

## О МЕХАНИЗМАХ СПОРАДИЧЕСКОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА \*

*В. Л. Гинзбург и В. В. Железняков*

Обсуждаются возможные когерентные и некогерентные механизмы спорадического радиоизлучения Солнца в изотропной и магнитоактивной корональной плазме.

Вопрос о механизме генерации спорадического солнечного радиоизлучения представляет большой интерес для радиоастрономии и физики Солнца и в то же время остается в значительной степени неясным. Недавно авторы рассмотрели эту проблему в статьях [1-3], содержание которых и будет резюмировано в настоящем докладе.

При сопоставлении механизмов радиоизлучения удобно разделить их, с одной стороны, на некогерентные и когерентные, а с другой стороны, на относящиеся соответственно к изотропной и магнитоактивной плазме. Кроме того, целесообразно предварительно остановиться на условиях распространения и выхода электромагнитных волн за пределы солнечной короны.

### 1. РАСПРОСТРАНЕНИЕ И ВЫХОД ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ИЗ КОРОНЫ

В изотропной плазме могут распространяться поперечные волны 1 и 2 и продольная (плазменная) волна 3, для которых квадраты показателей преломления соответственно равны

$$n_{1,2}^2 \simeq \epsilon \simeq 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \equiv 1 - \frac{4\pi e^2 N}{m\omega^2}; \quad n_3^2 \simeq \frac{\epsilon}{3\beta_T^2} \simeq \frac{1 - \omega_0^2/\omega^2}{v_T^2/c^2}, \quad (1)$$

где  $N$  — электронная концентрация,  $v_T = \sqrt{\chi T/m}$ ,  $T$  — кинетическая температура и  $e$ ,  $m$ ,  $c$ ,  $\chi$  — заряд и масса электрона, скорость света и постоянная Больцмана.

В областях короны, где  $\epsilon > 0$ , волны 1 и 2 слабо поглощаются из-за наличия соударений, ролью которых в (1) пренебрежено. Волна 3 затухает даже при отсутствии соударений; это затухание становится слабым, лишь если  $\lambda = c/\omega n_3$  больше дебаевского радиуса  $D = \sqrt{\chi T/4\pi e^2 N}$ .

Электронные потоки, движущиеся в солнечной короне, в изотропном случае генерируют только плазменные волны; нас же по выходе из короны интересуют поперечные волны. В однородной плазме трансформация плазменных волн в поперечные (т. е. радиоволны) происходит только за счет рассеяния на флуктуациях электронной концентрации  $\delta N = \delta N' + \delta N''$ . Здесь  $\delta N'$  — флуктуации  $N$ , обусловленные изменениями плотности плазмы, и  $\delta N''$  — флуктуации  $N$ , при которых плотность ионов практически не меняется. Рассеяние на флуктуациях  $\delta N'$  не сопровождается существенным

\* Доклад, сделанный на заседании комиссии по радиоастрономии X съезда Международного Астрономического Союза 16 августа 1958 (Москва).

изменением частоты (рэлеевское рассеяние), так что образующаяся в результате рассеяния радиоволна имеет частоту рассеивающейся плазменной волны. Флюктуация  $\delta N''$  представляют собой совокупность плазменных волн флюктуационного происхождения. Радиоволны, получающиеся при рассеянии плазменной волны на флюктуациях  $\delta N''$ , имеют частоту  $\omega \sim 2\omega_0$ , поскольку частота слабо затухающих плазменных волн близка к  $\omega_0$  и рассеяние на  $\delta N''$  является комбинационным.

Полный поток энергии радиоволн, образующихся при рэлеевском рассеянии плазменной волны на тепловых флюктуациях  $\delta N'$  в объеме  $V \sim L^3$ , равен

$$P'(\omega) = \frac{n_{1,2}(\omega)e^4 NV}{6m^2 c^3} E_0^2, \quad (2)$$

где  $E_0$  — амплитуда электрического поля в плазменной волне. При этом коэффициент трансформации некогерентных плазменных волн

$$Q' \equiv P'/SL^2 \sim 4\pi e^4 NL/3m^2 c^3 v_T, \quad (3)$$

где  $S \cong \frac{E_0^2}{8\pi} \frac{d\omega}{dk} = \frac{E_0^2}{8\pi} \frac{kv_T^2}{\omega}$  — поток энергии в плазменной волне. При  $N \sim 10^8$  эл. см<sup>-3</sup>,  $L \sim 10^9$  см и  $T \sim 10^6$  К ( $v_T \sim 4 \cdot 10^8$  см·сек<sup>-1</sup>) получаем  $Q' \sim 3 \cdot 10^{-6}$ . Для комбинационного рассеяния на флюктуациях  $\delta N''$  значение коэффициента трансформации  $Q'' \ll Q'$ , если только отсутствуют рассеивающие плазменные волны нетеплового происхождения.

В неоднородной изотропной плазме помимо трансформации за счет рассеяния может осуществляться регулярный переход плазменных волн в радиоволны в области, где  $\omega_0 = (4\pi e^2 N/m)^{1/2} \sim \omega$ ; при этом плазменные волны должны падать под малыми, но отличными от нуля углами к направлению градиента  $N$  (см. [4, 5]). Для плазменных волн с широким угловым спектром соответствующий коэффициент трансформации  $Q < 10^{-6}$ .

При учете влияния магнитного поля, когда плазма является магнитоактивной, в ней распространяются необыкновенная и обыкновенная волны 1 и 2. Отвечающие этим волнам значения  $n_1^2$  и  $n_2^2$ , вычисленные по известным формулам (см., например, [6-8]), приведены для короны на рис. 1, 2а для разных значений магнитного поля и при угле  $\alpha = 15^\circ$  между направлениями поля  $H_0$  и волнового вектора  $k$  (случай  $\alpha = 0$  является исключительным, и мы его для простоты не рассматриваем; для  $\alpha \neq 0$  рис. 1, 2а дают качественное представление о ходе  $n_{1,2}^2$  в короне при убывающих с ростом высоты над фотосферой значениях  $N$  и  $H_0$ ). На рис. 2б приведены графики  $n_{1,2}^2$  и  $n_3^2$  при той же концентрации  $N(R/R_\odot)$ , что и на рис. 1, 2а, но при отсутствии магнитного поля (при построении графиков рис. 1 тепловым движением пренебрежено, об его учете см. [8, 9]; в случае рис. 2б использованы формулы (1)). Существенно, что в достаточно слабом поле заштрихованная часть кривой на рис. 2а по всем своим свойствам соответствует заштрихованной ветви кривой  $n_3^2$  на рис. 2б.

Если электромагнитные волны генерируются в области короны, где  $n_{1,2} > 1$  (см. рис. 1, 2б), то возникающая при этом проблема выхода излучения из магнитоактивной корональной плазмы сводится к нахождению коэффициента трансформации волны с  $n_{1,2} > 1$  в волны 1 и 2, могущие распространяться при больших значениях  $R/R_\odot$ , т. е. выходящие из короны. В однородной магнитоактивной плазме выход возможен только в результате рассеяния и происходит примерно так же, как и в изотропной среде. Вместе с тем, в

неоднородной плазме возможен регулярный переход одних нормальных волн в другие в областях, обведенных кружками на рис. 1, 2а. Этот переход особенно эффективен при малых углах  $\alpha$  и, кроме того, зависит от напряженности магнитного поля  $H_0$  (см. [8, 10]). В полях  $H_0 > 0,25$  эрстед основную роль, вообще говоря, играет выход излучения из-за рассеяния.

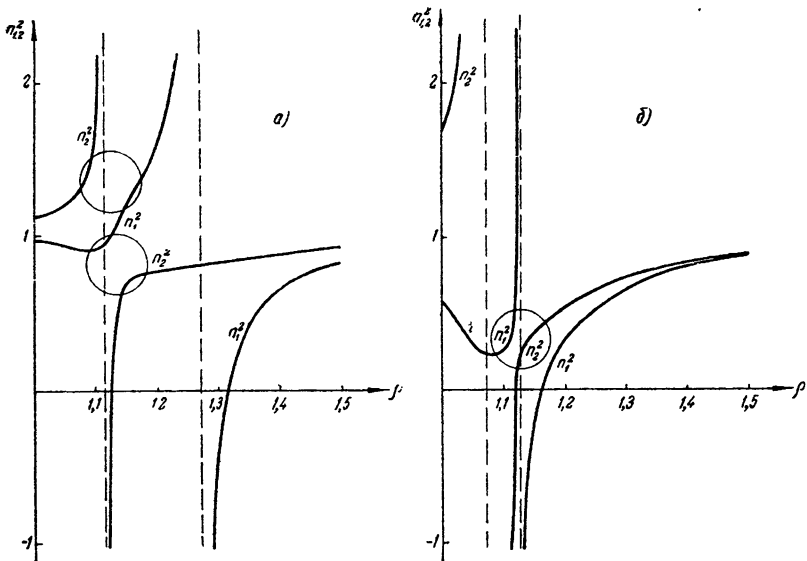


Рис. 1. Зависимость  $n_{1,2}^2$  от  $\rho = R/R_\odot$  ( $R$  — расстояние от центра Солнца,  $R_\odot = 6,95 \cdot 10^{10}$  см — радиус фотосферы). Концентрация электронов в короне  $N = 10^8(1,55\rho^{-6} + 2,99\rho^{-16})$  эл. см<sup>-3</sup>, напряженность магнитного поля  $H_0 = = H_b(1 - h/\sqrt{h^2 + b^2})$  эрстед ( $h = R_\odot(\rho - 1)$  — высота над фотосферой;  $b \sim 2 \cdot 10^9$  см — радиус солнечного пятна):

а)  $H_b = 2500$  эрстед,  $\alpha = 15^\circ$ ; б)  $H_b = 250$  эрстед,  $\alpha = 15^\circ$ .

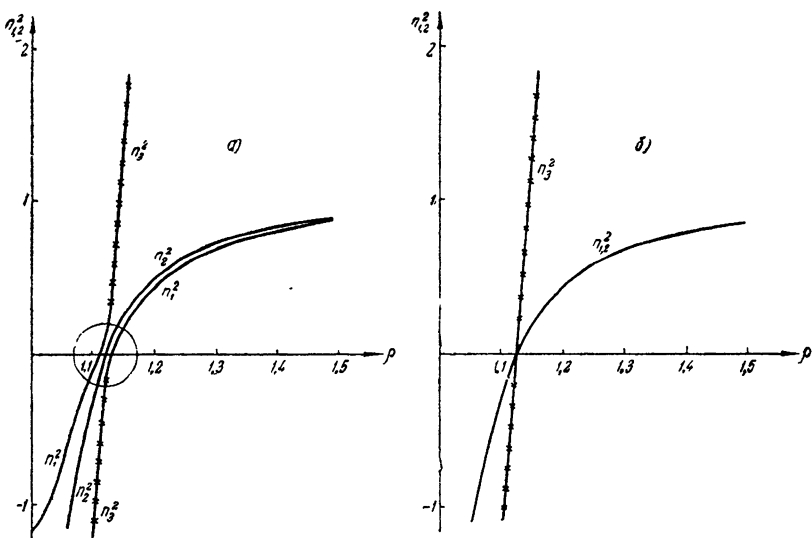


Рис. 2. Зависимость  $n_{1,2}^2$  от  $\rho = R/R_\odot$  при тех же значениях  $N$  и  $H_0/H_t$  что и на рис. 1:

а)  $H_b = 25$  эрстед,  $\alpha = 15^\circ$ ; б)  $H_b = 0$ .

Необходимо заметить, что в короне в областях, где  $\omega$  близко к  $s\omega_H$  ( $s=1, 2, \dots$ ;  $\omega_H = eH_0/mc$  — гирочастота), имеет место сильное резонансное поглощение, не связанное с соударениями. Это поглощение приводит к затуханию как необыкновенных, так и обыкновенных волн, проходящих через слой  $\omega \approx s\omega_H$ , причем оптическая толщина резонансного слоя по предварительным оценкам составляет  $\tau_1(s=1) \sim \tau_1(s=2) \sim 10^5$ ,  $\tau_1(s=3) \sim 60$ ,  $\tau_1(s=4) \sim \sim 7 \cdot 10^{-2}$  и т. д. (соответствующие значения  $\tau_2$  на один-два порядка меньше). Существование непрозрачных слоев на уровнях  $\omega \approx \approx \omega_H$ ,  $\omega \approx 2\omega_H$  и  $\omega \approx 3\omega_H$  ограничивает выход радиоизлучения из внутренних частей солнечной короны. Детальный учет резонансного поглощения в короне и возможное объяснение на его основе некоторых особенностей медленно меняющейся компоненты радиоизлучения на  $\lambda \sim 10$  см, а также повышенного радиоизлучения, связанного с солнечными пятнами, приведены в статьях<sup>[2,3,15]</sup>.

## 2. ИЗЛУЧЕНИЕ В ИЗОТРОПНОЙ ПЛАЗМЕ

Всплески II и III типов, составляющие существенную часть спорадического радиоизлучения Солнца, неполяризованы или слабо поляризованы. Учитывая условия распространения и выхода радиоволн из короны, приходим к выводу, что магнитное поле в области генерации всплесков II и III типов является слабым (по некоторым оценкам  $H_0 < 1$  эрстед). В подобных условиях плазму можно в первом приближении считать изотропной, что и будет предполагаться в этом разделе.

Наличие частотного дрейфа и некоторые другие особенности всплесков II и III типов позволяют заключить, что они генерируются потоками частиц. В изотропной плазме эти потоки возбуждают лишь продольные волны. В случае некогерентного излучения последнее ясно из того, что условие существования эффекта Вавилова—Черенкова имеет вид  $\beta n_i \equiv v_0 n_i / c > 1$  и выполняется лишь для волны 3, поскольку  $n_{1,2}^2 < 1$ . Существование в плазменной волне продольного электрического поля приводит к неустойчивости потока частиц в плазме, в результате чего возникает когерентное излучение плазменных волн. Заметим, что с квантовой точки зрения неустойчивость потока в плазме связана с тем, что эта система обладает отрицательным поглощением (т. е. индуцированное испускание плазменных волн превалирует над их поглощением). Некогерентное и когерентное излучения плазменных волн возникают одновременно, но по-разному зависят от параметров задачи, а также отличаются по своему частотному и угловому спектрам.

Энергия некогерентных плазменных волн, излучаемых потоком в интервале частот  $d\omega$  в 1 сек, по порядку величины равна

$$P_\omega^* d\omega \sim N_s L^3 \frac{3e^2 \omega_0}{2v_0} \ln \left( 1 + \frac{2}{3} \frac{v_0^2}{v_T^2} \right) d\omega, \quad (4)$$

где  $N_s$  — концентрация частиц в потоке,  $v_0$  — их скорость и  $L^3$  — объем, занимаемый потоком. Отсюда можно заключить, что эффективная температура излучающей области с площадью порядка  $L^2$  равна

$$T_{эфф}(\omega) \sim \frac{2\pi^2 c^2}{\omega^2 \kappa L^2} e^{-\tau Q} \frac{\Delta\Omega^*}{\Delta\Omega} P_\omega^*. \quad (5)$$

В приведенном соотношении  $\Delta\Omega^*$  и  $\Delta\Omega$  — соответственно телесные углы излучения плазменных волн и выходящих из короны радиоволн,  $Q$  — коэффициент трансформации и  $\tau$  — оптическая толщина для радиоволн. Полагая  $Q \sim 3 \cdot 10^{-6}$ ,  $\Delta\Omega^* \sim \Delta\Omega \sim 1$ ,  $\tau \sim 4$ ,  $v_0 \sim 5 \cdot 10^9$  см·сек<sup>-1</sup>,

$L \sim 10^9$  см и  $\omega \sim \omega_0 \sim 2\pi \cdot 10^8$  сек<sup>-1</sup>, получаем  $T_{\text{эфф}}(\omega) \sim 4 \cdot 10^3 N_s$ . При допустимой еще концентрации  $N_s \sim 3 \cdot 10^7$  эл. см<sup>-3</sup>  $T_{\text{эфф}}(\omega) \sim 10^{11}$  °К.

Это значение определяет верхний предел  $T_{\text{эфф}}$ , так как в (5) не учтена реабсорбция плазменных волн в короне. Оценки показывают, что реабсорбция может быть весьма существенной. К сожалению, полный учет реабсорбции нам провести не удалось, так что можно указать лишь нижнюю границу  $T_{\text{эфф, мин}}$ . Для потока протонов  $T_{\text{эфф, мин}} \sim 10^6$  °К; для потока электронов или смешанного квазинейтрального потока значение  $T_{\text{эфф, мин}}$  еще меньше.

Таким образом, из приведенных выше оценок следует, что некогерентное излучение плазменных волн потоками в принципе может объяснить появление всплесков III типа; однако вполне возможно, что детальный учет влияния реабсорбции заставит отказаться от такого механизма.

Вместе с тем всплески II типа заведомо не могут быть обусловлены некогерентным излучением потоков частиц, так как скорость этих частиц  $v_0 \sim 10^8$  см·сек<sup>-1</sup>  $< v_T \sim 4 \cdot 10^8$  см·сек<sup>-1</sup> (значение  $v_T$  отвечает температуре короны  $T \sim 10^6$  °К). Дело в том, что в случае, когда  $v_0 < v_T$ , заряженная частица не генерирует черенковского излучения (последнее следует из того, что условие излучения  $v_0 n_{\beta/c} > 1$  при этом не выполняется).

Когерентное излучение плазменных волн корпускулярными потоками в состоянии объяснить особенности излучения всплесков III типа и, по всей вероятности, всплесков II типа.

При определенных предположениях (полагая  $v_0 > v_T$  и  $N_s \ll N$ ) амплитуда установившейся плазменной волны  $E_0 \sim 2 \cdot 10^6 N_s^4 / N^4$ , если  $\omega \sim \omega_0 \sim 2\pi \cdot 10^8$  сек<sup>-1</sup>,  $v_0 \sim 5 \cdot 10^9$  см·сек<sup>-1</sup> и  $T_s \sim T \sim 10^6$  °К (здесь  $T_s$  и  $T$  — соответственно температура в потоке и в короне). Отсюда для эффективной температуры радиоволн получаем:

$$T_{\text{эфф}}(\omega) \sim \frac{4\pi^3 c^2}{\omega^2 \kappa L^2} \frac{e^{-\tau}}{\Delta\omega \Delta\Omega} P'(\omega) \sim 10^{-5} P'(\omega) \sim 10^{26} N_s^8 / N^8, \quad (6)$$

где  $P'(\omega)$  определяется формулой (2) с  $n_{1,2}(\omega) \sim 0,1$ ; в (6) положено также  $L \sim 10^9$  см,  $N \sim 10^8$  эл. см<sup>-3</sup>,  $\tau \sim 4$ ,  $\Delta\Omega \sim 0,1$  и принято, что ширина спектральной полосы, занимаемая всплеском,  $\Delta\omega \sim 0,1 \omega \sim 2\pi \cdot 10^7$  сек<sup>-1</sup>. Таким образом, при  $N_s \sim 2 \cdot 10^{-2} N \sim 2 \cdot 10^6$  эл. см<sup>-3</sup>  $T_{\text{эфф}} \sim 3 \cdot 10^{12}$  °К, что соответствует отнесенной к площади солнечного диска эффективной температуре  $T_{\text{эфф}\odot} \sim 10^9$  °К. Последней величины достаточно для объяснения всплесков III типа.

Заметим, что для всплесков II типа количественный расчет нужно проводить заново, так как в этом случае скорость частиц в потоке  $v_0 < v_T$ . Однако можно думать, что когерентное излучение способно объяснить и особенности всплесков II типа. Появление в спектре всплесков II и III типов обертона (излучения на частоте  $2\omega$ ) объясняется нелинейным характером колебаний в установившейся плазменной волне. Не исключено, однако, что обертон может быть связан с условиями выхода и обусловлен комбинационным рассеянием плазменных волн.

### 3. ИЗЛУЧЕНИЕ В МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЕ

Поскольку всплески I типа и излучение повышенного уровня над пятнами поляризовано, анализ вопроса о генерации этих компонент должен производиться с учетом влияния магнитного поля. В этом случае некогерентное излучение движущихся частиц может быть разделено на излучение Вавилова — Черенкова и магнитотормозное (синхротронное) излучение, связанное с вращением быстрых

электронов вокруг силовых линий с частотой  $\omega^* = \omega_H \sqrt{1 - \beta^2} = (eH_0/mc)(mc^2/E)$ . Магнитотормозное излучение генерируется как в области  $n_i > 1$ , так и в слоях короны, где  $n_i < 1$ . Поэтому, как можно видеть из рис. 1, 2, вопрос о выходе этого излучения из короны не составляет проблемы.

Излучение повышенного уровня над пятнами может иметь магнитотормозное происхождение [5, 11, 12]. Для объяснения наблюдаемого уровня радиоизлучения достаточно предположить, что в магнитных полях над пятнами имеются электроны с энергией  $E \leq 10^6$  эв и концентрацией  $N_e \sim 10$  эл.см<sup>-3</sup>. Механизм ускорения электронов до энергий  $E \sim 10^8$  эв кратко обсуждается в [5]. Вместе с тем, в вопросе о магнитотормозном механизме еще нет достаточной ясности, так как модель, принятая в [12], нуждается в изменении (см. [5]).

В то же время всплески I типа нельзя объяснить магнитотормозным излучением электронов, так как нет оснований полагать, что излучающие частицы будут ускоряться за время  $\ll 1$  сек, характерное для всплесков I типа. Всплески II и III типов также нельзя связать с магнитотормозным излучением (во всяком случае, если считать электроны слабо релятивистскими, что необходимо для объяснения обертонов). В [13], где предложен магнитотормозной механизм излучения всплесков, не учтена реабсорбция, радикально меняющая выводы (см. об этом [5]).

Эффект Вавилова—Черенкова возможен лишь в тех областях, где  $\beta n_{i,2} > 1$ . Из рис. 1 и 2 ясно, что выход этого излучения затруднен и, по всей вероятности, коэффициент трансформации  $Q$  не превосходит указанных ранее значений для изотропной плазмы. Кроме того, если не говорить о слабых полях  $H_0 < 1$  эрстед, выходить будет преимущественно обыкновенная волна. Объяснить на основе этого механизма всплески I типа нельзя по тем же причинам, что и в случае магнитотормозного излучения. Таким образом, эффект Вавилова—Черенкова в полях  $H_0 > 1$  эрстед может в принципе приводить лишь к излучению повышенного уровня, но и в этом случае его роль может быть значительно меньше, чем для магнитотормозного излучения\*. В слабом поле эффект Вавилова—Черенкова по сути дела эквивалентен излучению плазменных волн в изотропной плазме (см. раздел 1 и рис. 2); связь некогерентных плазменных волн с излучением всплесков II и III типов уже рассматривалась выше\*\*.

Движущийся в магнитоактивной плазме поток заряженных частиц, вообще говоря, неустойчив, что приводит к когерентному излучению обыкновенной и необыкновенной волн. Дело в том, что в этих волнах при  $\alpha \neq 0$  имеется продольное электрическое поле, которое вызывает группировку излучаемых частиц (как и в случае продольных волн в изотропной плазме). Если магнитное поле является слабым (грубо говоря,  $H_0 < 1$  эрстед), то это коге-

\* Отношение мощностей магнитотормозного излучения ( $n_j \sim 1$ ) и черенковского излучения, равное  $\sim \beta(1 - \beta^2)$ , в рассматриваемых условиях ( $E \sim 10^6$  эв) одного порядка. Поэтому меньшая роль черенковского излучения обусловлена малой эффективностью его выхода. Возможно, однако, что эта эффективность существенно возрастает за счет комбинационного рассеяния рассматриваемой черенковской волны на других неравновесных волнах того же происхождения.

\*\* В статье [15] при обсуждении черенковского излучения в короне не учитывалась реабсорбция и игнорировались условия выхода. Заметим, кроме того, что попытка связать [15] излучение на частотах  $\omega$  и  $2\omega$  с частотами  $\omega_0$  и  $\omega_H$  представляется нам весьма искусственной.

рентное излучение практически тождественно когерентному излучению плазменных волн, рассмотренному в разделе 2 в применении к всплескам II и III типов. В более сильном поле когерентное излучение выходит из короны преимущественно в виде волн обыкновенного типа; поэтому оно может быть связано лишь с излучением повышенного уровня, а также всплесками I типа. В последнем случае речь должна идти о возбуждении собственных колебаний корональной плазмы, во время затухания которых и происходит генерация радиоизлучения всплесков I типа. Оценки показывают, что для создания наблюдаемого потока радиоизлучения всплесков I типа необходимы собственные колебания в короне с амплитудой  $E_0 \sim 10$  в/см. Механизм возбуждения подобных колебаний остается, однако, неясным (быть может, роль возбуждающего агента играют ударные магнитогидродинамические волны\*).

Заметим, что в статье [16] (см. также [5]) механизм собственных колебаний ионосферной плазмы выдвигается для объяснения кратковременных спорадических всплесков I типа, излучаемых Юпитером и Венерой.

В статье [14] предполагается, что всплески I типа обусловлены магнитотормозным излучением системы электронных сгустков (размер каждого сгустка  $l < \lambda$ ). Электроны каждого такого сгустка излучают когерентно, но суммарное излучение всей системы складывается из излучений отдельных сгустков (т. е. фазы электронов в разных сгустках распределены случайно). Ясно, однако, что подобные условия не могут реализоваться в солнечной короне, где длина свободного пробега  $l_{св}$  на 4—6 порядков превышает длину волны спорадического радиоизлучения в короне  $\lambda \sim 10^2 \div 10^4$  см. Действительно, появление сгустков с  $l \lesssim 10^2 \div 10^4$  см в плазме с  $l_{св} \sim 10^8$  см, а также существование обеспечивающей когерентность фазировки электронов в области с характерным размером  $l$  в отсутствие электронных потоков представляется весьма сомнительным. Более того, если бы сгустки были созданы, они „размылись“ бы за время порядка  $10^{-7} \div 10^{-5}$  сек, достаточное для того, чтобы электроны прошли вдоль магнитного поля расстояние порядка  $\lambda$  со скоростью  $v_T \sim 4 \cdot 10^8$  см·сек<sup>-1</sup>. Заметим также, что увеличение интенсивности излучения каждого сгустка за счет когерентности компенсируется соответствующим увеличением его поглощения. Поэтому результирующее излучение в достаточно толстом слое останется таким же, как и в системе некогерентных электронов.

Резюмируя, можно сказать, что общие контуры теории спорадического солнечного радиоизлучения представляются нам уже ясными. Вместе с тем, целый ряд существенных моментов и деталей выяснен, разумеется, еще совершенно недостаточно. Для дальнейшего развития теории в первую очередь необходимо: определить поляризацию магнитотормозного излучения в применении к радиоизлучению повышенного уровня; найти механизм возбуждения колебаний плазмы, приводящих к появлению всплесков I типа; более полно учесть реабсорбцию для некогерентного излучения; провести расчет механизма генерации всплесков II типа потоками медленных частиц, а также рассмотреть установившиеся нелинейные колебания плазмы для определения интенсивности обертонов. Кроме того, конечно, возникает ряд других проблем, тесно связанных с вопросом о спорадическом солнечном радиоизлучении и остающихся еще открытыми. Важнейшей из них можно считать механизм ускорения быстрых частиц в короне.

\* Предпринятая в [17] попытка объяснить возбуждение плазменных волн неустойчивостью фронта ударной волны несостоятельна (см. [5]).

## ЛИТЕРАТУРА

1. В. Л. Гинзбург и В. В. Железняков, *Астроном. ж.*, **35**, 694 (1958).
2. В. Л. Гинзбург и В. В. Железняков, О механизмах спорадического радиоизлучения Солнца в случае магнитоактивной корональной плазмы, *Астроном. ж.* (в печати).
3. В. Л. Гинзбург и В. В. Железняков, *Астроном. ж.*, **36**, 2 (1959).
4. В. В. Железняков, *Радиотехника и электроника*, **1**, 840 (1956).
5. В. В. Железняков, *УФН*, **64**, 113 (1958).
6. В. Л. Гинзбург, *Астроном. ж.*, **26**, 84 (1949).
7. Я. Л. Альперт, В. Л. Гинзбург и Е. Л. Фейнберг, *Распространение радиоволн*, Гостехиздат, М., 1953.
8. Б. Н. Гершман, В. Л. Гинзбург и Н. Г. Денисов, *УФН*, **61**, 561 (1957).
9. В. Л. Гинзбург, *ЖЭТФ*, **34**, 1593 (1958).
10. В. В. Железняков, *Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика*, **1**, 4, 32 (1958).
11. Г. Г. Гетманцев и В. Л. Гинзбург, *ДАН СССР*, **87**, 187 (1952).
12. Б. Н. Гершман и В. В. Железняков, *Труды 5-го совещания по вопросам космогонии*, изд. АН СССР, М., 1956.
13. U. E. Kruse, L. Marshall, J. R. Platt, *Astrophys. J.*, **124**, 601 (1956).
14. T. Takakura, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **8**, 182 (1956).
15. L. Marshall, *Astrophys. J.*, **124**, 469 (1956).
16. В. В. Железняков, *Астроном. ж.*, **35**, 230 (1958).
17. H. K. Sep, *Austral. J. Phys.*, **7**, 30 (1954).
18. В. В. Железняков, О магнитотормозном излучении и резонансном поглощении в плазме, *Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика* (в печати).

Физический институт им. П. Н. Лебедева АН СССР  
и Горьковский государственный университет

Поступила в редакцию  
7 июня 1958 г.