

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 11

ФЕВРАЛЬ, 1975

ВЫПУСК 1

ЛИНИИ ПОГЛОЩЕНИЯ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ С УЧЕТОМ ОРИЕНТАЦИИ АТОМОВ

Г. Г. ПАВЛОВ

Поступила 27 мая 1974

Получено общее решение уравнений переноса излучения в анизотропной полубесконечной среде в предположении ЛТР. Найдены профили параметров Стокса для линий поглощения в сильном магнитном поле с учетом ориентации атомов. Показано, что ориентация атомов магнитным полем приводит к циркулярной поляризации в интегральном по частоте свете. Для полей $\sim 10^6 - 10^7$ гс её величина может достигать нескольких процентов. Рассмотренный эффект может быть ответственен за циркулярную поляризацию, наблюдаемую у магнитных белых карликов.

1. *Введение.* В связи с недавним открытием белых карликов, обладающих, по-видимому, магнитными полями $B \sim 10^5 - 10^8$ гаусс (ссылки в [1]), большой интерес приобретают задачи о переносе поляризованного излучения в сильном магнитном поле и, в частности, задача об образовании линий поглощения в сильном магнитном поле. Сильное магнитное поле влияет на спектральные линии двояким образом. Во-первых, оно приводит к квадратичному эффекту Зеемана, вследствие которого линия сдвигается как целое. Этот эффект рассматривался недавно в работах [2, 3]. Во-вторых, в сильном магнитном поле происходит ориентация магнитного момента атома вдоль поля, выражающаяся в различной заселенности зеемановских подуровней. Влияние этого эффекта на линии поглощения рассматривается в нашей работе.

В разделе 2 получено общее решение уравнений переноса для анизотропной полубесконечной среды в предположении локального термодинамического равновесия (ЛТР). Оно обобщает формулы Рачковского [4] и Унно [5], полученные ими для излучения в спектральной линии, выходящего из среды, единственным источником анизотропии которой является однородное магнитное поле.

В разделе 3 полученные формулы используются для исследования вопроса о влиянии ориентации атомов магнитным полем на спектр и поляризацию излучения магнитной звезды. При этом особое внимание уделяется вопросу о степени циркулярной поляризации, измеряемой поляризационным фильтром с большой шириной полосы, поскольку обычно именно такие фильтры применяются при поляризационных наблюдениях белых карликов из-за их малой светимости. Степень циркулярной поляризации в интегральном свете, возникающая в результате рассматриваемого эффекта, может быть оценена по формуле $P_c \approx (\hbar \omega_a \cos \vartheta / 2kT) (W/\Delta\omega)$, где $\omega_a = eB/mc$ — циклотронная частота, ϑ — угол между магнитным полем и лучом зрения, $\Delta\omega$ — спектральная ширина полосы фильтра, W — сумма эквивалентных ширин всех линий, попадающих в частотный интервал $\Delta\omega$.

2. *Перенос излучения в анизотропной среде при наличии ЛТР.* В анизотропной среде коэффициенты переноса излучения (например, сечения поглощения и рассеяния) зависят от направления распространения излучения и его поляризации. Вследствие этого, при описании процесса переноса необходимо использовать вместо уравнения переноса для интенсивности систему уравнений переноса для параметров Стокса или поляризационной матрицы плотности излучения. Общий вид этой системы [6—8]

$$(n\bar{\nu})_{\alpha\beta}^{\rho} = -\frac{1}{2} \sum (T_{\alpha\gamma} \rho_{\gamma\beta} + \rho_{\alpha\gamma} T_{\gamma\beta}^{\dagger}) + \epsilon_{\alpha\beta}^{\rho}, \quad (1)$$

где $\rho_{\alpha\beta}^{\rho}(n, \omega, r)$ — матрица плотности излучения в точке r (n и ω — направление распространения и циклическая частота излучения, а α и β — поляризационные индексы), элементы которой линейно связаны с параметрами Стокса, $T_{\alpha\beta}(n, \omega, r)$ — матричный коэффициент поглощения (матрица переноса), $\epsilon_{\alpha\beta}^{\rho}(n, \omega, r)$ — матричный коэффициент излучения. Если среда настолько плотная, что функция распределения её частиц определяется в основном столкновениями с другими частицами, а не взаимодействием с излучением, то можно использовать приближение локального термодинамического равновесия (ЛТР). В этом случае [9]

$$\epsilon_{\alpha\beta}^{\rho} = \frac{1}{4} (T_{\alpha\beta}^{\rho} + T_{\alpha\beta}^{\rho*}) B_{\alpha\beta}, \quad (2)$$

где $B_{\alpha\beta}$ — функция Планка.

Для решения уравнения (1) введем поляризационную матрицу плотности R_{jk} в представлении нормальных волн [8]*)

* Аналогичный метод использовался также в работах [13, 14].

$$R_{jk} = \sum_{\alpha\beta} u_{j\alpha}^{-1} \gamma_{\alpha\beta}^+ u_{\beta k}^{-1}, \quad (3)$$

где $j, k = 1, 2$ — индексы необыкновенной и обыкновенной волн, $u_{\alpha j}$ — собственные векторы матрицы $T_{\alpha\beta}$:

$$\sum_{\beta} T_{\alpha\beta} u_{\beta j} = T_{\alpha} u_{\alpha j}, \quad (4)$$

индексы -1 и $+$ означают обратную и эрмитово сопряженную матрицы.

Для R_{jk} получаем уравнение

$$(n\nabla) R_{jk} = -\frac{1}{2} (T_l + T_k) \left[R_{jk} - \frac{1}{2} B_{\omega} (u^{-1} u^{-1})_{jk} \right], \quad (5)$$

Решая (5) для плоскопараллельной среды и переходя в исходное представление, получаем матрицу плотности излучения, выходящего из полубесконечной анизотропной среды

$$\rho_{\alpha\beta} = \frac{1}{4} \sum_{jkt} u_{\alpha j} u_{jt}^{-1} u_{tk}^+ u_{kt}^{-1} \int_0^{\infty} dz (T_l + T_k) B_{\omega} \exp \left[-\frac{1}{2} \int_0^z dz' (T_l + T_k) \sec \theta \right] \sec \theta, \quad (6)$$

где θ — угол между нормалью к границе среды и лучом зрения. Эта формула справедлива при любой зависимости B_{ω} и T_{jk} от геометрической глубины z независимо от источника анизотропии среды и конкретных процессов, приводящих к поглощению и преломлению излучения в среде.

Введем оптическую глубину τ по отношению к какому-либо коэффициенту поглощения K : $\tau = \int_0^z K dz$. Если величина $\eta_{jk} = (T_l + T_k)/2K$ не зависит от τ (например, в модели звездной атмосферы Милна—Эддингтона с коэффициентом поглощения в непрерывном спектре, равном K), то

$$\rho_{\alpha\beta} = \frac{1}{2} \sum_{jkt} u_{\alpha j} u_{jt}^{-1} u_{tk}^+ u_{kt}^{-1} \eta_{j\beta} \sec \theta \int_0^{\infty} d\tau B_{\omega}(\tau) e^{-\tau \eta_{j\beta} \sec \theta}. \quad (7)$$

Разложим функцию $B_{\omega}(\tau)$ в ряд по τ :

$$B_{\omega}(\tau) = B_{\omega}^{(0)} \left(1 + \sum_{n=1}^{\infty} \beta_n \tau^n / n! \right). \quad (8)$$

Тогда

$$\rho_{\alpha\beta} = \frac{B_{\omega}^{(0)}}{2} \delta_{\alpha\beta} + \frac{B_{\omega}^{(0)}}{2} \sum_{n=1}^{\infty} \beta_n (\cos \theta)^n X_{\alpha\beta}^{(n)}, \quad (9)$$

где

$$X_{\alpha\beta}^{(n)} = \sum_{|k_l|} u_{\alpha j} \frac{\tau_{\alpha\beta}^{n-1} \tau_{jk}^{n-1}}{(\tau_{jk})^n} u_{k\beta}^{\dagger}, \quad (10)$$

Матрица $X^{(n)}$ подчиняется условию

$$\sum_{j_1} \sum_{m=0}^n \binom{n}{m} [(T^{-1})_{j_1} X_{j_1}^{(m)} [(T^{-1})^{-m}]_{j_3}] = (2K)^n \delta_{\alpha\beta}, \quad (11)$$

которое оказывается фактически удобнее для отыскания явного вида $X^{(n)}$, чем (10).

Во многих задачах в разложении (8) можно ограничиться линейным по τ членом (β -приближение). Тогда

$$\rho_{\alpha\beta} = \frac{1}{2} B_{\omega}^{(0)} (\delta_{\alpha\beta} + \beta_1 \cos \theta X_{\alpha\beta}^{(1)}), \quad (12)$$

где $X^{(1)}$ находится из условия

$$\frac{TX^{(1)} + X^{(1)}T^{-1}}{2K} = 1. \quad (13)$$

Если можно пренебречь эффектами, связанными с интерференцией нормальных волн (например, влиянием аномальной дисперсии в спектральной линии), то $T = T^{-1}$ и $X^{(n)} = (KT^{-1})^n$. Пользуясь формулами (11), (13), можно получить явные выражения матрицы плотности (или параметров Стокса) выходящего из среды излучения через элементы матрицы переноса $T_{\alpha\beta}$. Например, в β -приближении для параметров Стокса имеем

$$I = B_{\omega}^{(0)} \left\{ 1 + \frac{\beta \cos \theta}{D} \tau_V (\tau_V^2 + \tau_V^2 + \tau_Q^2 + \tau_Q^2) \right\}, \quad (14a)$$

$$Q = -B_{\omega}^{(0)} \frac{\beta \cos \theta}{D} [\tau_V (\tau_V \tau_Q + \tau_U \tau_V - \tau_V \tau_U) + \tau_Q A], \quad (14б)$$

$$U = -B_{\omega}^{(0)} \frac{\beta \cos \theta}{D} [\tau_V (\tau_V \tau_U - \tau_U \tau_V + \tau_V \tau_Q) + \tau_U A], \quad (14в)$$

$$V = -B_{\alpha}^{(0)} \frac{\beta \cos \theta}{D} [\eta_V^2 \eta_V + \xi_V A], \quad (14r)$$

где

$$D = \eta_V^2 (\eta_V^2 - \eta_V^2 - \eta_Q^2 - \eta_U + \xi_V^2 + \xi_Q^2 + \xi_U^2) - A^2,$$

$$A = \eta_V \xi_V + \eta_Q \xi_Q + \eta_U \xi_U, \quad \beta \equiv \beta_1.$$

Вещественные безразмерные коэффициенты η и ξ определяются формулами

$$\begin{aligned} \eta_V = \operatorname{Re} \frac{T_{+1+1} + T_{-1-1}}{2K}, \quad \eta_V + i\xi_V = \frac{T_{+1-1} - T_{-1-1}}{2K}, \\ \eta_Q + i\xi_Q = -\frac{T_{+1-1} - T_{-1-1}}{2K}, \quad \eta_U + i\xi_U = i \frac{T_{+1-1} - T_{-1+1}}{2K}, \end{aligned} \quad (15)$$

где $T_{\alpha\beta}$ — элементы матрицы переноса в представлении круговой поляризации ($\alpha, \beta = \pm 1$ соответствуют правой и левой круговой поляризации). Полученные формулы в общем виде решают задачу о спектре и поляризации излучения, выходящего из анизотропной среды. Они справедливы при тех же условиях, что и исходное уравнение переноса, то есть в приближении ЛТР и при малом отличии показателей преломления среды от единицы [6].

Рассмотрим теперь практически важный частный случай, когда единственным выделенным направлением в среде является направление магнитного поля. Тогда элементы матрицы переноса в представлении круговой поляризации могут быть записаны в виде [8]

$$T_{\alpha\beta}(\mathbf{n}, \omega) = \sum_{\mu=-1}^1 P_{\alpha\beta}^{\mu}(\mathbf{n}) T_{\mu}(\omega), \quad (16)$$

где

$$\begin{aligned} P_{\alpha\beta}^{\mu}(\mathbf{n}) = \delta_{\alpha\beta} \left| \frac{1}{3} + \frac{1}{2} \mu \alpha \cos \vartheta + \frac{1}{12} (3\mu^2 - 2) (3 \cos^2 \vartheta - 1) \right| + \\ + \frac{1}{4} (1 - \delta_{\alpha\beta}) (3\mu^2 - 2) \sin^2 \vartheta e^{i(\alpha-\beta)\varphi}, \end{aligned} \quad (17)$$

ϑ — угол между направлением магнитного поля B и лучом зрения n ,
 φ — угол между плоскостью, образованной векторами n и B и направлением оси e_x базисной системы ортов линейной поляризации (см. рис. 1.) Комплексные коэффициенты $T_{\mu}(\omega)$ связаны с диагональными элементами тензора поляризуемости среды $\alpha_{\mu}(\omega)$ в циклических координатах

$$T_r(\omega) = -i \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 a_r(\omega). \quad (18)$$

Их явный вид определяется конкретными процессами взаимодействия излучения с частицами среды. Используя (15), (16), имеем

$$\eta_U = \frac{\eta_{+1} - \eta_{-1}}{2} - \frac{2\eta_0 - \eta_{+1} - \eta_{-1}}{4} \sin^2 \vartheta, \quad (19a)$$

$$\eta_U + i\tilde{\eta}_U = \left(\frac{\eta_{+1} - \eta_{-1}}{2} + i \frac{\tilde{\eta}_{+1} - \tilde{\eta}_{-1}}{2} \right) \cos \vartheta, \quad (19b)$$

$$\eta_Q + i\tilde{\eta}_Q = \left(\frac{2\eta_0 - \eta_{+1} - \eta_{-1}}{4} + i \frac{2\tilde{\eta}_0 - \tilde{\eta}_{+1} - \tilde{\eta}_{-1}}{4} \right) \sin^2 \vartheta \cos 2\varphi, \quad (19b)$$

$$\eta_U + i\tilde{\eta}_U = (\eta_Q + i\tilde{\eta}_Q) \operatorname{tg} 2\varphi. \quad (19c)$$

Вещественные коэффициенты η_μ и $\tilde{\eta}_\mu$ ($\mu = 0, \pm 1$) не зависят от углов и определяются формулой

$$\eta_\mu + i\tilde{\eta}_\mu = T_\mu(\omega)/K. \quad (20)$$

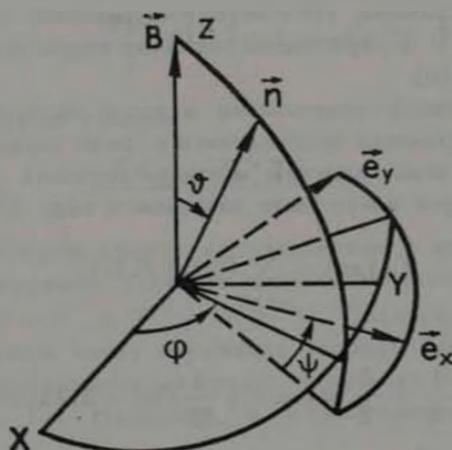


Рис. 1. Системы координат и углы, используемые в статье.

Формулы (16) — (19) позволяют в явном виде выделить угловую зависимость в выражениях для параметров Стокса выходящего излучения. Если выбрать $\varphi = 0$, то $\eta_U = \tilde{\eta}_U = 0$ и при подстановке (19) в (14) получаются формулы, полученные впервые Д. Н. Рачковским [4] в задаче об образовании линий поглощения в магнитном поле. Если, кро-

ме того, положить в (19) $\xi_{II} = 0$ (в задачах о спектральных линиях в магнитном поле это соответствует пренебрежению аномальной дисперсии), то при подстановке (19) в (14) получим формулы Унно [5]. Из нашего вывода формул (14), (19) с очевидностью следует, в частности, что формулы Рачковского применимы не только для эффекта Зеемана, но и для любого процесса взаимодействия излучения с веществом в магнитном поле (разница лишь в частотной зависимости коэффициентов τ_{ij} и ξ_{ij}).

3. *Влияние ориентации атомов сильным магнитным полем на спектр и поляризацию излучения.* Применим полученные в предыдущем разделе формулы к задаче о переносе излучения в спектральной линии в магнитном поле настолько сильном, что становится возможной ориентация моментов атомов вдоль магнитного поля. Такая ситуация может иметь место в атмосферах магнитных белых карликов. Поскольку при образовании линий в атмосфере звезды существенно поглощение и излучение фотонов не только в линии, но и в непрерывном спектре, то матрица переноса T_{ij} должна учитывать оба эти процесса. Если магнитное поле не является очень большим, то можно пренебречь угловой и поляризационной зависимостью матрицы переноса в непрерывном спектре. Например, если основным нерезонансным процессом являются свободно-свободные переходы в магнитоактивной плазме, то такое пренебрежение допустимо при $\omega_0 \ll \omega$ ($\omega_B = eB/mc$ — циклотронная частота), что соответствует в оптическом диапазоне $B \ll 3 \cdot 10^9$ гаусс. Тогда эти процессы могут быть учтены введением скалярного коэффициента поглощения в непрерывном спектре K . Если обозначить матрицу переноса в линии через T_{ij} , то во всех формулах предыдущего раздела следует сделать замену $T_{ij} \rightarrow K \delta_{ij} + T_{ij}$, $\tau_{ij} \rightarrow 1 + \tau_{ij}$. Выражения для матрицы переноса в спектральной линии были получены для различных случаев в работе [9]. При наличии ЛТР с учетом ориентации атомов магнитным полем можно записать

$$\tau_{ij} + K_{ij} = \frac{\tau_{ij}}{G(0)(2S+1)(2L'+1)} \sum_{m_L m_S} \left(C_{L m_L 1 \mu}^{L' m_L} \right)^2 n_{m_L m_S} \times \\ \times \left\{ G\left(\omega - \mu \frac{\omega_B}{2}\right) + iF\left(\omega - \mu \frac{\omega_B}{2}\right) \right\}, \quad (21)$$

где $n_{m_L m_S} = Z(0) \exp[-(m_L + 2m_S) \hbar m_B / 2kT] / Z(B)$, $Z(B)$ и $Z(0)$ — статистические суммы атома, в присутствии магнитного поля и без него, L и L' — орбитальные квантовые числа нижнего и верхнего со-

стояний, m_L и m_L^* — магнитные квантовые числа, $C_{L m_L 1 \mu}^{L' m_L^*}$ — коэффициент Клебша—Гордана (явное выражение в [10]), S — спиновое квантовое число, μ — номер зеемановской компоненты ($\mu = 0$ соответствует π -компоненте, $\mu = \pm 1$ — σ_V и σ_R -компонентам), $G(\omega)$ — коэффициент поглощения в отсутствие магнитного поля (частоту ω отсчитываем от центра нерасщепленной линии),

$$F(\omega) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{G(\omega')}{\omega - \omega'} d\omega' -$$

функция, определяющая частотную зависимость коэффициента преломления в отсутствие магнитного поля, η — отношение коэффициента поглощения в центре нерасщепленной линии к коэффициенту поглощения в непрерывном спектре. Формула (21) написана в пренебрежении квадратичным эффектом Зеемана ($B \ll 3 \cdot 10^3$ гс для линии H_α) для области полей, соответствующих полному эффекту Пашена—Бака ($B \gg 10^4$ гс). В отсутствие ориентации ($n_{m_L m_S} = 1$)

$$\eta_V^{(0)} + i\tilde{\eta}_V^{(0)} = \frac{\eta}{G(0)} \left\{ G\left(\omega - \mu \frac{\omega_B}{2}\right) + iF\left(\omega - \mu \frac{\omega_B}{2}\right) \right\}. \quad (22)$$

Степень ориентации определяется безразмерным параметром $\hbar\omega_B/2kT$. При типичном для звездных атмосфер значений $T \sim 10^4$ К этот параметр мал, если $B \ll 10^6$ гс. Поэтому можно разложить (21) в ряд по $\hbar\omega_B/2kT$, ограничиваясь линейным членом. Учитывая, что в пренебрежении квадратичным эффектом Зеемана $Z(B) \approx Z(0)$ и используя соотношение $\frac{3}{2L'+1} \sum_m m (C_{L m 1 \mu}^{L' m'})^2 = \mu [L'(L'+1) - L(L+1) - 2]/4$, получим

$$\eta_V + i\tilde{\eta}_V = (1 - \mu\alpha) (\eta_V^{(0)} + i\tilde{\eta}_V^{(0)}), \quad (23)$$

где $\alpha = \hbar\omega_B [L'(L'+1) - L(L+1) - 2]/8kT$.

Из (23) следует:

$$\begin{aligned} \eta_V &= \eta_V^{(0)} + \alpha \left[\frac{\eta_{L+1}^{(0)} - \eta_{L-1}^{(0)}}{2} + \frac{\eta_{L+1}^{(0)} - \eta_{L-1}^{(0)}}{1} \sin^2 \theta \right], \\ \eta_V + i\tilde{\eta}_V &= \eta_V^{(0)} + i\tilde{\eta}_V^{(0)} + \alpha \left[\frac{\eta_{L+1}^{(0)} + \eta_{L-1}^{(0)}}{2} + i \frac{\tilde{\eta}_{L+1}^{(0)} + \tilde{\eta}_{L-1}^{(0)}}{2} \right] \cos \theta, \\ \eta_Q + i\tilde{\eta}_Q &= \eta_Q^{(0)} + i\tilde{\eta}_Q^{(0)} + \alpha \left[\frac{\eta_{L+1}^{(0)} - \eta_{L-1}^{(0)}}{4} + i \frac{\tilde{\eta}_{L+1}^{(0)} - \tilde{\eta}_{L-1}^{(0)}}{4} \right] \sin^2 \theta. \end{aligned} \quad (24)$$

Подставив (24) в (14), можно найти поправки для профилей параметра Стокса на ориентацию при любой величине расщепления. Однако большие поля, приводящие к ориентации атомов, одновременно сильно расщепляют линию. Поэтому можно записать формулы для параметров Стокса по отдельности для каждой из зеемановских компонент. Для π -компонент

$$\begin{aligned}
 r_I &= \frac{\beta \cos \theta}{1 - \beta \cos \theta} \left[1 - \frac{1 + \frac{C}{2} \gamma_{\pm 1}^{(0)}}{1 + C \gamma_{\pm 1}^{(0)}} \mp \alpha \frac{\frac{C}{2} \gamma_{\pm 1}^{(0)}}{1 + C \gamma_{\pm 1}^{(0)}} \right], \\
 r_V &= \pm \frac{\beta \cos \theta}{1 + \beta \cos \theta} \frac{\gamma_{\pm 1}^{(0)}}{1 + C \gamma_{\pm 1}^{(0)}} \left[1 \mp \frac{\alpha}{1 - C \gamma_{\pm 1}^{(0)}} \left| \frac{\cos \theta}{2} \right. \right], \quad (25) \\
 r_Q &= - \frac{\beta \cos \theta}{1 + \beta \cos \theta} \frac{\gamma_{\pm 1}^{(0)}}{1 + C \gamma_{\pm 1}^{(0)}} \left[1 \mp \frac{\alpha}{1 + C \gamma_{\pm 1}^{(0)}} \left| \frac{\sin^2 \theta}{4} \right. \right], \\
 r_U &= 0,
 \end{aligned}$$

где r — остаточные интенсивности для параметров Стокса ($r_I = (I^0 - I)/I^0$, $r_V = -V/I^0$ и т. д., $I^0 = B_{\pm 1}^{(0)} (1 + \beta \cos \theta)$ — интенсивность в континууме), $C = (1 + \cos^2 \theta)/2$. Верхний знак в формулах (25) относится к π_V , а нижний — к π_R -компоненте. На π -компоненте ориентация не влияет.

Из (25) следует в частности, что отношение глубин зеемановских компонент с учетом ориентации дается выражением:

$$d_{\sigma_V} : d_{\pi} : d_{\sigma_R} = \frac{C \gamma_{\pm 1}}{1 + C \gamma_{\pm 1}} \left(1 - \frac{\alpha}{1 + C \gamma_{\pm 1}} \right) : \frac{\eta \sin^2 \theta}{1 + \gamma_{\pm 1} \sin^2 \theta} : \frac{C \eta}{1 + C \gamma_{\pm 1}} \left(1 + \frac{\alpha}{1 + C \gamma_{\pm 1}} \right), \quad (26)$$

то есть ориентация приводит к тому, что глубина σ_V -компоненты уменьшается, σ_R — увеличивается на ту же величину. Относительная величина этого изменения равна $\alpha/(1 + C \eta)$. Влияние ориентации на параметр $Q(\omega)$ аналогичное: кривая для $Q(\omega)$ опускается в области σ_V и поднимается в области σ_R -компоненты. Что же касается параметра $V(\omega)$, то для него ориентация приводит к подъему кривой $V(\omega)$ как в области σ_V , так и σ_R -компонент. Вследствие этого исчезает симметрия V относительно центра линии и $V(\omega)$ перестает быть нечетной функцией частоты. В результате возникает новое явление — круговая поляризация в интегральном свете.

Оценим ее величину. Пусть при измерении круговой поляризации используется поляриметр с шириной спектральной полосы $\Delta \omega$. Тогда

степень круговой поляризации P_c может быть найдена по формуле:

$$P_c = \frac{\int_{(\Delta\omega)} V(\omega) d\omega}{\int_{(\Delta\omega)} I(\omega) d\omega}. \quad (27)$$

Если $\Delta\omega$ превышает как ширину линии, так и величину зеемановского расщепления, то, используя (25), можно записать

$$P_c \approx \frac{\beta \cos \theta}{1 + \beta \cos \theta} \frac{\alpha \cos \theta}{\Delta\omega} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\gamma k(\omega) d\omega}{[1 + C \gamma k(\omega)]^2}. \quad (28)$$

где $k(\omega) = G(\omega)/G(0)$ — коэффициент поглощения в линии без магнитного поля, отнесенный к коэффициенту поглощения в центре линии. В (28) величина β берется при некотором среднем значении частоты из интервала $\Delta\omega$. Интеграл в (28) при произвольной частотной зависимости $G(\omega)$ может быть найден только численно. Можно, однако, указать на простую связь между степенью круговой поляризации P_c и эквивалентной шириной линии W , которая в приближении ЛТР равна

$$W(\gamma) = \frac{\beta \cos \theta}{1 + \beta \cos \theta} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\gamma k(\omega) d\omega}{1 + \gamma k(\omega)}. \quad (29)$$

Сравнивая (28) и (29), нетрудно получить соотношение

$$P_c = \frac{\alpha \cos \theta}{C \Delta\omega} \frac{dW(\gamma)}{d \ln \gamma} \Big|_{\gamma=\gamma_C}. \quad (30)$$

Формула (30) позволяет найти интеграл в (28), если известна зависимость $W(\gamma)$ (кривая роста), которая подробно изучена для многих конкретных случаев [11]. Особенно простая связь между P_c и W получается, если W зависит от γ по степенному закону

$$W(\gamma) \sim \gamma^{\gamma}. \quad (31)$$

Тогда

$$P_c = \gamma C^{\gamma-1} \frac{W}{\Delta\omega} \alpha \cos \theta. \quad (32)$$

Закон (31) справедлив для многих важных частных случаев. Так, для слабых линий $\gamma = 1$ независимо от профиля коэффициента поглощения. Для очень сильных линий, когда главный вклад в интеграл (29) вносят лоренцовские крылья коэффициента поглощения, $\gamma = 1/2$. Для линий,

уширенных линейным эффектом Штарка, $\gamma = 2/5$. Для магнитных белых карликов последний случай, по-видимому, наиболее реален. Если в полосу пропускания поляризационного фильтра попадает несколько линий поглощения, то вклады в циркулярную поляризацию от различных линий складываются. Полученные формулы для степени циркулярной поляризации могут быть полезны при интерпретации поляризационных наблюдений источников с сильным магнитным полем, в частности магнитных белых карликов. Например, при температуре $T = 10^4$ К ориентация атомов магнитным полем $B = 3 \cdot 10^6$ гс, направленным на наблюдателя, дает степень круговой поляризации $P_c \approx -2W/\lambda_{\text{ли}}^2$ для перехода $L' = 0$, $L = 1$. Формулы (30), (32) позволяют также в принципе предсказать зависимость степени поляризации при измерениях с широкополосным фильтром, обдуманной ориентации атомов, от длины волны, так как число линий и величина W различны для разных участков спектра. Значения W для определенной линии зависят от физических условий в атмосфере звезды. Для белых карликов эти условия известны не настолько хорошо, чтобы можно было найти надежные теоретические значения эквивалентных ширин. Однако в отдельных случаях для определения W можно воспользоваться наблюдательными данными. Так, для многих карликов типа DA и DB имеется большое число данных по бальмеровским линиям водорода* и линиям гелия [12]. Эквивалентные ширины этих линий можно использовать для предварительных оценок степени круговой поляризации в различных областях спектра при поисках магнитных белых карликов типа DA и DB. Измерение круговой поляризации с широкополосным фильтром может оказаться более удобным методом для детектирования магнитных полей белых карликов, чем измерение сдвига, обдуманного квадратичному эффекту Штарка, или поляризации в крыльях бальмеровских линий.

Следует отметить, что ориентация атомов не является единственным механизмом, приводящим к поляризации излучения в интегральном свете. К такому же эффекту приводит наличие магнитоактивной плазмы в атмосфере звезды, а также неодинаковые значения сил осцилляторов для переходов, соответствующих различным зеемановским компонентам. Влияние этих механизмов предполагается рассмотреть в следующих работах.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР

* Строго говоря, наши результаты не применимы к водороду из-за вырождения по L . Можно, однако, показать, что для водородных линий применимы те же формулы, в которых $\lambda = A \lambda_{\text{ли}}^2 / 2kT$, где $A \sim 1$. Для бальмеровской серии $A \approx 0.3 \div 0.4$.

THE EFFECT OF ORIENTATION OF ATOMS ON ABSORPTION LINES IN A STRONG MAGNETIC FIELD

G. G. PAVLOV

The general solution of the transfer equations is derived for anisotropic medium in LTE conditions. The profiles of parameters of Stockes are calculated for absorption lines in a strong magnetic field with the orientation of atoms taken into account. It has been shown that the orientation of atoms by the magnetic field leads to the circular polarization integrated over the spectrum. For fields $\sim 10^6 - 10^7$ Gauss the degree of polarization is equal to a few per cent. This effect may be responsible for circular polarization of magnetic white dwarfs.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. Н. Сазонов, УФН, 108, 583, 1972.
2. F. K. Lamb, P. G. Sutherland, in "Proc. of the Conference on Line Formation in the Presence of Magnetic Fields", Boulder, Colorado, 1971.
3. E. F. Borra, Ap. J., 183, 587, 1973.
4. Д. Н. Рачковский, Изв. КрАО, 28, 259, 1962.
5. W. Unno, Publ. Astron. Soc. Japan, 8, 108, 1956.
6. В. Н. Сазонов, В. Н. Цытович, Радиосвязь, 11, 1287, 1968.
7. A. Z. Dolginov, Yu. N. Gnedin, N. A. Silantev, JQSRT, 10, 707, 1970.
8. Ю. Н. Гнедин, Г. Г. Павлов, ЖЭТФ, 65, 1806, 1973.
9. А. Э. Додинов, Г. Г. Павлов, Астрон. ж., 50, 762, 1973.
10. А. И. Ахиезер, В. Б. Берестецкий, Квантовая электродинамика, Наука, М., 1969.
11. В. В. Соболев, Курс теоретической астрофизики, Наука, М., 1967.
12. Дж. Гринстейн, в сб. "Физика звездных атмосфер", ИИЛ, М., 1963.
13. Д. Н. Рачковский, Изв. КрАО, 47, 3, 1973.
14. В. Н. Сазонов, Астрофизика, 10, 405, 1974.