

Министерство высшего и среднего специального образования

РСФСР

Ордена Трудового Красного Знамени  
НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ РАДИОФИЗИЧЕСКИЙ  
ИНСТИТУТ

Препринт № 11



ИИРФИ

В.В.Заблев, Н.А.Митяков, В.О.Рапопорт

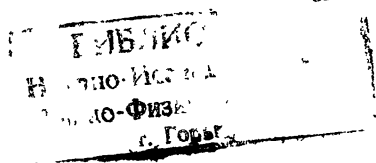
ДИНАМИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ СОЛНЕЧНЫХ  
РАДИОВСПЛЕСКОВ III ТИПА

г. Горький,  
1971 г.

## А н н о т а ц и я

Многочисленные экспериментальные данные свидетельствуют о том, что солнечные радиовсплески Ш типа генерируются потоками быстрых электронов в короне. Процесс образования быстрых электронов в области вспышки носит, как правило, характер кратковременного локального взрыва, в результате чего в короне формируется пространственно ограниченный пучок с неоднородным передним и задним фронтами концентрации. Как показано в настоящей работе, подобная пространственная структура быстрых электронов радикальным образом изменяет динамику развития пучковой неустойчивости. В частности, например, несмотря на сильную квазилинейную релаксацию, электронный пучок может в этом случае длительное время генерировать плазменные волны в короне за счет убегания более быстрых частиц с переднего фронта потока. Разлет пучка во внешней короне, где незначительна роль столкновений, носит автомодельный характер. Максимум плотности энергии в пакете возбуждаемых плазменных волн в этом случае перемещается в короне с постоянной средней скоростью, определяемой средней энергией быстрых электронов в момент их образования в области вспышки. Поэтому, несмотря на значи-

тельное влияние квазилинейных эффектов на движение пучка, найденная по скорости частотного дрейфа скорость источников Ш типа будет неизменной в широком интервале частот, что создает иллюзию стабилизации потока. Диссипация энергии плазменных волн в случае низкочастотных всплесков Ш типа полностью определяется затуханием Ландау на заднем склоне потока, что делает некорректными оценки температуры во внешней короне по временному профилю всплесков Ш типа.



## Введение

Проблема генерации солнечных радиовсплесков III типа в последнее время вызвала оживленную дискуссию. Многочисленные экспериментальные данные свидетельствуют о том, что скорость источников III типа очень слабо меняется при их движении в короне на расстояния до десятков солнечных радиусов (Стюарт, 1965; Гартц, 1969). На основании этого факта в работах Каплана и Цыговича (1967), а также Смита (1969) было сделано утверждение, что корпускулярные потоки, генерирующие всплески III типа, должны быть стабилизированными. Однако, как показывает анализ (Железняков, Зайцев, 1970), режим стабилизации электронных потоков в условиях, типичных для источников III типа, не имеет места, поэтому Смит (1970) рассматривал возможность генерации радиовсплесков III типа ионными потоками.

С другой стороны, эксперименты по наблюдению потоков быстрых частиц от Солнца с помощью межпланетных станций (Ван Аллен, Кримджис, 1965; Андресон, Лин, 1966; Лин, Андерсон, 1967) свидетельствуют о сильной корреляции всплесков III типа именно с электронными потоками и не обнаруживают какой-либо существенной корреляции с потоками быстрых ионов. Ионные пучки как источники радиоизлучения III типа кажутся маловероятными еще и потому, что для их образования необходимы гораздо более мощные ускорительные механизмы, чем для образования электронных потоков.

Таким образом, экспериментальные данные свидетельствуют в пользу электронных потоков, а с другой стороны, такие потоки не могут, на первый взгляд, длительное время генерировать всплески III типа, так как в результате квазилинейной релаксации должны быстро разваливаться под действием плазменных волн

Существование указанного противоречия связано с тем, что обычно при анализе эффективности генерации плазменных волн электронными потоками рассматриваются неограниченные в пространстве и однородные электронные пучки, которые в условиях короны действительно должны очень быстро отдавать свою кинетическую энергию плазменным волнам и тормозиться.

Процесс образования быстрых электронов в области вспышки носит, однако, характер кратковременного локального взрыва, в результате чего в короне формируется пространственно ограниченный пучок с неоднородным передним и задним фронтами концентрации.

Подобная пространственная структура быстрых электронов радикальным образом изменяет динамику развития неустойчивости при движении пучка в короне. В частности, несмотря на квазилинейную релаксацию, электронный пучок в этом случае может длительное время генерировать плазменные волны за счет убегания более быстрых частиц с переднего фронта потока.

При этом для образования пучка вовсе не обязательно, чтобы в области вспышки возникло направленное движение электронов. Достаточно, чтобы части

электронов просто нагрелась до относительно высокой температуры и начала расширяться в короне (Рютов, Сагдеев, 1970).

Эволюция интенсивности плазменных волн во времени на каждой фиксированной частоте обусловлена нарастанием плазменных колебаний при прохождении соответствующего уровня электронной концентрации передним фронтом потока и последующим затуханием этих волн в результате поглощения. Поглощение, в свою очередь, может быть связано как с соударениями электронов и ионов в "холодной" плазме (с характерным временем  $\nu_{\text{эфф}}^{-1}$ ), так и с затуханием Ландау на заднем фронте потока (с характерным временем  $\Delta x / V_s$ , где  $\Delta x$  и  $V_s$  - протяженность потока в короне и его средняя скорость).

В глубоких слоях короны, где генерируются электромагнитные волны метрового диапазона, выполняется условие  $\nu_{\text{эфф}}^{-1} \ll \Delta x / V_s$ . В этом случае при отыскании квазистационарных спектров плазменных волн можно пренебречь временной эволюцией параметров потока (Железняков, Зайцев, 1970).

Другая ситуация имеет место в декаметровом и более длинноволновом диапазонах электромагнитных волн. В этом случае столкновения играют незначительную роль ( $\nu_{\text{эфф}}^{-1} \gg \Delta x / V_s$ ), и процесс генерации плазменных волн становится нестационарным и зависящим от динамики разлета электронного потока.

В настоящей работе получено решение релятивистских квазилинейных уравнений для начальных условий типа локального взрыва. В случае  $\nu_{\text{эфф}}^{-1} \ll \Delta x / V_s$

это решение приводит к результатам работы Железнякова и Зайцева (1970). При выполнении обратного неравенства ( $\sqrt{1 - \beta^2} \gg \Delta x / v_g$ ) оно описывается достаточно простыми формулами автомобильного движения и позволяет провести детальное сопоставление теории с экспериментальными данными о низкочастотных всплесках III типа.

Хорошее совпадение с экспериментом получается в предположении, что электромагнитное излучение всплесков III типа генерируется преимущественно на второй гармонике плазменной частоты.

Наиболее существенный результат динамической теории всплесков III типа заключается в том, что максимум плотности энергии в пакете плазменных волн перемещается в пространстве с постоянной скоростью, определяемой средней энергией быстрых электронов в момент их образования в области вспышки. Поэтому, несмотря на квазилинейную релаксацию, найденная по скорости частотного дрейфа скорость источников III типа будет неизменной в широком интервале частот, что подтверждается наблюдениями и создает иллюзию стабилизации потока.

### Математическая модель

Квазилинейная система уравнений, описывающая одномерную модель взаимодействия релятивистского электронного пучка с изотропной плазмой, имеет вид

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v \frac{\partial f}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial p} D \frac{\partial f}{\partial p} \equiv St f, \quad (1)$$

$$\frac{\partial D}{\partial t} = \frac{\pi \omega_L m}{n_0} \left| \frac{dp}{dv} \right| v^2 D \frac{\partial f}{\partial p} - \nu_{эфф} D, \quad (2)$$

где  $f$  - усредненная по быстрым оспилляциям функция распределения электронов пучка;  $D = 4\pi^2 e^2 W_k(p, x, t) / v$  - коэффициент диффузии электронов в пространстве скоростей под действием плазменных волн, зависящий от спектральной плотности энергии этих волн  $W_k$ ;  $p$  - импульс электронов, связанный со скоростью  $v$  соотношением

$$v = cp / \sqrt{m^2 c^2 + p^2}; \quad \nu_{эфф} - \text{эффективная частота}$$

электронно-ионных столкновений в плазме с концентрацией  $n_0$ ;  $\omega_L = (4\pi e^2 n_0 / m)^{1/2}$ .

Групповая скорость ленгмюровских волн  $v_g$  мала по сравнению с характерной скоростью разлета быстрых электронов, поэтому можно опустить слабое  $v_g \partial D / \partial x$  в левой части уравнения (2). Кроме того, мы рассматриваем для простоты одномерный спектр плазменных колебаний, что является наиболее существенным ограничением теории. Вместе с тем, целый ряд косвенных экспериментальных данных свидетельствует о том, что истинный спектр плазменных колебаний, возникающий при генерации всплесков III типа, более близок к одномерному, нежели и изотропному (Железняков, Зайцев, 1970).



Будем искать решение уравнений (1), (2) при условии, что в начальный момент времени в области вспышки мгновенно возникли быстрые электроны с функцией распределения

$$f|_{t=0} = N_s g_0(p) \delta(x), \quad \int_{-\infty}^{+\infty} g_0(p) dp = 1 \quad (3)$$

и с характерной "температурой", значительно превышающей температуру корональной плазмы (здесь  $N_s$  — число быстрых электронов с единицы поверхности вспышки). Кроме того, в момент вспышки считаем заданным распределение начального уровня плазменных волн:  $D(p, x, 0) = D_0(p, x)$ . Характерный размер области вспышки  $l$ , а также время инжекции  $t_0$  предполагаются достаточно малыми. Поэтому полученное ниже решение будет корректно отражать реальную картину развития неустойчивости лишь для расстояний  $x \gg l$  и моментов времени  $t \gg t_0$  <sup>+</sup>).

В соответствии с результатами работы Рютова и Сагдеева (1970), которые решили аналогичную задачу для нерелятивистского пучка в пренебрежении столкновениями ( $\nu_{эфф} = 0$ ), будем искать функцию распределения быстрых электронов в виде плато

---

<sup>+</sup>) В принципе, возможна другая ситуация, когда в некоторый момент времени из области вспышки начинается длительная инжекция быстрых частиц в корону. Этот случай, однако, требует специального анализа и здесь не рассматривается.

$$f_0(p, x, t) = \begin{cases} n(x, t), & p < p(x, t), \\ 0, & p > p(x, t) \end{cases} \quad (4)$$

уровень которого  $\Pi(x, t)$  и соответствующая граница в пространстве импульсов  $p(x, t)$  — неизвестные функции координат и времени. Формула (4) представляет собой нулевое приближение функции  $f$  для моментов времени  $t$ , больших характерного времени квазилинейной релаксации  $\tau \approx \omega_L n_0 / n_s$  ( $n_s$  — концентрация электронов в пучке).

Из уравнений (1), (2) следует, что

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{cp}{\sqrt{m^2 c^2 + p^2}} \frac{\partial f}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial p} \frac{n_0 mc}{\omega_L p^2 \sqrt{m^2 c^2 + p^2}} \left( \frac{\partial D}{\partial t} + \frac{D}{\tau} \right) \quad (5)$$

Принтегрируем (5) в той области импульсов  $0 < p < p(x, t)$ , где коэффициент диффузии  $D(p, x, t)$  отличен от нуля, а  $f(p, x, t) \approx f_0(p, x, t) = \Pi(x, t)$ . Учитывая, что  $D \partial f / \partial p \rightarrow 0$  при  $p \rightarrow 0$  (плазму для простоты считаем холодной:  $p_{\min} \approx m v_T \ll p(x, t)$ ), получим уравнение, которое нетрудно решить относительно  $D(p, x, t)$  и выразить спектральную плотность энергии плазменных волн через уровень плато  $\Pi(x, t)$  и импульс  $p$ :

$$W_k(p, x, t) = \frac{cp}{4\pi^2 e^2 \sqrt{m^2 c^2 + p^2}} D(p, x, t) = \frac{cp}{4\pi^2 e^2 \sqrt{m^2 c^2 + p^2}} e^{-\gamma_{\text{эфф}} t} \left\{ D_0(p, x) + \right. \\ \left. + \frac{\omega_L p^2 \sqrt{m^2 c^2 + p^2}}{n_0 mc} \left[ p \int_{\frac{x}{c}}^t e^{\gamma_{\text{эфф}} t'} \frac{\partial \Pi}{\partial t'} dt' + c \left( \sqrt{m^2 c^2 + p^2} - mc \right) \int_{\frac{x}{c}}^t e^{\gamma_{\text{эфф}} t'} \frac{\partial \Pi}{\partial x} dt' \right] \right\} \quad (6)$$

Уровнем начальных шумов  $J_0(\rho, x)$  мы в дальнейшем будем пренебрегать ввиду его малости.

Интегрируя формулу (6) по фазовым скоростям, находим полную плотность энергии плазменных всплн:

$$\begin{aligned}
 W_L = \omega_L \int_0^\infty \frac{W_k}{v^2} dv = \frac{m^2 c^3}{2} e^{-\nu_{\text{эфф}} t} & \left\{ \left[ \frac{\rho(x,t)}{mc} \sqrt{1 + \frac{\rho^2(x,t)}{m^2 c^2}} - \right. \right. \\
 - \ln \left( \frac{\rho(x,t)}{mc} + \sqrt{1 + \frac{\rho^2(x,t)}{m^2 c^2}} \right) & \left. \int_{\frac{x}{c}}^t e^{\nu_{\text{эфф}} t'} \frac{\partial \Pi}{\partial t} dt' + \right. \\
 + c \left( \sqrt{1 + \frac{\rho^2(x,t)}{m^2 c^2}} - 1 \right)^2 & \left. \int_{\frac{x}{c}}^{t'} e^{\nu_{\text{эфф}} t'} \frac{\partial \Pi}{\partial x} dt' \right\}. \quad (7)
 \end{aligned}$$

Рассмотрим предельные случаи формулы (7).

Если  $\nu_{\text{эфф}}^{-1} \ll \Delta x / v_g$ , что может иметь место при генерации высокочастотных всплесков III типа, величины  $\partial \Pi / \partial t'$  и  $\partial \Pi / \partial x$  можно вынести из-под знака интеграла, т.к. они меняются медленно по сравнению с  $e^{\nu_{\text{эфф}} t'}$ . Это соответствует квазистационарному режиму генерации всплесков III типа. В нерелятивистском приближении, когда  $\rho(x,t) \ll mc$ , из формулы (7) получим результат работы Железнякова и Зайцева (1970).

В противоположном предельном случае

$\Delta x / v_g \ll \nu_{\text{эфф}}^{-1}$ , реализуемом при генерации низкочастотных всплесков III типа, в формуле (7) можно пренебречь экспоненциальным фактором. В результате находим

$$W_L = \frac{m^2 c^3}{2} \left\{ \left[ \frac{\rho(x,t)}{mc} \sqrt{1 + \frac{\rho^2(x,t)}{m^2 c^2}} - \ln \left( \frac{\rho(x,t)}{mc} + \sqrt{1 + \frac{\rho^2(x,t)}{m^2 c^2}} \right) \right] \Pi(x,t) + c \left( \sqrt{1 + \frac{\rho^2(x,t)}{m^2 c^2}} - 1 \right)^2 \int_{\frac{x}{c}}^t \frac{\partial \Pi}{\partial x} dt' \right\}. \quad (8)$$

Если  $\rho(x,t) \ll mc$  из (8) следует выражение, полученное в работе Рютова и Сагдеева (1970).

Таким образом, плотность энергии плазменных волн  $W_L$  определяется через неизвестные пока величины  $\Pi(x,t)$  и  $\rho(x,t)$ , характеризующие уровень плато на функции распределения электронного потока и границу плато в пространстве импульсов.

Чтобы получить уравнения для  $\Pi(x,t)$  и  $\rho(x,t)$ , проинтегрируем (5) сначала по времени от 0 до  $\infty$ , учитывая, что  $D(\rho, x, \infty) = 0$ , а затем по координате в пределах от  $-0$  до  $x$ . Принимая во внимание начальное условие (3), найдем, что

$$-N_s g_0(\rho) + \frac{c\rho}{\sqrt{m^2 c^2 + \rho^2}} \int_0^{t(\rho=P(x,t))} \Pi(x, t') dt' = \int_{-0}^x dx' \int_0^{\infty} dt' \nu_{эфф} \frac{\partial}{\partial \rho} \frac{n_0 mc}{x \omega_L \rho^2 \sqrt{m^2 c^2 + \rho^2}} D(\rho, x', t'), \quad (9)$$

где  $\mathcal{D}(\rho, x, t)$  дается формулой (6). Далее проинтегрируем уравнение (1) по импульсам, учитывая, что  $\int \delta t$  сохраняет концентрацию частиц пучка. Тогда, принимая во внимание формулу (4), получим следующее уравнение для  $\Pi(x, t)$  и  $\rho(x, t)$ , аналогичное уравнению непрерывности в магнитной гидродинамике:

$$\frac{\partial(\rho\Pi)}{\partial t} + mc^2 \frac{\partial}{\partial x} \left[ \Pi \left( \sqrt{1 + \rho^2(x,t)/m^2c^2} - 1 \right) \right] = 0 \quad (10)$$

Уравнения (9) и (10) позволяют, в принципе, найти искомые функции  $\Pi(x, t)$  и  $\rho(x, t)$  и затем определить плотность энергии плазменных волн.

### Обсуждение результатов для низкочастотных всплесков

В общем случае решить систему уравнений (9), (10) не удастся. Если, однако, выполнено условие

$$\Phi(0, x) = \frac{1}{V_s} \int_0^x \nu_{\text{эфф}}(x') e^{-\nu_{\text{эфф}}(x') x'/V_s} dx' \ll 1, \quad (11)$$

то столкновения не влияют на эволюцию функции распределения быстрых электронов на всей трассе движения потока от области вспышки  $x = 0$  до точки "наблюдения"  $x$ . В уравнении (9) можно тогда пренебречь правой частью и получить явные выражения для функций  $\Pi(x, t)$  и  $\rho(x, t)$  (см. формулы (5.A), (7.A) и (8.A) Приложения). Решение при этом

является автомодельным и может быть записано в виде

$$\Pi(x,t) = \frac{1}{t} Q(\xi), \quad \rho(x,t) = \rho(\xi), \quad \xi = \frac{x}{t} \quad (12)$$

Существенно, что при выполнении неравенства (11) функции  $\Pi(x,t)$  и  $\rho(x,t)$  не зависят от параметров "холодной" плазмы (концентрации  $n_0$ , температуры  $T_0$ ), поэтому решение годится не только для однородной среды ( $\omega_L = \text{const}$ ), но и в условиях солнечной короны, когда концентрация плазмы плавно убывает с удалением от фотосферы<sup>+</sup>).

При генерации высокочастотных всплесков III типа в нижних слоях короны ( $\sqrt{\nu_{\text{эфф}}}^{-1} \ll \Delta x / v_s$ ) неравенство (11), как правило, не выполняется, и решение уравнений (9), (10) не известно. В этом случае динамическая теория не позволяет продвинуться дальше в исследовании высокочастотных всплесков III типа по сравнению с результатами работы Железнякова и Зайцева (1970).

С другой стороны, неравенство (11) обычно имеет место, начиная с некоторого расстояния  $x_0 \ll R_0$  от области вспышки, т.е.  $\Phi(x_0, x) \ll 1$ . В этом случае столкновениями в (9) можно пренебречь, однако модель мгновенного локального взрыва будет правильно описывать характер движения потока уже

<sup>+</sup> Кроме условия применимости геометрической оптики естественным ограничением на величину градиента  $\partial \omega_L / \partial x$  является требование, чтобы регулярная неоднородность не приводила к стабилизации потока, т.е. не влияла на характер квазилинейной релаксации. Это условие в источниках III типа, как правило, выполнено.

не на расстояниях  $x \gg L$  ( $L$  — толщина области вспышки), а на значительно больших расстояниях

$x \gg x_0$ , т.е. во внешних слоях короны, где генерируются низкочастотные всплески III типа. Под "областью вспышки" необходимо тогда подразумевать область с характерной толщиной  $x_0$ , а под начальной функцией распределения  $g_0(\rho)$  в уравнении (9) — некоторую усредненную по указанной области функцию распределения быстрых электронов. В дальнейшем, ограничиваясь исследованием низкочастотных всплесков III типа ( $x \approx 10 R_0$ ), мы постоянно будем иметь в виду указанное обстоятельство.

Для широкого класса начальных распределений быстрых электронов  $g_0(\rho)$  в "области вспышки" плотность энергии плазменных волн (8) в каждой точке  $x$  вначале возрастает со временем, а затем спадает до нуля за счет затухания Ландау на более медленных (по сравнению с фазовыми скоростями возбуждаемых плазменных волн) частицах потока. В результате энергия, затраченная потоком на возбуждение плазменных волн, вновь возвращается частицам потока. Между электронами пучка и плазменными волнами возникает, таким образом, непрерывный динамический обмен энергией, в результате чего становится возможной длительная генерация интенсивных плазменных волн с энергией, сравнимой по порядку величины с плотностью энергии быстрых электронов.

В случае достаточно плавных функций  $g_0(\rho)$ , монотонно убывающих с ростом  $\rho$  или включающих в себя участок с плато, интенсивность плазменных волн слабо зависит от конкретного вида функции

$g_0(\rho)$  и имеет плавно нарастающий передний фронт с дальнейшим спаданием по степенному закону  $t^{-3}$ . Если же в области вспышки возникает начальное распределение типа пучка, характер спада  $W_1(t)$  может отличаться от закона  $t^{-3}$ . Последняя ситуация, однако, кажется нам маловероятной, поскольку в результате сильной квазилинейной релаксации функция распределения пучка трансформируется в плато еще до того, как пучок успевает покинуть "область вспышки".

В дальнейшем начальную функцию распределения  $g_0(\rho)$  для определенности будем аппроксимировать максвелловской функцией

$$g_0(\rho) = \frac{1}{2mc K_1(mc^2/2T_s)} e^{-\frac{c}{2T_s} \sqrt{m^2c^2 + \rho^2}}, \quad (13)$$

где  $T_s$  "температура" горячих электронов<sup>+)</sup> . При этом плотность энергии плазменных волн, определен-

---

<sup>+)</sup> Такая аппроксимация удобна для конкретных расчетов и не связана с требованием термодинамического равновесия в "области вспышки". Параметр  $T_s$  определяет лишь характерную скорость горячих электронов  $V_s$ . Другие невозрастающие функции  $g_0(\rho)$ , в частности, степенная, качественно приводят к аналогичным результатам.



ная с помощью формул (7а), (8а), дается выражением

$$W_L = \frac{N_S mc^2}{4H_1(\frac{mc^2}{2T_S})x} \left[ 1 - \eta^2 + \frac{4\eta^2(1+\eta^2)}{(1-\eta^2)^2} \right] \left[ \frac{2\eta}{1-\eta^2} - \ln \frac{(1+\eta)^2}{1-\eta^2} \right] e^{-\eta \frac{1+\eta^2}{1-\eta^2}} \quad (14)$$

Здесь  $\eta = x/ct$  ,  $\gamma = mc^2/2T_S$  .

Временной ход плотности энергии плазменных волн  $W_L(\eta^{-1})/W_L^{max}$  при различных "температурах" быстрых электронов в области взрыва (различных значениях параметра  $\gamma = \frac{mc^2}{2T_S}$  ) приведен на рис. 1. Каждому значению  $\gamma_{\eta^{-1}}$  здесь соответствует определенное значение  $\eta_{\eta^{-1}}$  , при котором  $W_L$  максимальна. Другими словами, максимум плотности энергии в пакете плазменных волн перемещается в пространстве с постоянной скоростью  $v_m = x_m/t_m = c\eta_{\eta^{-1}}$  (зависящей только от "температуры" взрыва), что может создавать иллюзию стабилизации потока.

Наблюдаемые на эксперименте скорости перемещения максимума излучения всплесков III типа лежат в пределах (0,2 + 0,6) . Это соответствует диапазону изменения  $\gamma = (1,5 + 15)$  и "температурам" взрыва  $T_S = (4 \cdot 10^8 + 4 \cdot 10^9)$  OK.

Изменение во времени интенсивности радиоизлучения на выходе из солнечной короны будет зависеть от механизма конверсии плазменных волн в электромагнитные. При релеевском рассеянии плазменных волн на тепловых флуктуациях корональной плазмы генерируется основной тон, и поток электромагнитных волн  $S_1$  пропорционален  $W_L(x, t)$  . В случае рассеяния плазменных волн на плазменных волнах гене-

рируется вторая гармоника и поток радиоизлучения  $S_2$  пропорционален  $W_L^2(x,t)$ <sup>+) . Поэтому при сопоставлении теории с экспериментальными данными мы будем иметь в виду обе возможности.</sup>

В качестве примера были обработаны два всплеска III типа: всплеск 27 декабря 1965 г на частотах 0,7-5,6 МГц, заимствованный из работы Гартца (1969), и всплеск 11 августа 1968 г на частотах 0,5 - 2,8 МГц, приведенный в работе Фейберга и Стоуна (1970). При обработке мы подбирали такие параметры  $\Gamma$ , чтобы расчетные формы всплеска  $S_1(t)$  и  $S_2(t)$  наилучшим образом совпадали с временным ходом интенсивности радиоизлучения и давали правильное запаздывание на различных частотах.

Для обоих всплесков наилучшее совпадение получилось при  $\Gamma = 2$  в предположении, что радиоизлучение генерируется на частоте основного тона и  $\Gamma = 6$ , если излучается вторая гармоника плазменной частоты. Этим значением  $\Gamma$  соответствуют скорости перемещения максимума плотности энергии плазменных волн  $V_{m1} = 0,65 c$  и  $V_{m2} = 0,42 c$ .

Результаты обработки приведены на рис.2. Сплошная линия соответствует расчетной кривой, точками обозначены экспериментальные результаты. Заметим,

<sup>+) Соотношения  $S_1 \propto W_L(x,t)$  и  $S_2 \propto W^2(x,t)$  являются приближенными; конкретный их вид может несколько меняться в зависимости от тех или иных механизмов конверсии плазменных волн в электромагнитные на частотах основного тона и второй гармоники.</sup>

что при указанной обработке мы получаем также "время" взрыва ( $t = 0$ ), поскольку этот момент должен быть одним и тем же для всплесков, наблюдаемых последовательно на разных частотах. В рамках развиваемой теории "момент" взрыва  $t = 0$  определяется, однако, лишь с точностью до реальной длительности взрыва, который мы для простоты считаем мгновенным.

Как видно из рисунков, экспериментальные точки лучше совпадают с расчетными кривыми  $S_2(t)$ , чем с кривыми  $S_1(t)$ . Особенно отчетливо это проявляется на рис. 2в, где разброс экспериментальных точек существенно меньше, чем на рис. 2а. Такое совпадение эксперимента с теорией является, по мнению авторов, хорошей иллюстрацией адекватности динамической теории всплесков III типа и подтверждением высказанного в работе Железнякова и Зайцева (1970) предположения о преимущественной генерации всплесков III типа на второй гармонике плазменной частоты.

Модель солнечной короны легко рассчитать по найденной скорости перемещения максимума всплеска. Расстояние от фотосферы при этом равно  $l_m = v_m t_m$ , а электронная концентрация определяется по формуле  $n_{e1} = 1,24 \cdot 10^4 f^2$  (если частота электромагнитных волн совпадает с плазменной) и  $n_{e2} = 1,24 \cdot 10^4 f^2 / 4$  (если частота электромагнитных волн  $f$  равна удвоенной плазменной частоте), где  $f$  — частота радиоизлучения в МГц.

Результаты соответствующих расчетов для величины  $n_{e2}$  приведены на рис. 3. Следует заметить, что при вычислении расстояний  $l_m$  мы не учитыва-

ли групповое запаздывание электромагнитных волн при их распространении до Земли, поскольку указанные события были близки к лимбовым всплескам.

Нижняя сплошная кривая на рис.3 соответствует общепринятой модели средней солнечной короны (Zirin, 1966); верхняя кривая обычно получается при обработке данных о всплесках III типа в предположении, что радиоизлучение имеет место на основном тоне плазменной частоты (см., например, Hartz, 1969). Если учесть, однако, что генерация всплесков III типа происходит преимущественно на второй гармонике плазменной частоты, то значения для верхней кривой следует уменьшить в 4 раза. Соответствующий профиль  $n_e(x)$  показан пунктирной линией и находится в удовлетворительном согласии с профилем  $n_{e2}(x)$ , полученным по динамической теории всплесков III типа. Профиль  $n_{e1}(x)$ , существенно отличается от общепринятой модели солнечной короны. Это обстоятельство также свидетельствует в пользу генерации электромагнитных волн во всплесках III типа на удвоенной плазменной частоте.

Таким образом, динамическая теория всплесков III типа достаточно хорошо объясняет экспериментальные данные в гектометровом диапазоне длин волн. Существенно при этом, что спад интенсивности радиоизлучения всплеска определяется не эффективным числом соударений в корональной плазме, а затуханием Ландау в самом потоке. Поэтому оценки температуры в короне, проведенные, например, Гартцем (1969) без учета указанного обстоятельства, вряд ли можно считать корректными. Поскольку, далее, электромагнитное излучение низкочастотных всплесков ге-

верифицируется преимущественно на второй гармонике плазменной частоты, необходимо вводить соответствующие поправки в распределения электронной концентрации, получаемые с помощью радиоданных о всплесках III типа.

### Приложение

Получим решение уравнений (9),(10) для внешних областей короны, где выполнено условие  $\Phi(x_0, x) \ll 1$  (см. неравенство (11)) и столкновениями можно пренебречь (формально положить  $v_{эфф} = 0$ ). При  $v_{эфф} \rightarrow 0$  получаем следующую систему уравнений

$$-N_s g_0(p) + \frac{cp}{\sqrt{m^2 c^2 + p^2}} \int_0^{t(p=\rho(x,t))} \Pi(\rho, x, t') dt' = 0, \quad (1A)$$

$$\frac{\partial(p\Pi)}{\partial t} + mc^2 \frac{\partial}{\partial x} \left[ \Pi \sqrt{1 + p^2(x,t)/m^2 c^2} - 1 \right] = 0 \quad (2A)$$

Поскольку уравнения (1А), (2А) не содержат параметра размерности длины, их решение является автомодельным и может быть записано в форме (12). Из (2А) с учетом (12) нетрудно получить следующее уравнение

$$\frac{d}{d\xi} \left[ -\xi P(\xi) Q(\xi) + mc^2 \left( \sqrt{1 + \frac{P^2(\xi)}{m^2 c^2}} - 1 \right) Q(\xi) \right] = 0 \quad (3A)$$

Отсюда следует, что

$$Q(\xi) \left[ -\xi P(\xi) + mc^2 \left( \sqrt{1 + P^2(\xi)/m^2 c^2} - 1 \right) \right] = \text{const} \quad (4A)$$

Так как  $Q(\xi)$  — ограниченная функция и при  $t \rightarrow \infty$  ( $\xi \rightarrow 0$ )  $P(\xi \rightarrow 0) = 0$ , из (4А) получаем  $\text{const} = 0$ . Тогда из уравнения (4А) находим  $P(\xi)$ :

$$P(\xi) = \frac{2\xi mc^2}{c^2 - \xi^2} \quad (\xi^2 \ll c^2) \quad (5A)$$

Переходя в (1А) к переменной  $\xi = x/t$ , запишем

уравнение для  $Q(\xi)$  в следующем виде:

$$N_s g_0 \left( \frac{2\xi mc^2}{c^2 - \xi^2} \right) + \frac{2\xi c^2}{c^2 + \xi^2} \int_c^\xi \frac{Q(\xi')}{\xi'} d\xi' = 0. \quad (6A)$$

Решение (6A) находится элементарно:

$$\Pi(x,t) = \frac{Q(\xi)}{t} = -\frac{N_s \xi}{2t} \frac{d}{d\xi} \left[ \frac{c^2 + \xi^2}{c^2 \xi} g_0 \left( \frac{2\xi mc^2}{c^2 - \xi^2} \right) \right] \quad (7A)$$

$$(\xi^2 \leq c^2)$$

В нерелятивистском случае ( $\xi^2 \ll c^2$ ) из (5A) и (7A) следует результат работы Рютова и Сагдеева (1970). Плотность энергии плазменных волн (8) в автомодельном решении может быть выражена следующей формулой:

$$W_L = \frac{m^2 c^3}{2x} \xi \left[ \frac{2c\xi}{c^2 - \xi^2} - \ln \frac{(c + \xi)^2}{c^2 - \xi^2} \right] Q(\xi). \quad (8A)$$

### Подписи к рисункам

Рис. 1. Зависимость плотности энергии плазменных волн от времени ( $1/\eta = ct/x$ ) при различных начальных "температурах" потока ( $\rho = mc^2/xT_0$ ).

Рис. 2. Расчетные (сплошные кривые) и экспериментальные (кружки) зависимости интенсивности всплесков от времени на различных частотах. Интенсивности  $S_1$  и  $S_2$  рассчитаны соответственно для генерации излучения на первой и второй гармониках плазменной частоты.

Рис. 3. Модель солнечной короны.

- модель корональных лучей с уменьшенной в четыре раза концентрацией (учтено преимущественное излучение на частоте  $2\omega_L$ );
- средняя солнечная корона (Zirin, 1966);
- модель корональных лучей, полученная по всплескам III типа (Hariz, 1969);
- ..... профиль электронной концентрации, полученный по методике, изложенной в статье, для случая  $\omega = \omega_L$ ;
- o o o o - то же для случая  $\omega = 2\omega_L$ .



## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Allen, J.A. van, Krimigis, S.M., 1965, J.Geoph.Res., 70, 5737.
2. Anderson, K.A., Lin, R.P., 1966, Phys.Rev.Lett., 16, 1121.
3. Fainberg, J., Stone, R.G., 1970, preprin.
4. Hartz, T.R., 1969, Planet.Space Sci., 17, 267.
5. Калман С.А., Цитович В.Н., 1967, Астрон.журн., 44, 1194.
6. Lin, R.P., Anderson, K.A., 1967, Solar Phys., 1, 446.
7. Рязов Д.Д., Сагдеев Р.З., 1970, ИЭТФ, 58, 739.
8. Smith, D.F., 1969, SUIPR report, N 309.
9. Smith D.F., 1970, Доклад на XIV Генеральной ассамблее IAC, Брайтон.
10. Stewart, R.T., 1965, Austral.J.Phys., 18, 67.
11. Калезняков В.В., Зайцев В.В., 1970, Астрон.журн., 47, 60.
12. Zirin, H., The Solar Atmosphere, Waltham-Massachusetts-Toronto-London, 1966. (Русский перевод: Г.Зирин, Солнечная атмосфера, Москва, Мир, 1969).

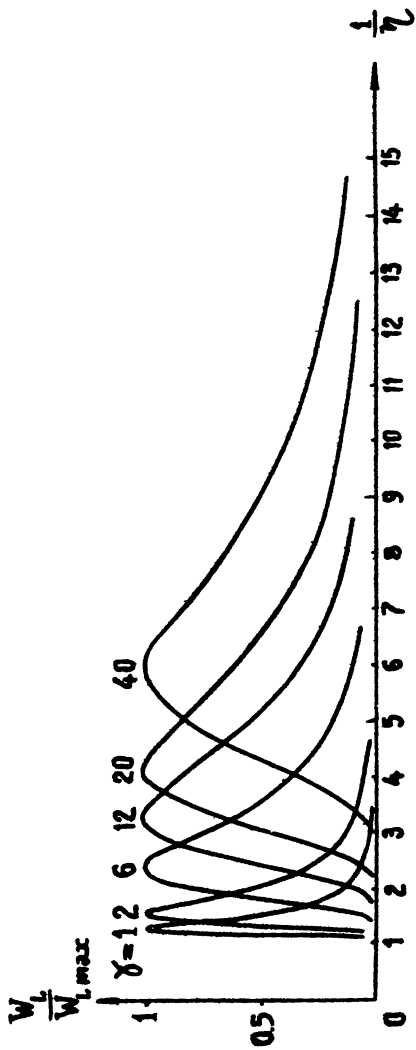
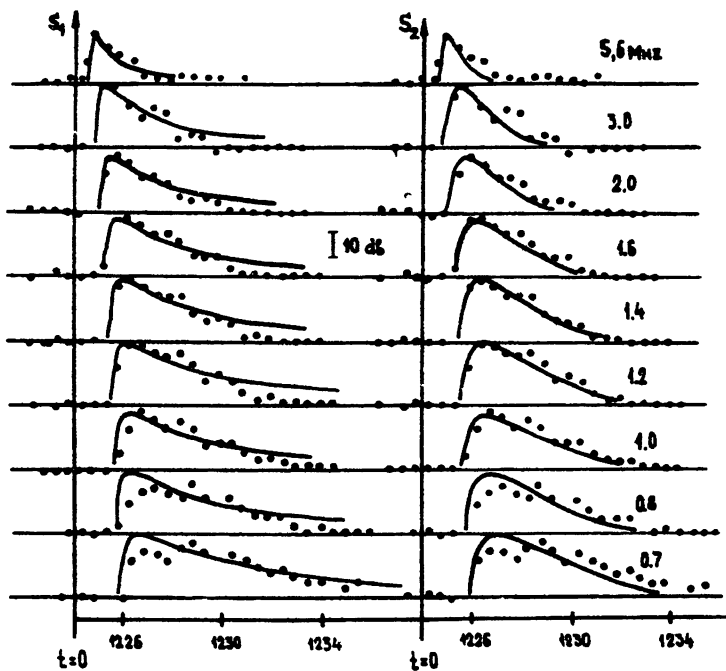
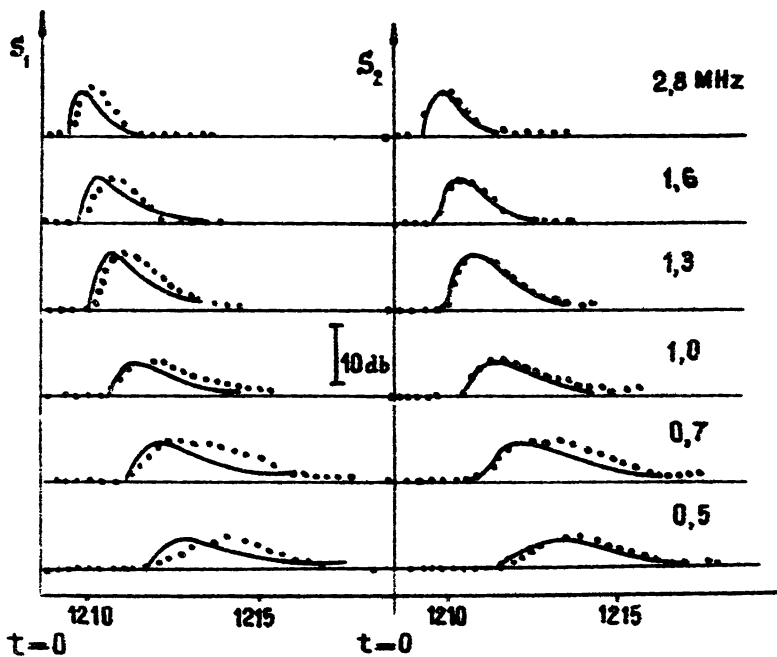


Рис. 1



VT, december 27, 1963. (Hertz, 1963)

Рис. 2 - а



$\nu T$ , august, 11, 1968  
 Fainberg, Stone (1970)

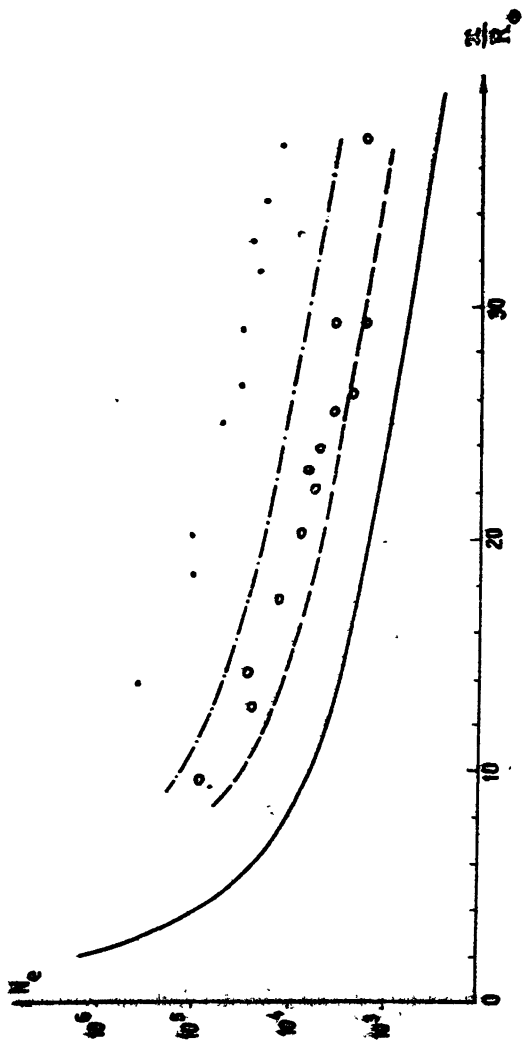


Рис. 3