АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 5 НОЯБРЬ, 1969 ВЫПУСК 4

ОБРАЗОВАНИЕ ЛИНИЙ ПРИ НАЛИЧИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ. I. МАТРИЦА РАССЕЯНИЯ

Х. ДОМКЕ

Поступила 3 декабря 1968
Пересмотрена 7 июля 1969

Предложен метод вывода матрицы рассеяния для резонансных линий с любым типом расщепления уровней в магнитном поле. Матрица представляется в виде суммы диадных произведений. Правые и левые множители диад зависят только от параметров, характеризующих падающее и рассеянное излучение соответственно. Устанавливается связь между матрицами рассеяния и поглощения. При предельном переходе $H \to 0$ получается диадное разложение матрицы релеевского рассеяния, усредненной по азимуту.

Введение. Теория образования линий поглощения в атмосферах звезд при наличии магнитного поля была развита в работах В. Унно [1] и В. Е. Степанова [2] при предположении об отсутствии рассеяния излучения в линиях. В. Унно вывел матрицу поглощения для векторов Стокса. В. Е. Степанов из магнитно-оптических соображений получил коэффициенты поглощения для пучков со взаимно ортогональными поляризациями. Впоследствии было установлено [3], что результаты [1] и [2] эквивалентны. В работах В. Е. Степанова [4] рассматривалось и рассеяние, но при описании поляризованного света он ограничивался лишь двумя параметрами Стокса. Это дает правильную матрицу рассеяния только в том случае, когда верхний уровень резонансного перехода не расщеплен ($j_u = 0$, $j_l = 1$).

Для того же случая Д. Н. Рачковский рассмотрел образование линий при монохроматическом рассеянии [5] и при рассеянии с полным перераспределением по частотам [6]. В. Н. Обридко [7] получил матрицу рассеяния перехода $j_u = 1 \to j_l = 0$. Метод построения матрицы рассеяния для резонансного перехода с любым типом расщепления уровней недавно предложил Д. Н. Рачковский [8]. При этом он получил представление этой матрицы в виде суммы произведений матриц, зависящих по отдельности от параметров, характеризующих падающий и рассеянный свет.

В настоящей работе изучается рассеяние излучения двухуровенными атомами с любым типом расщепления уровней в магнитном поле. Рассматриваются только дипольные переходы. Предполагается, что при рассеянии происходит полное перераспределение по частотам. Фазовые связи между отдельными переходами не учитываются. Считается также, что по нижним подуровням происходит полное перераспределение электронов, тогда как перераспределение по верхним подуровням отсутствует или является полным. В начале работы приводятся известные результаты относительно описания поляризованного света и матрицы поглощения. Затем получается матрица рассеяния в виде диадных произведений некоторых векторов. Устанавливается связь между матрицами рассеяния и поглощения и рассматриваются некоторые частные случаи.

Результаты настоящей работы являются основой для теории образования линий в атмосферах при наличии магнитного поля, которой будут посвящены последующие статьи.

Процесс поглощения. Приведем вначале небходимые для дальнейшего сведения, касающиеся описания поляризованного света [9, 10]. Пусть $\mathbf{e}$ и $\mathbf{e}'$ — комплексные векторы поляризации,

$$\begin{aligned} \mathbf{e}\cdot\mathbf{e}^* = \mathbf{e}'\cdot\mathbf{e}'^* &= 1, \\ \mathbf{e}\cdot\mathbf{e}'^* &= 0, \end{aligned} \tag{1}$$

где $\mathbf{e}^*$ — вектор, комплексно сопряженный $\mathbf{e}$.

Поляризованный свет характеризуется четырехмерным вектором параметров Стокса

$$\vec{I} = \begin{pmatrix} I_1 \\ I_2 \\ V \\ U \end{pmatrix},$$

$$I_1 = \overline{EE^*}, \qquad I_2 = \overline{E'E'^*}, \tag{2}$$

$$V = -\sqrt{2}\,\mathrm{Im}\,(\overline{EE'^*}), \qquad U = \sqrt{2}\,\mathrm{Re}\,(\overline{EE'^*}),$$

где E и E' — компоненты вектора электрического поля, относящиеся к векторам $\mathbf{e}$ и $\mathbf{e}'$ соответственно, а черта сверху означает усреднение по времени. Отметим, что определение (2) отличается от обычно принятого множителем $\sqrt{2}$ при V и U, который введен из соображений симметрии.

Приведем также матрицы преобразований вектора Стокса $\vec{I}$ при переходе от одной системы ортов $S = \{\mathbf{e}, \mathbf{e}'\}$ к другой $S^1 = \{\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_1'\}$. Любое такое преобразование, как известно [9, 10], можно свести к двум простейшим, которые мы и рассмотрим.

а) Поворот осей линейных поляризаций на угол φ

$$\mathbf{e}_1 = \cos\varphi\, \mathbf{e} + \sin\varphi\, \mathbf{e}'$$

$$\mathbf{e}_1' = -\sin\varphi\, \mathbf{e} + \cos\varphi\, \mathbf{e}'$$

приводит к преобразованию вектора Стокса

$$\vec{I}_{(S^1)} = \hat{L}(S^1, S)\vec{I}_{(S)} \tag{3}$$

с матрицей

$$\hat{L}(S^1, S) = \begin{pmatrix} \cos^2\varphi & \sin^2\varphi & 0 & \frac{1}{\sqrt{2}}\sin 2\varphi \\ \sin^2\varphi & \cos^2\varphi & 0 & -\frac{1}{\sqrt{2}}\sin 2\varphi \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -\frac{1}{\sqrt{2}}\sin 2\varphi & \frac{1}{\sqrt{2}}\sin 2\varphi & 0 & \cos 2\varphi \end{pmatrix} \tag{4}$$

б) Переход от линейной поляризации к эллиптической. Если $S = \{\mathbf{e}, \mathbf{e}'\}$ — система линейных поляризаций и $S^2 = \{\mathbf{e}_2, \mathbf{e}_2'\}$ — система эллиптических поляризаций с главными осями по $\mathbf{e}$ и $\mathbf{e}'$ и отношениями осей эллипсов, равными $\operatorname{tg}\psi$ и $\operatorname{ctg}\psi$ соответственно, то переход $S \to S^2$ имеет вид [8]

$$\mathbf{e}_2 = \cos\psi\, \mathbf{e} + i \sin\psi\, \mathbf{e}',$$

$$\mathbf{e}_2' = i\sin\psi\, \mathbf{e} + \cos\psi\, \mathbf{e}',$$

а матрица преобразования

$$\hat{L}(S^2, S) = \begin{pmatrix} \cos^2\psi & \sin^2\psi & \frac{1}{\sqrt{2}}\sin 2\psi & 0 \\ \sin^2\psi & \cos^2\psi & -\frac{1}{\sqrt{2}}\sin 2\psi & 0 \\ -\frac{1}{\sqrt{2}}\sin 2\psi & \frac{1}{\sqrt{2}}\sin 2\psi & \cos 2\psi & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \qquad (5)$$

Важное свойство матриц $\hat{L}$ — их ортогональность:

$$\hat{L}(S, S') = \hat{L}^{-1}(S', S) = \hat{L}^{T}(S', S), \qquad (6)$$

где индекс T означает транспонирование. Таким образом, формально введенные векторы Стокса образуют подпространство четырехмерного векторного пространства. В частности, скалярное произведение двух векторов Стокса не зависит от представления S.

Определим вектор — „оператор" выделения полной интенсивности

$$\vec{J} = \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \qquad (7)$$

так, что

$$\vec{J}^{T}_{(S)} \cdot \vec{I}_{(S)} = (I_1 + I_2)_{(S)}. \qquad (8)$$

Если считать, что при переходе к новой системе S' вектор $\vec{J}$ преобразуется так же, как вектор Стокса $\vec{I}$, то из (4) и (5) видно, что $\vec{J}$ остается неизменным. Это имеет очевидный физический смысл.

Перейдем к описанию процесса поглощения. Он полностью характеризуется оператором поглощения $\hat{A}$, определяемым равенством

$$d\vec{I}_a = -\hat{A}\vec{I}nds, \qquad (9)$$

где $\vec{I}$ — вектор Стокса падающего излучения, $d\vec{I}_a$ — изменение вектора Стокса на пути ds за счет поглощения, а n — концентрация поглощающих атомов.

Пусть имеется магнитное поле, заданное вектором $\vec{H}$ и образующее угол γ с направлением распространения излучения частоты ν.

Выберем прямоугольную систему координат так, чтобы свет распространялся по оси z, а ось y была бы перпендикулярна $\vec{H}$. Если в качестве системы S взять систему $S^x = \{\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y\}$, где $\mathbf{e}_x$ и $\mathbf{e}_y$ — орты соответствующих осей, и предположить, что населенности подуровней нижнего состояния одинаковы, то оператор $\hat{A}$ для дипольных переходов будет иметь вид [1]

$$\hat{A}(\nu, \gamma)_{(S^x)} = \begin{pmatrix} a & 0 & b & 0 \\ 0 & c & b & 0 \\ b & b & 1/2\,(a+c) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1/2\,(a+c) \end{pmatrix}, \tag{10}$$

где

$$a(\nu, \gamma) = \frac{1}{2}(k_{+1}(\nu) + k_{-1}(\nu))\cos^2\gamma + k_0(\nu)\sin^2\gamma,$$

$$b(\nu, \gamma) = -2^{-3/2}(k_{+1}(\nu) - k_{-1}(\nu))\cos\gamma,$$

$$c(\nu, \gamma) = \frac{1}{2}(k_{+1}(\nu) + k_{-1}(\nu)).$$

Величины $k_i(\nu)$ определяются следующим образом. Пусть $k_i(\nu, \gamma)$ — атомный коэффициент поглощения, соответствующий переходу с $\Delta m = i$, где Δm — разность магнитных квантовых чисел m_u и m_l подсостояний верхнего (u) и нижнего (l) состояний атомов. Следуя [8], представим $k_i(\nu, \gamma)$ в виде

$$k_i(\nu, \gamma) = k_i(\nu) f_i(\gamma), \tag{11}$$

где

$$f_{+1}(\gamma) = f_{-1}(\gamma) = \frac{1}{2}(1 + \cos^2\gamma), \qquad f_0(\gamma) = \sin^2\gamma. \tag{12}$$

Коэффициенты $k_i(\nu, \gamma)$ относятся к поляризациям, заданным векторами $\mathbf{e}_i$, где

$$\mathbf{e}_{\pm 1} = \frac{\mathbf{e}_x \cos\gamma \mp i\mathbf{e}_y}{(1 + \cos^2\gamma)^{1/2}}, \qquad \mathbf{e}_0 = \mathbf{e}_x. \tag{13}$$

Величина же $k_i(\nu)$ есть сумма частотных частей атомных коэффициентов поглощения в отдельных компонентах линии с одинаковыми $\Delta m = i$:

$$k_l(\nu) = \sum_{k=-j_u}^{+j_u} k_{k,\,k-l}(\nu); \quad k_{k,\,r}(\nu) = 0 \quad \text{для} \ |r| > j_l,$$

где $k_{k,\,r}(\nu)$ относится к переходу между подуровнями с $m_u = k$ и $m_l = r$.

Процесс рассеяния. Как уже говорилось, мы рассматриваем атомы с двумя уровнями, из которых верхний при наличии магнитного поля расщепляется на $2j_u + 1$, а нижний на $2j_l + 1$ подуровень. Считается, что процесс рассеяния на таких атомах заключается в переходах электронов под влиянием излучения с нижнего уровня на отдельные верхние подуровни и последующих независимых переходах вниз. При этом предполагается полное перераспределение электронов по подуровням нижнего состояния и полное перераспределение по частотам в пределах линии, состоящей из совокупности зеемановских компонент, которые возникают при переходах с одного верхнего подуровня. Предположим также, что перераспределения электронов по верхним подуровням не происходит.

Число переходов z_k на верхний подуровень k под влиянием излучения за единицу времени в единице объема равно

$$z_k = \frac{n}{h\nu_c} \int\limits_{4\pi} d\omega \int\limits_0^\infty d\nu \sum_{i=-1}^{+1} k_{k,\,k-i}(\nu,\gamma)\, I_1(\nu,\gamma)_{(S^i)}, \tag{14}$$

где ν_c — центральная частота мультиплета, $I_1(\nu, \gamma)$ — первый параметр Стокса падающего излучения $\vec{I}(\nu, \gamma)$ в системе

$$S^i = \{\mathbf{e}_i, \mathbf{e}_i'\},$$

причем $\mathbf{e}_i$ определены согласно (13), а $\mathbf{e}_i'$ — соответствующие ортогональные векторы в смысле (1). Покажем, что подынтегральное выражение в (14) можно предстазить как скалярное произведение двух векторов Стокса. Для этого определим векторы $\vec{\xi}_i(\gamma)$, которые в соответствующих системах S^i имеют вид

$$\vec{\xi}_i(\gamma)_{(S^i)} = \begin{pmatrix} f_i(\gamma) \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (i = -1, 0, +1). \tag{15}$$

Используя (15), формулу (14) можно переписать следующим образом:

$$z_k = \frac{n}{h\nu_c}\int_{4\pi} d\omega \int_0^\infty d\nu \sum_{i=-1}^{+1} k_{k,\,k-i}(\nu)\,\vec{\xi}_i^T(\gamma)\,\vec{I}(\nu,\gamma), \tag{16}$$

или

$$z_k = \frac{n}{h\nu_c}\int_{4\pi} d\omega \int_0^\infty d\nu\,\vec{S}_k^T(\nu,\gamma)\,\vec{I}(\nu,\gamma), \tag{17}$$

где

$$\vec{S}_k(\nu,\gamma) = \sum_{i=-1}^{+1} k_{k,\,k-i}(\nu)\,\vec{\xi}_i(\gamma). \tag{18}$$

При переходах электронов вниз с $\Delta m \equiv m_u - m_l = i$ излучаются кванты, которые имеют поляризацию e_i. Вероятность перехода $k \to k - i$ с излучением кванта в направлении, образующем угол γ с $\vec{H}$, пропорциональна коэффициенту поглощения $k_{k,\,k-i}(\nu,\ \gamma)$. Вклад $d\vec{I}_S(i,\ k;\ \nu,\ \gamma)$ такого перехода в вектор Стокса рассеянного света равен

$$d\vec{I}_S(i,\ k;\ \nu,\ \gamma) = \lambda_k C_k k_{k,\,k-1}(\nu)\,\vec{\xi}_i(\gamma)\,z_k h\nu_c\,ds, \tag{19}$$

где

$$C_k = \left[\int_{4\pi} d\omega \int_0^\infty d\nu \sum_{i=-1}^{+1} k_{k,\,k-i}(\nu)\,f_i(\gamma)\right]^{-1} = \frac{3}{8\pi}\left[\int_0^\infty d\nu \sum_{i=-1}^{+1} k_{k,\,k-i}(\nu)\right]^{-1} \tag{20}$$

— нормировочные постоянные, а λ_k — вероятность выживания кванта при рассеянии через верхний подуровень k, то есть отношение числа спонтанных переходов с этого подуровня в единицу времени к полному числу переходов с него.

Так как отдельные переходы электронов вниз происходят независимо друг от друга, для всего рассеянного через подуровень k излучения мы можем написать, используя (19) и (17),

$$d\vec{I}(k;\ \nu,\ \gamma) = \lambda_k C_k \vec{S}_k(\nu,\ \gamma)\,z_k h\nu_c\,ds. \tag{21}$$

Полное рассеянное излучение $d\vec{I}_S(\nu, \gamma)$ получаем, суммируя (21) по всем верхним подуровням k и подставляя вместо z_k выражение (18),

$$d\vec{I}_S(\nu, \gamma) = \sum_{k=-j_a}^{+j_a} \lambda_k C_k \vec{S}_k(\nu, \gamma) \int_{4\pi} d\omega' \int_0^\infty d\nu' \vec{S}_k^T(\nu', \gamma') \vec{I}(\nu', \gamma')\, nds. \qquad (22)$$

Отсюда видно, что можно ввести оператор рассеяния $\hat{S}$, определяемый так, что

$$d\vec{I}_S(\nu, \gamma) = \int_{4\pi} d\omega' \int_0^\infty d\nu' \hat{S}(\nu, \gamma; \nu', \gamma') \vec{I}(\nu', \gamma')\, nds, \qquad (23)$$

причем $\hat{S}$ представляется в виде суммы диад:

$$\hat{S}(\nu, \gamma; \nu', \gamma') = \sum_{k=-j_a}^{+j_a} \lambda_k C_k \vec{S}_k(\nu, \gamma) \vec{S}_k^T(\nu', \gamma'). \qquad (24)$$

Оператор рассеяния $\hat{S}$ можно выразить через оператор $\hat{A}$. В $\hat{A}(\nu, \gamma)$ входят коэффициенты поглощения всех возможных переходов между подуровнями верхнего и нижнего состояний атома. Обозначим через $\hat{A}_k$ оператор поглощения, обусловленного переходами на верхний подуровень k. Тогда, очевидно,

$$\hat{A}(\nu, \gamma) = \sum_{k=-j_a}^{+j_a} \hat{A}_k(\nu, \gamma). \qquad (25)$$

Из физических соображений ясно, что число переходов z_k может быть представлено в виде

$$z_k = \frac{n}{h\nu_c} \int_{4\pi} d\omega \int_0^\infty d\nu \vec{J}^T \hat{A}_k(\nu, \gamma) \vec{I}(\nu, \gamma). \qquad (26)$$

Легко убедиться, что это выражение с учетом определения (7) переходит в (16). Из сравнения формул (26) и (17) видно, что

$$\vec{S}_k(\nu, \gamma) = \hat{A}_k(\nu, \gamma) \vec{J}. \qquad (27)$$

Константы C_k, введенные ранее формулой (20), можно найти из условия энергетического баланса отдельных подуровней k. При этом для них получается следующее выражение:

$$C_k = \left[\int\limits_{4\pi} d\omega \int\limits_0^\infty d\nu \vec{J}^T \hat{A}_k(\nu, \gamma) \vec{J}^T \right]^{-1}. \tag{28}$$

Исходя из всего сказанного, матрицу рассеяния (24) можно записать в виде

$$\hat{S}(\nu, \gamma; \nu', \gamma') = \sum_{k=-j_a}^{+j_a} \lambda_k C_k \hat{A}_k(\nu, \gamma) \vec{J}\vec{J}^T \hat{A}_k(\nu', \gamma'). \tag{29}$$

В этой форме матрица $\hat{S}$ представляется особенно наглядно. Для получения ее конкретного вида нужно знать только операторы $\hat{A}_k$.

Некоторые частные случаи.

1) *Полное перераспределение по верхним подуровням.* Здесь нужно рассматривать не отдельные подуровни, а верхнее состояние в целом. Тогда можно повторить все рассуждения, приведенные выше, и получить матрицу рассеяния $\hat{S}$. Она состоит лишь из одного слагаемого [6]

$$\hat{S}(\nu, \gamma; \nu', \gamma') = \lambda C \hat{A}(\nu, \gamma) \vec{J}\vec{J}^T \hat{A}(\nu', \gamma'), \tag{30}$$

где λ — вероятность выживания кванта при таком рассеянии, а

$$C = \left[\int\limits_{4\pi} d\omega \int\limits_0^\infty d\nu \vec{J}^T \hat{A}(\nu, \gamma) \vec{J} \right]^{-1}.$$

2) *Монохроматическое рассеяние.* Формулу (29) можно применять и к случаю монохроматического рассеяния. Если распространяется излучение частоты ν_0, причем при рассеянии частота не меняется, то матрица рассеяния может быть представлена в виде

$$\hat{S}(\nu_0, \gamma; \nu', \gamma') = \hat{S}(\nu_0, \gamma; \nu_0, \gamma') \delta(\nu' - \nu_0),$$

где

$$\hat{S}(\nu_0, \gamma; \nu_0, \gamma') = \sum_{k=-j_a}^{+j_a} \lambda_k C_k \hat{A}_k(\nu_0, \gamma) \vec{J}\vec{J}^T \hat{A}_k(\nu_0, \gamma') \tag{31}$$

— матрица монохроматического рассеяния, а $\delta(x)$ — δ — функция Дирака. Равенство (23) остается справедливым, если в $\vec{I}(\nu', \gamma')$ частоту ν' заменить на ν_0, интеграл по частотам от $\hat{S}(\nu_0, \gamma; \nu', \gamma')$ на $\hat{S}(\nu_0, \gamma; \nu_0, \gamma')$, а коэффициенты C_k считать равными

$$C_k = \left[\int_{4\pi} d\omega \vec{j}^{\,T} \hat{A}(\nu_0, \gamma) \vec{j} \right]^{-1}.$$

В монохроматическом случае матрицу $\hat{S}(\nu_0, \gamma; \nu_0, \gamma)$ можно представить в более простом виде. Для этого подставим в (31) вместо $\hat{A}_k(\nu_0, \gamma)\vec{J}$, равного согласно (27) вектору $\vec{S}_k(\nu_0, \gamma)$, выражение (18). Тогда получим

$$\begin{aligned}\hat{S}(\nu_0, \gamma; \nu_0, \gamma') &= \sum_{k=-j_u}^{+j_u} \lambda_k C_k \sum_{i=-1}^{+1} \sum_{j=-1}^{+1} k_{k,\,k-i}(\nu_0)\, k_{k,\,k-j}(\nu_0)\, \vec{\xi}_i(\gamma)\, \vec{\xi}_j^{\,T}(\gamma') = \\ &= \sum_{i,\,j=-1}^{+1} g_{ij}\, \vec{\xi}_i(\gamma)\, \vec{\xi}_j^{\,T}(\gamma'),\end{aligned} \tag{32}$$

где

$$g_{ij} = \sum_{k=-j_u}^{+j_u} \lambda_k C_k k_{k,\,k-i}(\nu_0)\, k_{k,\,k-j}(\nu_0).$$

Найдем собственные значения p_m трехмерной симметричной матрицы с элементами g_{ij}, а также ортогональную матрицу преобразования ее к диагональному виду h_{il}. Введя линейные комбинации векторов $\vec{\xi}_i(\gamma)$,

$$\vec{\xi}_i^{\,*}(\gamma) = \sum_{m=-1}^{+1} h_{mi}\, \vec{\xi}_m(\gamma),$$

равенство (32) перепишем следующим образом

$$\hat{S}(\nu_0, \gamma; \nu_0, \gamma) = \sum_{m=-1}^{+1} p_m\, \vec{\xi}_m^{\,*}(\gamma)\, \vec{\xi}_m^{\,*T}(\gamma'). \tag{33}$$

Таким образом, мы получили представление матрицы монохроматического рассеяния в виде суммы трех диад. При этом мы не делали никаких предположений относительно сложности рассматриваемого зеемановского расщепления.

3) *Предельный переход* $H \to 0$. Посмотрим, к чему приводит предельный переход к нулевому магнитному полю. Ограничимся двумя простейшими случаями.

а) $j_u = 0$, $j_l = 1$, т. е. верхний уровень не расщеплен. Пусть в отсутствие магнитного поля профили $k_{0,r}(\nu)$ одинаковы для всех r,

$$k_{0,r}(\nu) = k(\nu), \quad |r| \leqslant r.$$

Тогда оператор $\hat{A}$ принимает простой вид

$$\hat{A}(\nu, \gamma) = k(\nu)\hat{E}, \tag{34}$$

где $\hat{E}$ — единичный оператор. Матрица рассеяния (29) также упрощается:

$$\hat{S}(\nu, \gamma; \nu', \gamma') = \lambda \frac{k(\nu)k(\nu')}{4\pi\int\limits_0^\infty d\nu'' k(\nu'')} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} (1, 1, 0, 0). \tag{35}$$

Полученная матрица описывает изотропное рассеяние. Этого и следовало ожидать, поскольку в этом случае рассеяние происходит через сферически-симметричное состояние.

б) $j_u = 1$, $j_l = 0$. Для простоты рассмотрим лишь монохроматическое рассеяние. Коэффициенты поглощения (11) в случае $H = 0$ переходят в

$$k_i(\nu_0, \gamma) = k_{i,0}(\nu_0, \gamma) = k(\nu_0) f_i(\gamma), \qquad i = -1, 0, +1. \tag{36}$$

Подставляя их в (10), получаем согласно соотношению (27) выражения для векторов $\hat{S}_k(\nu_0, \gamma)$:

$$\begin{gathered} \hat{S}_{\pm 1}(\nu_0, \gamma) = \hat{A}_{\pm 1}(\nu_0, \gamma)\vec{J} = \frac{1}{2}k(\nu_0)\begin{pmatrix} \cos^2\gamma \\ 1 \\ 0 \\ \mp\sqrt{2}\cos\gamma \end{pmatrix}, \\ \hat{S}_0(\nu_0, \gamma) = \hat{A}_0(\nu_0, \gamma)\vec{J} = \frac{1}{2}k(\nu_0)\begin{pmatrix} 2\sin^2\gamma \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \end{gathered} \tag{37}$$

При подстановке этих выражений в (31) матрица рассеяния принимает следующий вид:

$$\hat{S}^0(\nu_0, \gamma; \nu_0, \gamma') = \frac{3\lambda}{32\pi}\left\{\begin{pmatrix} \mu^2 \\ 1 \\ 0 \\ \sqrt{2}\,\mu \end{pmatrix}(\mu'^2, 1, 0, \sqrt{2}\,\mu') + \right.$$

$$+\begin{pmatrix} \mu^2 \\ 1 \\ 0 \\ -\sqrt{2}\,\mu \end{pmatrix}(\mu'^2, 1, 0, -\sqrt{2}\,\mu) + \qquad (38)$$

$$\left. + \begin{pmatrix} 2(1-\mu^2) \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}(2(1-\mu'^2), 0, 0, 0)\right\}.$$

Здесь мы предположили, что $\lambda_k = \lambda$, и обозначили $\mu = \cos\gamma$.

Эта матрица — азимутально-симметричная часть матрицы релеевского рассеяния [9]. Видим, что она представляется как сумма трех диад. Чтобы получить полную матрицу релеевского рассеяния при переходе $H \to 0$, необходимо, как показал Д. Гамильтон [11, 12], принимать во внимание фазовые связи между переходами. Так как мы их не учитывали, то смогли получить лишь усредненную по азимуту матрицу.

Астрофизическая обсерватория,
Потсдам, ГДР

LINE FORMATION IN MAGNETIC FIELD. I. SCATTERING MATRIX

H. DOMKE

A method is proposed which enables to obtain the scattering matrix of a resonance line with arbitrary type of splitting of levels in magnetic field.

The scattering matrix is represented as a sum of dyade products. The left and right factors of the dyades depend only on the parameters characterizing the incident and scattered radiation respectively.

The relation is found between the scattering and absorption matrices. In the limit $H \to 0$ the dyade expansion of the matrix of Rayleigh scatterig averaged over azimuth is found.

ЛИТЕРАТУРА

1. *W. Unno*, P. A. S. Japan, 8, 108, 1967.
2. *В. Е. Степанов*, Изв. КрАО, 18, 136, 1958.
3. *Д. Н. Рачковский*, Изв. КрАО, 26, 63, 1961.
4. *В. Е. Степанов*, Изв. КрАО, 19, 20, 1958; 27, 140, 1962; Астрон. ж., 37, 631, 1960.
5. *Д. Н. Рачковский*, Изв. КрАО, 29, 97, 1963.
6. *Д. Н. Рачковский*, Изв. КрАО, 30, 267, 1963.
7. *В. Н. Обридко*, Астрон. ж., 42, 103, 1965.
8. *Д. Н. Рачковский*, Изв. КрАО, 36, 3, 1967.
9. *С. Чандрасекар*, Перенос лучистой энергии, ИЛ., М., 1953.
10. *Г. В. Розенберг*, УФН, 56, 77, 1955.
11. *D. R. Hamilton*, Phys. Rev., 58, 122, 1940.
12. *D. R. Hamilton*, Ap. J., 106, 457, 1947.