ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՌ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
Ֆիզ.-մատ., բն. և տեխն. գիտութ. VII, № 2, 1954 Физ.-мат., естеств. и техн. науки

АСТРОФИЗИКА

Г. М. Гарибян, И. И. Гольдман

Поляризация излучения релятивистских электронов при движении в магнитных полях туманностей и звезд

1. Астрофизическими наблюдениями последних лет обнаружена поляризация света звезд [1—3] и газовой Крабовидной туманности [4]. Попытка объяснить это явление целиком поляризующим действием межзвездной среды [5] наталкивается, повидимому, на ряд серьезных трудностей. Поэтому представляет интерес проанализировать возможные механизмы испускания поляризованного света самой звездой или туманностью. Очевидно, что поляризация света должна быть связана с наличием определенного направления выделенного в механизме испускания света. Подобную направленность естественно связать с магнитными полями астрофизических объектов. Как известно, движение электронов в магнитных полях сопровождается излучением электромагнитных волн. При этом интенсивность излучения сильно возрастает с увеличением энергии электронов. В качестве возможного механизма испускания поляризованного света в этой работе рассмотрено излучение релятивистских электронов в магнитных полях.

В п. 2 резюмированы результаты известных расчетов по спектральному составу, угловому распределению и полной интенсивности излучения, испускаемого релятивистским электроном, движущимся в магнитном поле по окружности.

В пп. 3 и 4 исследуется поляризация излучения при движении электрона как по окружности, так и по винтовой линии.

Далее, в п. 5 рассмотрены спектральный состав и поляризация суммарного излучения электронов со степенной функцией распределения по энергиям в однородном магнитном поле. В п. 6, на основании полученных результатов, обсуждается вопрос о поляризации излучения туманностей и звезд.

2. Как известно [6], электрон, не имеющий составляющей скорости вдоль магнитного поля в однородном магнитном поле напряженности H будет вращаться по окружности радиуса

$$r = \frac{mcv}{eH} E \tag{1}$$

с циклической частотой

$$\omega_0 = \frac{eH}{mcE}, \tag{2}$$

где v — скорость электрона, а E — полная энергия электрона, измеренная в единицах массы покоя. Полная интенсивность излучения равна

$$I = \frac{2e^4H^2v^2E^2}{3m^2c^5}. \tag{3}$$

Если электрон релятивистский ($E \gg 1$), то излучение с каждого элемента траектории направлено вперед по направлению движения электрона и сосредоточено в узком конусе с углом раствора $\sim \frac{1}{E}$.

Спектральный состав излучения определяется следующей формулой для интенсивности n-ой гармоники ($n \gg 1$):

$$I_n = \frac{2e^4H^2n^{1/3}}{\sqrt{\pi}m^2c^3E^2}\left\{\Phi'(u) + \frac{u}{2}\int\limits_u^\infty \Phi(x)dx\right\}, \tag{4}$$

где $u = \frac{n^{2/3}}{E^2}$, а функция Эйри $\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{\pi}}\int\limits_0^\infty \cos\left(xt + \frac{t^3}{3}\right)dt$.

Спектральное распределение имеет максимум при $n \sim E^3$, т. е. при больших n. Таким образом, спектр излучения состоит из ряда близких равноотстоящих линий с частотой $\omega = n\omega_0$, т. е. имеет квазинепрерывный вид. Удобно поэтому рассматривать среднюю интенсивность в интервале частот $d\omega \gg \omega_0$, которая равна

$$I_\omega d\omega = \frac{2e^3H^2}{\sqrt{\pi}m^2c^3E^2}\frac{\omega^{1/3}}{\omega_0^{1/3}}\left\{\Phi'(u) + \frac{u}{2}\int\limits_u^\infty \Phi(x)dx\right\}d\omega, \tag{5}$$

где $u = \frac{\omega^{2/3}}{\omega_0^{2/3}E^2}$. Интенсивность, как функция частоты, пропорциональна $\omega^{1/3}$ при $\omega \ll \frac{eH}{mc}E^2$ и экспоненциально убывает в обратном предельном случае $\omega \gg \frac{eH}{mc}E^2$*.

Основная часть излучения сосредоточена в области частот $\omega \sim \frac{eH}{mc}E^2$. Значение интенсивности в максимуме $I_{\omega max} \sim \frac{e^3H}{mc^2}$ (не зависит от E); ширина этой области частот $\sim \frac{eH}{mc}E^2$.

---

* Функция Эйри при больших значениях аргумента имеет вид $\Phi(u) \sim \frac{\exp\left(-\frac{2}{3}u^{3/2}\right)}{2u^{1/4}}$, поэтому величина в фигурных скобках формулы (5) $\sim \frac{\exp\left(-\frac{2}{3}u^{3/2}\right)}{2^2u^{1/4}}$ при $u \to \infty$. При $u \sim 0$ эта же величина будет $\sim 0{,}4587$ (см. [6] и [7]).

Анализ формулы (5) показывает, что за излучение в видимой области спектра $\omega \sim (2 \div 5) \cdot 10^{5}$ должны быть ответственны электроны с энергиями

$$E \sim mc^2 \sqrt{\frac{\omega mc}{eH}} \sim (3 \div 10) \frac{10^9}{\sqrt{H}} \text{ эв.} \tag{6}$$

В области радиочастот $\omega \sim 10^9$,

$$E \sim \frac{6 \cdot 10^6 \div 3 \cdot 10^7}{\sqrt{H}} \text{ эв.} \tag{7}$$

3. Исследуем теперь поляризацию излучения, испускаемого электроном при движении по окружности. Для этого надо найти поле излучения на больших расстояниях от электрона. Выберем систему координат, направив ось z вдоль направления магнитного поля, а плоскость yz так, чтобы в ней лежал луч зрения. Тогда компоненты Фурье векторного потенциала в волновой зоне будут равны

$$A_{nx} = -\frac{ie}{\sqrt{\pi}} \frac{e^{ikR_0}}{R_0} \left(\frac{2}{n}\right)^{2/3} \Phi'[2^{2/3} n^{2/3} (1-\xi)],$$

$$A_{ny} = \frac{e}{\sqrt{\pi}} \frac{e^{ikR_0}}{R_0} \frac{1}{\cos\vartheta} \left(\frac{2}{n}\right)^{1/3} \Phi[2^{2/3} n^{2/3} (1-\xi)],$$

$$A_{nz} = 0, \tag{8}$$

где R_0 — растояние между точкой наблюдения и излучающей областью, $k = \frac{n\omega_0}{c}$, $\xi = \frac{v}{c}\cos\vartheta$, ϑ — угол между лучом зрения и плоскостью орбиты электрона.

Магнитное поле в волновой зоне имеет две отличные от нуля компоненты, одна из которых лежит в плоскости yz,

$$H_n^{\shortparallel} = e \frac{n\omega_0}{c} \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{e^{ikR_0}}{R_0} \left(\frac{2}{n}\right)^{2/3} \Phi'[2^{2/3} n^{2/3} (1-\xi)], \tag{9}$$

а другая — вдоль оси x

$$H_n^{\perp} = -ie \frac{n\omega_0}{c} \frac{\operatorname{tg}\vartheta}{\sqrt{\pi}} \frac{e^{ikR_0}}{R_0} \left(\frac{2}{n}\right)^{1/3} \Phi[2^{2/3} n^{2/3} (1-\xi)]. \tag{10}$$

Соответствующие интенсивности поляризованного излучения будут равны*:

$$dI_n^{\shortparallel} = \frac{c}{2\pi} \left| H_n^{\shortparallel} \right|^2 R_0^2 d\Omega = \frac{2e^2}{\pi^2 c} \left(\frac{n}{2}\right)^{2/3} \omega_0^2 \Phi'^2(t_0 + t) d\Omega,$$

$$dI_n^{\perp} = \frac{c}{2\pi} \left| H_n^{\perp} \right|^2 R_0^2 d\Omega = \frac{2e^2}{\pi^2 c} \left(\frac{n}{2}\right)^{4/3} \omega_0^2 \operatorname{tg}^2\vartheta \, \Phi^2(t_0 + t) d\Omega. \tag{11}$$

* Направление поляризации совпадает, как это обычно принимается, с направлением колебаний магнитного вектора.

где $d\Omega = \sin\theta d\theta d\varphi$ — элемент телесного угла $(\theta = \frac{\pi}{2} - \vartheta)$.

$t_0 = \left(\frac{n}{2}\right)^{2/3} E^{-2}$, $t = \left(\frac{n}{2}\right)^{2/3} 2(1-\cos\vartheta)$. Так как излучение сосредоточено в узком конусе с углом раствора $\vartheta \sim \frac{1}{E}$, то в формулах (11) $\vartheta \ll 1$ и $t = \left(\frac{n}{2}\right)^{2/3} \vartheta^2$.

Интенсивность, проинтегрированная по всему телесному углу, равна

$$I_n^{\parallel} = \frac{4e^2}{\pi c}\omega_0^2\left(\frac{n}{2}\right)^{1/3}\int_0^\infty \Phi'^2(t_0+t)\, t^{-1/2}\, dt,$$

$$I_n^{\perp} = \frac{4e^2}{\pi c}\omega_0^2\left(\frac{n}{2}\right)^{1/3}\int_0^\infty \Phi^2(t_0+t)\, t^{1/2}\, dt. \tag{12}$$

Воспользовавшись соотношением

$$\Phi^2(\xi) = \frac{1}{2^{2/3}\sqrt{\pi}}\int_0^\infty \Phi(2^{2/3}\xi + \eta)\,\eta^{-\frac{1}{2}}\, d\eta\,, \tag{13*}$$

можно, интегрируя по частям формулы (12) и пользуясь тем, что функция Эйри удовлетворяет уравнению $\Phi''(x) - \Phi(x) = 0$, представить выражения для интегральных интенсивностей в виде

$$I_n^{\parallel} = -\frac{e^2}{\sqrt{\pi}c}\,\omega_0^2\left(\frac{n}{2}\right)^{1/3}\left\{t_0\int_{2^{2/3}t_0}^\infty \Phi(\eta)\, d\eta + \frac{3}{2^{2/3}}\Phi'(2^{2/3}t_0)\right\},$$

$$I_n^{\perp} = -\frac{e^2}{\sqrt{\pi}c}\,\omega_0^2\left(\frac{n}{2}\right)^{1/3}\left\{t_0\int_{2^{2/3}t_0}^\infty \Phi(\eta)\, d\eta + \frac{1}{2^{2/3}}\Phi'(2^{2/3}t_0)\right\}. \tag{14}$$

Тогда степень поляризации будет равна

$$\alpha = \frac{I_n^{\parallel} - I_n^{\perp}}{I_n^{\parallel} + I_n^{\perp}} = \frac{2^{1/3}\Phi'(2^{2/3}t_0)}{2t_0\int_{2^{2/3}t_0}^\infty \Phi(\eta)\, d\eta + 2^{4/3}\Phi'(2^{2/3}t_0)}\,. \tag{15}$$

---

* Эта формула получается из известного соотношения для бесселевых функций $I_n^2(nx) = \frac{2}{n}\int_0^{\frac{\pi}{2}} I_{2n}(2nx\cos\theta)d\theta$, если принять во внимание, что при $n \to \infty$ и $x \sim 1$, $I_n(nx) = \left(\frac{2}{n}\right)^{1/3}\frac{1}{\sqrt{\pi}}\Phi\left(2^{1/3} n^{2/3}(1-x)\right)$.

При $t_0 \ll 1$, $\alpha = \frac{1}{2}$, т. е. излучение поляризовано на 50%.

При $t_0 \gg 1$, $\alpha = 1$, т. е. излучение полностью поляризовано.

В таблице 1 приведены численные значения α как функции от

$$t_0 = \left(\frac{n}{2}\right)^{2/3} E^{-2} = \left(\frac{\omega mc}{2eH}\right)^{2/3} E^{-4/3}.$$

*Таблица 1**

t_0	α	t_0	α	t_0	α	t_0	α
0	50%	0,8	76%	1,6	87%	2,4	93%
0,2	59	1,0	80	1,8	88	2,6	95
0,4	66	1,2	83	2,0	90	2,8	97
0,6	72	1,4	85	2,2	91	3,0	99

Для дальнейших целей удобно переписать формулы (11) на интервал частот, что возможно ввиду квазинепрерывности спектра. Удобно также написать излучение не за единицу времени, а за время одного оборота, т. е. умножить имеющуюся формулу на период обращения $\frac{2\pi}{\omega_0}$. Тогда получим

$$dI_\omega^{\cdot} = \frac{4e^2}{\pi c}\left(\frac{\omega}{2\omega_0}\right)^{2/3} \Phi'^2(t_0+t)\,d\Omega\,d\omega,$$

$$dI_\omega^{\perp} = \frac{4e^2}{\pi c}\left(\frac{\omega}{2\omega_0}\right)^{4/3} tg^2\vartheta\,\Phi^2(t_0+t)\,d\Omega\,d\omega. \tag{16}$$

4. Рассмотрим теперь излучение, испускаемое электроном, движущимся в магнитном поле при наличии составляющей скорости вдоль магнитного поля. Известно, что в этом случае частица движется по винтовой линии с частотой и радиусом, определяемыми формулами (1) и (2), где теперь под v надо понимать компоненту скорости, перпендикулярную направлению магнитного поля, а E—полная энергия. Движение вдоль оси z является равномерным $z = v_z t$, где v_z — компонента скорости вдоль магнитного поля. Ось z направлена вдоль H, а плоскость yz проходит через луч зрения. Разлагая векторный потенциал в интеграл Фурье

$$\vec{A}_\omega = e\,\frac{e^{ikR_0}}{R_0}\int e^{i\left(\omega t - \vec{k}\vec{r}\right)}d\vec{r},$$

мы получим вектор $\vec{H}_\omega = i\left[\vec{k}\vec{A}_\omega\right]$ со всеми тремя компонентами, отличными от нуля.

Для упрощения расчетов удобно перейти к новой системе коор-

* Все численные расчеты проводились студентами Ереванского госуниверситета им. В. М. Молотова—М. Глухян и В. Шахбазяном, которым авторы выражают свою благодарность.

динат, произведя поворот вокруг оси x на угол ψ такой, что $\operatorname{tg}\psi = \frac{v_z}{v}$. Этим мы направляем новую ось y' вдоль касательной к винтовой линии. Ось z' будет наклонена к H под тем же углом ψ. Введем также угол $\vartheta' = \vartheta - \psi$. Тогда будут отличны от нуля только компонента магнитного вектора, лежащая в плоскости $y'z'$

$$H_\omega^{\shortparallel} = -\frac{2e}{\sqrt{\pi}c}\frac{e^{ikR_0}}{R_0}\left(\frac{\omega}{2\omega_0\cos\psi}\right)^{1/3}\Phi'(t_0+t) \tag{17}$$

и компонента, перпендикулярная плоскости, проходящей через направление магнитного поля H и луч зрения:

$$H_\omega^{\perp} = -i\frac{2e}{\sqrt{\pi}c}\frac{e^{ikR_0}}{R_0}\left(\frac{\omega}{2\omega_0\cos\psi}\right)^{2/3}\Phi(t_0+t)\vartheta', \tag{18}$$

где $$t_0 = \left(\frac{\omega}{2\omega_0\cos\psi}\right)^{2/3}E^{-2}, \qquad t = \left(\frac{\omega}{2\omega_0\cos\psi}\right)^{2/3}\vartheta'^2.$$

С помощью этих формул нетрудно получить интенсивности излучений с поляризацией параллельной и перпендикулярной проекции вектора H на плоскость наблюдения (плоскость перпендикулярную лучу зрения). При этом для $\omega \gg \omega_0$ интерференция между излучением с разных витков винтовой линии не играет роли, поэтому достаточно рассмотреть интенсивность излучения с одного витка; она равняется

$$dI_\omega^{\shortparallel} = \frac{4e^2}{\pi c}\left(\frac{\omega}{2\omega_0\cos\psi}\right)^{2/3}\Phi'^2(t_0+t)\,d\Omega\,d\omega,$$

$$dI_\omega^{\perp} = \frac{4e^2}{\pi c}\left(\frac{\omega}{2\omega_0\cos\psi}\right)^{4/3}\vartheta'^2\Phi^2(t_0+t)\,d\Omega\,d\omega. \tag{19}$$

Сравнение формул (19) с формулами (16) показывает, что излучение с одного витка спирали отличается от излучения с одного витка окружности только тем, что магнитное поле эффективно ослабляется в $\cos\psi$ раз (этому соответствует умножение ω_0 на $\cos\psi$).

Таким образом, спектр излучения электрона, движущегося по винтовой линии, сдвигается в область меньших частот по сравнению со спектром излучения электрона, движущегося с той же энергией по окружности.

5. Рассмотрим теперь излучение, испускаемое в магнитном поле совокупностью электронов с некоторой функцией распределения по энергиям $f(E)$. Распределение скоростей по направлениям будем предполагать изотропным. Тогда траектории электронов будут представлять собой винтовые линии со всевозможными углами наклона ψ винтовой линии к плоскости, перпендикулярной направлению магнитного поля. Вероятность того, что какой-либо электрон будет двигаться по винтовой линии, характеризуемой углом ψ, лежащим в пределах от ψ

до $\psi + d\psi$, равна доле соответствующего телесного угла, т. е. $\frac{1}{2}\cos\psi d\psi$. Умножим эту вероятность на интенсивность излучения в заданном направлении $d\Omega$

$$\frac{1}{2}\cos\psi d\psi dI^{\parallel}_{\omega} = \frac{e^2}{\pi^2 c}\left(\frac{\omega}{2\omega_0\cos\psi}\right)^{2/3}\omega_0\Phi'^2(t_0+t)\cos\psi d\psi d\Omega d\omega,$$

$$\frac{1}{2}\cos\psi d\psi dI^{\perp}_{\omega} = \frac{e^2}{\pi^2 c}\left(\frac{\omega}{2\omega_0\cos\psi}\right)^{4/3}\omega_0\vartheta^2\Phi^2(t_0+t)\cos\psi d\psi d\Omega d\omega, \qquad (20)$$

где

$$t = \left(\frac{\omega}{2\omega_0\cos\psi}\right)^{2/3}\vartheta^2,\ t_0 = \left(\frac{\omega}{2\omega_0\cos\psi}\right)^{2/3}E^{-2},\ d\Omega = \sin\theta d\theta d\varphi,\ \vartheta = \frac{\pi}{2} - \theta - \psi.$$

(Для $dI^{\parallel}_{\omega}$ и $dI^{\perp}_{\omega}$ взяты выражения (19), умноженные на $\frac{\omega_0}{2\pi}$, чтобы получить излучение за единицу времени.)

Ясно, что проинтегрировав (20) по ψ, мы получим усредненную по всем типам траекторий интенсивность излучения от электрона данной энергии.

Интегрирование по ψ заменяем на интегрирование по ϑ. При этом, поскольку подинтегральное выражение имеет резкий максимум при $\vartheta \sim 0$, везде можно заменить ψ на $\frac{\pi}{2} - \theta$.

Обозначим усредненную по ψ интенсивность через i_{ω}, тогда

$$i^{\parallel}_{\omega} d\Omega d\omega = \int \frac{1}{2}\cos\psi d\psi dI^{\parallel}_{\omega} = \frac{e^2}{\pi^2 c}\left(\frac{\omega}{2\omega_0\sin\theta}\right)^{1/3}\omega_0\sin\theta\int_0^{\infty} t^{-\frac{1}{2}}\Phi'^2(t_0+t)dt\, d\Omega d\omega,$$

$$i^{\perp}_{\omega} d\Omega d\omega = \int \frac{1}{2}\cos\psi d\psi dI^{\perp}_{\omega} = \frac{e^2}{\pi^2 c}\left(\frac{\omega}{2\omega_0\sin\theta}\right)^{1/3}\omega_0\sin\theta\int_0^{\infty} t^{1/2}\Phi^2(t_0+t)dt d\Omega d\omega, \qquad (21)$$

где

$$t_0 = \left(\frac{\omega}{2\omega_0\sin\theta}\right)^{2/3}E^{-2}.$$

Пусть $f(E)dE$ есть число электронов в единице объема с энергиями в интервале E, $E + dE$. Тогда излучение единицы объема за 1 *сек* в телесный угол $d\Omega$ в интервале частот $d\omega$ будет равно

$$I^{\parallel}_{\omega} d\Omega d\omega = \int f(E) i^{\parallel}_{\omega} dE \cdot d\Omega d\omega,$$

$$I^{\perp}_{\omega} d\Omega d\omega = \int f(E) i^{\perp}_{\omega} dE \cdot d\Omega d\omega. \qquad (22)$$

Будем предполагать, что функция распределения имеет вид $f(E) = \frac{A}{E^{\gamma}}$.

Интегрирование в (22) удобно произвести, если вместо переменной E ввести переменную t_0. В результате получим

$$I_\omega^{\parallel}=\frac{3}{8}\frac{Ae^2}{\pi^2 c}\left(2\frac{eH}{mc}\sin\theta\right)^{\frac{\nu+1}{2}}\omega^{\frac{1-\nu}{2}}\int\limits_0^\infty\!\!\int t^{-\frac{1}{2}}t_0^{\frac{3\nu-5}{4}}\Phi'^2(t_0+t)dtdt_0,$$

$$I_\omega^{\perp}=\frac{3}{8}\frac{Ae^2}{\pi^2 c}\left(2\frac{eH}{mc}\sin\theta\right)^{\frac{\nu+1}{2}}\omega^{\frac{1-\nu}{2}}\int\limits_0^\infty\!\!\int t^{\frac{1}{2}}t_0^{\frac{3\nu-5}{4}}\Phi^2(t_0+t)dtdt_0. \tag{23}$$

Если ввести обозначения

$$a=\int\limits_0^\infty\!\!\int t^{-\frac{1}{2}}t_0^{\frac{3\nu-5}{4}}\Phi'^2(t_0+t)dtdt_0,$$

$$b=\int\limits_0^\infty\!\!\int t^{\frac{1}{2}}t_0^{\frac{3\nu-5}{4}}\Phi^2(t_0+t)dtdt_0, \tag{24}$$

то численные расчеты дают следующие значения для приведенных интегралов:

при $\nu=2$

$a=0{,}2061$, $b=0{,}0354$;

при $\nu=3$

$a=0{,}1485$, $b=0{,}0206$.

Степень поляризации $\alpha=\frac{I_\omega^{\parallel}-I_\omega^{\perp}}{I_\omega^{\parallel}+I_\omega^{\perp}}$ зависит только от показателя ν и равна 71% при $\nu=2$ и 76% при $\nu=3$.

Полная интенсивность излучения, испускаемого единицей объема пространства в направлении $d\Omega$, равна $(I_\omega^{\parallel}+I_\omega^{\perp})\,d\Omega$. Интенсивность же излучения, падающего на 1 *см*² в телесном угле $d0$, от некоторого объема, имеющего линейные размеры R вдоль луча зрения и находящегося от наблюдателя на расстоянии R_0 (причем $R\ll R_0$), как нетрудно видеть, равна $(I_\omega^{\parallel}+I_\omega^{\perp})\cdot R\cdot d0$. Это выражение для полной интенсивности совпадает с соответствующей формулой, приведенной в работе В. Л. Гинзбурга и М. И. Фрадкина [8].

6. При применении полученных результатов к астрофизическим вопросам, необходимо иметь в виду, что магнитное поле реальных объектов обычно не является однородным.

Так, поле в туманностях имеет, повидимому, только общую тенденцию быть однородным, сильно отклоняясь от среднего значения в отдельных частях. Поэтому полученные цифры для степени поляризации излучения, испускаемого релятивистскими электронами, дают только верхнюю границу этой величины для туманности.

С другой стороны, надо полагать, что полученные цифры должны давать степень поляризации излучения релятивистских электронов, идущего от достаточно малых областей туманностей, в которых поле можно считать однородным.

В случае звезд пространственное распределение магнитного поля можно считать более известным. Это, повидимому, поле магнитного диполя.

Благодаря тому, что магнитное поле звезды существенно неоднородно, степень поляризации будет значительно ослаблена. Так, при наблюдении звезды вдоль направления ее магнитного момента поляризации света очевидно не будет. Максимального значения поляризация достигает при наблюдении звезды в направлении, перпендикулярном ее магнитному моменту. Чтобы оценить фактор ослабления степени поляризации в этом случае, сделаем предположение, что функция распределения электронов по энергиям зависит лишь от расстояния от центра звезды и не зависит от широтного угла. Рассмотрим поляризацию излучения, идущего с некоторого сферического слоя звезды. Направим ось z вдоль магнитного момента звезды. Элемент объема в этом слое со сферическими координатами ϑ, φ излучает свет с интенсивностью, определяемой формулами (23), причем первое выражение относится к излучению, поляризованному вдоль проекции магнитного поля на плоскость, перпендикулярную лучу зрения, а второе выражение дает интенсивность излучения, поляризованного в перпендикулярном направлении.

Нам необходимо перейти к интенсивностям света, поляризованным параллельно и перпендикулярно направлению магнитного момента звезды:

$$I^{\parallel}_{0\omega} = I^{\parallel}_{\omega}\cos^2\zeta + I^{\perp}_{\omega}\sin^2\zeta,$$
$$I^{\perp}_{0\omega} = I^{\parallel}_{\omega}\sin^2\zeta + I^{\perp}_{\omega}\cos^2\zeta, \tag{25}$$

где ζ—угол между осью z и проекцией магнитного поля на плоскость, перпендикулярную лучу зрения. Степень поляризации излучения от этого элемента объема равна

$$\varkappa = \frac{I^{\parallel}_{0\omega} - I^{\perp}_{0\omega}}{I^{\parallel}_{0\omega} + I^{\perp}_{0\omega}} = \frac{a-b}{a+b}(\cos^2\zeta - \sin^2\zeta), \tag{26}$$

где a и b даются формулами (24).

Усредним эту величину по положению на сфере, т. е. по ϑ и φ, воспользовавшись предположением о независимости функции распределения электронов от положения на сфере. Тогда при усреднении необходимо учесть, что интенсивность излучения с различных участков сферического слоя зависит от углов ϑ и φ, а именно пропорциональна $(H\sin\theta)^{\frac{\nu+1}{2}}$ (см. формулу (23)).

Производя усреднение с таким весовым множителем, находим

$$\bar{\varkappa} = \frac{a-b}{a+b}\cdot\frac{\int(\cos^2\zeta - \sin^2\zeta)(H\sin\theta)^{\frac{\nu+1}{2}}\sin\vartheta\, d\vartheta\, d\varphi}{\int(H\sin\theta)^{\frac{\nu+1}{2}}\sin\vartheta\, d\vartheta\, d\varphi}, \tag{27}$$

где $\sin\theta = \sqrt{\dfrac{3\cos^2\vartheta + 1 - 9\cos^2\vartheta\sin^2\vartheta\sin^2\varphi}{3\cos^2\vartheta + 1}}$,

$$\cos\zeta = \frac{3\cos^2\vartheta - 1}{\sqrt{3\cos^2\vartheta + 1 - 9\cos^2\vartheta\sin^2\vartheta\sin^2\varphi}}.$$

$$H = \mu\frac{\sqrt{3\cos^2\vartheta + 1}}{r^3}.$$

Для $\nu = 2$ и $\nu = 3$ вычисления дают соответственно $\bar{\alpha} = 10\%$ и $\bar{\alpha} = 11\%$.

Полученные цифры относятся к тому случаю, когда релятивистские электроны имеются во всем сферическом слое звезды и потемнение к краю диска не учитывается. Очевидно, что если релятивистские электроны появляются только в результате некоторых процессов вблизи экватора звезды, то степень поляризации света может оказаться большой ввиду того, что поле вблизи экватора относительно однородно. Точно также учет потемнения к краю диска может привести к увеличению степени поляризации излучения звезды со сферически равномерно распределенными электронами.

Степень поляризации света зависит также и от угла наклона магнитного момента звезды к лучу зрения, будучи максимальной при угле равном 90° и равной нулю при 0°.

До сих пор рассматривалась степень поляризации света, испускаемого релятивистскими электронами в магнитном поле. С другой стороны, основные механизмы излучения звезд в непрерывном спектре дают неполяризованный свет. Очевидно, что наблюдаемая степень поляризации будет зависеть от того, какова относительная доля в непрерывном спектре излучения релятивистских электронов. Чем больше будет роль этого механизма излучения, тем больше будет степень поляризации.

В настоящее время невозможно точно ответить на указанный вопрос. Однако, согласно принятым представлениям, надо считать, что в звездах излучение релятивистских электронов должно играть второстепенную роль по сравнению с тепловым излучением звезд.

Поэтому предложенный механизм, возможно, не в состоянии полностью объяснить наблюдаемую поляризацию излучения звезд. Однако есть случаи, когда мы имеем дело с излучением звезд, которое по своей природе, вероятно, отличается от теплового. Так, например, согласно Джою и Хьюмасону [9] переменные карлики типа Т Тельца и UV Кита показывают в своих спектрах интересное явление: обычно непрерывный спектор с линиями поглощения „заливается“ непрерывным излучением неизвестной природы, вследствие чего эквивалентная ширина линий поглощения уменьшается. Излучение релятивистских электронов должно было бы производить именно такой эффект „заливания“. Прибавим к этому, что все данные говорят о том, что дополнительное излучение этих звезд в периоды максимумов связано с весьма бурными процессами в их атмосферах. Поэтому весьма желательно изучение степени поляризации указанного „заливающего“ излучения.

В случае же газовой туманности релятивистские электроны могут играть большую роль в формировании непрерывного спектра, и предложенный механизм излучения поляризованного света будет более эффективен.

Как известно, радиоизлучение Крабовидной туманности заставило высказать предположение о наличии в ней релятивистских электронов, движущихся в магнитных полях. Согласно И. С. Шкловскому [10] этим же объясняется непрерывное излучение этой туманности в области оптических частот. Наблюдения В. А. Домбровского [4], выполненные в Бюраканской астрофизической обсерватории, показали, что свет этой туманности поляризован, причем степень поляризации доходит до 15%. Этот результат находится в соответствии с расчетами приведенными в настоящей работе.

Наконец следует обратить внимание на то, что для выяснения той роли, которую играет излучение релятивистских электронов в Крабовидной туманности большое значение может иметь экспериментальное излучение поляризации радиоизлучения. Если механизм излучения релятивистскими электронами в магнитных полях является доминирующим как в области радиочастот, так и в оптической области, то принимая во внимание, что степень поляризации слабо зависит от вида спектра (см. п. 5), следует ожидать приблизительно одинаковой степени поляризации в обеих областях спектра.

В заключение авторы выражают свою признательность академику В. А. Амбарцумяну за постановку задачи и ценные замечания и В. А. Домбровскому за сообщение результатов своих работ до опубликования.

Физический институт
АН Армянской ССР

Поступило 25 XII 1953

ЛИТЕРАТУРА

1. *Домбровский В. А.* ДАН Армянской ССР, **10**, 199, 1949; **12**, 103, 1950.
2. *Hiltner.* Ap. J. **109**, 477, 1949.
3. *Hall J. S., Mikesell A. H.* Publ. Naval Obs. Washington, **17**, 1, 1950.
4. *Домбровский В. А.* ДАН СССР, **94**, 1021, 1954.
5. *Davis L. Jr., Greenstein L.* Ap. J. **114**, 206, 1951.
6. *Ландау Л. Д.* и *Лифшиц Е. М.* Теория поля. М.—Л., 1948.
7. *Фок В. А.* Таблицы функций Эйри. М., 1946.
8. *Гинзбург В. Л.* и *Фрадкин М. И.* ДАН СССР, **92**, 531, 1953.

Գ. Մ. Ղարիբյան, Ի. Ի. Գոլդման

ՄԻԳԱՄԱԾՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԵՎ ԱՍՏՂԵՐԻ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏԵՐՈՒՄ ՇԱՐԺՎՈՂ ՌԵԼՅԱՏԻՎԻՍՏԻԿ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԲԵՎԵՌԱՑՈՒՄԸ

ԱՄՓՈՓՈՒՄ

Վերջին տարիների աստղաֆիզիկական դիտումները բերեցին այն եզրակացության, որ աստղերի և խեցգետնանման միգամածության արձակած լույսերը բևեռացված են։ Այս երևույթի բացատրությունների այն փորձերը, երբ ճառագայթման բևեռացման պատճառը վերագրվում է միայն միջաստղային միջավայրի ազդեցությանը, ըստ երևույթին հանդիպում է մի շարք լուրջ դժվարությունների։ Այդ պատճառով հետաքրքրություն է ներկայացնում հետազոտել հենց իրենց աստղերի և միգամածությունների կողմից բևեռացված լույսի արձակման հնարավոր մեխանիզմները։

Հոդվածում, որպես բևեռացված լույսի արձակման հնարավոր մեխանիզմ, դիտված է ռելյատիվիստիկ էլեկտրոնների ճառագայթումը աստղի և միգամածության մագնիսական դաշտում։

Ամփոփված են մագնիսական դաշտում շրջանագծով շարժվող ռելյատիվիստիկ էլեկտրոնների ճառագայթման ինտենսիվության սպեկտրալ բաղադրության և անկյունային բաշխման վերաբերյալ եղած աշխատությունների արդյունքները։

Հետազոտված են շրջանագծով և պտուտակագծով շարժվող էլեկտրոնների ճառագայթման բևեռացումը։ Ճառագայթման մագնիսական դաշտի լարվածության գերակշռող տատանումների ուղղությունը համընկնում է դաշտի H *վեկտորի պրոյեկցիայի հետ՝ ճառագայթին ուղղահայաց հարթության վրա։*

Ճառագայթումը կարող է բևեռացած լինել $50^{0}/_{0}$*-ից մինչև* $100^{0}/_{0}$*-ի սահմաններում (տես 1 աղյուսակ)։*

Հետազոտված են ըստ իրենց էներգիայի աստիճանային ֆունկցիայով բաշխված էլեկտրոնների ընդհանուր ճառագայթման սպեկտրալ բաղադրությունը և բևեռացումը։

Քննարկված է աստղերի և միգամածությունների ճառագայթումների բևեռացման հարցը։ Առաջադրված մեխանիզմը հավանաբար ի վիճակի չէ լրիվ բացատրելու աստղերի ճառագայթման բևեռացումը։ Ինչ վերաբերում է խեցգետնանման գազային միգամածությանը, ապա պետք է ենթադրել, որ ռելյատիվիստիկ էլեկտրոնները կարող են տալ բևեռացած ճառագայթման հիմնական մասը։