ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XXIX, № 6 РАДИОФИЗИКА 1986

УДК 537.874.4

ОБ УСРЕДНЕННЫХ КВАДРАТИЧНЫХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ ВОЛН В СРЕДАХ С ПЛАВНЫМИ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ

В. Г. Гавриленко, С. С. Петров, А. А. Семериков

На основе волнового уравнения изучено поведение временного спектра электромагнитного поля в нестационарном трехмерно-неоднородном диэлектрике. При помощи «локальной» процедуры Чернова, примененной к геометрооптическому уравнению сохранения адиабатического инварианта, исследуются энергетические характеристики волн в различных нестационарных системах. Обсуждается вопрос о связи результатов с выводами, получающимися методом возмущений из геометрооптических уравнений.

К числу наиболее важных вопросов теории распространения волн в нестационарных случайно-неоднородных средах без диссипации относится исследование параметрического энергообмена поля со средой и преобразования спектральных характеристик излучения. Его решение сводится к вычислению усредненных квадратичных характеристик поля волны, таких, как интенсивность (квадрат амплитуды), плотность энергии, плотность потока энергии и спектр мощности. Этой проблеме в настоящее время посвящено достаточно большое число работ, хотя и нельзя считать вопрос исчерпанным. Впервые такая задача последовательно решалась в [1]. В этой работе и статьях [2–4] расчеты проводятся на основе приближения нестационарной геометрической оптики [5] методом возмущений. Этот метод обладает несомненными достоинствами простоты, наглядности и универсальности, но ограничен требованием малости флуктуаций амплитуды волны. Существует ряд работ [6, 7], в которых рассматриваются немалые флуктуации амплитуды. В [6] также на основе уравнений нестационарной геометрической оптики* решается задача с начальными условиями. В [7] анализ ограничен случаем недиспергирующей среды с одномерными неоднородностями. Другой подход к решению аналогичных задач основан на квантовом описании классических систем [9]. Точное соответствие между результатами всех указанных работ установить в настоящее время не удается, и на этом вопросе мы останавливаться не будем.

В настоящей работе методом статистических моментов [10, 11] исследуются квадратичные характеристики поля в трехмерно-неоднородной недиспергирующей среде с временными флуктуациями. Кроме того, для некоторых систем, эквивалентных одномерным, из уравнений геометрической оптики локальным методом Чернова [10] выводятся и решаются уравнения для усредненных энергетических характеристик волны.

И в том и в другом случае рассматриваются статистически-стационарные задачи с граничным условием. Везде флуктуации параметров среды считаются малыми, но на изменение амплитуды ограничения не накладываются.

Запишем волновое уравнение для электрического поля E в недиспергирующей прозрачной среде в пренебрежении эффектами деполяризации в виде

$$\left(\Delta - \frac{1}{u^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) E(\boldsymbol{r}, t) = \frac{1}{u^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}(\tilde{\varepsilon} E), \qquad (1)$$

* Эти же уравнения лежат в основе работы [8].

где Δ — трехмерный оператор Лапласа, $\tilde{\varepsilon}(\boldsymbol{r}, t) = \frac{\varepsilon(\boldsymbol{r}, t) - \varepsilon_0}{\varepsilon_0}$, $u = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_0}}$.

Диэлектрическая проницаемость $\varepsilon(\boldsymbol{r}, t)$ предполагается стационарной и однородной случайной функцией со средним значением ε_0. Для дальнейшего удобно представить поле E в виде интеграла Фурье по частоте:

$$E(\boldsymbol{r}, t) = \int E(\boldsymbol{r}, \omega)\, e^{-i\omega t}\, d\omega.$$

Считая, что поле в среде создается стационарным источником, находящимся в плоскости $z=0$, и бежит в сторону положительных z, будем. описывать распространение волны интегральным уравнением для гармонической составляющей поля $E(\boldsymbol{r}, \omega)$:

$$E(\boldsymbol{r}, \omega) = E_0(\boldsymbol{r}, \omega) - k_\omega^2 \int_0^z dz' \int_{-\infty}^{\infty} g_\omega(\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}')\, d^2\rho' \int_{-\infty}^{\infty} E(\boldsymbol{r}', \nu) \times \tag{2}$$
$$\times\, \tilde{\varepsilon}(\boldsymbol{r}', \omega - \nu)\, d\nu,$$

где $E_0(\boldsymbol{r}, \omega)$ — волновое поле в отсутствие неоднородностей, $k_\omega = \omega/u$, $\boldsymbol{\rho} = \{x, y\}$, $g_\omega(\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}') = -(4\pi|\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}'|)^{-1} \exp(ik_\omega |\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}'|)$. В уравнении (2) мы пренебрегли влиянием неоднородностей, лежащих по оси z дальше от источника, чем точка наблюдения, т. е. рассеянием назад.

Чтобы перейти к замкнутому уравнению для второго момента поля, более удобно исходить из интегродифференциального стохастического уравнения. Такое уравнение можно получить, если разложить $E(\boldsymbol{r}, \omega)$ по плоским волнам с волновым числом k_ω:

$$E(\boldsymbol{r}, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} U(\boldsymbol{\varkappa}, z, \omega) \exp[i\boldsymbol{\varkappa}\boldsymbol{\rho} + ih(\omega, \boldsymbol{\varkappa})\, z]\, d^2\varkappa,$$

где $h(\omega, \boldsymbol{\varkappa}) = \sqrt{k_\omega^2 - \varkappa^2}$, $\boldsymbol{\varkappa} = \{\varkappa_x, \varkappa_y\}$. Тогда «амплитуда» $U(\boldsymbol{\varkappa}, z, \omega)$ удовлетворяет уравнению

$$\frac{\partial U(\omega, \boldsymbol{\varkappa}, z)}{\partial z} = -\frac{k_\omega^2}{2ih(\omega, \boldsymbol{\varkappa})} \int d\nu \int_{-\infty}^{\infty} U(\nu, \boldsymbol{\varkappa} - \boldsymbol{p}, z) \times \tag{3}$$
$$\times\, \tilde{\varepsilon}(\omega - \nu, \boldsymbol{p}, z) \exp\{iz[h(\nu, \boldsymbol{\varkappa} - \boldsymbol{p}) - h(\omega, \boldsymbol{\varkappa})]\}\, d^2 p.$$

Исходя из (3), получим уравнение для пространственно-временного спектра мощности поля

$$S(\omega, \boldsymbol{\varkappa}, z) = (2\pi)^{-3} \int d\tau \int_{-\infty}^{\infty} \langle E(t, \boldsymbol{\rho}_1, z)\, E^*(t + \tau, \boldsymbol{\rho}_1 + \boldsymbol{\rho}, z)\rangle \times$$
$$\times \exp(-i\boldsymbol{\varkappa}\boldsymbol{\rho} + i\omega\tau)\, d^2\rho,$$

связанного с «амплитудой» $U(\omega, \boldsymbol{\varkappa}, z)$ соотношением [11]

$$S(\omega, \boldsymbol{\varkappa}, z)\, \delta(\omega - \omega_1)\, \delta(\boldsymbol{\varkappa} - \boldsymbol{\varkappa}_1) = \langle U(\omega, \boldsymbol{\varkappa}, z) U^*(\omega_1, \boldsymbol{\varkappa}_1, z)\rangle.$$

Для этого удобно воспользоваться уже упомянутой методикой Чернова. После расщепления корреляций искомое уравнение переноса принимает вид

$$\frac{\partial S(\omega, \varkappa, z)}{\partial z} = \frac{k_\omega^2}{4u^2 h(\omega, \varkappa)} \int d\nu \int\limits_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{\omega^2}{h(\omega, \varkappa)} S(\nu, \varkappa - p, z) - \right.$$

$$\left. - \frac{\nu^2}{h(\nu, \varkappa - p)} S(\omega, \varkappa, z) \right] \int\limits_{-\infty}^{\infty} \Phi(\omega - \nu, p, \xi) \times \tag{4}$$

$$\times \exp \{ i\xi [h(\nu, \varkappa - p) - h(\omega, \varkappa)] \} d^2 p d\xi,$$

где $\Phi(\omega - \nu, p, \xi) = (2\pi)^{-3} \int d\tau \int\limits_{-\infty}^{\infty} B(\tau, \rho, \xi) \exp [i(\omega - \nu)\tau - ip\rho] d^2\rho$ — фурье-образ корреляционной функции $B(\tau, \rho, \xi)$ параметра $\tilde{\varepsilon}(t, \boldsymbol{r})$. В стационарном случае (4) переходит в соответствующее уравнение работы [12].

Исследуем поведение временного спектра мощности поля $S(\omega, z)$ в зависимости от расстояния. Эта величина получается интегрированием пространственно-временного спектра $S(\omega, \varkappa, z)$ по $\varkappa$:

$$S(\omega, z) = \int\limits_{-\infty}^{\infty} S(\omega, \varkappa, z) d^2 \varkappa.$$

Дальнейший анализ удается провести лишь в малоугловом приближении [11], когда можно с большой точностью положить

$$h(\omega, \varkappa) = k_\omega (1 - \varkappa^2 / 2k_\omega^2). \tag{5}$$

Кроме того, в области сильных флуктуаций фазы уравнение (4) может быть еще более упрощено путем замены функции $S(\nu, \varkappa - p, z)$ первыми членами ее разложения в ряд:

$$S(\nu, \varkappa - p, z) \simeq \left[1 - (p\nabla) + \frac{(p\nabla)^2}{2} \right] \times$$

$$\times \left[1 - (\omega - \nu) \frac{\partial}{\partial \omega} + \frac{(\omega - \nu)^2}{2} \frac{\partial^2}{\partial \omega^2} \right] S(\omega, \varkappa, z).$$

Известно [7, 13], что эта процедура применима, если характерная ширина функции S по переменным ω и $\varkappa$ много больше ширины спектра флуктуаций диэлектрической проницаемости $\Phi(\omega, \varkappa, \xi)$. Если этому условию удовлетворяет уже излучение источника, то результаты получаются практически точными на любых дистанциях z. Если же начальная ширина спектра излучения мала, то упрощенное уравнение правильно описываст поведение спектра в области сильных флуктуаций фазы волны (при ярко выраженном многократном рассеянии).

Пренебрегая малыми поправками порядка $(\varkappa / k_\omega)^n$, $n \geqslant 3$, после интегрирования по $\varkappa$ получаем замкнутое уравнение для временного спектра $S(\omega, z)$:

$$\frac{\partial S(\omega, z)}{\partial z} = -\frac{1}{8} \left[k_\omega^2 \frac{\partial^2 S(\omega, z)}{\partial \omega^2} \int\limits_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial^2 B(\xi/u, 0, \xi)}{\partial \tau^2} d\xi + \right.$$

$$\left. + k_\omega \frac{\partial S(\omega, z)}{\partial \omega} \int\limits_{-\infty}^{\infty} \xi \frac{\partial}{\partial \tau} \Delta_\perp B(\xi/u, 0, \xi) d\xi + S(\omega, z) \int\limits_{-\infty}^{\infty} \Delta_\perp B(\xi/u, 0, \xi) d\xi \right], \tag{6}$$

где $\Delta_\perp = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$.

Положим, что источник излучает плоскую волну частоты ω_0, т. е.

$$S(\omega, 0) = \delta(\omega - \omega_0) . \tag{7}$$

Тогда решение уравнения (6) имеет вид

$$S(\omega, z) = \exp\left[-\frac{z}{8}\int\limits_{-\infty}^{\infty} \Delta_\perp B(\xi/u, 0, \xi)\, d\xi\right] (2\pi \langle\omega_1^2\rangle)^{-1/2} \times$$
$$\times \exp\left[-\frac{(\omega_0 \ln(\omega/\omega_0) - \langle\omega_1^2\rangle/2\omega_0 - bz\omega_0/2u)^2}{2\langle\omega_1^2\rangle}\right], \tag{8}$$

где $\langle\omega_1^2\rangle$ — дисперсия флуктуаций частоты, вычисленная в приближении геометрической оптики методом возмущений [1]:

$$\langle\omega_1^2\rangle = -\frac{\omega_0^2}{4u^2} z \int\limits_{-\infty}^{\infty} \left.\frac{\partial^2 B(\tau, 0, 0, \xi)}{\partial\tau^2}\right|_{\tau=\xi/u} d\xi; \tag{9}$$

$$b = \int\limits_{-\infty}^{\infty} \xi \frac{\partial}{\partial\tau} \Delta_\perp B(\xi/u, 0, \xi)\, d\xi. \tag{10}$$

Среднюю интенсивность волны $\langle I(z)\rangle = \int\limits_{-\infty}^{\infty} S(\omega, z)\, d\omega$ легче всего найти непосредственно из (6) путем интегрирования по ω:

$$\langle I(z)\rangle = \exp\left[-\frac{z}{8}\int\limits_{-\infty}^{\infty} \Delta_\perp B(\xi/u, 0, \xi)\, d\xi + \frac{\langle\omega_1^2\rangle}{\omega_0^2} + \frac{bz}{8u}\right]. \tag{11}$$

Анализ выражения (8) показывает, что спектр представляет собой несимметричную кривую, максимум которой находится на частоте

$$\omega^* = \omega_0 \exp(\langle\omega_1^2\rangle/2\omega_0^2 + bz/2u). \tag{12}$$

Смещение максимума спектра, очевидно, складывается из двух компонент: первое слагаемое в показателе экспоненты в (12) такое же, как и в случае одномерной нестационарной среды [7], а второе связано с трехмерностью неоднородностей.

Если выполнено условие квазимонохроматичности

$$\langle\omega_1^2\rangle \ll \omega_0^2, \tag{13}$$

то спектр (8) близок к гауссовой функции, так как при $|\omega - \omega_0| \ll \omega_0$ можно приближенно записать $\omega_0 \ln(\omega/\omega_0) \simeq \omega - \omega_0$. Эта гауссова кривая смещена относительно начальной частоты ω_0 на

$$\Delta\omega = \langle\omega_1^2\rangle/2\omega_0 + \omega_0 bz/2u \tag{14}$$

и имеет ширину порядка $\sqrt{\langle\omega_1^2\rangle}$.

Отметим, что ширина спектра при выполнении (13) совпадает с рассчитанной методом возмущений, примененным к уравнениям геометрической оптики в [1]. Что же касается смещения максимума, то выражение (14) не удается получить методом возмущений, поскольку при этом традиционно используется предположение о нормальности распределения фазы волны, которое некорректно для поправок второго порядка по параметру $\tilde{\varepsilon}$.

Что касается средней интенсивности поля, то ее возрастание вдоль z описывается тремя слагаемыми в (11): первое из них — чисто пространственное — вызвано флуктуациями направления групповой скорости [1], второе, такое же как и в одномерной среде, определяется изменением амплитуды из-за параметрических эффектов [1], а третье вызвано корреляцией флуктуаций направления групповой скорости с флуктуациями частоты. Отметим, что с двумя последними отмеченными факторами связано также возрастание среднего потока энергии вдоль z, проанализированное в [2] методом геометрической оптики.

В квазимонохроматическом случае после разложения (11) в ряд получается выражение, которое может быть найдено в приближении геометрической оптики методом возмущений.

В анизотропных и диспергирующих средах анализ усредненных квадратичных характеристик волн рассмотренным выше методом сильно усложняется. Между тем в отдельных случаях, когда поле в среде с трехмерными неоднородностями описывается одномерными уравнениями, удается вычислить некоторые энергетические величины в приближении геометрической оптики при немалых флуктуациях амплитуды. Это относится к альфвеновским волнам и волнам пространственного заряда, исследованным в [3, 4] методом возмущений.

У альфвеновской волны в магнитоактивной плазме групповая скорость направлена вдоль внешнего магнитного поля $\boldsymbol{B}_0$ и ее флуктуации не накапливаются с расстоянием. Считая, что средняя скорость турбулентного потока плазмы V_0 совпадает по направлению с внешним магнитным полем, можно записать усредненное уравнение сохранения адиабатического инварианта в виде [4]

$$\frac{\partial}{\partial z}\langle S_z\rangle = -\left\langle\frac{c^2}{(v_A \pm V)^2}\,\frac{1}{N}\,\frac{\partial N}{\partial t}E^2\right\rangle, \qquad (15)$$

где $S_z = \pm(2c^2/v_A)(\cos\theta)E^2$ — проекция вектора плотности потока энергии на ось z быстрой (знак «+») и медленной (знак «—») альфвеновской волны в движущейся плазме, E — напряженность электрического поля, $v_A = B_0/\sqrt{4\pi NM}$ — альфвеновская скорость, $N(\boldsymbol{r}, t)$ — концентрация ионов в полностью ионизованной плазме или концентрация нейтральных молекул в слабоионизованной плазме, M — масса ионов или молекул, θ — угол между $\boldsymbol{B}_0$ и осью z. Временные флуктуации концентрации вызваны турбулентным движением плазмы. Предполагается, что в плоскости $z=0$ возбуждается плоская волна частоты ω_0 с волновым вектором, параллельным оси z. К уравнению (15) удается применить локальный метод Чернова [10] и найти

$$\langle S_z\rangle = S_{z0}\exp\left\{\frac{\langle\omega_1^2\rangle}{\omega_0^2}\right\}, \qquad (16)$$

где $\langle\omega_1^2\rangle$ — дисперсия частоты, вычисленная методом возмущений [4]. В квазимонохроматическом случае (16) переходит в соответствующее выражение работы [4]. По такому же закону нарастают с расстоянием плотность энергии и интенсивность волны.

В отличие от всех предыдущих случаев фазовая скорость волн пространственного заряда в турбулентном плазменном потоке зависит от частоты [3]. Однако групповая скорость совпадает с макроскопической скоростью плазмы, и поэтому для потока с постоянной средней скоростью, направленной вдоль z, усредненное уравнение, описывающее изменение амплитуды волны, является одномерным. Его удобно записать в виде [1]

$$\frac{\partial}{\partial z}\left\langle\frac{S_z}{\omega}\right\rangle = 0, \qquad (17)$$

где

$$S_z = \pm (\omega/\omega_p)(V_0 + v_z)E^2, \quad \omega_p = \sqrt{4\pi e^2 N/m},$$

$v_z(\boldsymbol{r}, t)$ — проекция пульсационной скорости на ось z, $N(\boldsymbol{r}, t)$—концентрация, e и m — заряд и масса электрона. Легко видеть, что частота в уравнение (17) не входит. Поэтому снова удается применить локальный метод для получения замкнутого уравнения относительно $\langle E^2 \rangle$. В результате решения получаем, что средняя интенсивность сохраняется вдоль z, если пренебречь ненакапливающимися эффектами. Что касается потока и плотности энергии, то, поскольку их связь с интенсивностью зависит от частоты, флуктуации которой накапливаются с расстоянием [3], средние значения указанных величин сохраняются, строго говоря, только в рамках применимости метода возмущений. Следует указать, что в работе [3] при вычислении $\langle S_z \rangle$ методом возмущений допущена неточность.

Необходимо отметить, что применение локального метода Чернова к волнам в быстродвижущихся средах требует известной осторожности. Так, в случае быстрой альфвеновской волны необходимо выполнение неравенства

$$\left[\frac{v_A}{(v_A + V_0)}\right] z \gg l, \tag{18}$$

где l — характерный пространственный масштаб неоднородностей, а для медленной альфвеновской и волн пространственного заряда ограничение еще более жесткое:

$$(\sqrt{\langle v^2 \rangle}/u^2) z \gg l, \tag{19}$$

где u — групповая скорость. Очевидно, что неравенство (19) не позволяет указанным методом рассматривать случай «замороженного» потока.

Подводя итоги, отметим, что во всех рассмотренных выше недиспергирующих системах параметрический энергообмен приводит к возрастанию средней энергии и интенсивности волны. На основании полученных результатов можно также сделать вывод, что в средах без дисперсии метод возмущений в приближении геометрической оптики дает правильные результаты при вычислении энергетических характеристик волны и ширины временного спектра мощности. Что же касается таких тонких эффектов, как смещение максимума спектра, требующих при расчете методом геометрической оптики знания законов распределения флуктуирующих параметров волны, то их анализ необходимо проводить более строго, исходя из волнового уравнения.

В заключение авторы выражают признательность Н. С. Степанову за полезное обсуждение результатов этой работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гавриленко В. Г., Степанов Н С. — Изв вузов — Радиофизика, 1973, **16**, № 1, с. 69.
2. Гавриленко В. Г., Кром М. Н., Степанов Н. С. — Изв. вузов — Радиофизика, 1977, **20**, № 8, с. 1181.
3. Гавриленко В. Г., Пикулин В. Д., Семериков А. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1983, **26**, № 2, с. 200.
4. Гавриленко В. Г., Джандиери Г. В., Семериков А. А. — Физика плазмы, 1985, **11**, № 10, с. 1193.
5. Кравцов Ю. А., Орлов Ю. И Геометрическая оптика неоднородных сред. — М.: Наука, 1980.
6. Гурбатов С. Н., Саичев А М. — Изв. вузов — Радиофизика, 1975, **18**, № 5, с. 724; 1976, **19**, № 9, с. 1359.
7. Музычук О. В., Саичев А И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1978, **21**, № 8, с. 1185.
8. Барабаненков Ю. Н., Озрин В. Д. — Изв. вузов — Радиофизика, 1982, **25**, № 2, с. 180; Тезисы XIV Всесоюзной конференции по распространению радиоволн — Л, 1984, ч. 1, с. 341.
9. Кром М. Н., Степанов Н. С. — Изв. вузов — Радиофизика, 1983, **26**, № 12. с. 1540.
10. Чернов Л. А. Волны в случайно-неоднородных средах. — М.: Наука, 1975.

11. Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику. Ч. II. — М.: Наука, 1978.
12. Осташев В. Е., Татарский В. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1979, 22, № 2, с. 170.
13. Исимару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. Ч. I. — М.: Мир, 1981.

Горьковский государственный университет

Поступила в редакцию 16 января 1985 г.

ON THE AVERAGE QUADRATIC CHARACTERISTICS OF WAVES IN MEDIA WITH SMOOTH SPATIAL-TEMPORAL IRREGULARITIES

V. G. Gavrilenko, S. S. Petrov, A. A. Semerikov

The evolution of electromagnetic field temporal spectrum in non-stationary dielectric having three-dimensional irregularities is studied on the basis of wave equation. Applying the Chernov «local» procedure to geometric-optical equation of conservation of adiabatic invariant energy wave, characteristics are investigated in various non-stationary systems. The problem of agreement between the results and conclusions obtained by the perturbation method from geometric-optical equations is discussed.

ИНФОРМАЦИЯ

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 1985, т. 62, вып. 2

Аннотации статей, представляющих интерес для читателей «Радиофизики»

Щекинов Ю. А., Энтэль М. Б. Инфракрасное излучение протоскоплений галактик («блинов») и протогалактик.

Рассчитаны характеристики ИК-линий HI и H_2, излучаемых: а) газом протоскоплений галактик на стадиях, предшествующих образованию первых звезд и галактик, и б) гигантскими зонами H II, возбуждаемыми звездным населением ранних галактик.

Зинченко И. И., Лапинов А. В. Профили линий CO в холодных межзвездных облаках.

Обсуждается проблема корректной интерпретации профилей линий CO в темных облаках в случае, когда на контуре линии имеется провал. Впервые показано, что в некоторых случаях такие профили могут быть получены в рамках коллапсирующей микротурбулентной модели с температурой возбуждения, растущей к краю облака. Приводятся профили, рассчитанные для сферически-симметричного облака с плотностью, спадающей к периферии по степенному закону $n(r) \propto r^{-2}$, и при разных вариантах изменения скорости сжатия по радиусу. Результаты расчетов сопоставляются с данными наблюдений.

Фомичев В. В., Черток И. М. Соотношение между γ-излучением, радиовсплесками и потоками протонов от солнечных вспышек.

Проанализированы данные о солнечных γ-вспышках, в том числе о 24 вспышках с γ-линиями, зарегистрированных до июня 1982 г. Показано, что с точки зрения радиоизлучения различия между вспышками с γ-линиями и без них носят чисто количественный характер: первые сопровождаются наиболее интенсивными микроволновыми всплесками. Метровые всплески II типа не являются отличительной особенностью вспышек с γ-линиями. Импульсные вспышки, независимо от наличия или отсутствия γ-линий, не сопровождаются значительными потоками протонов у Земли. В целом вопреки распространенному в литературе мнению, вспышки с γ-линиями не обнаруживают дефицита потока протонов в межпланетном пространстве по сравнению с аналогичными вспышками без γ-линий. Результатам количественной диагностики протонных вспышек по радиовсплескам не противоречит наличие вспышек без обнаружимого γ-излучения в линиях, но с заметным повышением потока протонов у Земли.

(Окончание см. с. 713)