УДК 524.354—423

Заряженные частицы в магнитосфере коллапсирующей звезды

В. Г. Кривдик

Исследовано движение заряженных частиц во внешнем электромагнитном поле коллапсирующей звезды в дрейфовом приближении.

Рассчитаны траектории движения частиц в данном поле, их дрейфовая скорость и изменение энергии в ходе коллапса.

CHARGED PARTICLES IN THE MAGNETOSPHERE OF A COLLAPSING STAR, by Krivdik V. G. — The motion of charged particles in the external electromagnetic field of a collapsing star is investigated in drift approximation. The particles' motion trajectories, their drift velocity and energy change in the course of collapse are calculated.

Внешнее электромагнитное поле коллапсирующей звезды. В работах [3, 4] показано, что в ходе гравитационного сжатия звезды ее магнитное поле увеличивается и может сильно возрастать при приближении радиуса звезды к ее гравитационному радиусу. Внешнее магнитное поле звезды также изменяется, в результате чего в магнитосфере коллапсирующей звезды появляется вихревое электрическое поле, изменяющее энергию заряженных частиц. Радиус коллапсирующей звезды изменяется со скоростью свободного падения:

$$\frac{dR}{dt}=\left[\frac{2GM}{R_0R}\right]^{1/2}(R_0-R)^{1/2}, \tag{1}$$

а ее внешнее магнитное поле описывается уравнениями Максвелла:

$$\frac{\partial F_{ik}}{\partial x^l}+\frac{\partial F_{lk}}{\partial x^i}+\frac{\partial F_{li}}{\partial x^k}=0, \qquad \frac{\partial}{\partial x^k}(\sqrt{-g}\,F^{ik})=0, \tag{2}$$

где G — гравитационная постоянная, M, R_0 — масса и начальный радиус звезды. (Здесь предполагается, что вне звезды токи $j\approx 0$, т. е. рассматривается случай, когда плотность частиц мала и их энергия невелика по сравнению с энергией магнитного поля.) Решения системы уравнений (2) в сферической системе координат, ось z которой совпадает с осью диполя, имеют вид [3, 4]:

$$\begin{cases} B_r(r,\theta,t)=2\cos\theta\cdot r^{-3}\mu(t), \\ B_\theta(r,\theta,t)=\sin\theta\cdot r^{-3}\mu(t), \\ B_\varphi=0, \\ E_\varphi=-\dfrac{1}{c}r^{-2}\cdot\sin\theta\dfrac{\partial\mu}{\partial t}, \\ E_r=E_\theta=0, \end{cases} \tag{3}$$

где $\mu(t)$ — магнитный момент; E_r, E_θ, E_φ — компоненты электрического поля; B_r, B_θ, B_φ — компоненты магнитного поля. Уравнения (3) описывают закон изменения внешнего электромагнитного поля для нерелятивистской стадии коллапса звезды.

Движение частиц в магнитосфере коллапсирующей звезды. Исследуем движение заряженных частиц в электромагнитном поле (3) методом теории адиабатических инвариантов. Этот метод применим, когда период изменения магнитного поля намного больше ларморовского периода, т. е. при удовлетворении условий [1]

$$I_1 = \frac{T_g}{B} \cdot \frac{\partial B}{\partial t} \ll 1; \qquad I_2 = \rho \frac{|(\mathrm{grad}\, B)_\perp|}{B} \ll 1; \tag{4}$$

$$I_3 = T_g v_\parallel \frac{|(\mathrm{grad}\, B)_\parallel|}{B} \ll 1.$$

Здесь $T_g = 2\pi\gamma mc/(|e|B)$; $\rho = v_\perp \gamma mc/(|e|B)$; $v_\parallel$, $v_\perp$ — параллельная и перпендикулярная составляющие скорости движения частицы по отношению к магнитному полю; $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$; e, m — заряд и масса частицы, $(\mathrm{grad}\, B)_\parallel$, $(\mathrm{grad}\, B)_\perp$ — параллельная и перпендикулярная силовым линиям магнитного поля составляющие градиента.

Проверим выполнения условий (4) для поля (3). Полная напряженность магнитного поля

$$B = (B_r^2 + B_\theta^2 + B_\varphi^2)^{1/2} = r^{-3}(1 + 3\sin^2\lambda)^{1/2}\mu(t), \text{ где } \lambda = \pi/2 - \theta. \tag{5}$$

Параллельная и перпендикулярная компоненты градиента магнитного поля имеют для диполя вид [1]:

$$\begin{aligned} (\mathrm{grad}\, B)_\parallel &= -3B\sin\lambda\,(3 + 5\sin^2\lambda)/[r\,(1 + 3\sin^2\lambda)^{3/2}], \\ (\mathrm{grad}\, B)_\perp &= -3B\cos\lambda\,(1 + \sin^2\lambda)/[r\,(1 + 3\sin^2\lambda)^{3/2}]. \end{aligned} \tag{6}$$

Подставляя (5) и (6) в (4), получим:

$$\begin{aligned} I_1 = A_1(E)\,D_1(\lambda)\,F_1(t) \ll r, \qquad & I_2 = A_2(E)\,D_2(\lambda)\,F_2(t) \ll r, \\ I_3 = A_3(E)\,D_3(\lambda)\,F_2(t) \ll r, & \end{aligned} \tag{7}$$

где

$$A_1(E) = \begin{cases} (c\,|e|/4\pi)^{1/3} E^{-1/3} & \text{— для релятивистских частиц,} \\ (|e|/4\pi mc)^{1/3} & \text{— для нерелятивистских частиц,} \end{cases}$$

$$A_2(E) = \begin{cases} (|e|/6)^{1/2} E_\perp^{-1/2} & \text{— для релятивистских частиц,} \\ (|e|/6\sqrt{2c}\sqrt{m})^{1/2} E_\perp^{-1/4} & \text{— для нерелятивистских частиц,} \end{cases} \tag{8}$$

$$A_3(E) = \begin{cases} (|e|/2\pi)^{1/2} E_\parallel^{-1/2} & \text{— для релятивистских частиц,} \\ (|e|/12\pi\sqrt{2mc})^{1/2} E_\parallel^{-1/4} & \text{— для нерелятивистских частиц} \end{cases}$$

(E — полная энергия частиц, $E_\parallel$, $E_\perp$ — продольная и поперечная составляющие энергии движения частиц по отношению к магнитному полю).

$$D_1(\lambda) = (1 + 3\sin^2\lambda)^{1/6}; \qquad D_2(\lambda) = (1 + 3\sin^2\lambda)/[\cos\lambda\,(1 + \sin^2\lambda)]^{1/2};$$

$$D_3(\lambda) = (1 + 3\sin^2\lambda)/[\sin\lambda\,(3 + 5\sin^2\lambda)]^{1/2}; \tag{9}$$

$$F_1(t) = \left[B_0 R_0^2 R^2(t) / \frac{\partial R}{\partial t}\right]^{1/3}; \qquad F_2(t) = [B_0 R_0^2 R(t)]^{1/2}.$$

Функции A_1, A_2, A_3 и D_1, D_2, D_3 можно вычислить, задавая значения величин E и λ. Для определения величин $F_1(t)$ и $F_2(t)$ необходимо задаться моделью коллапса. Согласно современным представлениям [5, 6], звезды, в зависимости от массы, коллапсируют к одному из трех конечных состояний — белого карлика, нейтронной звезды или черной дыры. Звезды с массой $M < 1.2M_\odot$ в результате гравитационного сжатия переходят в состояние белого карлика. Для звезды с массой $1.2M_\odot < M < 2M_\odot$ конечным состоянием будет нейтронная звезда. Если $M > 2M_\odot$, то в ходе коллапса звезда превращается в черную дыру. В соответствии с этим мы рассмотрим три модели коллапса, проходящего без потери массы:

Модель I. Звезда с начальным радиусом $R_0 = R_\odot \approx 6.96 \cdot 10^{10}$ см, массой $M = M_\odot \approx 1.989 \cdot 10^{33}$ г и магнитным полем $B_0 \approx 1$ Гс сжимается до размеров белого карлика с радиусом $R_{min} \approx 3 \cdot 10^8$ см.

Модель II. Сжатие звезды с $R_0 \approx (1.1 \div 1.3) R_\odot$, $M \approx 1.5 M_\odot$, $B_0 \approx \approx 1$ Гс до нейтронной звезды с радиусом $R_{min} \approx 10^6$ см.

Модель III. В данной модели рассматривается нерелятивистская фаза сжатия звезды с $R_0 \approx 1.4 R_\odot$, $M \approx 3 M_\odot$, $B_0 \approx 1$ Гс до размеров $R \approx 10^7$ см.

Считаем, что сжатие звезды происходит со скоростью свободного падения. В этом случае, переходя к новой переменной $R = R(t)$, для функций F_1 и F_2 получим:

$$F_1(R) = (B_0^2 R_0^2/(2GM))^{1/6} [R^5/(R_0 - R)]^{1/6}, \qquad F_2(R) = (B_0 R_0^2 R)^{1/2}. \tag{10}$$

Для выбранных нами моделей коллапса

$$F_1(R) = K_i [R^5/(R_0 - R)]^{1/6}, \quad F_2(R) = L_i R^{1/2}, \tag{11}$$

где

$$K_i \approx \begin{cases} 4.28 \cdot 10^4 \text{ — для модели I}, \\ 4.75 \cdot 10^4 \text{ — для модели II}, \\ 4.73 \cdot 10^4 \text{ — для модели III}, \end{cases} \qquad L_i \approx \begin{cases} 6.96 \cdot 10^{10} \text{ — для модели I}, \\ 9.05 \cdot 10^{10} \text{ — для модели II}, \\ 9.77 \cdot 10^{10} \text{ — для модели III}. \end{cases} \tag{12}$$

Подставляя численные значения функций A_i, D_i, F_i в (7), можно вычислить функции I_i ($i = 1, 2, 3$) (табл. 1).

Из этих расчетов можно определить, для частиц каких энергий и на каком расстоянии от звезды справедлив метод возмущений при рассмотрении движения заряженных частиц в магнитосфере коллапсирующей звезды. Данные расчеты показывают, что для модели I на начальной стадии коллапса данным методом можно пользоваться при изучении движения электронов и протонов с энергией до 10^6 МэВ. При этом с увеличением энергии уменьшается расстояние, для которого справедлив метод. Если для нерелятивистских электронов им можно пользоваться до расстояний $r \ll 2.4 \cdot 10^{14}$ см (на начальной стадии сжатия), то для электронов с энергией 10^6 МэВ — только до расстояний $r \ll 1.3 \cdot 10^{11}$ см, т. е. в непосредственной близости от поверхности звезды. На конечной стадии коллапса в модели I диапазон энергий частиц, для которого справедлив метод, растет. Им можно пользоваться для описания движения частиц с энергиями вплоть до 10^8 МэВ. В моделях II и III на начальной стадии коллапса методом возмущений можно описывать движение частиц с энергией $E \leqslant 10^6$ МэВ.

Изменение энергии заряженных частиц при коллапсе. Рассмотрим теперь, как изменяется энергия заряженных частиц в магнитосфере коллапсирующей звезды. Изменение энергии частиц в дрейфовом при-

Таблица 1. **Минимальные и максимальные значения функций I_i для электронов (I_{ie}) и протонов (I_{ip}) с энергиями 10^{-3} МэВ $\leqslant E \leqslant 10^8$ МэВ**

Функции I_i	Модель I		Модель II		Модель III	
	$10^8 \times I_{min}$	$10^{14} \times I_{max}$	$10^8 \times I_{min}$	$10^{14} \times I_{max}$	$10^7 \times I_{min}$	$10^{14} \times I_{max}$
I_{1e}	17	2.4	10	3.4	9.0	3.6
I_{2e}	8.5	7.5	60	11	22	12.5
I_{3e}	5.0	3.5	40	5.2	13	5.9
I_{1p}	17	0.2	10	0.3	9.0	0.3
I_{2p}	8.5	1.1	64	1.7	22	1.8
I_{3p}	5.0	0.5	38	0.8	13	0.9

ближении определяется выражением [2]:

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{1}{3} pv \operatorname{div} \vec{U}, \tag{13}$$

где $p = mv$ — импульс частицы,

$$\vec{U} = cB^{-2} [\vec{E}\vec{B}] \tag{14}$$

— дрейфовая скорость, $\vec{E}$, $\vec{B}$ — электрическое и магнитное поля. Вычисляя векторное произведение (14) для поля (5) в сферической системе координат с осью z, совпадающей с осью диполя, получим для дрейфовой скорости:

$$\vec{U} = cB^{-2} (E_\varphi B_r \vec{e}_\theta - E_\varphi B_\theta \vec{e}_r) = U_\theta \vec{e}_\theta + U_r \vec{e}_r, \tag{15}$$

где $\vec{e}_\theta$, $\vec{e}_r$ — единичные векторы.

Компоненты дрейфовой скорости:

$$\begin{cases} U_r = \mu^{-1} \dfrac{\partial\mu}{\partial t} r \sin^2\theta/(1 + 3\cos^2\theta), \\ U_\theta = -2\mu^{-1} \dfrac{\partial\mu}{\partial t} r \sin\theta\cos\theta/(1 + 3\cos^2\theta), \\ U_\varphi = 0. \end{cases} \tag{16}$$

Из (13) и (15) находим

$$\frac{dE}{dt} = \frac{5}{3} \mu^{-1} \frac{\partial\mu}{\partial t} f(\theta)\, pv, \tag{17}$$

где

$$f(\theta) = (3\cos^4\theta + 1.2\cos^2\theta - 1)/(1 + 3\cos^2\theta)^2. \tag{18}$$

Перейдя к новой переменной $R = R(t)$, согласно соотношениям

$$\begin{gathered} \mu(t) = \mu_0 R(t)/R_0 = [B_0 R_0^2 R(t)]/2, \\ \frac{\partial\mu}{\partial t} = \frac{\mu_0}{R_0} \frac{\partial R}{\partial t} = \frac{1}{2} B_0 R_0^2 \left(\frac{2GM}{R_0}\right)^{1/2} \left(\frac{R_0 - R}{R}\right)^{1/2}, \end{gathered} \tag{19}$$

получим для скорости изменения энергии частиц при коллапсе

$$\frac{dE}{dR} = \frac{5}{3} R^{-1} f(\theta)\, pv. \tag{20}$$

Проинтегрировав соотношение (20), можно определить, как меняется энергия частиц в ходе коллапса. Для этого найдем зависимость

$$\theta = \theta(R). \tag{21}$$

Используя соотношение (16) и выражение

$$U^2 = \left(\frac{ds}{dt}\right)^2 = \left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + r^2 \left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2 = U_r^2 + U_\theta^2, \tag{22}$$

находим:

$$r = r_0 (\cos\theta/\cos\theta_0)^{1/2}. \tag{23}$$

Компоненты дрейфовой скорости U_θ в новой переменной записываются в виде

$$U_\theta = r\frac{d\theta}{dt} = -\frac{1}{R} \frac{\partial R}{\partial t} r \frac{2\cos\theta\cdot\sin\theta}{(1 + 3\cos^2\theta)}. \tag{24}$$

Отсюда получаем

$$R_0/R = \operatorname{tg}^{1/2}\theta \sin^{3/2}\theta / \operatorname{tg}^{1/2}\theta_0 \cdot \sin^{3/2}\theta_0. \tag{25}$$

Из данного соотношения находим:

$$\cos^4\theta - 2\cos^2\theta - q\cos\theta + 1 = 0, \tag{26}$$

где $q = (\sin^4\theta_0/\cos\theta_0)(R_0/R)^2$. Действительные корни уравнения (26) имеют вид:

$$G = (\cos\theta)_{1,2} = \pm (G_1 + G_2)^{1/2}, \tag{27}$$

где

$$G_1 = \{(1/27 + q^2/128) + [(1/27 + q^2/128) - (1/9)^3]^{1/2}\}^{1/3},$$

$$G_2 = \{(1/27 + q^2/128) - [(1/27 + q^2/128) - (1/9)^3]^{1/2}\}^{1/3}.$$

Приближенное решение можно записать в виде

$$G \approx \pm (2/27 + q^2/64)^{1/6}. \tag{28}$$

Отсюда находим:

$$\theta = \arccos G. \tag{29}$$

Уравнения (23) и (29) вместе с соотношением

$$\varphi = \text{const} \tag{30}$$

определяют траекторию движения ведущего центра заряженной частицы в электромагнитном поле вне коллапсирующей звезды. Из данных соотношений видно, что в ходе коллапса ведущий центр заряженной частицы смещается от экваториальной плоскости ($\theta = \pi/2$) к оси диполя ($\theta = 0$). Траектории ведущего центра симметричны по отношению к экваториальной плоскости и имеют полюс в направлении, перпендикулярном оси диполя.

Рассмотрим теперь, как меняется энергия частиц в ходе коллапса. Проинтегрировав уравнение (20), получим

$$E = E_0 [p(\theta_0)/p(\theta)]^{\alpha}, \tag{31}$$

где E_0 — начальная энергия частиц, $p(\theta) = |\cos^{0.2}\theta| \cdot |(\cos^2\theta - 4/3)|^{0.4}$;

$$\alpha = \frac{5}{6} k_1; \qquad k_1 = \begin{cases} 2 \text{ — для нерелятивистских частиц,} \\ 1 \text{ — для релятивистских частиц.} \end{cases}$$

Из соотношения (31) видно, что энергия частицы меняется по степенному закону (табл. 2). Из выражения (31) следует, что наиболее

Таблица 2. **Численные значения функции $p(\theta)$**

$\theta°$	$p(\theta)$	$\theta°$	$p(\theta)$	$\theta°$	$p(\theta)$
0	1.552	70	1.146	89.9	3.174
1	1.551	75	1.192	89.91	3.242
5	1.539	80	1.277	89.92	3.319
10	1.504	85	1.455	89.93	3.409
15	1.452	86	1.520	89.94	3.518
20	1.393	87	1.609	89.95	3.646
25	1.333	88	1.744	89.96	3.813
30	1.277	89	2.003	89.97	4.038
35	1.227	89.2	2.094	89.98	4.380
40	1.186	89.3	2.151	89.99	5.031
45	1.153	89.4	2.218	89.999	7.973
50	1.129	89.5	2.301	89.9999	12.638
55	1.116	89.6	2.406	89.99999	20.029
60	1.113	89.7	2.548	89.999999	38.383
65	1.121	89.8	2.763	90	∞

быстро меняется в ходе коллапса энергия частиц, находящихся вблизи экваториальной области. Максимальное ускорение получают частицы в экваториальной области. Энергия частиц, находящихся в полярных областях диполя, меняется незначительно.

Сравним теперь скорость изменения энергии частиц за счет вихревого электрического поля с синхротронными потерями в магнитном поле. За счет вихревого электрического поля энергия частиц меняется по закону

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_c = \frac{5}{3} k_1 \left(\frac{2GM}{R_0}\right)^{1/2} (R_0 - R)^{1/2} R^{-3/2} f(\theta) E. \tag{32}$$

Потери на синхротронное излучение заряженных частиц в магнитном поле определяются величиной [7]:

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_s = -\frac{2 \cdot e^4}{3m^4c^7} B^2E^2 \sin^2\beta, \tag{33}$$

где e, m — заряд и масса частицы, E — ее энергия, β — угол между направлением скорости частицы и магнитным полем. Учитывая (5) и (19), выражение (33) можно записать

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_s = -\frac{e^4}{6m^4c^7} (B_0R_0^2)^2 r^{-6} R^2E^2 (1 + 3\cos^2\theta) \sin^2\beta. \tag{34}$$

Разделив (32) на (34), получим соотношение между скоростью изменения энергии в ходе коллапса и синхротронными потерями:

$$Q = \left| \left(\frac{dE}{dt}\right)_c \Big/ \left(\frac{dE}{dt}\right)_s \right| = Pk_1R^{5/2} (r/R)^6 f(\theta, \beta) E^{-1}, \tag{35}$$

где

$$f(\theta, \beta) = f(\theta)/[(1 + 3\cos^2\theta) \sin^2\beta],$$

$$P = (10m^4c^7/e^4) (2GM/R_0)^{1/2} (R_0 - R)^{1/2}/[(B_0R_0^2)^2].$$

Если величина $Q > 1$, то синхротронными потерями можно пренебречь. При $Q < 1$ их необходимо учитывать.

Оценим соотношение (35) для трех рассмотренных нами моделей коллапса.

Функция $f(\theta, \beta)$ достигает минимальных значений для частиц, дрейфующих поперек поля ($\beta = \pi/2$): $-1 \leqslant f(\theta, \beta) \leqslant 5 \cdot 10^{-2}$. Для продольных частиц $f(\theta, \beta) \to \infty$. В дальнейшем будем делать оценку соотношения Q для частиц, дрейфующих поперек поля.

Для электронов

$$P_i \approx \begin{cases} 1.95 \cdot 10^{-27} \text{ — для модели I,} \\ 0.97 \cdot 10^{-27} \text{ — для модели II,} \\ 0.88 \cdot 10^{-27} \text{ — для модели III.} \end{cases} \tag{36}$$

Подставляя (36) в (35), для минимального значения функции $f(\theta, \beta)$ получим

$$Q_{\min} \approx 5 \cdot 10^{-2} k_1 P_i R^{5/2} (r/R)^6 E^{-1}. \tag{37}$$

Условие $Q_{\min} > 1$ выполняется для частиц с

$$E < 5 \cdot 10^{-2} k_1 P_i R^{5/2} (r/R)^6. \tag{38}$$

Подставляя численные значения величин k_1, P_i, получим, что данное условие будет выполняться (при всех $r > R$) для частиц с энергией $E \leqslant 10^{11}$ эВ на начальной стадии коллапса ($R \geqslant 10^{10}$ см) и для $E < 10^4$ эВ для конечной стадии ($R \approx 10^7$ см).

Таким образом, на начальной стадии гравитационного сжатия звезды можно не учитывать синхротронных потерь при изучении движения заряженных частиц в ее магнитосфере. На более поздних стадиях коллапса роль синхротронных потерь возрастает (в соответствии с соотношением (37)).

Выводы. Результаты, полученные в данной работе, указывают на то, что энергия заряженных частиц в магнитосфере коллапсирующей звезды меняется по степенному закону. Скорость изменения энергии частиц зависит от их энергии, фазы коллапса и положения частиц относительно экваториальной плоскости звезды. Наиболее быстро изменяется энергия частиц, находящихся вблизи экваториальной плоскости.

В ходе коллапса изменяется также соотношение между скоростью набора энергии частицами и синхротронными потерями. Если на начальной стадии коллапса синхротронные потери можно не учитывать вплоть до энергий 10^{11} эВ, то на более поздних стадиях их роль возрастает, и их необходимо учитывать уже для частиц с энергией $E \approx 10^4$ эВ.

1. *Альвен Г., Фельтхаммар К.-Г.* Космическая электродинамика.— М. : Мир, 1967.—260 с.
2. *Бахарева М. Ф., Тверской Б. А.* Вариации энергии частиц в переменном межпланетном магнитном поле // Геомагнетизм и аэрономия.—1981.—**21**, № 3.— С. 401—411.
3. *Гинзбург В. Л.* О магнитных полях коллапсирующих звезд и природе сверхзвезд // Докл. АН СССР.—1964.—**156**, № 1.— С. 43—46.
4. *Гинзбург В. Л., Озерной Л. М.* О гравитационном коллапсе магнитной звезды // Журн. эксперим. и теорет. физики.—1964.—**47**, № 3.— С. 1030—1040.
5. *Зельдович Я. Б., Новиков И. Д.* Теория тяготения и эволюция звезд.— М. : Мир, 1971.—465 с.
6. *Мизнер Ч., Торн К., Уиллер Дж.* Гравитация. Т. 2.— М. : Мир, 1977.—525 с.
7. *Пахольчик А.* Радиоастрофизика.— М. : Мир, 1973.—252 с.

Глав. астрон. обсерватория АН УССР,
Киев

Поступила в редакцию 24.07.85,
после доработки 25.09.85

РЕФЕРАТ ПРЕПРИНТА

УДК 550.388.2

О ВОЗБУЖДЕНИИ НЕРАВНОВЕСНЫХ ФЛУКТУАЦИЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ПЛОТНОСТИ В НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЕ ТУРБУЛЕНТНЫМ ДВИЖЕНИЕМ НЕЙТРАЛЬНОЙ КОМПОНЕНТЫ / Лихачев А. А., Кызьюров Ю. В.

(Препринт / АН УССР. Ин-т теорет. физики; ИТФ — 85 — 124 Р)

Обсуждается роль атмосферной турбулентности в образовании плазменных неоднородностей нижней ионосферы, в частности среднеширотного спорадического слоя *E*. С этой целью в рамках линейной теории был получен спектр флуктуаций, возникающих в результате столкновительного взаимодействия турбулизованных нейтралов и ионосферной плазмой. Доминирование тех или иных физических процессов при возбуждении нетепловых плазменных флуктуаций обусловило наличие двух интервалов масштабов в полученном спектре неоднородностей: 1 — 500 м со спектральным индексом $\nu = -4\frac{1}{3}$ и 500 м — 5 км с $\nu = -3\frac{1}{3}$.