Доклады Академии Наук СССР
1952. Том LXXXVII, № 2

АСТРОНОМИЯ

Г. Г. ГЕТМАНЦЕВ и В. Л. ГИНЗБУРГ

ОБ ОДНОМ ВОЗМОЖНОМ МЕХАНИЗМЕ СПОРАДИЧЕСКОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА

(Представлено академиком М. А. Леонтовичем 12 IX 1952)

1. Как известно, помимо теплового радиоизлучения Солнца, которому в метровом диапазоне отвечает эффективная температура $T_{эф} \sim 10^{6\circ}$, существует неравновесное (спорадическое) солнечное радиоизлучение. При наличии этого радиоизлучения $T_{эф}$ Солнца, в условиях, когда присутствуют большие солнечные пятна, достигает значений $\sim 10^{9\circ}$. Во время крупных вспышек $T_{эф} \lesssim 10^{13\circ}$ (подробнее см. [1, 2]). Вопрос о природе спорадического радиоизлучения Солнца остается до сих пор неясным. Наиболее заманчивым представляется механизм, связанный с продольными плазменными колебаниями, указанный впервые И. С. Шкловским [3], а также родственный механизм возбуждения поперечных электромагнитных волн в плазме при наличии в ней внешнего электрического поля [4]. Однако попытки количественного развития подобных гипотез встречаются с серьезными затруднениями [5, 6], так что до сих пор совершенно неясно, может ли указанный механизм объяснить экспериментальные данные. Попытки объяснить спорадическое радиоизлучение тепловым излучением областей солнечной атмосферы над пятнами [5], нагретых до температур $\sim 10^{10\circ}$ (отвечающих энергии частиц $\sim 10^6$ эв), не выдерживают критики (см., например, [7] и ниже). То же относится [1] и к предположению [8] о том, что спорадическое радиоизлучение есть излучение электронов, движущихся с гирочастотой ω_H в магнитном поле пятна. В связи со сказанным нам представляется не лишенным интереса обсудить здесь возможную связь спорадического радиоизлучения Солнца с излучением релятивистских электронов в магнитном поле солнечных пятен по аналогии с одним из обсуждаемых механизмов галактического радиоизлучения [9, 10].

2. Для простоты рассмотрим здесь задачу в двух предельных случаях I и II. В первом из них проекция импульса частицы на плоскость, перпендикулярную полю **H** пятна, порядка полного импульса частицы, так что излучение сконцентрировано в угле $\theta \sim mc^2/E \ll \alpha$ около направления ее скорости, где α — угол между скоростью **v** и **H**, а E — энергия электрона.

Энергия, излучаемая в этом случае электроном в секунду в единичном интервале частот, равна [9]:

$$P_{\mathrm{I}}(\nu) = 2\pi P_{\mathrm{I}}(\omega) = 16\frac{e^3 H_\perp}{mc^2} p\left(\frac{\omega}{\omega_1}\right); \text{ при } \frac{\omega}{\omega_1} \ll 1, \; p\left(\frac{\omega}{\omega_1}\right) = 0{,}256\left(\frac{\omega}{2\omega_1}\right)^{1/3},$$
$$P_{\mathrm{I}\,\max}(\nu) = P_{\mathrm{I}}\left(\frac{\omega_1}{4\pi}\right) = 2{,}15 \cdot 10^{-22} H_\perp \frac{\text{эрг}}{\text{сек} \cdot \text{гц}}, \tag{1}$$

где $\omega_1 = \frac{eH_\perp}{mc}\left(\frac{E}{mc^2}\right)^2$, а $H_\perp$ — поперечная по отношению к скорости частицы составляющая магнитного поля пятна.

Во втором случае $\alpha \ll \theta$, т. е. частица движется под малыми по отношению к магнитному полю углами и излучает в основном в пределах угла $\theta \sim mc^2/E$ вдоль направления силовых линий магнитного поля. Исходная формула, определяющая в этом случае излучаемую электроном энергию при условии, что $E/mc^2 \gg 1$, имеет вид:

$$P_{II}(\nu) = 2\pi P_{II}(\omega) = \frac{4\pi^2 e^2}{c^3}\omega \int\limits_{\frac{\omega}{2}\left(\frac{mc^2}{E}\right)^2}^{\infty} \frac{|W_{\omega'}|^2}{\omega'^2}\left[1 - \frac{\omega}{\omega'}\left(\frac{mc^2}{E}\right)^2 + \frac{\omega^2}{2\omega'^2}\left(\frac{mc^2}{E}\right)^4\right] d\omega', \qquad (2)$$

где $W_{\omega'}$ — компонента Фурье ускорения, которое предполагается перпендикулярным скорости (формула (2) получена в ([11]), где она приведена с ошибками). В случае движения частицы в однородном магнитном поле, где она вращается с частотой $\omega_0 = \frac{eH}{mc}\left(\frac{mc^2}{E}\right)$, формула (2) дает*

$$\omega \leq 2\omega_0\left(\frac{E}{mc^2}\right)^2, \quad P_{II}(\nu) = \frac{2\pi e^2}{c}\omega \sin\alpha\left[1 - \frac{\omega}{\omega_0}\left(\frac{mc^2}{E}\right)^2 + \frac{\omega^2}{2\omega_0^2}\left(\frac{mc^2}{E}\right)^4\right],$$

$$\omega > 2\omega_0\left(\frac{E}{mc^2}\right)^2, \quad P_{II}(\nu) = 0; \qquad (3)$$

$$P_{II\,\max}(\nu) = P_{II}\left[\frac{\omega_0}{\pi}\left(\frac{E}{mc^2}\right)^2\right] = \frac{4\pi e^2}{c}\omega_0 \sin\alpha\left(\frac{E}{mc^2}\right)^2.$$

3. Пользуясь выражениями (1) и (3), оценим прежде всего концентрацию релятивистских электронов в короне над пятном, необходимую для создания радиоизлучения с интенсивностью, наблюдаемой на опыте. Поток энергии S от N_0 излучающих электронов на Земле равен:

$$S = \frac{PN_0}{4\pi R^2} = \frac{P}{4}\left(\frac{r}{R}\right)^2 \Delta h \cdot n = \frac{8{,}7 \cdot 10^{-16}}{\lambda^2}\left(\frac{r}{R}\right)^2 T_{\text{эф}}\ \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{гц}}. \qquad (4)$$

Здесь $\pi\left(\frac{r}{R}\right)^2$ — телесный угол, под которым с Земли видна излучающая область, Δh — толщина этой области, а n — концентрация релятивистских электронов; последнее выражение является определением $T_{\text{эф}}$ Солнца, отвечающей данному S. Магнитное поле солнечных пятен убывает с высотой, повидимому, довольно медленно ([12]), так что для больших солнечных пятен даже на высоте, отвечающей $\eta = \frac{r_\odot + h}{r_\odot} = 1{,}4 - 1{,}6$, напряженность его может достигать нескольких десятков гаусс.

Полагая в (4) $\Delta h \sim r \sim 0{,}1 r_\odot \sim 10^{10}$ см для $S = 10^{16}\ \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{гц}}$ ($T_{\text{эф}} \sim 10^{9\circ}$, что отвечает крупному пятну ([2])), находим $P(\nu)\, n \sim 10^{-19}$. Если принять, что в излучающей области $H \sim 10$ гаусс, а $E \sim 10^7$ эв, т. е. $E/mc^2 \sim 20$, то, пользуясь выражениями (1) и (3) для излучаемой энергии, найдем, что для $\lambda \sim 1$ м в случае I $n_I \sim 100$ эл/см и в случае II $n_{II}\alpha^2 \sim 1$. Полагая $\alpha = \alpha_{\max} \sim \theta \sim mc^2/E \sim 0{,}1$, имеем $n_{II} \sim 100$.

---

* Формула (3) сразу получается ([14]) также из выражения для энергии, излучаемой движущимся диполем (в нашем случае частица движется по окружности с радиусом $r = c \sin\alpha/\omega_0$ с частотой ω_0, и ее излучение эквивалентно излучению двух перпендикулярных диполей).

В случае I электрон излучает главным образом в плоскости, перпендикулярной **H**, причем электрический вектор излучения также лежит в этой плоскости. Это отвечает излучению «необыкновенной» волны. Учитывая, что излучение пятна сконцентрировано в угле 40° (2) относительно оси пятна, ясно, что в случае I оно может выйти наружу только в результате рефракции. «Обыкновенная» компонента может при этом появиться только в результате эффекта утраивания (см. (13), § 23), который в условиях короны вряд ли вероятен. Наконец, в случае I поглощение волн, которым мы пренебрегали, должно быть довольно велико (рефракция велика там, где $\sqrt{\varepsilon} \sim 0$, но в этой области велико и поглощение (13)). Поэтому случай I, уже упоминавшийся в (2), представляется нам неблагоприятным по сравнению со случаем II*. В случае II электрон, вращаясь с частотой ω_0, все время излучает на наблюдателя ($\theta > \alpha$) волну с $\omega \sim \omega_0 (E/mc^2)^2$, которая при $\theta = 0$ поляризована по кругу с тем же направлением вращения, что и у «необыкновенной» волны. Однако излучение производится в основном под углом θ, хотя и малым, но не равным нулю. Кроме того, вообще говоря, и угол $\alpha \neq 0$. Поэтому излучаться будут в общем случае как «обыкновенная», так и «необыкновенная» волны. Но условия генерации и выхода для «необыкновенной» волны менее благоприятны (она выходит из области $4\pi e^2 N/m\omega^2 < 1 - \omega_H/\omega$, в то время как „обыкновенная" волна выходит из области $\frac{4\pi e^2 N}{m\omega^2} < 1$; здесь N — концентрация электрона, а $\omega_H = eH/mc$; подробнее см. (13)). Этот вывод, повидимому, находится в согласии с наблюдениями, согласно которым из 16 исследовавшихся случаев в 9 наблюдалась «обыкновенная» волна и лишь в 3 случаях «необыкновенная» (остальные случаи не идентифицированы). Вопрос о поляризации нуждается в дополнительном как теоретическом, так и экспериментальном исследовании. В случае II поглощение радиоизлучения, вообще говоря, невелико. Поэтому приведенное значение $n_{II} \sim 10^2$ за счет поглощения заметно увеличивать не следует. Напротив, если все электроны летят в угле $\sim 40°$ (телесный угол $\Delta\Omega \sim 1$), отвечающем наблюдаемой направленности излучения, значение n_{II} нужно уменьшить в $4\pi/\Delta\Omega \sim 10$ раз (в (4) излучение считалось в среднем изотропным).

Таким образом мы приходим к выводу, что наличие релятивистских электронов с концентрацией $n_{II} \sim 10$ эл/см^3 оказывается достаточным для объяснения интенсивности радиоизлучения даже самых крупных солнечных пятен. Частотный спектр излучения в случае II качественно отвечает наблюдаемому ($\omega_{max} \simeq 2\omega_0 (E/mc^2)^2 \sim 2 \cdot 10^9$ при $E/mc^2 \sim 10$ и $H \sim 10$).

В случае эрупций ($T_{эф} \sim 10^{12}°$) обсуждаемый механизм требует концентрации $n_{II} \sim 10^4$, но здесь уже заведомо нужно учитывать реабсорбцию, связанную с наличием самих релятивистских частиц, и вопрос нуждается в особом рассмотрении. Вопрос о допустимости получающихся значений n_{II} относится к теории процессов в короне вблизи пятен и в эруптивных условиях, где релятивистские частицы в каком-то количестве заведомо присутствуют. Здесь мы заметим лишь, что плотность энергии релятивистских частиц $n_{II}E \sim 10^{-4}$ эрга в случае пятен ($n_{II} \sim 10$, $E \sim 10^7$ эв) значительно меньше плотности тепловой энергии $NkT \sim 10^{-2}$ эрга ($N \sim 10^8$, $T \sim 10^{6}°$).

---

* Формулы (1) — (3) относятся к случаю движения частицы в вакууме. При движении частицы в среде существенен учет влияния показателя преломления (14), и если $n < 1$ (что имеет место в солнечной короне) и $(1 - n) \gg (mc^2/E)^2$, то излучение, вообще говоря, мало. Это означает, что излучающая область должна лежать в короне выше уровня, где $(1 - n) \sim (mc^2/E)^2$. При $mc^2/E \sim 0{,}1$ для «обыкновенной» волны с $\lambda \sim 1$ м $(1 - n) \sim 10^{-2}$ при $\eta = r/r_{\odot} \sim 1{,}4$. С этой точки зрения случай II также несравненно благоприятнее случая I.

В заключение заметим, что, если излучают не электроны, а релятивистские протоны, то все сделанные выше для случая II оценки остаются в силе, если только энергия протонов E_p такова, что значение $\frac{eH}{Mc}\left(\frac{E_p}{Mc^2}\right)$ равно $\frac{eH}{mc}\left(\frac{E}{mc^2}\right)$. В разобранном примере $E \sim 10^7$ эв, $H \sim 10$ гаусс; это значит, что $E_p \sim 10^{13}$ эв. Отсюда следует, что в применении к Солнцу излучение протонов, повидимому, пренебрежимо мало по сравнению с излучением электронов. Однако в случае звезд и особенно «магнитных» звезд с $H \sim 10^4$ гаусс положение меняется, и там излучение протонов может оказаться основным (это может представить интерес с точки зрения некоторых моделей „радиозвезд").

Авторы признательны С. А. Жевакину за замечания, сделанные при обсуждении статьи.

Физико-технический институт
при Горьковском государственном университете

Поступило
8/IX 1952

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] В. Л. Гинзбург, УФН, 32, 26 (1947); 34, 13 (1948). [2] Г. Г. Гетманцев, УФН, 44, 527 (1951). [3] И. С. Шкловский, Астр. журн., 23, 333 (1946). [4] V. A. Bailey, Phys. Rev., 78, 428 (1950). [5] M. Ryle, Proc. Phys. Soc., A 62, 483 (1949). [6] R. O. Twiss, Phys. Rev., 84, 448 (1951). [7] И. С. Шкловский, Солнечная корона, 1951. [8] K. O. Kiepenheuer, Nature, 158, 340 (1946). [9] В. Л. Гинзбург, ДАН, 76, 377 (1951). [10] Г. Г. Гетманцев, ДАН, 83, 557 (1952). [11] Л. Ландау, Е. Лифшиц, Теория поля, 1948. [12] П. Е. Колпаков, Астр. журн., 28, 443 (1951). [13] В. Л. Гинзбург, Теория распространения радиоволн в ионосфере, 1949. [14] В. Л. Гинзбург, Изв. АН СССР, сер. физ., 11, 165 (1947).