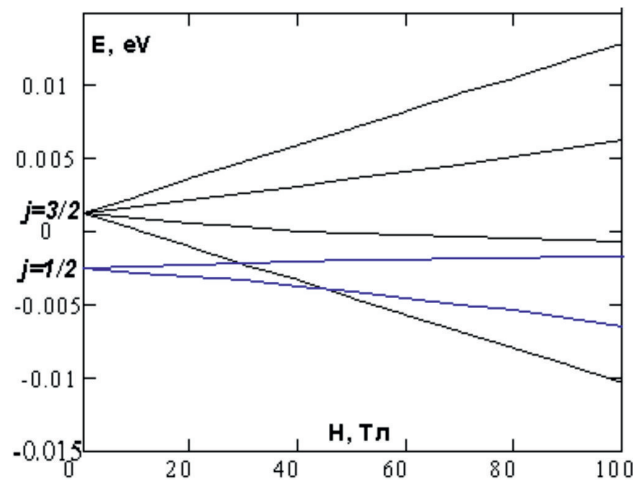


Рис. 2. Расщепление уровня ${}^2P_{3/2,1/2}$ иона C IV в магнитном поле
Fig. 2. Splitting of the ${}^2P_{3/2,1/2}$ level of the C IV ion in a magnetic field

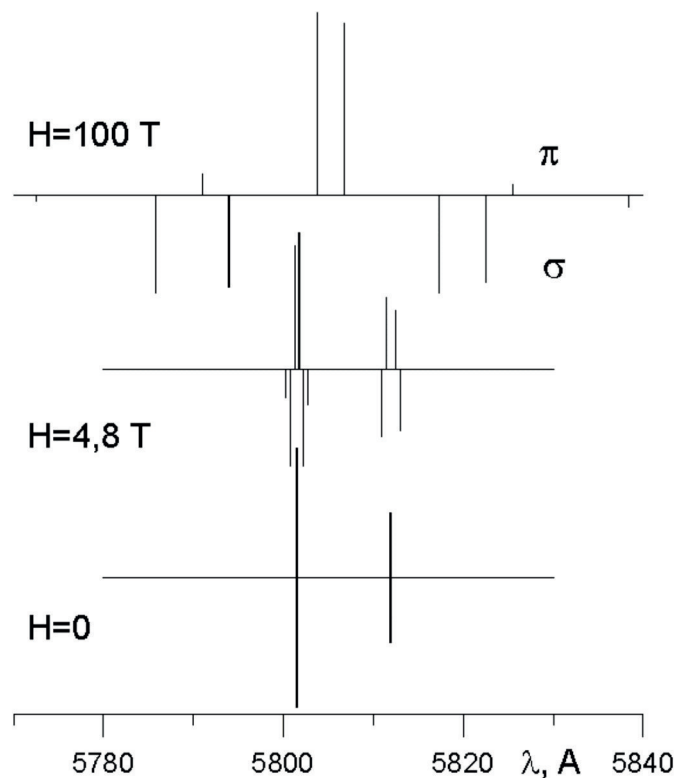


Рис. 3. Расщепление и подавление спектральных линий 3p-3s иона C IV
 Fig. 3. Splitting and suppression of spectral lines of 3p-3s ion C IV

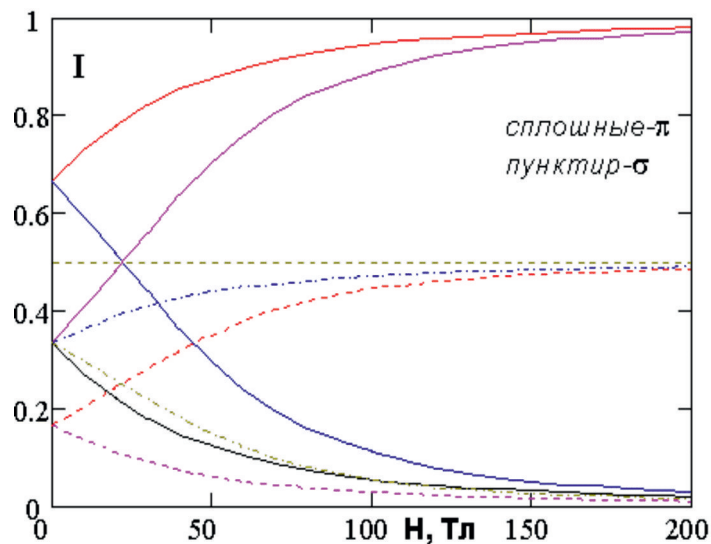


Рис. 4. Интенсивности линий компонент мультиплета 3p-3s в зависимости от магнитного поля
 (π – сплошные линии, σ – пунктирные)

Fig. 4. Line intensities of 3p-3s multiplet components as a function of the magnetic field (π – solid lines, σ – dashed lines)

5. Пример перехода ${}^2D_{5/2,3/2} - {}^2P_{3/2,1/2}$

Яркими линиями, соответствующими данному переходу, являются Si II, 4d-4p 5041 и 5055 Å, H $_{\alpha}$ 6562.8 Å и т. д.

Для магнитного поля на ГОЛ-3, равного 4,8 Тл ($\mu H = 2,777 \cdot 10^{-4}$ эВ), уровень 4d Si II при тонкой структуре в $1,614 \cdot 10^{-4}$ эВ расщепляется в почти полный эффект Пашена – Бака (рис. 5), тогда как уровень 4p при $\delta_T = 7,4361 \cdot 10^{-3}$ эВ расщепляется по аномальному эффекту Зеемана. То есть для линий должен наблюдаться частичный эффект Пашена – Бака.

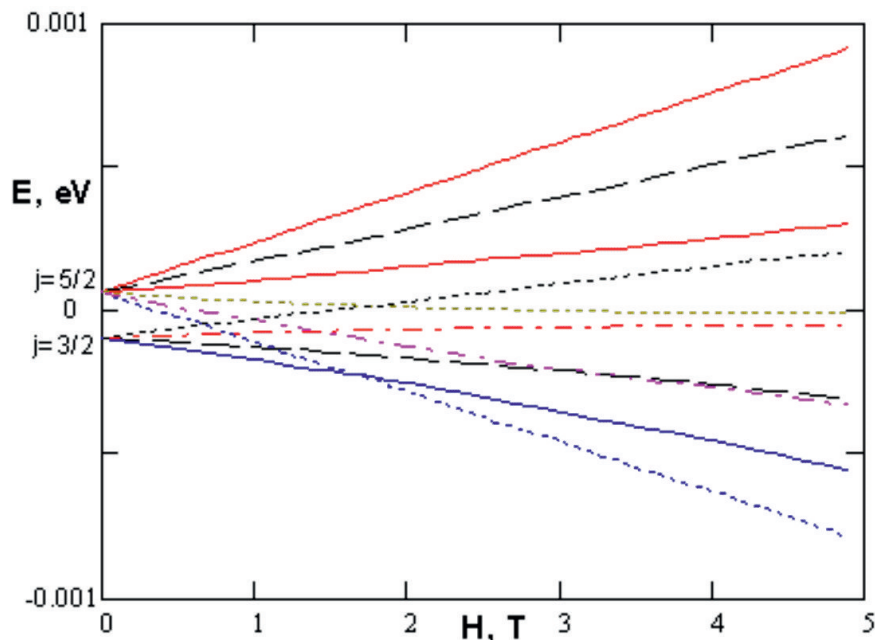


Рис. 5. Расщепление уровня $^2D_{5/2,3/2}$ иона Si II в магнитном поле

Fig. 5. Splitting of the $^2D_{5/2,3/2}$ level of Si II ion in a magnetic field

Всего линий 34: 12 π и 22 σ , из них в отсутствии поля 6 линий (2 π и 4 σ) являются запрещенными: это переходы $^2D_{5/2} - ^2P_{1/2}$, так как $\Delta J = 5/2 - 1/2 = 2$. В магнитном поле примесь $^2D_{3/2}$ в $^2D_{5/2}$ и примесь $^2P_{3/2}$ в $^2P_{1/2}$ делают переход разрешенным. Это является нетривиальным следствием квантовой механики и не описывается никакими приближениями. Особенно удивительным оказывается то, что уже в поле 5 Тл у «запрещенных» переходов одинаковая интенсивность с разрешенными переходами. Нужно отметить и то, что наличие запрещенных переходов увеличивает расщепление по длинам волн. Картина расщепления с ростом магнитного поля представлена на рис. 6.

На рис. 7 представлено сравнение расчета расщепления и экспериментально измеренный профиль σ -компонент для триплета $^2D - ^2P$ Si II 5055 и 5041 Å. Снизу на рис. 7 показаны σ -компоненты зеемановского расщепления, чуть выше – профиль линии для $T = 30$ эВ. При $T = 30$ эВ профиль линии слабо отличается от инструментального контура спектрального прибора. Верхняя кривая – это измеренный профиль, под ней расчетный профиль, наибольшее соответствие наблюдается при поле 4,5 Тл и $T = 130$ эВ. То есть по профилю линии можно определить магнитное поле в плазме и среднюю температуру ионов Si II – 100 эВ. Стрелками показаны компоненты расщепления, соответствующие запрещенным переходам. В плазме ГОЛ-3 как правило реализовывалась корональное равновесие, возбуждение уровней определялось электронным ударом, снятие возбуждения – излучением.

Другим важнейшим примером является линия H_α , самой яркой компонентой которой является переход $3d \ ^2D - 2p \ ^2P$. Из-за очень малой величины тонкой структуры даже в малых полях H_α расщепляется по полному эффекту Пашена – Бака. На рис. 8 представлены компоненты расщепления, экспериментальные данные и расчетный профиль для 4,5 Тл.

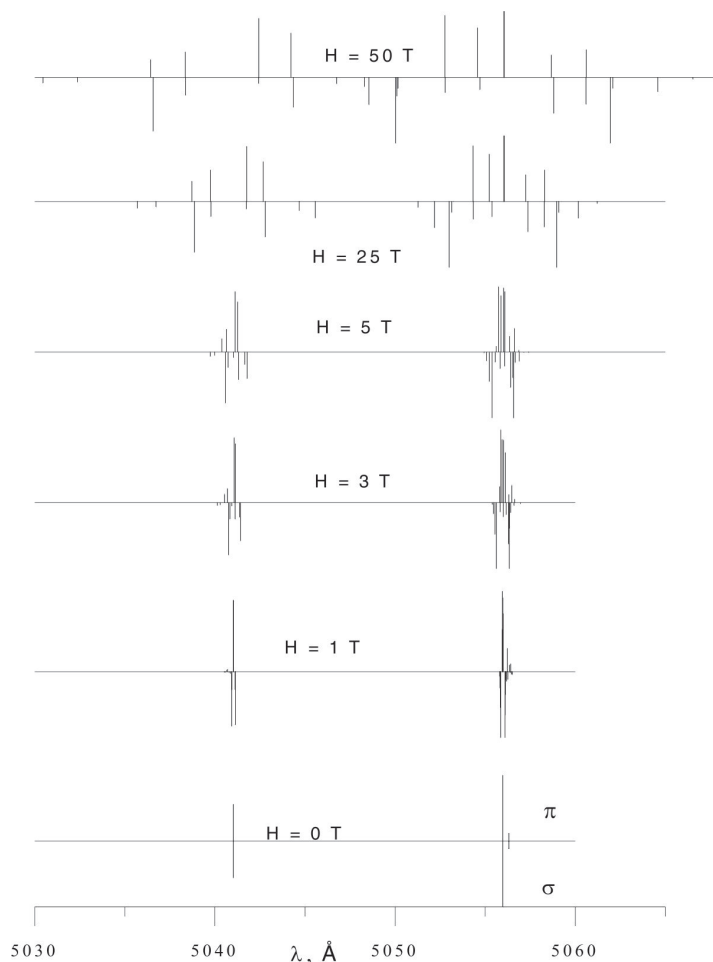


Рис. 6. Расщепление и сдвиг линий Si II 4d-4p в магнитном поле
 Fig. 6. Splitting and shifting of Si II 4d-4p lines in a magnetic field

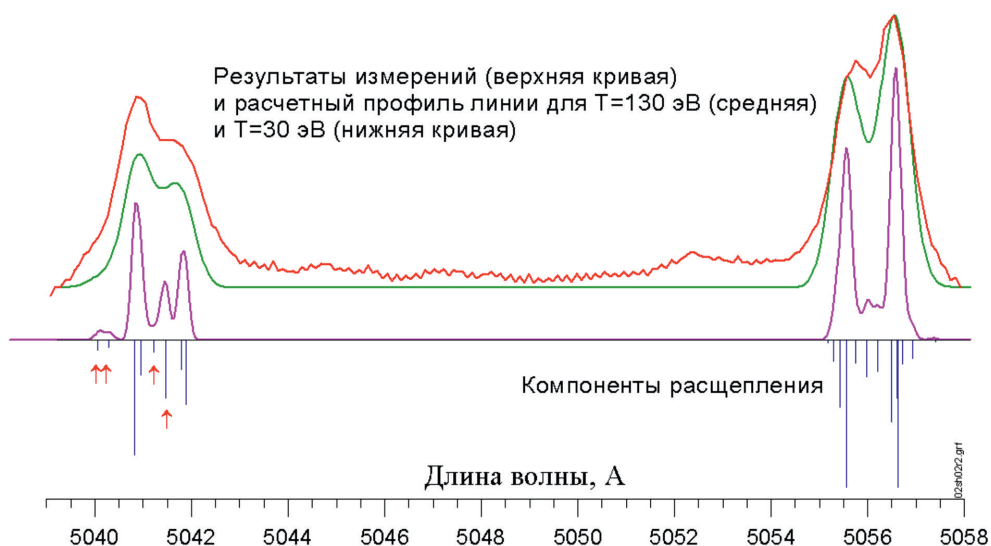


Рис. 7. Зеемановское расщепление σ -компонент триплета ${}^2D - {}^2P$ Si II,
 снизу – расчет, верхняя кривая – экспериментальные данные
 Fig. 7. Zeeman splitting of σ -components of the triplet ${}^2D - {}^2P$ Si II, bottom calculation, upper curve – experimental data

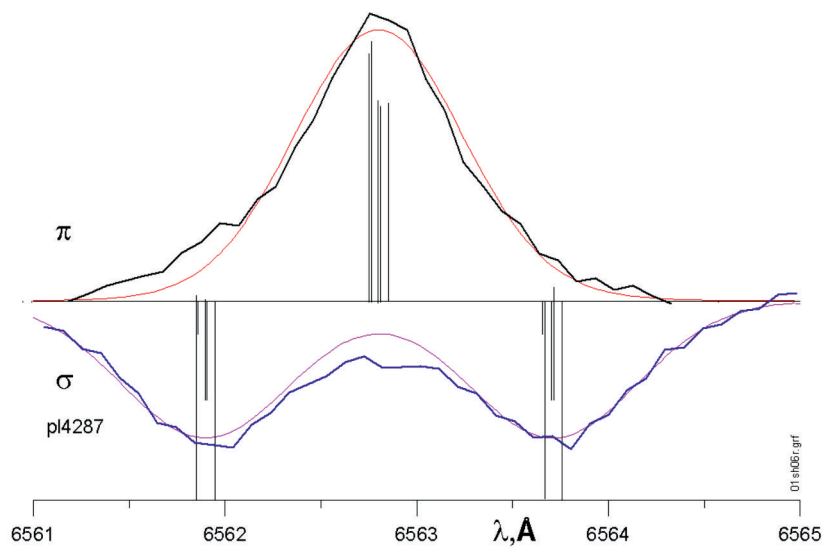


Рис. 8. Расщепление H_α в магнитном поле 4,5 Тл. Столбики – компоненты расщепления, плавные линии – расчет профиля, кривые – экспериментальный профиль линии.

Fig. 8. Splitting of H_α in a 4.5 Tesla magnetic field. Columns – splitting components, smooth lines – profile calculation, curves – experimental line profile.

Возможность измерения магнитного поля по зеемановскому расщеплению определяются возможностями спектрального прибора, доплеровским уширением линии и типом перехода. Для примера, линия H_α на рис. 8 – при уменьшении магнитного поля расщепление уровней снизится пропорционально полю, при поле 1 Тл $\Delta\lambda$ составит 0,4 Å между σ -компонентами, что, видимо, является минимальным для достоверного разделения двух пиков с тем же уширением профиля линии, что имеется на рис. 8.

6. Случай слабого поля для jl -связи

Связь типа jl реализуется, как правило, в тех случаях, когда оптический электрон находится в среднем на большом расстоянии от электронов атомного остатка. Именно при этом электростатическое взаимодействие оптического электрона с электронами атомного остатка может оказаться малым по сравнению со спин-орбитальным взаимодействием электронов атомного остатка. Как раз такая ситуация встречается у инертных газов (например, неона Ne).

Атомный остаток характеризуется S_l и L_l , которые формируют полный момент атомного остатка $\mathbf{j} = \mathbf{S}_l + \mathbf{L}_l$. Электростатическое взаимодействие атомного остатка с возбужденным электроном (с орбитальным моментом l и спином s) $L_l S_l j l$ дает ряд уровней, каждый из которых характеризуется квантовым числом $\mathbf{K} = \mathbf{j} + \mathbf{l}$. Наконец, спин-орбитальное взаимодействие возбужденного электрона приводит к расщеплению каждого уровня $L_l S_l j l K$ на ряд J -компонент. J – полный момент атома, причем $J = K \pm 1/2$.

При классификации по этой схеме уровень характеризуется набором квантовых чисел $L_l S_l j l K J$. Обычно используют следующее обозначение: $^{2S_l+1}L_l j nl[K]J$.

В случае jl -связи для вычисления расщепления в слабом поле g -фактор для уровня $L_l S_l j l K J$ можно выразить через g -факторы приближения LS -связи:

$$g(L_l S_l j l K J) = \sum_{SL} \left| (SLJ | L_l S_l j l K J) \right|^2 g(SL). \quad [(28.12) \text{ в } [13]]$$

Суммирование по SL означает суммирование по всем термам данной конфигурации, для которых $L + S \geq J \geq |L - S|$. Выражение в круглых скобках вычисляется следующим образом:

$$(S_1 s [S] L_1 l [L] J | S_1 L_1 j [K] s J) = (-1)^{S_1 + s + S + L_1 + l + L + 2K} \sqrt{(2j+1)(2L+1)(2S+1)(2K+1)} \begin{Bmatrix} s & L_1 & j \\ l & K & L \end{Bmatrix} \begin{pmatrix} S & L & J \\ K & S_1 & s \end{pmatrix},$$

здесь $S = S_1 + s$, $L = L_1 + l$.

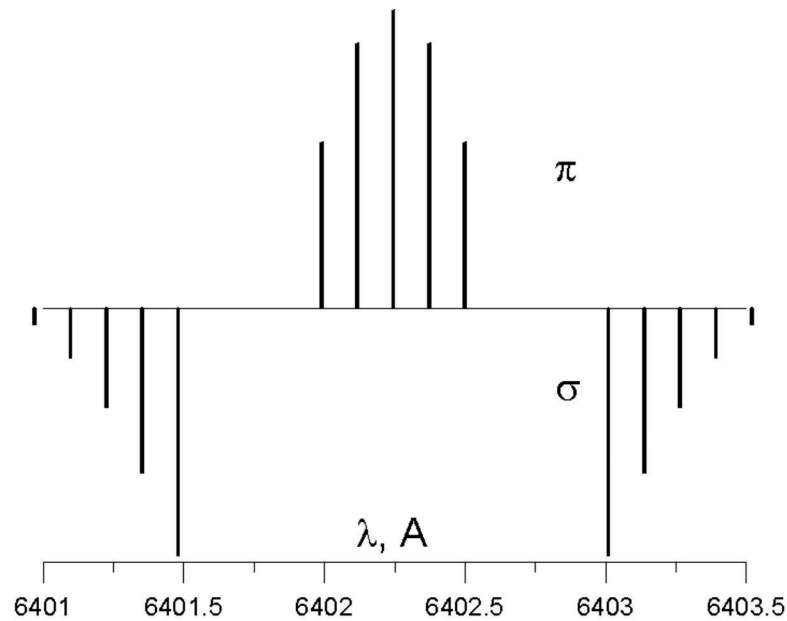


Рис. 9. Расщепление линии Ne I 6402 Å перехода $^3P_{3/2} 3p[5/2]_3 \rightarrow ^3P_{3/2} 3s[3/2]_2$ в магнитном поле 4 Тл по аномальному эффекту Зеемана
Fig. 9. Splitting of the Ne I 6402 Å line of the transition $^3P_{3/2} 3p[5/2]_3 \rightarrow ^3P_{3/2} 3s[3/2]_2$ in a 4 Tesla magnetic field by the anomalous Zeeman effect

Для нас представляло интерес расщепление линий мультиплетов 3s-3p NeI (вторичные стандарты длин волн) (рис. 9). В частности, для линии 6402,246 Å для верхнего уровня $g(^3P_{3/2} 3p[5/2]_3) = 3/2$, для нижнего $g(^3P_{3/2} 3s[3/2]_2) = 4/3$.

Список литературы

1. **Koidan V. S. et al.** Multimirror open trap GOL-3: recent results // Fusion Science and Technology. 2003. Vol. 43. No. 1T. P. 30–36.
2. **Postupaev V. V. et al.** Experiments with “Thin” Electron Beam at GOL-3 // Fusion Science and Technology. 2011. Vol. 59. No. 1T. P. 144–149.
3. **Shoshin A. A. et al.** Plasma-Surface interaction during ITER type I ELMs: comparison of simulation with QSPA Kh-50 and the GOL-3 facilities // Fusion Science and Technology. 2011. Vol. 59. No. 1T. P. 57–60.
4. **Акентьев Р. Ю. и др.** Спектроскопический комплекс для исследования плазмы на установке ГОЛ-3 // Приборы и техника эксперимента. 2004. № 2. С. 98–104.
5. **Akentyev R. Yu. et al.** Plasma Spectroscopy at the GOL-3 Facility // Fusion Science and Technology. 2003. Vol. 43. No. 1T. P. 253–255.

6. Полосаткин С. В. и др. Спектроскопические исследования на установке ГОЛ-3 взаимодействия мощного плазменного потока с твердым телом // Приборы и техника эксперимента. 2008. № 2. С. 100–107.
7. Аржанников А. В. и др. Измерение импульсных высоких давлений по сдвигу линий флуоресценции рубина // Приборы и техника эксперимента, 2006. № 2. С. 157–161.
8. Shoshin A. A. et al. Study of Plasma-Surface Interaction at the GOL-3 Facility // Fusion Engineering and Design. 2017. Vol. 114. P. 157–179.
9. Бете Г., Солпитер Э. Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами. М: Физматгиз, 1960. § 45–47.
10. Запругаев С. А. Эффект Зеемана уровней тонкой структуры водородоподобного атома // Оптика и спектроскопия. 1979. Т. 47, вып. 1. С. 18–26.
11. Запругаев С. А., Манаков Н. Л., Пальчиков В. Г. Теория многозарядных ионов с одним и двумя электронами. М.: Энергоатомиздат, 1985. § 4.5.
12. McLean E. A. et al. Observation of magnetic fields in laser-produced plasma using the Zeeman effect // Phys. Fluids. 1984. Vol. 27 (5). P. 1327–1335.
13. Собельман И. И. Введение в теорию атомных спектров. М.: Наука, 1977.
14. Ландау Л. Д., Лившиц Е. М. Т. 3. Квантовая механика. М.: Наука, 1989. § 113.
15. Берестецкий В. Б., Лившиц Е. М., Питаевский Л. П. Т. 4 «Квантовая электродинамика». М.: Наука, 1989. § 51.
16. Шпольский Э. В. Атомная физика. М.: Наука. 1974. Т. 2. §77–79.
17. Souw E. K., Uhlenbusch J. Calculation of the combined Zeeman and translational Stark effect on the Na-multiplier // Physics. 1983. Vol. 122C. P. 353–374.
18. Andersson M., Jönsson P. HFSZEEMAN — A program for computing weak and intermediate field fine and hyperfine structure Zeeman splittings from MCDHF wave functions // Computer Physics Communications. 2008. Vol. 178. P. 156–170.
19. Bhandari G., Pathak S. D., Sharma M. Generalized uncertainty principle and the Zeeman effect: Relativistic corrections unveiled // Nucl. Phys. 2025. Vol. B 1012. P. 116817.

References

1. Koidan V. S. et al. Multimirror open trap GOL-3: recent results. *Fusion Science and Technology*, 2003, vol. 43, no. 1T, pp. 30–36.
2. Postupaev V. V. et al. Experiments with “Thin” Electron Beam at GOL-3. *Fusion Science and Technology*, 2011, vol. 59, no. 1T, pp. 144–149.
3. Shoshin A. A. et al. Plasma-Surface interaction during ITER type I ELMs: comparison of simulation with QSPA Kh-50 and the GOL-3 facilities. *Fusion Science and Technology*, 2011, vol. 59, no. 1T, pp. 57–60.
4. Akent'ev R. Yu. et al. Spectral Diagnostics for Plasma Research at the GOL-3 Facility. *Instruments and Experimental Techniques*. 2004, 47, no. 2, pp. 224–229. (in Russ.)
5. Akentjev R. Yu. et al. Plasma Spectroscopy at the GOL-3 Facility. *Fusion Science and Technology*, 2003, vol. 43, no. 1T, pp. 253–255.
6. Polosatkin S. V. et al. Spectroscopic Studies of the Interaction of a High-Power Plasma Stream with a Solid on the GOL-3 Facility. *Instruments and Experimental Techniques*, 2008, 51, no. 2, pp. 251–257. (in Russ.)
7. Arzhannikov A. V. et al. Measurement of High Pulsed Pressures Using the Shift of Ruby Fluorescence Lines. *Instruments and Experimental Techniques*, 2006, vol. 49, no. 2, pp. 293–296. (in Russ.)
8. Shoshin A. A. et al. Study of Plasma-Surface Interaction at the GOL-3 Facility. *Fusion Engineering and Design*, 2017, vol. 114, pp. 157–179.

9. **Bethe G., Solpeter E.** Quantum mechanics of atoms with one and two electrons, Moscow, Fizmatgiz publ., 1960, § 45–47. (in Russ.)
10. **Zapryagaev S. A.** Zeeman effect of fine structure levels of hydrogen-like atom. *Optics and Spectroscopy*, 1979, vol. 47, no. 1, pp. 18–26. (in Russ.)
11. **Zapryagaev S. A., Manakov N. L., Palchikov V. G.** Theory of Multicharged Ions with One and Two Electrons. Moscow, Energoatomizdat, 1985, § 4,5. (in Russ.)
12. **McLean E. A. et al.** Observation of magnetic fields in laser-produced plasma using the Zeeman effect. *Phys. Fluids*, 1984, vol. 27 (5), pp. 1327–1335.
13. **Sobelman I. I.** Introduction to the Theory of Atomic Spectra. Moscow, Nauka publ., 1977. (in Russ.)
14. **Landau L. D., Livshits E. M.**, Quantum Mechanics, vol. 3. Moscow, Nauka publ., 1989. § 113. (in Russ.)
15. **Berestetsky V. B., Livshits E. M., Pitaevsky L.P.** vol. 4. Quantum Electrodynamics. Moscow, Nauka publ., 1989. § 51. (in Russ.)
16. **Shpolsky E. V.** Atomic Physics, vol. 2. Moscow, Nauka publ., 1974, §77–79. (in Russ.)
17. **Souw E. K., Uhlenbusch J.** Calculation of the combined Zeeman and translational Stark effect on the Ha-multiplet. *Physica 122C*, 1983, pp. 353–374.
18. **Andersson M., Jönsson P.** HFSZEEMAN — A program for computing weak and intermediate field fine and hyperfine structure Zeeman splittings from MCDHF wave functions. *Computer Physics Communications*, 2008, vol. 178, pp. 156–170.
19. **Bhandari G., Pathak S. D., Sharma M.** Generalized uncertainty principle and the Zeeman effect: Relativistic corrections unveiled. *Nucl. Phys.*, 2025, vol. B 1012, p. 116817.

Приложение. Формулы для $3j$ - и $6j$ -символов

$3j$ -символы обладают следующими свойствами по перестановке:

$$\begin{pmatrix} j_1 & j_2 & j \\ m_1 & m_2 & m \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} j_2 & j & j_1 \\ m_2 & m & m_1 \end{pmatrix} = (-1)^{j_1+j_2+j} \begin{pmatrix} j_1 & j & j_2 \\ m_1 & m & m_2 \end{pmatrix} = (-1)^{j_1+j_2+j} \begin{pmatrix} j_1 & j_2 & j \\ -m_1 & -m_2 & -m \end{pmatrix}.$$

Для частного случая $j = 1$ [13, с. 69]:

$$\begin{pmatrix} j+1 & j & 1 \\ m & -m-1 & 1 \end{pmatrix} = (-1)^{-j-m-1} \left[\frac{(j-m)(j-m+1)}{(2j+3)(2j+2)(2j+1)} \right]^{\frac{1}{2}},$$

$$\begin{pmatrix} j+1 & j & 1 \\ m & -m & 0 \end{pmatrix} = (-1)^{j-m-1} \left[\frac{(j+m+1)(j-m+1)}{(2j+3)(j+1)(2j+1)} \right]^{\frac{1}{2}},$$

$$\begin{pmatrix} j & j & 1 \\ m & -m-1 & 1 \end{pmatrix} = (-1)^{j-m} \left[\frac{(j-m)(j+m+1)}{(j+1)(2j+1)2j} \right]^{\frac{1}{2}},$$

$$\begin{pmatrix} j & j & 1 \\ m & -m & 0 \end{pmatrix} = (-1)^{j-m} \frac{m}{[(j+1)(2j+1)j]^{\frac{1}{2}}}.$$

$6j$ -символы остаются инвариантными при любой перестановке их столбцов, а также при перестановке нижних и верхних аргументов в каждом из любых двух столбцов. Некоторые полезные формулы ($s = a + b + c$) [13, с. 74]:

$$\begin{Bmatrix} a & b & c \\ 0 & c & b \end{Bmatrix} = (-1)^s [(2b+1)(2c+1)]^{\frac{1}{2}},$$

$$\begin{Bmatrix} a & b & c \\ 1 & c-1 & b-1 \end{Bmatrix} = (-1)^s \left[\frac{s(s+1)(s-2a+1)(s-2a)}{(2b-1)2b(2b+1)(2c-1)2c(2c+1)} \right]^{\frac{1}{2}},$$

$$\begin{Bmatrix} a & b & c \\ 1 & c-1 & b \end{Bmatrix} = (-1)^s \left[\frac{2(s+1)(s-2a)(s-2b)(s-2c+1)}{2b(2b+1)(2b+2)(2c-1)2c(2c+1)} \right]^{\frac{1}{2}}.$$

Сведения об авторе

Шошин Андрей Алексеевич, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник

Information about the Author

Andrey A. Shoshin, Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Senior Researcher

Статья поступила в редакцию 20.01.2025;

одобрена после рецензирования 10.02.2025; принята к публикации 14.04.2025

The article was submitted 20.01.2025;

approved after reviewing 10.02.2025; accepted for publication 14.04.2025